



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

КОНФЕРЕНЦИЯ «СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И КВАНТОВЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ»

3 июня 2016 г., г. Москва, г. Троицк

ТЕЗИСЫ

Программный комитет:

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

Оргкомитет:

С.М. Стишов, академик (ИФВД РАН) (председатель)
В.В. Бражкин, чл.-корр. РАН (ИФВД РАН)
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

Слабый фазовый переход первого рода в MnSi: дилатометрическое исследование

А.Е. Петрова, С.М. Стишов

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

Киральный магнитный фазовый переход в MnSi принадлежит к классу слабых фазовых переходов первого рода. В действительности, скачки термодинамических величин при фазовом переходе в MnSi чрезвычайно малы ($\Delta V/V \approx 10^{-6}$, $\Delta S/R \approx 10^{-4}$), что ставит вопрос о допустимых пределах скачкообразных изменений физических величин при фазовых переходах.

Фазовый переход в MnSi идентифицирован как фазовый переход первого рода, индуцируемый флуктуациями. Магнитное поле, подавляя флуктуации, может привести к трикритическим явлениям и последующему фазовому переходу второго рода. Именно эта ситуация описана в работе [1], посвященной исследованию теплоемкости в MnSi в магнитном поле. В настоящей работе сообщаются результаты дилатометрических исследований MnSi, не подтверждающие выводы работы [1] о существовании трикритической точки на H-T линии фазовых переходов в MnSi.

Обсуждаются детали поведения скачка объема при фазовом переходе как функции магнитного поля.

1. A. Bauer, M. Garst, and C. Pfleiderer, Phys.Rev.Lett. 110, 177207 (2013).

Устойчивость сверхпроводящего d-спаривания в купратах при учете межузельного кулоновского отталкивания дырок на ионах кислорода

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

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

В работе продемонстрировано, что учет в элементарной ячейке CuO_2 -плоскости купратных сверхпроводников двух ионов кислорода, а также сильной спин-зарядовой связи между подсистемами дырок на ионах меди и кислорода, приводит к устойчивости сверхпроводящей фазы с d -типом симметрии параметра порядка относительно кулоновского отталкивания дырок, находящихся на соседних ионах кислорода. Эффект обусловлен тем, что кулоновский потенциал из-за его симметричных свойств выпадает из интегрального уравнения самосогласования для сверхпроводящего d -спаривания спин-поляронных квазичастиц. При этом s -спаривание, остается подверженным влиянию отмеченного кулоновского взаимодействия и подавляется им. Этот результат снимает давно стоявшую проблему о причине реализации в купратах сверхпроводящей d -фазы, несмотря на влияние сильного кулоновского отталкивания дырок на ближайших ионах кислорода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-02-00073), Комплексной программы СО РАН № П.2П и Стипендии Президента РФ (СП-1361.2015.1).

Спиновые возбуждения и магнитные фазовые переходы в модели Китаева-Гейзенберга

Н.М. Плакида^а, А.А. Владимиров^а, Д. Иле^б

^а*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

^б*Institute for Theoretical Physics, Leipzig University, Germany*

В последнее время большое внимание привлекает исследование оксидов $4d$ и $5d$ переходных металлов, где сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к перепутыванию спиновых и орбитальных переменных и существенно анизотропному взаимодействию псевдоспинов j_{eff} - полных угловых моментов (см. обзор [1]). Подобное взаимодействие наблюдается в соединениях иридия, где сильное спин-орбитальное взаимодействие для $5d$ электронов в Ir^{4+} на орбиталях t_{2g} в кристаллическом поле приводит к расщеплению зоны t_{2g} на две подзоны: полностью заполненной зоны с эффективными орбитальными моментами $j_{\text{eff}} = 3/2$ и наполовину заполненной зоны с $j_{\text{eff}} = 1/2$. В последней даже небольшое кулоновское взаимодействие приводит к переходу в состояние моттовского изолятора. Взаимодействие псевдоспинов $j_{\text{eff}} = 1/2$ в этом случае может быть описано в рамках квази-двумерной модели Китаева-Гейзенберга, предложенной для описания соединений A_2IrO_3 ($\text{A} = \text{Li}, \text{Na}$)

$$H = J \sum_{\langle ij \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + K \sum_{\langle ij \rangle_\gamma} S_i^\gamma S_j^\gamma, \quad (1)$$

где $S = 1/2$ - псевдоспины на гексагональной решетке, J - изотропное гейзенберговское взаимодействие для ближайших соседей $\langle i, j \rangle$ и K - взаимодействие на ближайших соседях $\langle i, j \rangle_\gamma$, зависящее от ориентации спинов $\gamma = x, y, z$ на связях в модели Китаева [5].

В докладе рассматривается модель (1), для которой вычисляется спектр спин-волновых возбуждений, намагниченность подрешеток и температуры фазовых переходов для четырех упорядоченных фаз, наблюдаемых при изменении параметров модели: антиферромагнитной, страйп-фазы, ферромагнитной и зигзаг фазы.

При вычислениях используется метод уравнений движения для двухвременных спиновых функций Грина в приближении случайных. Результаты сравниваются с экспериментальными данными для зигзаг фазы в Na_2IrO_3 [6]. Получено хорошее согласие для температурной зависимости намагниченности подрешеток с экспериментальными данными в [6]. Предложена оценка температура Нееля в этой системе в зависимости от анизотропии взаимодействия Китаева, $K_z \neq K_x = K_y$ или связи J_c между плоскостями. Работа опубликована в [7].

- [1] Nussinov Z. and van den Brink J., Rev. Mod. Phys. **87**, 1 (2015)
- [2] Jackeli G. and Khaliullin G., Phys. Rev. Lett. **102**, 017205 (2009).
- [3] Chaloupka J., Jackeli G. and Khaliullin G., Phys. Rev. Lett. **105**, 027204 (2010).
- [4] Chaloupka J., Jackeli G. and Khaliullin G., Phys. Rev. Lett. **110**, 097204 (2013).
- [5] Kitaev A., Ann. Phys. (Amsterdam) **321**, 2 (2006).
- [6] Choi S. K., Coldea R., Kolmogorov A. N., et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 127204 (2012).
- [7] Vladimirov A. A., Ihle D., and Plakida N. M. JETP **149**, No.6, (2016) [arXiv:1602.01961].

Роль локальной геометрии в формировании спиновой и орбитальной структуры соединений переходных металлов

К.И. Кугель¹, Д.И. Хомский², А.О. Сбойчаков¹, С.В. Стрельцов³

¹Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук

²II. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Germany

³Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

Сильнокоррелированные электронные системы с орбитальным упорядочением уже многие годы являются предметом активного исследования в физике твёрдого тела. Орбитальное упорядочение не только с сопровождает изменениями кристаллической структуры (или вызывается ими), но и в значительной степени определяет магнитные свойства многих материалов, например, оксидов переходных металлов.

В случае двукратного орбитального вырождения в простых кристаллических решётках, например, в перовскитах AMO_3 , где октаэдры MO_6 имеют общие вершины, типичная ситуация такова, что ферро-орбитальное упорядочение приводит к антиферромагнитному обменному взаимодействию между спинами, а антиферро-орбитальное упорядочение способствует спиновому ферромагнетизму. Это утверждение стало уже чем-то вроде "фольклора", и оно часто используется для объяснения или предсказания типа магнитного упорядочения в конкретных системах. Однако оно применимо только для систем с определённым типом геометрии, а именно там, где реализуется 180-градусный сверхобмен металл-кислород-металл (М-О-М). В твёрдых телах реализуется много других ситуаций, где это общее положение (ферро-орбитали-антиферро-спины и наоборот) может не работать и действительно не работает. Одна из таких ситуаций возникает тогда, когда у соседних ионов переходного металла имеется два общих кислорода, т.е. для систем, где октаэдры MO_6 имеют общую сторону и сверхобмен М-О-М уже 90-градусного типа. Обе эти ситуации, когда октаэдры MO_6 либо общую вершину, либо общую сторону, довольно хорошо изучены теоретически. Существует, однако, еще и третья, хуже изученная ситуация, когда октаэдры MO_6 имеют общую грань. Здесь сверхобмен осуществляется через три кислорода. В этом случае ситуация с орбитальным упорядочением и с соответствующим обменным взаимодействием (спиновым и орбитальным) практически не исследовалась. Тем не менее, существует множество соединений переходных металлов с такой геометрией. Таковы, например, гексагональные кристаллы BaCoO_3 и CsCuCl_3 , содержащие бесконечные цепочки октаэдров с общими гранями, и ряд подобных систем с конечными отрезками таких цепочек, в частности, BaIrO_3 или BaRuO_3 .

Мы рассматриваем вид спин-орбитального сверхобмена для соединений переходных металлов с двукратным и трехкратным орбитальным вырождением, когда соседние ионы переходных металлов окружены кислородными октаэдрами с общими гранями. Одним удивительным результатом нашего исследования является то, что в отличие от систем с двукратным орбитальным вырождением типа перовскитов со 180-градусными М-О-М связями, где орбитальная часть в гамильтониане имеет довольно сложную анизотропную форму, в геометрии с общими гранями для орбиталей реализуется симметричная модель гейзенберговского типа. Зачастую в такой геометрии октаэдры MO_6 имеют тригональные искажения. Эти локальные искажения ведут к расщеплению трехкратно вырожденных t_{2g} -уровней на синглет a_{1g} и дублет e_g^π . Мы демонстрируем, что для частично заполненного дублета e_g^π вид сверхобменного гамильтониана практически такой же, как и для "настоящих" e_g -электронов, но в этом случае орбитальный момент не заморожен и ненулевая спин-орбита приводит к весьма нетривиальным эффектам, которых мы также касаемся в нашем докладе [1, 2].

1.Kugel K.I., Khomskii D.I., Sboychakov A.O., Streltsov S.V., Phys. Rev. B **91**, 155125 (2015).

2.Кугель К.И., Хомский Д.И., Сбойчаков А.О., Стрельцов С.В., ЖЭТФ **149**, 562 (2016).

Скирмионные решетки в моносилциде марганца

С.В. Демишев, И.И. Лобанова, В.В. Глушков, Н.Е. Случанко

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

В работе сообщается о последних результатах в области исследования скирмионных состояний, полученных в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН [1].

Известно, что магнитная фазовая диаграмма нецентросимметричного кирального магнетика MnSi характеризуется наличием необычной магнитной фазы (т.н. А-фазы) в которой топологически стабильные узлы в спиновой конфигурации (скирмионы) образуют состояние типа решетки вихрей Абрикосова. Однако, выбор наиболее адекватной теоретической модели описывающей фазу скирмионной решетки, а также вопрос о стабильности плотной скирмионной фазы до настоящего времени остаются предметом дискуссий. В настоящей работе сообщается о прецизионном исследовании угловых зависимостей магнитосопротивления (МС) в различных магнитных фазах объемного MnSi. Поскольку у MnSi доминирует магнитное рассеяние, то из данных МС может быть полностью восстановлен вид магнитной фазовой диаграммы. Установлено, что область внутри А-фазы, которая является общей для всех ориентаций магнитного поля вдоль главных кристаллографических осей (ядро А-фазы) обладает особыми симметричными свойствами. Оказывается, что в ядре А-фазы магнитосопротивление изотропно, в то время как во всех окружающих ядро магнитных фазах (включая А-фазу) магнитосопротивление анизотропно и в кристаллической структуре MnSi существует выделенное направление магнитного рассеяния. Полученные данные свидетельствуют о магнитной неоднородности А-фазы, которая, по видимому, образована двумя различными типами скирмионных решеток. Приводятся аргументы в пользу модели в которой ядро А-фазы образовано конденсацией индивидуальных магнитных вихрей – скирмионов в фазу аналогичную решетке вихрей Абрикосова в сверхпроводниках.

Работа выполнена при поддержке программы РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии», «Электронные корреляции в сильно взаимодействующих системах».

1. I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, N.E. Sluchanko & S.V. Demishev. Scientific Reports, 6, 22101 (2016)

Анизотропия электронных транспортных и сверхпроводящих свойств FeSe

А.П. Орлов¹, А.В. Фролов¹, Д.А. Чареев², А.Н. Васильев², П.Д. Григорьев³, А.А. Синченко¹

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

²МГУ им. М.В. Ломоносова

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

Методом травления фокусированным ионным пучком (FIB) [1] на основе тонких (с толщиной 2 - 4 мкм) монокристаллов FeSe приготовлены структуры в виде микропостов, ориентированных как в плоскости проводящих слоев (a, b), так и в перпендикулярном направлении (вдоль оси c). Проведены сравнительные измерения электросопротивления и вольт-амперных характеристик (ВАХ) как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии. Впервые определена анизотропия проводимости в данном соединении и ее эволюция при изменении температуры. Показано, что сверхпроводимость в направлении наименьшей проводимости (вдоль оси c) является более «сильной», чем сверхпроводимость в плоскости проводящих слоев, демонстрируя более высокую критическую температуру, T_c , и значительно большие значения критической плотности тока, j_c . Обнаружено, что сверхпроводящие флуктуации (или фрагментарная сверхпроводимость) в направлении оси c наблюдаются до температур выше $T \sim 30$ K, в то время как в плоскости слоев они полностью отсутствуют при $T > 12$ K. Аналогичная анизотропия сверхпроводящих свойств наблюдалась ранее под давлением в органическом сверхпроводнике (TMTSF)₂PF₆ [2] и связывалась со спецификой сосуществования нескольких упорядоченных состояний. Полученные данные позволяют предложить новое объяснение аномально высокого возрастания T_c в FeSe под давлением.

Работа поддержана РФФИ и Программами РАН.

[1] Ю.И. Латышев, А.А. Синченко, Письма в ЖЭТФ, **75**, 714 (2002).

[2] N. Kang, B. Salameh, P. Auban-Senzier, D. Jérôme, C. R. Pasquier, and S. Brazovskii, Phys. Rev. B **81**, 100509(R) (2010).

Связанные состояния двух электронов в двумерных топологических изоляторах

В.А. Сабликов

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

Изучены квантовые состояния двух взаимодействующих друг с другом электронов в кристалле с инверсией электронной и дырочной зон такого типа, как в широко изучаемых в настоящее время двумерных топологических изоляторах. Основным результатом состоит в том, что в такой системе возможно образование связанных двухчастичных состояний с энергией в энергетической щели. Механизм спаривания связан с особенностями динамики электронов в условиях, когда каждая из частиц описывается суперпозицией состояний электронного и дырочного типа. При определенных значениях энергии в щели соотношение, в котором смешиваются электронная и дырочная компоненты, оказывается таким, что отталкивающий потенциал взаимодействия между электронами приводит к вращению частиц относительно центра общего масс и образованию связанного состояния, а не к уходу их на бесконечность. Задача решается в рамках kp приближения точно для модельного потенциала взаимодействия. Найдены условия образования связанных состояний в случае, когда суммарный импульс пары равен нулю, построена их классификация, изучены спектры и пространственное распределение электронной плотности, а также распределение плотности компонент спинора с разным спином и псевдоспином. Рассмотрено влияние движения пары как целого на энергию связанного состояния и его структуру.

Разрешение низкотемпературного парадокса в транспорте эпитаксиальных пленок топологических изоляторов

А.Ю. Кунцевич, А.А. Габдуллин, В.А. Прудкогяд, Ю.Г. Селиванов, Е.Г. Чижевский, В.М. Пудалов.

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

Большинство пленочных и монокристаллических образцов топологических изоляторов селенида и теллурида висмута, описанных в литературе, при гелиевых температурах демонстрируют логарифмический рост сопротивления с понижением температуры. С другой стороны, в них же наблюдается слабая антилокализация, которая должна приводить к логарифмическому понижению сопротивления с уменьшением температуры. Данное явление было названо низкотемпературным парадоксом [1], и в той же работе теоретически было аргументировано, что со слабой локализацией в системе сосуществует поправка от электрон-электронного взаимодействия [2], которая тоже логарифмическая по температуре, но большая по амплитуде. Поскольку, реальные топологические изоляторы оказываются, как правило, легированными, а значит с электронной точки зрения представляют собой смесь безмассовых поверхностных и массивных объемных зонных дираковских фермионов, описание межэлектронного взаимодействия в них через одну константу взаимодействия из температурной зависимости, по меньшей мере не полно.

В данной работе мы исследуем феноменологию квантовой поправки к проводимости от электрон-электронного взаимодействия в эпитаксиальных пленках селенида висмута толщиной 10-40 нм, используя коэффициент Холла [3]. На нескольких пленках мы впервые показываем, что (а) коэффициент Холла зависит от температуры (б) поправка от электрон-электронного взаимодействия, пересчитанная из коэффициента Холла в сумме со слабой антилокализацией в точности описывает низкотемпературную зависимость $R(T)$ (см Рис. 1).

Таким образом, нами было дано полностью феноменологическое описание квантового транспорта в пленках топологических изоляторов, основанное на том, что эффект Холла не точно даёт концентрацию носителей.

[1] Hai-Zhou Lu, Shun-Qing Shen, Finite-Temperature Conductivity and Magnetoconductivity of Topological Insulators, *Phys. Rev. Lett* **112**, 146601 (2014).

[2] V. L. Altshuler, A. G. Aronov, and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980).

[3] V.L. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A.I. Larkin, and P.A.Lee, *Phys. Rev. B* **22**, 5142 (1980).

Двумерный магнитофермионный конденсат

А.В. Горбунов, Л.В. Кулик, А.С. Журавлев, В.Б. Тимофеев, И.В. Кукушкин

Институт физики твердого тела Российской академии наук

Обнаружена конденсация в когерентное состояние коллективных возбуждений с бозе-статистикой – магнитоэкситонов в высокоподвижной двумерной системе в магнитном поле. При достаточно низких температурах T неравновесный ансамбль магнитоэкситонов демонстрирует радикальное снижение вязкости и резкое усиление отклика на внешнее электромагнитное поле. Наблюдаемые эффекты связаны с формированием сверхпоглощающего состояния, когерентно взаимодействующего с электромагнитным полем. Одновременно электроны под уровнем Ферми формируют сверхизлучающее состояние. Все эти явления можно трактовать с точки зрения появления когерентной конденсатной фазы в неравновесной системе двумерных фермионов с полностью квантованным энергетическим спектром.

Описываемый низкотемпературный фазовый переход происходит при накоплении циклотронных триплетных (спин-флип) магнитоэкситонов [1,2] в двумерной электронной системе в режиме целочисленного квантового эффекта Холла с фактором заполнения $\nu = 2$. Магнитоэкситон образован в зоне проводимости: электроном на нижайшем незаполненном уровне Ландау 1_e и дыркой на верхнем полностью заполненном уровне Ландау 0_e . Излучательная рекомбинация триплетного экситона в дипольном приближении запрещена («темный» экситон), поэтому при достаточно низкой температуре оптическое возбуждение неравновесных электронов на более высокие уровни Ландау приводит к накоплению триплетных экситонов в нижайшем энергетическом состоянии: спин $S = 1$, проекция спина $S_z = -1$ (в GaAs с учетом отрицательного g -фактора $S =$

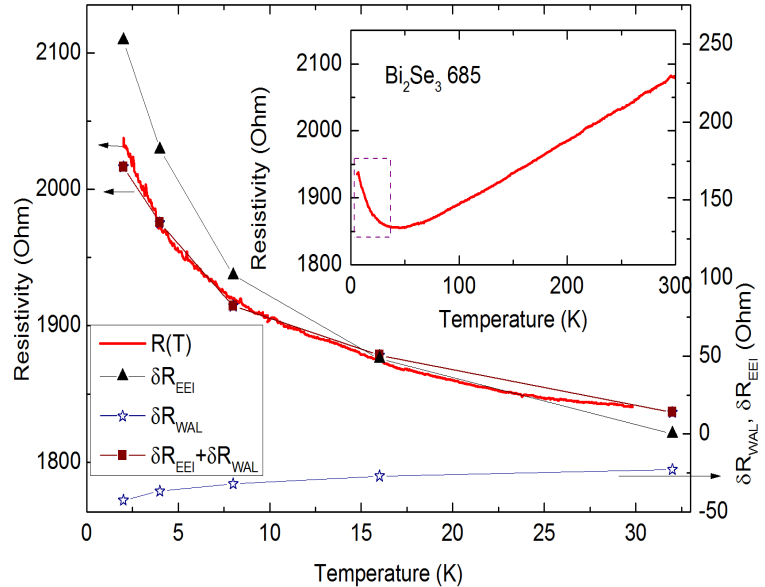


Рис. 1 Температурная зависимость сопротивления пленки топологического изолятора и определенные из независимых экспериментов вклады в проводимость различных механизмов

$S_z = 1$). Детектирование заселенности электронных уровней Ландау с помощью измерения фотоиндуцированного резонансного отражения (ФРО) [3] обнаружило, что в высококачественных квантовых ямах GaAs/AlGaAs (электронная концентрация – $(0.5-2.5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность – $(5-20) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) время жизни триплетных экситонов τ может достигать 1 мс. Фазовый переход сопровождается возрастанием на порядок силы осциллятора оптического перехода, ответственного за ФРО. Одновременно в спектре фотолюминесценции возгорается и становится доминирующей узкая ($\sim 0.2 \text{ мэВ}$) линия, соответствующая излучательной релаксации с верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау 0_e – «электронный вакуум» под уровнем Ферми тоже реагирует на возникновение конденсатной фазы. Способность конденсатных частиц быстро распространяться на миллиметровые расстояния непосредственно следует из результатов экспериментов с пространственным разделением области фотовозбуждения и места регистрации сигнала ФРО: его интенсивность скачкообразно возрастает при понижении температуры ниже точки фазового перехода. Исходя из величины сигнала ФРО, концентрация «темных» триплетных экситонов, которую удастся создать оптической накачкой при $T = 0.45 \text{ К}$, составляет $\geq 10^{10} \text{ см}^{-2}$ или 10-15% от плотности состояний на уровне Ландау.

Обнаруженная конденсация происходит не в обратном пространстве, как в случае конденсации Бозе-Эйнштейна, и не в реальном пространстве, как при образовании электрон-дырочных капель. Она происходит в пространстве векторов магнитных трансляций. Данный аспект открывает совершенно новые условия для будущих исследований.

1. S. Dickmann and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **71**, 241310 (2005).
2. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann et al, Phys. Rev. B **72**, 073304 (2005).
3. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev et al, Sci. Rep. **5**, 10354 (2015).

Влияние ближайших соседей на термодинамические свойства двумерного гейзенберговского магнетика

А.Ф. Барабанов¹, А.В. Михеенков^{1,2}, А.В.Шварцберг², В.Э. Валиулин²

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

²*Московский физико-технический институт*

Описание двумерного фрустрированного магнетика в рамках спин-волнового приближения (или родственных ему) затруднено, так как квантовые флуктуации в 2D при ненулевой температуре разрушают дальний порядок, то есть делают невозможной двухподрешеточную структуру. Одной из альтернатив является сферически симметричный самосогласованный подход, в котором средний спин на узле равен нулю, а теорема Мермина-Вагнера выполняется автоматически.

В работе в рамках указанного подхода рассмотрена $S=1/2$ J1-J2 модель Гейзенберга на двумерной квадратной решетке. Это базовая модель для изучения слабо допированных антиферромагнетиков (в частности, ВТСП купратов), иных квазидвумерных магнетиков, как недавно обнаруженное семейство ванадатов, квантового фазового перехода, а также неупорядоченного состояния типа спиновой жидкости.

В работе впервые получен спектр спиновых возбуждений $\omega(\mathbf{q})$ и спиновые щели в симметричных точках для всего J1-J2-круга, то есть для любого φ , $J_1 = \cos(\varphi)$, $J_2 = \sin(\varphi)$. Также впервые во всем диапазоне параметров вычислен структурный фактор c_q и корреляционная длина ξ при конечной температуре.

Продемонстрировано коренное различие поведения системы в верхней, фрустрированной ($0 < \varphi < \pi$) и нижней, нефрустрированной ($\pi < \varphi < 2\pi$) областях круга. В последней содержится единственный на фазовой диаграмме переход первого рода. Обнаружены участки немонотонного (по φ и по T) спин-спиновых корреляторов и спиновых щелей). Для слабо фрустрированного АФМ $J_1 > J_2 > 0$ проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными по зависимости ξ от температуры и допирования. Предложен закон соответствия между фрустрацией в спиновой модели и степенью допирования антиферромагнетика дырочными носителями.

Вычислены энергия и теплоемкость C_V системы. Теплоемкость имеет локальные минимумы по φ в областях, отвечающих упорядоченным нультемпературным фазам, и, наоборот, в областях резкой перестройки ближнего порядка. На температурной зависимости C_V при любом φ наблюдается максимум, а вблизи перехода ФМ-спиновая жидкость возникает и дополнительный низкотемпературный максимум.

Изучено также влияние третьего обмена J3. Это существенно, так как, во-первых, введение J3 впервые приводит к появлению несоизмеримых магнитных структур (причем без взаимодействия Дзялошинского-Мории), а, во-вторых, даже малые J3 влияют на структуру неупорядоченной фазы вблизи квантового фазового перехода.

Магнитный эффект близости на границе купратного сверхпроводника с оксидным спиновым клапаном

Г.А. Овсянников^{a,b}, В.В. Демидов^a, Ю.Н. Хайдуков^{c,d}, Л. Мустафа^c, К.И. Константиан^a, Д. Винклер^b.

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

^b*Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden*

^c*Max-Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany*

Гетероструктура, состоящая из купратного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и спинового клапана рутенат/манганит ($\text{SrRuO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$), была исследована методами СКВИД-магнетометрии, ферромагнитного резонанса и нейтронной рефлектометрии. Было показано, что из-за возникновения магнитного эффекта близости в сверхпроводящей части гетероструктуры возбуждается магнитный момент, а в композитной ферромагнитной прослойке происходит подавление магнитного момента. Величина намагниченности, возникающая в сверхпроводнике, по порядку величины совпадает с расчетами с учетом наведенного магнитного момента атомов Cu из-за орбитальной реконструкции на границе сверхпроводника с ферромагнетиком, так и в модели, учитывающей изменение плотности состояний на расстоянии порядка длины когерентности в сверхпроводнике. Полученная из эксперимента величина характерной длины проникновения магнитного момента в сверхпроводник существенно превышает длину когерентности купратного сверхпроводника, что указывает на доминирование механизма наведенного магнитного момента атомов Cu.

Г.А. Овсянников и др. ЖЭТФ, том 149, вып. 4, стр. 852 (2016)

Исследование эффекта экранирования магнитного поля в сверхпроводнике H_2S с помощью эффекта Мессбауэра при высоких давлениях

И.А. Троян¹, А.Г. Гаврилюк^{1,2}, И.С. Любутин¹

¹ ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук

² Институт ядерных исследований Российской академии наук

В работе использована синхротронная мессбауэровская спектроскопия для детектирования экранирования магнитного потока в объеме сверхпроводящего (СП) сероводорода, находящегося при давлении 150 ГПа [1]. Главная оригинальная идея работы состоит в том, что впервые удалось наблюдать и исследовать диамагнитное экранирование сверхпроводника с помощью эффекта Мессбауэра – резонансного поглощения синхротронного излучения ядром атома олова. Идея метода основана на многолетних исследованиях по эффекту Мессбауэра на диамагнитных атомах олова в ИК РАН [2].

Недавно опубликованы данные измерений сопротивления и намагниченности от образца сероводорода сжатого до 200 ГПа [3]. Результаты указывают на существование СП состояния с рекордной температурой начала СП перехода порядка 203 К. Для надежного доказательства сверхпроводимости необходимо зафиксировать поведение магнитного потока в объеме сверхпроводника. Исследования при давлениях мультимегабарного диапазона возможны только в ячейках с алмазными наковальнями (DAC), где размеры образца составляют лишь 15-40 микрон. Магнитные свойства подобных образцов могут быть измерены с помощью SQUID устройств, однако сигнал от образца в камере DAC более, чем на порядок меньше сигнала от материалов, из которых изготовлена камера.

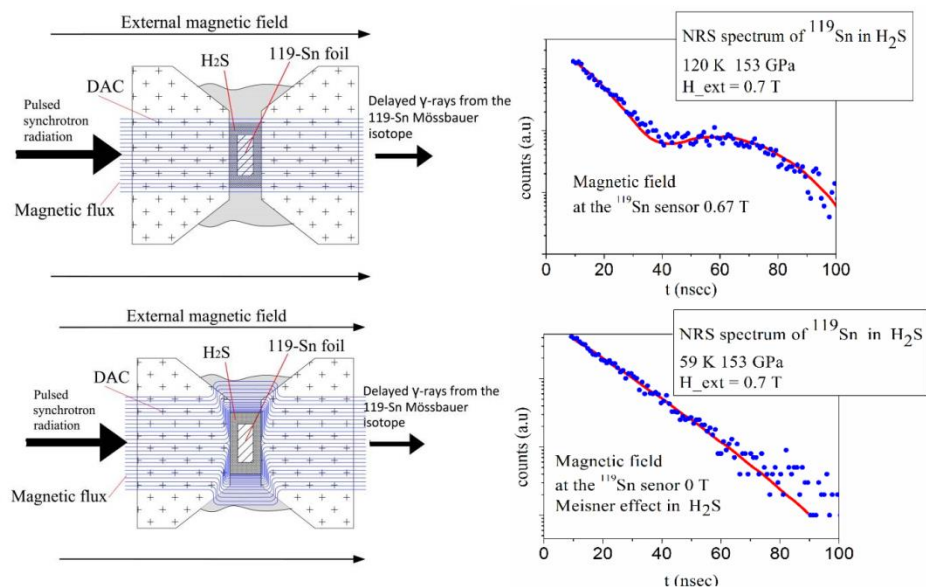


Рис. 1. Схема эксперимента: Оловянная фольга окружена сероводородом, сжатым до давления 153 ГПа в камере с алмазными наковальнями, и внешнее магнитное поле 0.7 Тесла направлено перпендикулярно плоскости образца. Синхротронное излучение рассеивается на ядрах мессбауэровского изотопа Sn-119, и система детекторов измеряет эволюцию спектров NFS во времени. При $T > T_c$ спектры NFS показывают квантовые биения из-за магнитного расщепления ядерных уровней олова. При температурах ниже перехода H_2S в сверхпроводник, оловянная фольга экранирована от внешнего магнитного поля сверхпроводящим сероводородом. Магнитное расщепление ядерных уровней отсутствует, и квантовые биения не наблюдаются.

Новый метод позволяет прямыми измерениями установить наличие сверхпроводимости в сероводороде. Детектором магнитного потока является тонкая оловянная фольга, обогащённая мессбауэровским изотопом Sn-119. Фольга размещалась в рабочем объеме камеры DAC, который затем заполнялся сжатым сероводородом, в результате чего оловянная фольга была погружена в H_2S , свойства которого были исследованы. Ядра

мёсбауэровского изотопа Sn-119 являются высокочувствительными датчиками внешнего магнитного поля [2], однако из-за микронных размеров образца возникла необходимость использовать метод синхротронной мёсбауэровской спектроскопии (резонансное ядерное рассеяние NFS), в котором пучок излучения можно сфокусировать в пятно микронных размеров и локально измерять магнитное поле, действующее на ядра Sn-119.

Схема эксперимента представлена на Рисунке 1. Если H₂S находится не в сверхпроводящем состоянии или в промежуточном (смешанном) состоянии, то магнитное поле проникает в объём образца и спиновые состояния ядер Sn-119 расщепляются магнитным полем. В спектрах NFS это проявляется в виде осцилляций амплитуды сигнала. При сильном сжатии оболочка оловянного датчика, состоящая из H₂S, становится сверхпроводящей при понижении температуры и магнитное поле не проникает в оловянную фольгу. При этом сигнал ядерного рассеяния имеет форму экспоненциального затухания.

В результате установлено, что сильно сжатый сероводород эффективно экранирует магнитный поток, который не проникает в объём образца до температуры 140 К при величине магнитного поля 0.7 Тесла. Наши данные публикации в Science [1] убедительно доказывают, что этот материал является сверхпроводником второго рода с высокими критическими параметрами.

Работа поддерживается грантами РАН III.2П «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием» и РФФИ № 14-02-00483.

[1] I.A. Troyan, A. G. Gavriluk, R. Ruffer, A. Chumakov, A. A. Mironovich, I. S. Lyubutin, D. Perekalin, “Observation of superconductivity in hydrogen sulfide from nuclear resonant scattering”, Science **351** (2016) 1303.

[2] И.С. Любутин, «Метод диамагнитного ядерного зонда в исследованиях магнитных свойств кристаллов» Глава в книге "Физическая кристаллография" (сер. Проблемы современной кристаллографии), Изд. НАУКА, М., 1992, (стр. 326-363).

[3] A. P. Drozdov, M. I. Erements, I. A. Troyan, V. Ksenofontov, S. I. Shylin, “Conventional superconductivity at 203 K at high pressures in the sulfur hydride system”, Nature **525** (2015) 73.

NbS₃ - a quasi one-dimensional conductor with three charge density wave transitions

S.G. Zybtshev¹, V.Ya. Pokrovskii¹, V.F. Nasretdinova¹, S.V. Zaitsev-Zotov¹, V.V. Pavlovskiy¹, A.B. Odobesco¹, Woei Wu Pai², M.-W. Chu², Y.G. Lin³, E. Zupanic⁴, H.J.P. van Midden⁴, S. Šturm⁴, E. Tchernychova⁴, A.Prodan⁴, J.C. Bennett⁵, I.R. Mukhamedshin⁶, O.V. Chernysheva⁷, A.P. Menushenkov⁷, M. Abdel-Hafiez⁸

¹*Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS*

²*Center for condensed matter sciences, National Taiwan University, Taipei, Taiwan*

³*National synchrotron research center, HsinChu, Taiwan*

⁴*Institute J. Stefan, Ljubljana, Slovenia*

⁵*Department of Physics, Acadia University, Wolfville, N. S. Canada*

⁶*Institute of Physics, Kazan Federal University*

⁷*National Research Nuclear University “MEPhI*

⁸*Physikalisches Institut Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main*

Evidence for three coexisting charge-density waves (CDWs) is found in the quasi one-dimensional conductor NbS₃ (phase II) [1-4]. Two corresponding transition temperatures, T_{P0} and T_{P1} , are at about 620 and 360 K, while the most unusual CDW develops at $T_{P2} = 150$ K. Although structural studies (TEM and powder X-ray) did not reveal any lattice distortions below 150 K, the transition is clearly detected in temperature and voltage dependences of the conductivity.

A short overview of the NbS₃ (phase II) features will be given with more attention paid to the T_{P2} -CDW. The main results to be reported include:

- 1) All three CDWs can slide at electric fields $E > E_t$.
- 2) For the T_{P0} -CDW E_t can be ~ 10 kV/cm.
- 3) RF interference reveals the fundamental frequency of the T_{P1} -CDW sliding to be as high as 20 GHz. Bessel-type oscillations of the Shapiro steps amplitudes and of E_t vs. RF power are observed.
- 4) Under uniaxial stretch the T_{P1} -CDW demonstrates extremely high coherence [5].
- 5) The charge density of the T_{P2} -CDW transport revealed by RF interference can be between 3 and 1000 times lower than that of the T_{P1} -CDW, too low for a usual CDW.
- 6) Features near T_{P2} are clearly detected in the temperature dependences i) of the nuclear transverse magnetization relaxation time measured at the central ⁹³Nb NMR line and ii) of XANES spectra measured at two S and one Nb peak.
- 7) The T_{P2} -CDW is observed only in S deficient samples and is suggested to be a condensate of the electrons donated by S vacancies.
- 8) The nature of the T_{P2} -CDW is not completely understood. The concept of excitonic dielectric is more favorable, explaining the low sensitivity of T_{P2} to the concentration of electrons condensed into this CDW.

The support of RFBR (grants 14-02-01240, 14-02-92015, 14-02-01236, 16-02-01095 and 14-02-31710), of programs ‘New materials and structures’ of RAS and ‘Competitiveness Growth of Kazan Federal University’ funded by the Russian Government are acknowledged. The strain techniques were elaborated under the support of RSF (Grant No14-19-01644).

[1] P. Monceau. Advances in Physics **61**, 325 2012.

[2] V. Ya. Pokrovskii, *et al.* Uspekhi. Fiz. Nauk **183**, 33 (2013) [Physics-Uspekhi **56**, 29 (2013)].

- [3] S. G. Zybtssev, *et al.* Appl. Phys. Lett. **94**, 152112 (2009).
 [4] S. G. Zybtssev, *et al.* Physica B **407**, 1696-1699 (2012).
 [5] S. G. Zybtssev, *et al.* Physica B **460**, 34-38 (2015).

Альтернативная интерпретация наблюдаемых магнитных квантовых осцилляций в высокотемпературных сверхпроводниках YBCO

П.Д. Григорьев

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

Наблюдаемые магнитных квантовые осцилляции (МКО) в высокотемпературных сверхпроводниках YBCO ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$) имеют довольно необычный состав гармоник. Преобразование Фурье этих МКО содержит три близких равноудаленных пика при достаточно низких частотах $\sim 530\text{T}$ и $530\pm 90\text{T}$, что соответствует около 2% зоны Бриллюэна, причем центральный пик имеет амплитуду в ~ 2 раза выше, чем два пика с каждой из сторон (см. Рис. 1). Общепринятое объяснение таких квантовых осцилляций предполагает перестройку исходной большой поверхности Ферми из-за флуктуирующей волны зарядовой плотности (ВЗП). Однако такое объяснение имеет ряд существенных недостатков. Например, оно предполагает также набор других близких частот МКО, которые не наблюдаются экспериментально. Кроме этого, в этой модели наблюдаемые частоты МКО должны сильно зависеть от уровня допирования, что также не наблюдается в эксперименте. Мы предлагаем альтернативную интерпретацию наблюдаемых магнитных осцилляций в YBCO, которая довольно естественным образом объясняет наблюдаемую картину без дополнительных подгоночных параметров. Эта предлагаемая модель МКО учитывает двухслойную кристаллическую структуру YBCO и включает соответствующее расщепление электронного спектра и дисперсию электронов перпендикулярно проводящим слоям. При этом основная наблюдаемая частота $\sim 530\text{T}$ соответствует величине бислойного расщепления, а не малому карману поверхности Ферми (ПФ), вызванному ее перестройкой из-за ВЗП. Такие "медленные" магнитные осцилляции появляются даже без перестройки ПФ и почти не зависят от уровня допирования. Кроме того, в отличие от обычных МКО, эти "медленные" осцилляции не подавляются длинноволновой пространственной неоднородностью образца, типичной для ВТСП кристаллов и приводящей к размытию уровня Ферми вдоль образца. Предложенная интерпретация объясняет многие другие особенности наблюдаемых МКО в YBCO, которые довольно сложно объяснить сценарием перестройки ПФ, вызванной ВЗП.

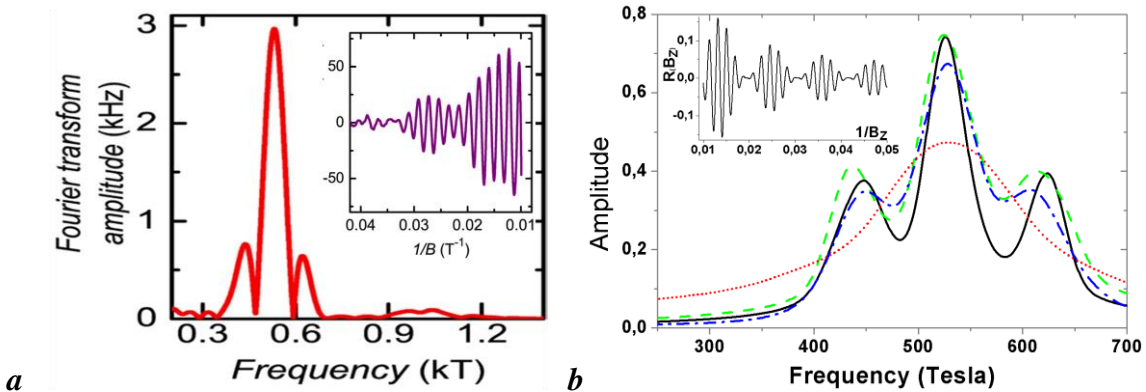


Рис. 1 (a) Данные измерений бесконтактной проводимости, взятые из обзора S.E. Sebastian *et al.*, Rep. Prog. Phys. **75**, 102501 (2012) [оригинальная статья PRL108,196403 (2012)] и (b) теоретическое предсказание преобразования Фурье магнитных квантовых осцилляций в YBCO. Разные кривые на Рис. 1b соответствуют разным интервалам полей, на которых экспериментально наблюдаются осцилляции и берется преобразование Фурье.

Эффект Холла в системе с квантовой критичностью $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

В.В. Глушков^{1,2}, И.И. Лобанова², В.Ю. Иванов¹, Н.М. Чубова³, 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*

Сложная конкуренция ферромагнитного обмена, взаимодействия Дзялошинского-Мории и спин-орбитального расщепления приводит к формированию экзотической спиновой структуры - решетки скирмионов - в киральных магнетиках MnSi и $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ [1,2]. Одним из необычных макроскопических свойств скирмионной решетки является топологический эффект Холла. Этот эффект возникает за счет разницы фаз Берри для электронов с различным направлением спина, причем его амплитуда зависит от степени спиновой поляризации зонных состояний, их концентрации и эффективного магнитного поля скирмиона [2]. Однако, неоднозначность в разделении нормальной и аномального вкладов в эффект Холла не позволяет достоверно оценить параметры носителей заряда в спин-поляризованной и парамагнитной фазах MnSi [3,4]. С другой стороны, противоречивая информация об эволюции зонного спектра при замещении марганца железом затрудняет идентификацию микроскопических механизмов «скрытого» квантового фазового перехода в

$Mn_{1-x}Fe_xSi$, связанного с подавлением фазы с дальним магнитным порядком при промежуточных концентрациях $x^* \sim 0.11-0.12$ [5-7].

В работе предложен новый подход к разделению нормального ($R_H B$) и аномального (ρ_H^a) вкладов в эффект Холла в $MnSi$ и $Mn_{1-x}Fe_xSi$, основанный на совместном анализе температурных зависимостей холловского сопротивления $\rho_H(T, B_0)$, магнитосопротивления $\rho(T, B_0)$ и намагниченности $M(T, B_0)$. Обнаружено, что в случае $MnSi$ подавление дальнего магнитного порядка инициирует переход от аномального эффекта Холла, определяемого изменением фазы Берри ($T < T_c$, $\rho_H^a \sim \rho^2$), к режиму, связанному с асимметричным рассеянием (skew scattering) носителей заряда ($T > T_c$, $\rho_H^a \sim \rho$) [8]. Смена режимов аномального эффекта Холла сопровождается заметным уменьшением холловской концентрации носителей заряда (от $n/n_{Mn}(T < T_c) \approx 1,5$ до $n/n_{Mn}(T > T_c) \approx 0,94$, $n_{Mn} \approx 4,2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Замещение марганца железом приводит к инверсии знака нормального эффекта Холла, которая наблюдается в окрестности «скрытой» квантовой критической точки ($x_R \sim x^*$) и связывается с изменением эффективных параметров (концентраций и времен релаксации) электронов и дырок [9]. В работе показано, что заполнение дырочных участков поверхности Ферми с ростом концентрации железа в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ является основным фактором, определяющим изменение амплитуды косвенного обменного (РККИ) взаимодействия между локализованными магнитными моментами [9]. Предложен подход, который позволяет связать возникновение «скрытой» квантовой критической точки ($x^* \sim 0.12$) с эффектами фрустрации, определяемыми различием знаков обменных энергий в первой и второй координационных сферах ионов Mn [9].

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

- [1] S. Mühlbauer, et al. // *Science*, **323**, 915 (2009).
- [2] R. Ritz, et al. // *Nature*, **497**, 231 (2013).
- [3] A. Neubauer, et al. // *Physica B*, **404**, 3163 (2009).
- [4] C. Franz, et al. // *Physical Review Letters*, **112**, 186601 (2014).
- [5] A. Bauer, et al. // *Physical Review B*, **82**, 064404 (2010).
- [6] S. Grigoriev, et al. // *Physical Review B*, **83**, 224411 (2011).
- [7] S. Demishev, et al. // *JETP Letters*, **98**, 829 (2013).
- [8] V. Glushkov, et al. // *JETP Letters*, **101**, 512 (2015).
- [9] V. Glushkov, et al. // *Physical Review Letters*, **115**, 256601 (2015).

Тройная точка флюид-флюид-твёрдое тело на кривых плавления при высоких температурах

Г.Э. Норман, И.М. Саитов

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

Два предсказания были сделаны Норманом и Старостиним в 1968 году. Первое – это плазменный фазовый переход первого рода. Кривая сосуществования этого фазового перехода замыкалась снизу тройной точкой флюид-флюид-твёрдое тело на кривой плавления при высоких температурах. Существование такой тройной точки – это второе предсказание. Однако при этом не обсуждался физический смысл фазового перехода, отличный от плазменного. Такая тройная точка была обнаружена экспериментально Бражкиным с соавторами в 1989 году на линии плавления селена при температурах ниже критической для перехода жидкость-пар, т.е. был переходом жидкость-жидкость. При этом переход рассматривался как переход полупроводник-металл.

В работе анализируются последующие экспериментальные данные, полученные для перехода жидкость-жидкость с тройной точкой на кривой плавления при высоких температурах. Представлены данные как для простых веществ Se , P , Sn , Bi , Te , S , Se , так и химических соединений. Скачки вязкости на линии равновесия указывают на структурный характер перехода, в то время как скачок проводимости может свидетельствовать как о плазменной природе, так и переходе полупроводник-металл. Обсуждаются наклон зависимости давления P от температуры T на кривых фазового равновесия, соответствующий скачок удельного объёма V , следующий из уравнения Клайперона-Клаузиуса, и возмущенный вид трёхмерных поверхностей $P(V, T)$.

Особое внимание уделяется фазовому переходу флюид-флюид в разогретом плотном водороде (или дейтерии) [1-6], где наклоны кривых фазового равновесия $P(T)$ являются аномальными как для перехода флюид-флюид, так и плавления, а соответствующая тройная точка пока экспериментально не наблюдалась. Обсуждается драматическое противоречие между результатами экспериментов, проведенных в Сандийских национальных лабораториях на Z машине [5], и выполненных с помощью ударных волн, инициированных в образцах, предварительно сжатых в алмазных наковальнях [1-4]. Данные ударно-волновых экспериментов [6] вносят дополнительную неопределённость. Высказывается предположение, что результаты [1-4] относятся к локально равновесным состояниям, а сверхбыстрые процессы на Z машине [5] позволяют достигнуть метастабильных состояний. Если такое предположение оказалось бы справедливым, то послужило бы прямым указанием на то, что фазовый переход является первого рода. Обсуждается положение верхней критической точки этого перехода.

Работа поддержана грантом Российского Научного Фонда 14-19-01295.

1. P. Loubeyre et al. *High Pres. Res.* **24**, 25 (2004).
2. V. Dzyabura, M. Zaghoo, and I.F. Silvera. *PNAS*. **110**, 8040 (2013).
3. M. Zaghoo, A. Salamat, and I.F. Silvera. *arXiv:1504.00259* (2015).

4. K. Ohta et al. Scientific Reports **5** 16560 November 2015.
 5. M. D. Knudson et al. Science. **348**, 1455 (2015)
 6. V.E. Fortov et al. Phys. Rev. Lett. **99**, 185001 (2007).

Ge-V: новый центр люминесценции в алмазе

Е.А. Екимов

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

При высоком давлении синтезированы новые нано- и микрокристаллические алмазы с оптическими центрами германий-вакансия (Ge-V), излучающими на длине волны 602 нм [1]. Синтез проводился в неметаллических ростовых системах C–H–Ge и C–H–O–Ge, обогащенных изотопами германия и углерода. Были исследовали углеродные и германиевые изотопные сдвиги в тонкой структуре люминесценции, что позволило однозначно связать природу центра с присутствием примеси германия в алмазной решетке. Высокая интенсивность в узком диапазоне длин волн люминесценции малоразмерных алмазов, синтезированных при высоких давлениях, делает их перспективными кандидатами для однофотонных излучателей и биомаркеров в медицине.

[1] Е.А. Екимов, S.G. Lyapin, K.N. Boldyrev, M.V. Kondrin, R. Khmelnskiy, V.A. Gavva, T.V. Kotereva, M.N. Popova, “Germanium – vacancy color center in isotopically enriched diamonds synthesized at high pressures”, Письма в ЖЭТФ, **102**, № 11 (2015)

Механизм перехода в фазу высокого давления во фрустрированном мультиферроике LuFe_2O_4

Ю.Б. Кудасов, Д.А. Маслов, А.С. Коршунов

Саровский физико-технический институт, НИЯУ «МИФИ»

Сегнетоэлектрическое и магнитное упорядочение в мультиферроике LuFe_2O_4 в фазе низкого давления определяется фрустрированными двойными треугольными слоями ионов железа с переменной валентностью. В сегнетоэлектрическом состоянии 330 К нарушение инверсионной симметрии связано с зарядовым упорядочением в бислоях железа. При этом кристаллическая структура формально сохраняет симметрию инверсии [1]. При температуре ниже 170 К в соединении развивается магнитный порядок, также связанный с ионами железа.

При давлении свыше 5 ГПа LuFe_2O_4 переходит в фазу высокого давления с низкосимметричной кристаллической структурой, причем при снятии давления соединение остается в этом (метастабильном) состоянии [2]. Фаза высокого давления замечательна тем, что LuFe_2O_4 становится мультиферроиком при комнатной температуре.

Фрустрированное состояние фазы низкого давления приводит к тому, что имеется несколько зарядовых структур с очень близки энергиями (см. рис.). Модельные расчеты зарядовых конфигураций показывают, что с повышением давления система стремится перейти из димерной частично упорядоченной фазы (DPDA) в ферроэлектрическую фазу (FE) [3]. Показано, однако, что при этом FE структура оказывается неустойчивой благодаря эффекте Яна-Теллера на ионах Fe^{2+} . Это, в свою очередь, приводит к формированию низкосимметричной фазы высокого давления.

Обсуждается электронная структура LuFe_2O_4 и образование зарядовых димеров в фазе высокого давления [4].

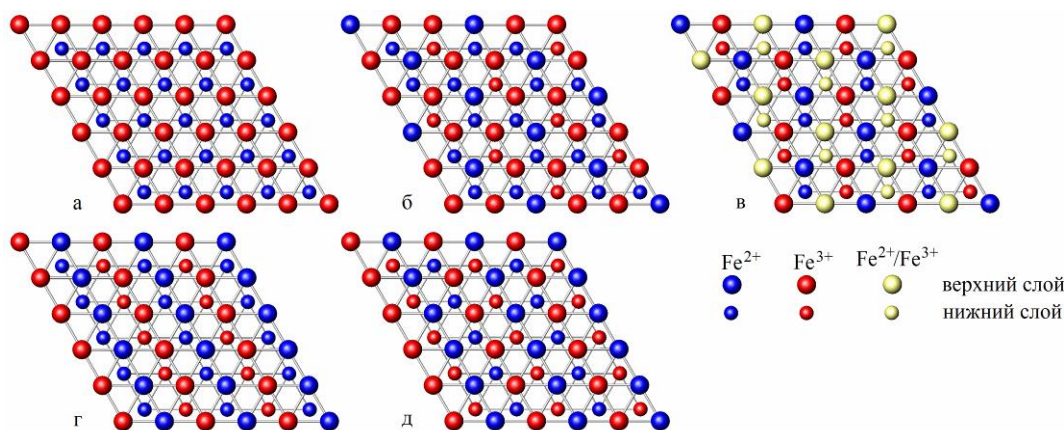


Рис. Зарядовые структуры в LuFe_2O_4 : (а) FE, (б) ферриэлектрическая (FI), (в) DPDA, (г) и (д) страйп-структуры

1. N. Ikeda, J. Phys.: Condens Matter. **20**, 434218 (2008)
2. J. Bourgeois, M. Hervieu, M. Poienar, A. M. Abakumov, E. Elkaïm, M. T. Sougrati, F. Porcher, F. Damay, J. Rouquette, G. V. Tendeloo *et al.*, Phys. Rev. B, **85**, 064102 (2012)
3. Yu.B.Kudasov, D.A.Maslov, Phys. Rev. B **86**, 214427 (2012)
4. G.R. Hearne, E. Carleschi, W.N. Sibanda, P. Musyimi, G. Diguët, Yu. B. Kudasov, D. A. Maslov, A.S.Korshunov, Phys. Rev. B **93**, 105101 (2016)

Анизотропия магнетосопротивления в антиферромагнетике $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{V}_{12}$

А.Л. Хорошилов¹, В.Н. Краснорусский², А.В. Богач², В.В. Глушков^{1,2}, С.В. Демишев^{1,2}, Н.Ю. Шицевалова³, В. Филипов³, С. Габани⁴, К. Флахбарт⁴, Н.Е. Случанко²

¹Московский физико-технический институт

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

³Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

⁴Институт экспериментальной физики САН, Кошице, Словакия

Низкотемпературные антиферромагнетики (АФ) $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ ($T_N \leq 7.4\text{K}$) являются каркасными стеклами с температурой стеклования $T^* = 50 - 70\text{K}$, в которых сложное АФ-состояние формируется при взаимодействии $4f$ - (локализованные магнитные моменты (ЛММ) ионов Ho) и $5d$ - (зонный магнетизм) компонент магнитной структуры [1]. Особый интерес представляет исследование магнетосопротивления (МС) соединений $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ с $x \geq 0.5$, в которых число магнитных ионов Ho^{3+} оказывается достаточным для формирования бесконечного кластера, что, в свою очередь, приводит к сильной зависимости МС от направления внешнего магнитного поля. С этой целью в данной работе выполнены прецизионные измерения сопротивления $\rho(T, H)$ монокристаллических образцов $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{V}_{12}$ в диапазоне температур ($2 \div 300\text{K}$) в магнитном поле до 80 кЭ при различных углах $\varphi = 0-360^\circ$ между нормалью $\mathbf{n} \parallel \langle 110 \rangle$ к поверхности образца и внешним полем \mathbf{H} .

На рис. 1а представлена зависимость МС от угла и поля $\Delta\rho/\rho(\varphi, H)$ в полярных координатах для температуры $T = 2.1\text{K} < T_N = 3.45\text{K}$ [1].

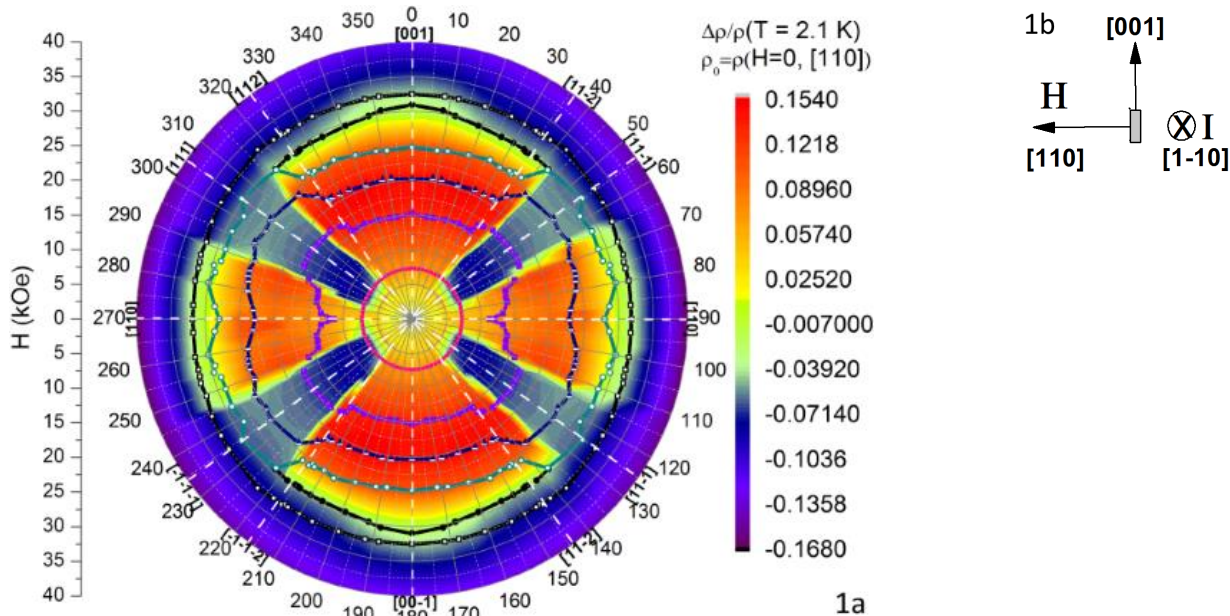


Рис. 1а. Магнетосопротивление $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{V}_{12}$ как функция внешнего поля H и угла φ . Кривые с символами соответствуют различным фазовым границам внутри АФ области (см. текст). Схема 1b демонстрирует расположение вектора внешнего поля относительно токового направления в начальном положении (угол $\varphi = 90^\circ$).

Легко видеть, что величина МС сильно отличается не только для основных кристаллографических направлений, но и для промежуточных значений углов φ , причем МС имеет ось симметрии 4-го порядка. В рамках одной четверти ($0 \div 90^\circ$) можно выделить три основных интервала углов с неизменным характером магнетосопротивления: окрестности направлений $\langle 100 \rangle$ ($0 - 42^\circ$), $\langle 111 \rangle$ ($42^\circ - 65^\circ$) и $\langle 110 \rangle$ ($65^\circ - 90^\circ$). В указанных областях поведение особенностей на измеренных зависимостях МС от поля существенно различается. Проведенный в данной работе детальный анализ производных полевых зависимостей МС позволил классифицировать различные типы особенностей и на их основе построить фазовые границы (на Рис. 1а показаны кривые с символами). Внутри каждой из областей обозначенных фазовыми границами выполненный анализ МС приводит к заключению о неизменном характере рассеяния носителей заряда в данном диапазоне полей и углов, а также позволяет найти ключевые параметры вкладов в МС, отвечающих рассеянию носителей на спиновых флуктуациях и волне спиновой плотности.

Работа выполнена при поддержке ОФН РАН, программы «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах».

[1] Н.Е. Случанко, А.Л. Хорошилов, М.А. Анисимов, А.Н. Азаревич и др., Phys. Rev. B 91, 235104 (2015)

Электронный спиновый резонанс в каркасном стекле $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$

М.И. Гильманов¹, А.В. Семенов², С.В. Демишев^{1,2}, В.В. Глушков^{1,2}, А.Л. Хорошилов^{1,2}, В.Н. Красноурский², Н.Ю. Шицевалова³, В.Б. Филипов³, К. Флахбарт⁴, Н.Е. Случанко²

¹Московский физико-технический институт

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

³Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

⁴Институт экспериментальной физики САН, Кошице, Словакия

В [1] было показано, что отрицательное магнитосопротивление при низких температурах в твердых растворах $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ связано с рассеянием носителей заряда на магнитных нано-кластерах ионов Гольмия (области ближнего порядка) с антиферромагнитным обменным взаимодействием между ионами Ho^{3+} . В этих соединениях со структурой каркасного стекла [2] слабосвязанные состояния редкоземельного (РЗ) иона в комбинации с вакансиями в борной подрешетке приводят к тому, что при температурах ниже $T^* \approx 55\text{K}$ РЗ ионы «замораживаются» в случайно распределенных нецентральных положениях внутри кубооктаэдров B_{24} . Для исследования многочастичных состояний вблизи ионов Ho^{3+} нами была использована методика Электронного Спинового Резонанса (ЭСР).

В докладе представлены результаты первого наблюдения ЭСР в соединении $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ на частоте $f=60\text{GHz}$. Полученные зависимости g -фактора, ширины линии ЭСР и осциллирующей намагниченности представлены на Рис. 1.

Широкая резонансная линия $\Delta w \approx 4\text{кЭ}$ регистрируется в парамагнитной фазе при температурах ниже температуры стеклования $T < T^*$, значительно уширяясь в интервале $T < 5T_N \approx 20\text{K}$ (T_N – температура Нееля, $T_N \approx 3.5\text{K}$) (см. рис. 1а). При этом g -фактор линии ЭСР изотропен и также растет при температурах ниже $T < 20\text{K}$, что не может быть объяснено в рамках отклика изолированного иона Ho^{3+} и должно рассматриваться с точки зрения механизма, учитывающего сильные электронные корреляции в $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$.

Поведение осциллирующей намагниченности может свидетельствовать о связи ЭСР в этой системе с возникновением ферромагнитных корреляций при переходе в фазу каркасного стекла в $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$, что подтверждается в исследованиях эффекта Холла теплоемкости и статической намагниченности.

Работа выполнена при поддержке ОФН РАН в рамках программы «Сильно Коррелированные Электроны в Полупроводниках, Металлах, Сверхпроводниках и Магнитных Материалах», а также программы Президиума РАН «Электронный Спиновый Резонанс, Спин-зависимые Электронные Эффекты и Спиновые Технологии».

1. N. E. Sluchanko et. al. Physical Review B **91**, 235104, 2015
2. Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач и др. ЖЭТФ, **140**, 536, 2011

Сверхпроводимость и решеточная неустойчивость в YB_6

Н.Е.Случанко¹, А.Н.Азаревич¹, М.А.Анисимов¹, А.В.Богач¹, С.Ю.Гаврилкин², В.В.Глушков^{1,3}, С.В.Демишев^{1,3}, А.В.Кузнецов⁴, К.В.Мицен², Н.Ю.Шицевалова⁵, В.Б.Филипов⁵, М.В.Кондрин⁶

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

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

³Московский физико-технический институт

⁴НИЯУ МИФИ

⁵Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

⁶Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости в MgB_2 с $T_C \sim 39\text{K}$ оживило интерес к изучению сверхпроводящего состояния в соединениях высших боридов RB_6 и RB_{12} . В этих сверхпроводниках максимальная температура перехода наблюдается в YB_6 ($T_C \sim 8\text{K}$ [1]), причем формирование куперовских пар определяется, в основном, низкоэнергетическими (8 мэВ) квазилокальными модами, отвечающими колебаниям слабо связанных переходных ионов в полостях, сформированных кубооктаэдрами B_{24} . Большая дисперсия T_C

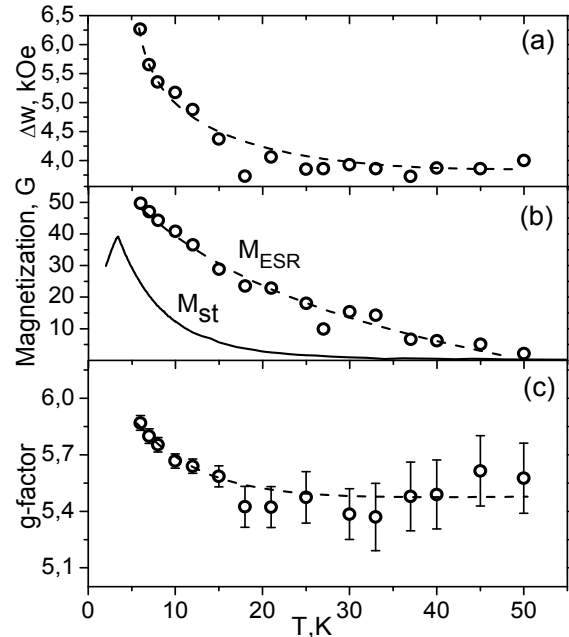


Рис. 1. Ширина линии ЭСР (а), осциллирующая намагниченность (б); сплошной линией показана ферромагнитная добавка к статической намагниченности, определяемой кюри-вейсовской зависимостью в интервале 50-400 К, и g -фактор (с).

(1.5÷8.4K), обнаруженная в исследуемых различными авторами образцах YV_6 , вплоть до настоящего времени не получила адекватного объяснения [1].

В работе представлены результаты измерений теплоемкости, намагниченности, магнитосопротивления, термоэдс и эффекта Холла монокристаллических образцов YV_6 с T_C в интервале 6÷7.6 K в нормальном и сверхпроводящем состоянии. Показано, что рост концентрации вакансий в подрешетках бора (2.6÷3.2%) и иттрия (4÷5.5%) приводит к усилению T_C . Установлена взаимосвязь между ростом числа одиночных вакансий в решетке YV_6 , развитием структурной неустойчивости, усилением электрон-фононного взаимодействия и повышением T_C .

Анализ поведения сопротивления, коэффициентов Холла и термоэдс, теплоемкости и намагниченности в нормальном состоянии позволяет сделать вывод о переходе при $T^* \sim 50$ K в необычную фазу каркасного стекла в YV_6 , в которой в полостях жесткого ковалентного борного каркаса (кристалл) находятся ионы переходного металла, смещенные из centrosymmetrichных положений в кубооктаэдрах B_{24} и расположенные случайным образом (стекло). При этом оказывается, что наряду с развитием структурной неустойчивости и возникновением неравновесного состояния в монокристаллах с одиночными вакансиями и высокими T_C , для YV_6 с низкими T_C характерны скопления дефектов, приводящие к значительным искажениям кристаллической структуры и формированию парамагнитных комплексов вакансий, участвующих в подавлении сверхпроводимости.

Определены характеристики сверхпроводящего и нормального состояния YV_6 : константа электрон-фононного взаимодействия $\lambda_{e-ph} = 0.93 \div 0.96$, критические (H_{C1} и H_{C2}) и термодинамическое (H_C) поля, длина когерентности $\xi(0) \sim 340$ Å, глубина проникновения $\lambda(0) \sim 1100 \div 1600$ Å и длина свободного пробега $l = 31 \div 58$ Å, параметры Гинзбурга-Ландау-Маки $\kappa_{1,2}(0) \sim 3.3 \div 4.8$, величина щели $\Delta(0) \sim 10.3 \div 14.8$ K и отношение $2\Delta(0)/k_B T_C \sim 4$. Сделан вывод о реализации в YV_6 сверхпроводимости II-рода в грязном пределе $\xi \gg l$ с сильным электрон-фононным взаимодействием и s-типом спаривания.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 15-02-02553а и программы ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны».

[1] R. Lortz, Y. Wang, U. Tutsch et al., Phys. Rev. B **73**, 024512 (2006).

Угловые зависимости параметров линии электронного спинового резонанса в антиферроквадрупольной фазе SeV_6

А.В. Семено, М.И. Гильманов, Н.Е. Случанко, В.Н. Краснорусский, Р.Ю. Шицевалова, В.Б. Филипов, С.В. Демишев

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
Московский физико-технический институт
Институт проблем материаловедения НАН Украины, Киев, Украина*

В работе исследованы угловые зависимости параметров линии ЭСР (g -фактора и ширины ΔH) в антиферроквадрупольной фазе тяжелофермионного соединения SeV_6 . Данные получены двумя экспериментальными методиками с различными направлениями волнового вектора k относительно магнитного поля H , с использованием идентичных цилиндрических резонаторов с частотой $f = 60$ ГГц в каждой геометрии. До настоящего времени ЭСР изучался в геометрии $k \parallel H$ только для направления магнитного поля вдоль кристаллографической оси [110] [1]. В настоящей работе эта методика была применена для направлений $H \parallel [100]$ и $H \parallel [111]$, для которых получены температурные зависимости $g(T)$ и $\Delta H(T)$. Геометрия с $k \perp H$ дала возможность проводить вращение образца в магнитном поле и получить подробные угловые зависимости параметров ЭСР $g(\varphi)$ and $\Delta H(\varphi)$, которые включают основные кристаллографические направления. Этот эксперимент позволил обнаружить анизотропию параметров линии ЭСР. Величина g -фактора для направлений [110] и [111] составляет $g \approx 1.6$, она растет при приближении к направлению $H \parallel [100]$, достигая значения $g \approx 1.75$. Рост g -фактора коррелирует с ростом ΔH от среднего значения $\Delta H \approx 1.7$ kOe для [110] и [111] до $\Delta H \approx 3.5$ kOe для [100]. Полученные зависимости $g(\varphi)$ сопоставлены с теоретическим расчетом для состояния Γ_8 иона Se^{3+} в антиферроквадрупольной фазе SeV_6 [2]. Показано, что экспериментальные величины g -фактора для всех углов значительно меньше, чем расчетные ($2 < g < 2.2$), и кроме этого имеют симметрию, отличную от теоретических предсказаний. С другой стороны, поведение g -фактора не соответствует также состоянию Γ_7 иона Se^{3+} , которое имеет изотропную зависимость $g(\varphi)$ с $g \approx 1.4$. Таким образом, обнаруженные зависимости параметров ЭСР поднимают новые вопросы относительно магнитного состояния иона Se^{3+} в SeV_6 , требующие дальнейших исследований.

1. S.V. Demishev et. al., Phys.Rev.B, **80**, 245106 (2009).

2. P.Schlottmann, Phys. Rev. B, **86**, 075135 (2012).

Влияние магнитного поля на промежуточную фазу в $Mn_{1-x}Fe_xSi$: спиновая жидкость или флуктуационной сценарий?

С.В. Демишев^{1,2}, И.И. Лобанова^{1,2}, А.В. Богач¹, В.В. Глушков^{1,2}, В.Ю. Иванов¹, Т.В. Ищенко¹, Н.А. Самарин¹, Н.Е. Случанко¹, С. Габани³, К. Флахбарт³, Н.М. Чубова⁴, В.А. Дядькин^{4,5}, С.В. Григорьев⁴

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

²Московский физико-технический институт

³Институт экспериментальной физики САН, Кошице, Словакия

⁴Петербургский институт ядерной физики

⁵Европейский центр синхротронного излучения, Гренобль, Франция

Спиральные магнетики $Mn_{1-x}Fe_xSi$ отличаются наличием особых магнитных фаз (IP), промежуточных между парамагнитной (PM) фазой и спиральной (SM) фазой с дальним магнитным порядком [1–4]. IP фаза может рассматриваться как аналог голубой фазы в жидких кристаллах [5,6] или как киральная спиновая жидкость [5], следуя прямой аналогии, где PM фаза соответствует газу, а SM фаза – твердому телу. При этом существует альтернативная интерпретация, согласно которой IP фаза представляет собой области сильных спиновых флуктуаций [7]. Можно ожидать, что внешнее магнитное поле будет влиять на IP фазу, ввиду ее магнитной природы. Однако такая возможность до сих пор не исследовалась систематически.

В работе изучалось влияние внешнего магнитного поля на состояние киральной спиновой жидкости (IP фазы) в монокристалле $Mn_{1-x}Fe_xSi$ с концентрацией $x=0.11$, близкой к скрытой квантовой критической точке [1,8]. Измерение магнитной восприимчивости до ~ 0.4 К и температурных зависимостей удельного сопротивления в диапазоне 2-20 К в магнитных полях до 5 Тл, дополненные исследованием малоуглового рассеяния нейтронов и измерений позволили восстановить магнитную фазовую B - T диаграмму данного соединения. Найдено, что в слабых магнитных полях $B < 0.15$ Тл промежуточная фаза с ближним магнитным порядком существует в широком температурном диапазоне $0.62 < T < 9.1$ К (рис.1).

Обнаружено, что увеличение магнитного поля вначале приводит к подавлению перехода из IP фазы в SM фазу при $T \leq 1$ К. Затем внешнее магнитное поле индуцирует появление фазовой границы между IP фазой и спин-поляризованной (SP) фазой. Показано, что температура перехода $IP \rightarrow SP$ растет с магнитным полем по логарифмическому закону, $T_{SP} \sim \log(B)$. В результате, на магнитной фазовой диаграмме формируется особая точка, расположенная при $T \sim 8.5$ К и $B \sim 3.5$ Тл (звезда на рис.1). Данная точка может быть или тройной точкой в случае, если магнитные свойства $Mn_{1-x}Fe_xSi$ описываются спин-поляронной моделью [9,10], или же критической точкой в случае ферромагнетика со слабым взаимодействием Дзялошинского-Мории.

Работа выполнена при поддержке проектом программ РАН «Сильно коррелированные электроны» и «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и проектами словацкой академии наук VEGA 2/0106/13, APVV-14-0605 и CFNT MVEP.

- [1] A.Bauer et al., Phys. Rev. B **82**, 064404 (2010);
- [2] S.V.Grigoriev et al., Phys. Rev. B **83**, 224411 (2011);
- [3] A.Bauer and C.Pfleiderer, Phys. Rev. B **85**, 214418 (2012);
- [4] S.V.Demishev et al., JETP Letters **98**, 829 (2013);
- [5] S.Tewari, et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 047207 (2006);
- [6] L.M.Blinov, *Structure and properties of liquid crystals*, Springer Dordrecht, 2011.
- [7] M. Janoschek et al., Phys. Rev. B **87**, 134407 (2013);
- [8] S.V. Demishev et al., JETP Letters **98**, 933-937 (2013);
- [9] S.V.Demishev, et al., Phys. Rev. B **85**, 045131 (2012);
- [10] S.V.Demishev et al., JETP Letters **100**, 28 (2014);

Индукцированная полем фаза Гриффитса в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$

А.Н. Самарин^{1,2}, Junwei Huang³, J. Vanacken³, С.В. Демишев

¹Московский физико-технический институт

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

³Левенский католический университет, Бельгия

В работе представлены результаты исследования магнитных свойств твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ в магнитных полях до 50 Тл и при температурах $T < 50$ К для концентраций железа $x = 0.054, 0.11$ и 0.19 . Измерения производились в Левенском католическом университете (Бельгия) на установке импульсных магнитных полей [1].

Выполненное ранее исследование на сквид-магнитометре MPMS-5 (Quantum Design) в полях до 5 Тл продемонстрировало отсутствие насыщения намагниченности $M(B,T)$ в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ в указанном диапазоне концентраций. Для объяснения этого эффекта в работе [2] было сделано предположение о том, что в намагниченности $Mn_{1-x}Fe_xSi$ присутствуют два вклада: насыщающийся по магнитному полю вклад спин-

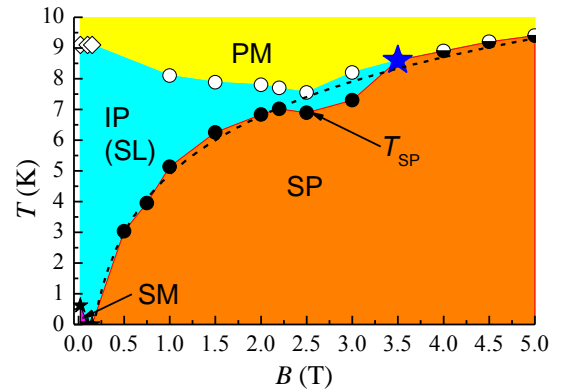


Рис.1 Магнитная фазовая B - T диаграмма для монокристалла $Mn_{1-x}Fe_xSi$ с $x = 0.11$.

поляронной природы и некоторый линейный вклад $M \sim B$. Поэтому, для установления структуры намагниченности и особенностей зависимости $M(B)$ представляло интерес выполнить измерения в сильных магнитных полях.

Обнаружено, что в полях до 50 Тл намагниченность в парамагнитной фазе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ не достигает насыщения, более того, анализ полевых зависимостей намагниченности показал, что в полях выше ~ 10 Тл зависимость $M(B)$ становится степенной $M(B) \sim B^\alpha$ с показателем степени α , лежащим в пределах 0.3 – 0.5 (рис. 1).

Такой тип зависимостей является весьма необычным и может быть качественно интерпретирован возникновением индуцированной полем квантовой критической фазы Гриффитса [3].

Работа выполнена при поддержке программы РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии», «Электронные корреляции в сильно взаимодействующих системах».

- [1] J. Vanacken et al, J Low Temp Phys **170**, 553-561 (2013)
 [2] S. V. Demishev et al, arXiv:1403.7332v2 [cond-mat.str-el] (2014)
 [3] D. S. Fisher, Phys. Rev. B **51**, 6411 (1995)

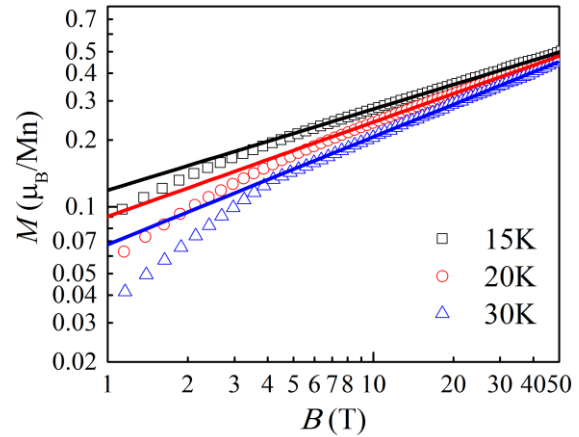


Рис. 1. Намагниченность образца $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x = 0.11$) при различных температурах. Точки - экспериментальные данные, прямые линии - аппроксимация данных степенным законом: $M(B) = A \cdot B^\alpha$.

Фононные возбуждения в ZrB_{12} и LuB_{12} : влияние давления и температуры

Ю.С. Поносов¹, Ю.И. Кузьмин¹, Е.И. Шредер¹, А.В. Левченко², В.Б. Филиппов², Н.Ю. Шицевалова²

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

²Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН, Киев, Украина

Металлические додекабориды ZrB_{12} и LuB_{12} , кристаллизующиеся в структуре UB_{12} (пространственная группа $Fm-3m$), имеют существенно различные температуры перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \sim 6$ К и 0.42 К, соответственно. Данные «тепловой спектроскопии» предполагают, что такая разница обусловлена сильной связью акустических фононов (колебаний атомов циркония) с электронами [1]. Из этих экспериментов получена большая величина макроскопического коэффициента Грюнайзена для низкочастотных фононов в ZrB_{12} .

В нашей работе исследовано поведение фононных спектров ZrB_{12} и LuB_{12} в широкой области температур (10-650К) и давлений (до 10 ГПа) с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света. Это позволило получить прямые оценки изобарических и изотермических коэффициентов Грюнайзена как для акустических фононов, так и для высокочастотных колебаний борной подрешетки. Температурное и объемное поведение последних в обоих материалах подобно. Спектр низкочастотных фононов в ZrB_{12} более структурирован, чем в LuB_{12} [2], что предполагает наличие аномалий в дисперсионных кривых для этой системы. Кроме того, объемные и температурные изменения спектра акустических фононов в ZrB_{12} возрастают с уменьшением энергии колебаний.

Исследование выполнено за счет средств РФФИ (грант № 14-02-00952).

1. R. Lortz, Y. Wang, S. Abe, C. Meingast, Yu. B. Paderno, V. Filippov, and A. Junod, Phys. Rev. B **72**, 024547 (2005).
 2. A.V. Rybina A V et al. Phys. Rev. B **82**, 024302 (2010)

Наблюдение хиральных электронных возбуждений в металлических гексаборидах

Ю.С. Поносов¹, А.А. Махнев¹, С.В. Стрельцов¹, А.В. Левченко², В.Б. Филиппов², Н.Ю. Шицевалова²

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

²Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН, Киев, Украина

Основное состояние гексаборидов YB_6 и GdB_6 с простой кубической структурой (типа CaB_6) различается: в то время как GdB_6 является антиферромагнетиком ниже $T_N \sim 15$ К, YB_6 переходит в сверхпроводящее состояние при $T_c \sim 7.5$ К. Фононные и электронные спектры обоих гексаборидов очень похожи. Так, низкочастотные акустические возбуждения показывают аномальное смягчение при охлаждении [1, 2]. Континуум электронных возбуждений в Рамановских спектрах YB_6 не описывается в расчетах на основе электронной структуры, что предполагает наличие дополнительного механизма рассеяния электронов [3].

В данной работе изучены поляризованные электронные Рамановские спектры YB_6 и GdB_6 при различных температурах. Они оказались очень похожими и содержат возбуждения необычной симметрии T_{1g} . Как правило, возбуждения такой симметрии связывают со спиновыми степенями свободы, что может быть неудивительно для GdB_6 даже при температурах выше точки Нееля. В случае YB_6 появление таких возбуждений требует понимания и дальнейших исследований.

Исследование выполнено за счет средств РФФИ (грант № 14-02-00952).

1. Yu. S. Ponomov and N. Yu. Shitsevalova, JETP Lett., **102**, 295 (2015)
2. N. Ogita, T. Hasegawa, M. Udagawa et al., J. Phys.: Conf. Ser., **176**, 012031(2009).
3. Yu. S. Ponomov, A. A. Makhnev, S. V. Streltsov et al., Письма в ЖЭТФ, **102**, 565 (2015)

Частичная диэлектризация поверхности Ферми и рост критической температуры сверхпроводящего перехода в купратах, пниктидах, СТ-солях и гидридах при высоких давлениях

Л.С. Мазов

Институт физики микроструктур Российской академии наук

Кинетические, магнитные, оптические и другие свойства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) на основе оксидов меди и пниктидов (селенидов) железа принято считать аномальными (с точки зрения старых, низкотемпературных сверхпроводников (НТСП)). И, несмотря на 30-летие *открытия ВТСП-купратов (Bednortz, Mueller, 1986) (и 8-летие открытия ВТСП-ферропниктидов (Hosono, 2008))*, механизм явления ВТСП в них считается невыясненным: «High- T_c is a graveyard of theories» (Zaanen, 2006). В настоящем докладе продемонстрировано, что такая картина является следствием игнорирования магнитной природы этих соединений, когда при анализе ВТСП систем учитывается только сверхпроводящий параметр порядка (как в НТСП). Представлены явные свидетельства того, что сверхпроводящему (СП) переходу в проводящих плоскостях как купратов, так и пниктидов, предшествует (динамический) магнитный фазовый переход из спин-разупорядоченного состояния в состояние типа волны спиновой плотности (АФ ВСП) ($T_c < T_m \approx T^*$). В результате при $T < T_c$ в системе присутствуют два параметра порядка: сверхпроводящий (Δ) и магнитный (Σ), - факт, при учете которого все свойства ВТСП перестают быть аномальными (Кобаев, «Проблема ВТСП», 1978). Рост критической температуры T_c в системе происходит за счет двух факторов. Магнитный (АФ ВСП) фазовый переход соответствует переходу металл-изолятор (Келдыш-Кобаев, 1964), когда на симметричных участках поверхности Ферми формируется диэлектрическая щель (псевдощель) и происходит рост T_c за счет роста плотности состояний на краях диэлектрической щели. Ввиду несоизмеримости ВСП с периодом решетки, в проводящих плоскостях возникает волна зарядовой плотности (ВЗП) с половинным периодом и, следовательно, волна плотности, что приводит к формированию структуры чередующихся зарядовых (С) и спиновых (S) страйпов в этих плоскостях. Ширины С-страйпов и частоты экситонных пиков в S-страйпах этих материалов соответствуют оптимальным параметрам (планарного) сэндвича Гинзбурга с экситонным механизмом ВТСП (Гинзбург, «Проблема ВТСП», 1978). Детальный анализ данных свидетельствует об аналогичной картине и в СТ-солях (Mazov, 2015a). При этом, величина T_c определяется энергией экситонного пика в спектре оптического поглощения.

Картина, характерная для вышеуказанной последовательности двух фазовых переходов (диэлектрического (D) и только затем СП) прослеживается и в материалах обсуждаемой в настоящее время в литературе статьи в Nature (Drozdov et al., 2015). Температура начала первого перехода $T \sim 203\text{K}$, рассматриваемая в статье как T_c , соответствует скорее температуре псевдощели T^* (“kink”), при которой начинается не сверхпроводящий, а магнитный (типа АФ ВСП) фазовый переход (см. выше). Критическая же температура СП-перехода T_c в этих соединениях, как показывают предварительные оценки, оказывается только порядка 40 K (Mazov, 2015b). Это согласуется и с данными самой статьи, где авторы пишут, что “resistance dropped to zero only at $\sim 22\text{ K}$.” На неоднозначность трактовки сверхпроводящего характера спада электросопротивления указывают и сами авторы в более поздней статье в Science (Trojan et al., 2016): “... measurements of the Meissner effect using SQUID ... at pressures above 130 GPa are difficult, and experimental results do not allow for a clear interpretation”. Магнитный характер D-перехода может быть обусловлен предполагаемым ферромагнетизмом металлического водорода (Hirsch, 1989; Ichimaru, 1999), что может приводить к появлению АФ-порядка в гидридах при высоких давлениях (ср. (Hosono, 2008)).

Предпосылки формирования сети сверхпроводящих наноканалов выше комнатной температуры

А. В. Митин

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук

Выяснение природы псевдощелевого режима (ПР), перекрывающего в слабодопированных купратах температурную шкалу $\sim 1200\text{ K}$, продолжает оставаться одним из ключевых направлений в поиске подходов к решению проблемы высокотемпературной сверхпроводимости. Полученные разными методами экспериментальные данные свидетельствуют, что уменьшение концентрации дырок n ниже оптимального значения $n_o = 0,16$, вблизи которого достигается максимум на куполообразной границе $T_c(n)$ перколяционной сверхпроводимости, сопровождается как впечатляющим ростом верхней границы $T^*(n)$ ПР, так и усилением эффектов пространственной сегрегации носителей заряда с явно выраженной тенденцией к их квазиодномерной структуризации. (Значения n и n_o принято нормировать в расчёте на элементарную ячейку слоёв CuO_2).

Для анализа этих процессов автором была предложена модель, основанная на концепции псевдоатомов, каждый из которых при $n < 0,05$ представляет собой связанное состояние иона-допанта и порожденной им

квантованной дырочной орбитали в прилегающем участке кислородной подрешетки соседнего слоя CuO_2 . Из модели следовало, что цепочечное упорядочение псевдоатомов должно быть сопряжено со спариванием дырок на коллективизированных зигзагообразных орбиталях. Такие квантовые протекторы по сути представляют собой бозонные страйпы (БС), дискретная ширина доминирующего контингента которых уменьшается с понижением n . Из расчётов следовало, что в случае купрата $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ наиболее узкие БС шириной ~ 1 нм могли бы выдерживать нагрев до 1200 К [1], а их формирование ниже этой температуры должно приводить, в частности, к резкому падению электросопротивления $\rho(T)$ после прохождения через максимум. Это предсказание вскоре получило экспериментальное подтверждение [2, 3].

В результате моделирования процессов формирования БС с учётом специфики кристаллического строения $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ и $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ удалось самосогласованным образом обосновать ответ на актуальный вопрос о причинах громадной разности их критических параметров при оптимальном уровне допирования [4]. Детальный анализ физической картины, основанный на рассмотрении эволюции в иерархии БС при варьировании n от 0,01 до 0,24, позволил прояснить интригующую связь между эффектами сверхпроводящих корреляций и экстраординарными проявлениями свойств купратов в ПР. Сравнение рассчитанных без привлечения подгонных параметров характеристик купратов как внутри куполообразной границы $T_c(n)$ перколяционной сверхпроводимости, так и в псевдощелевом режиме, охватывающим диапазон $T_c(n) < T < T_c^*(n)$, показывает, что они находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [5 – 9].

В предлагаемом докладе основное внимание будет уделено новым результатам, полученным в ходе дальнейшего развития модели. Их обсуждение должно не только послужить в качестве дополнительной аргументации для обоснования развиваемого автором подхода, основанного на рассмотрении иерархии БС в слоях CuO_2 , но и нацелено на более углублённое понимание уникальных свойств купратов. В свою очередь это должно привести к значительному расширению диапазона их применения: от грандиозных электроэнергетических систем до миниатюрных шедевров наноэлектроники, включающих, например, перспективные суперпроцессоры нового поколения для квантовых компьютеров.

- [1] Митин А. В. // Инженерная физика **1**, 37 (2003).
 [2] Митин А. В. // Известия РАН. Серия физическая, **69**, 576 (2005).
 [3] Mitin A. V. // AIP Conf. Proc.: Mat. Physics and Applications, **850**, 447 (2006)
 [4] Mitin A. V. // J. Supercond. Nov. Magn., **25**, 1277 (2012).
 [5] Mitin A. V. // J. Supercond. Nov. Magn., **20**, 591 (2007).
 [6] Митин А. В. // ФНТ, **33**, 328 (2007).
 [7] A. V. Mitin, Int. Conf. Nanomeeting-2007, Minsk, Belarus, 22-25 May, 2007, pp. 129-132.
 [8] Митин А. В. // Известия РАН. Серия физическая, **73**, 1122 (2009).
 [9] A. V. Mitin, Int. Conf. Nanomeeting-2009, Minsk, Belarus, 26-29 May, 2009, pp. 60-63.

Анизотропия параметров порядка в железосодержащих сверхпроводниках $\text{Ba}(\text{K})\text{Fe}_2\text{As}_2$ и $\text{Ba}[\text{Fe}(\text{Ni})]_2\text{As}_2$

Т.Е. Кузьмичева¹, В.А. Власенко¹, С.А. Кузьмичев², К.С. Перваков¹, В.М. Пудалов¹

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

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

Проведены исследования монокристаллов оптимально допированных сверхпроводящих пниктидов $\text{BaFe}_{1,9}\text{Ni}_{0,1}\text{As}_2$ с критической температурой $T_C \approx 19$ К и $\text{Ba}_{0,65}\text{K}_{0,35}\text{Fe}_2\text{As}_2$ с $T_C \approx 34$ К [1]. С помощью техники «break-junction» [2] (контакт на микротрещине) в образцах создавались контакты типа сверхпроводник — нормальный металл — сверхпроводник (SnS) с высокой прозрачностью (~ 95 – 98 %) и баллистическим андреевским транспортом, а также SnSn-...-S структуры. В стопочных контактах впервые наблюдался эффект внутренних многократных андреевских отражений. Эффект проявляется в избыточном токе на вольтамперной характеристике SnSn-...-S-контакта при малых смещениях, а также появлении на спектре динамической проводимости минимумов на смещениях $V_n = 2m\Delta_{L,S}/en$ (n - натуральное число, $\Delta_{L,S}$ - величины сверхпроводящих щелей, m - число контактов в стопке) [3]. Метод внутренней андреевской спектроскопии, основанный на этом эффекте, позволяет напрямую определить объёмные величины параметров порядка при любых температурах $T \leq T_C$.

На $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов наблюдались дублетные минимумы, соответствующие двум анизотропным параметрам порядка (~ 30 % анизотропия в k -пространстве). При $T = 4.2$ К были определены величины щелей: для $\text{Ba}_{0,65}\text{K}_{0,35}\text{Fe}_2\text{As}_2$ $\Delta_L = 5.5$ – 8 мэВ и $\Delta_S = 1.7 \pm 0.3$ мэВ; для $\text{BaFe}_{1,9}\text{Ni}_{0,1}\text{As}_2$ $\Delta_L = 3.2$ – 4.5 мэВ и $\Delta_S = 1.2$ – 1.6 мэВ. Оба параметра порядка не имеют точек нулей в угловом распределении в k -пространстве. Определённые нами амплитуды щелей воспроизводятся, не зависят от геометрии контакта и количества контактов в стопке; полученные данные согласуются с результатами измерений теплоемкости, $H_{c1}(T)$, анизотропии H_{c2} [1,4], а также с данными фотоэмиссии углового разрешения (ARPES) [5].

Получены температурные зависимости экстремумов большой щели и малой щели. Оба параметра порядка обращаются в ноль при общей критической температуре T_C^{local} , в то время как анизотропия Δ_L меняется в пределах 30–34 %. Экспериментальные $\Delta_{L,S}(T)$ отклоняются от однозонной БКШ-образной функции, в то же время соответствуют теоретическим зависимостям, рассчитанным на основе уравнений Москаленко и Сула [6] для случая относительно слабого межзонного взаимодействия. Характеристическое отношение БКШ для боль-

шой щели превосходит БКШ-предел слабой связи 3.52, что является следствием сильного электрон-бозонного взаимодействия в зонах с большой щелью.

Авторы благодарят М. Abdel-Hafiez, Y.C. Chen, H.-H. Wen, A.A. Kordyuk. Работа проведена при поддержке гранта Президента РФ МК-5699.2016.2.

1. M. Abdel-Hafiez, et al., Phys. Rev. B 90, 054524 (2014).
2. J. Moreland and J. W. Ekin, J. Appl. Phys. 58, 3888 (1985).
3. R. Kümmel, et al., Phys. Rev. B 42, 3992 (1990).
4. A.V. Muratov, et al. [in press].
5. D.V. Evtushinsky, et al., Phys. Rev. B 89, 064514 (2014).
6. B. A. Москаленко, ФММ 8, 503 (1959); H. Suhl, et al., Phys. Rev. Lett. 3, 552 (1959).

Теоретические основы линейной индукционной методики определения параметров сверхпроводящих пленок

П.И. Безотосный, С.Ю. Гаврилкин, О.М. Иваненко, К.В. Мицен, А.Ю. Цветков

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

Определение глубины проникновения магнитного поля λ - актуальная задача, так как данный параметр характеризует, помимо макроскопических электродинамических свойств материала, микроскопические свойства сверхпроводящего конденсата. Большинство из существующих методик определения величины λ требуют применения сложного и дорогостоящего экспериментального оборудования, а для получения результата применяются достаточно громоздкие теоретические модели, не всегда точно соответствующие реальной геометрии эксперимента. Разработка сравнительно простых и наглядных подходов, позволяющих решить эту задачу, представляет большой практический интерес.

Данная работа, являющаяся развитием работ [1-2], посвящена моделированию линейного отклика сверхпроводящей плёнки на локальное низкочастотное синусоидальное магнитное поле, создаваемое измерительной катушкой, размещенной в непосредственной близости от образца. Для приёма сигнала отклика используется та же самая катушка, что позволяет минимизировать число параметров связи. Рассматривается ситуация, когда плотность индуцированных токов много меньше критической. Разработан теоретический подход к определению изменения индуктивности катушки ΔL в зависимости от величины λ для различных толщин образца d , а также при различных геометрических параметрах задачи (зазор между катушкой и пленкой, размеры катушки и т.д.).

Помимо определения величины λ , предложенная модель и подход могут быть применимы к оценке температурной зависимости магнитной восприимчивости образца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-32-00586).

[1] С.Ю. Гаврилкин, О.М. Иваненко, К.В. Мицен, А.Ю. Цветков, КСФ ФИАН № 2, стр. 26-35 (2014).

[2] С.Ю. Гаврилкин, О.М. Иваненко, К.В. Мицен, А.Ю. Цветков, Сборник трудов 2-й Национальной конференции по прикладной сверхпроводимости НКПС-2013 (электронное издание), стр. 123-129 (2014).

Спектр краевых плазмон-поляритонов

А.А. Заболотных^{1,2}, В.А. Волков^{1,2}

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

² *Московский физико-технический институт*

Плазменные колебания (или плазмоны), локализованные вблизи края двумерной (2D) электронной системы в полупроводниковых структурах и бегущие вдоль него, называют краевыми плазмонами. Без учёта электромагнитного запаздывания (в квазистатическом пределе) спектр краевого плазмона, распространяющегося вдоль прямолинейной границы 2D ЭС, имеет вид [1,2] $\omega_{\text{edge}}(q) = (\alpha^2 \omega_p^2(q) - 1/4\tau^2)^{1/2} - i/2\tau$, где τ – время релаксации электрона в 2D ЭС, $\omega_p(q) = (2\pi n e^2 q / \kappa m)^{1/2}$ – плазменная частота объёмных 2D плазмонов, т.е. плазмонов в 2D ЭС без границы, n – 2D концентрация электронов, e , m – их заряд и эффективная масса, q – модуль волнового вектора вдоль границы, κ – диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещена 2D ЭС; константа $\alpha \approx 0.906$ [1]. При $\omega_{\text{edge}}\tau < 1$ краевой плазмон сильно затухает.

Однако известно, что учёт электромагнитного запаздывания для объёмных 2D плазмонов приводит к тому, что они становятся добротными при всех частотах, даже при частотах меньших τ^{-1} , если статическая проводимость 2D ЭС σ , больше $c/2\pi$, где c – скорость света. Поэтому возникает вопрос, какой будет спектр краевого плазмона при учёте электромагнитного запаздывания, будет ли краевой плазмон добротным при любых частотах в высокопроводящей 2D системе как добротен объёмный?

Нами был получен спектр краевого плазмона при учёте электромагнитного запаздывания, т.е. спектр краевых плазмон-поляритонов. Оказалось, что краевые плазмоны-поляритоны становятся добротными при всех частотах при том же условии, что и объёмные, а именно $2\pi\sigma > c$. Проанализированы асимптотики спектра, а также распределения потенциалов и полей.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (проекты №14-02-01166 и №16-32-00526).

1. В.А. Волков, С.А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ 42, 450 (1985).

Незатухающие магнитоплазмоны в диссипативной 2D электронной плазме

А.А. Заболотных^{1,2}, В.А. Волков^{1,2}

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук*
² *Московский физико-технический институт*

Постановка задачи. Спектр плазменных колебаний (плазмонов) в двумерных (2D) электронных системах (ЭС) не имеет щели при нулевом волновом векторе и без учёта электромагнитного запаздывания является корневым $\omega_p(q) = (2\pi n e^2 q / \kappa m)^{1/2}$, где n – 2D концентрация электронов, e , m – их заряд и эффективная масса, q – модуль волнового вектора плазмона, κ – диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещена 2D ЭС. При частотах 2D плазмона, меньших обратного времени релаксации электрона в 2D ЭС τ^{-1} , 2D плазмон быстро затухает.

Однако ситуация меняется, если учесть электромагнитное запаздывание [1,2]. В работе [1] было показано, что 2D плазмоны при учёте электромагнитного запаздывания (2D плазмон-поляритоны) добротны при всех частотах, в том числе и при частотах меньших τ^{-1} , если статическая проводимость 2D ЭС σ , имеющая размерность скорости, становится больше $c/2\pi$, где c – скорость света.

Спектр плазмон-поляритонов в постоянном магнитном поле B , ортогональном плоскости 2D ЭС, т.е. спектр магнитоплазмон-поляритонов, исследовался в работе [3], но только в бездиссипативном пределе ($\tau \rightarrow \infty$). В диссипативной системе (с конечным временем релаксации) спектр 2D магнитоплазмон-поляритонов описывается сложным уравнением, которое почти не исследовано. Мы аналитически решили эту «пропущенную задачу», которая стала актуальной в связи с экспериментом [4].

Результаты. Впервые найдены спектры аномально слабозатухающих 2D магнитоплазмон-поляритонов в диссипативной 2D ЭС [5]. В рамках классического подхода характерные виды спектров можно классифицировать с помощью фазовой диаграммы «проводимость- магнитное поле», используя: безразмерную проводимость $\sigma_d = 2\pi e^2 n \tau / (mc \sqrt{\kappa})$ и безразмерную циклотронную частоту $\Omega_c = \tau |e| B / mc$. Помимо слабодобротной и высокодобротной фаз выявлены и проанализированы две супердобротные фазы на этой диаграмме.

Оказывается, что для существования слабозатухающих и аномально слабозатухающих плазмон-поляритонов необходимо и достаточно выполнить условие $\sigma_d^2 + \Omega_c^2 > 1$. Поэтому высокодобротные ветви магнитоплазмон-поляритоны должны существовать даже в плохопроводящей ($\sigma_d < 1$) плазме, если магнитное поле не очень мало. Более того, в этом случае в спектре возбуждений каждой суперфазы существует точка с бесконечной добротностью, т.е. плазмон-поляритон не затухает, несмотря на диссипативность системы. Этот парадоксальный результат связан с тем, что в указанной точке магнитоплазмон-поляритон становится делокализованным в направлении, ортогональном плоскости 2D ЭС. Проанализирована также структура полей, поляризация и скорость переноса энергии магнитоплазмон-поляритонами в диссипативной 2D системе.

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

1. В. И. Фалько, Д. Е. Хмельницкий, ЖЭТФ **95**, 1988 (1989).
2. А. О. Говоров, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **95**, 1976 (1989).
3. K. W. Chiu and J. J. Quinn, Phys. Rev. B **9**, 4724 (1974).
4. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **114**, 106805 (2015).
5. V.A. Volkov, A.A. Zabolotnykh, arXiv:1605.00430 (2016).

Краевые состояния на ступенях поверхности Bi_2Se_3

Н.И. Федотов^{1,2}, В.В. Павловский¹, С.В. Зайцев-Зотов^{1,2}

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук*
² *Московский физико-технический институт*

Топологические изоляторы обладают энергетической щелью в объеме и топологически защищенными поверхностными состояниями с дираковским энергетическим спектром [1]. Изучены особенности энергетической структуры поверхности сколотых в сверхвысоком вакууме образцов топологического изолятора Bi_2Se_3 вблизи краев ступеней с помощью сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии. Точка Дирака поверхностных состояний изучавшихся образцов находится внутри запрещенной зоны объема, а их химический потенциал лежит в пределах **50 – 100 мэВ от точки Дирака поверхностных состояний** [2]. Вблизи края ступени обнаружено смещение химического потенциала относительно его положения в объеме на величину примерно 150 мэВ, происходящее на масштабах порядка 10 нм. Также наблюдается изменение формы туннельных спектров на краю ступени, в частности появление горизонтальной полки, а также одного или двух максимумов.

Смещение химического потенциала вызвано отличием работ выхода с различных граней Bi_2Se_3 [3,4]. Горизонтальный участок в локальной плотности состояний может свидетельствовать о наличии одномерного топологически нетривиального состояния на краю ступени.

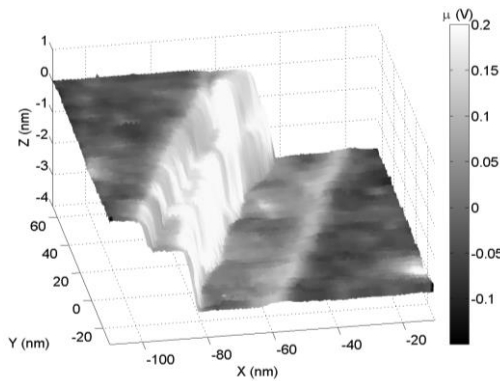


Рис. 1. Положение химпотенциала на участке поверхности, содержащем две ступени и линейный дефект, наложенное на топографию этого участка.

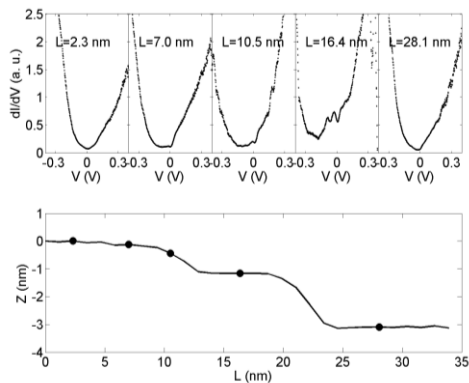


Рис. 2. Профиль ступеней высотой 1 и 2 пятислойника и туннельные спектры в положениях обозначенных точками ($V = -0,4$ В, $I_t = 100$ пА, $T = 4,5$ К).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и ОФН РАН.

- [1] M. Z. Hasan, C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3025 (2010).
 [2] A. Yu. Dmitriev, N. I. Fedotov, V. F. Nasretidina, S. V. Zaitsev-Zotov, *Письма в ЖЭТФ*, **100**, 442 (2014).
 [3] Y.-L. Lee, H. C. Park, J. Ihm, Y.-W. Son, *PNAS*, **112** 11514 (2015).
 [4] N. Virk, O. Yazyev, *Scientific Reports* **6**, 20220 (2016).

Стимулированное термоциклированием повышение качества кристаллов пайерлсовского проводника ромбического TaS_3

В.Е. Минакова, А. М. Никитина, С. В. Зайцев-Зотов

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Известно [1], что примеси и дефекты, нарушая дальний порядок в пайерлсовском проводнике, приводят к пиннингу волны зарядовой плотности (ВЗП), ответственному за линейность вольт-амперных характеристик в малых электрических полях $E < E_T$, где E_T – пороговое поле начала скольжения ВЗП. Тип примесей и дефектов определяет тип пиннинга – сильный ($E_T \propto n$) или слабый ($E_T \propto n^2$) [2], а увеличение их концентрации, n , приводит к уменьшению температуры пайерлсовского перехода, T_p , и его сглаживанию. Дефекты, являющиеся центрами сильного пиннинга, могут вноситься, например, облучением образца нейтронами или быстрыми электронами [3, 4], причем $\Delta T_p \propto -n^{1/2}$. Дефекты, обеспечивающие слабый пиннинг, часто возникают вследствие неидеальных условий при синтезе, в частности, при намеренном введении изоэлектронных примесей [5, 6], в этом случае $\Delta T_p \propto -n$. Вопрос о временной эволюции вклада дефектов в проводимость ранее специально не изучался. Сообщалось [1, 7], что термоциклирование *увеличивает* степень дефектности образца.

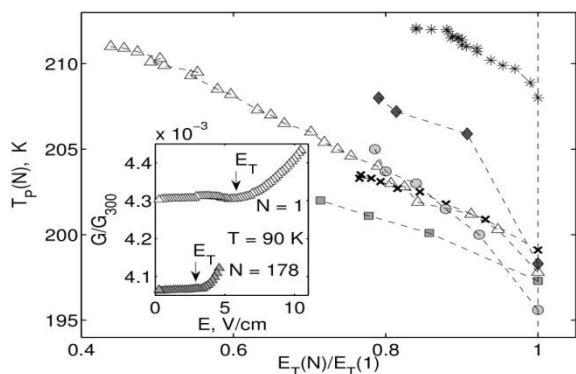


Рис.1. Зависимость T_p от N для разных образцов. На вставке – температурная зависимость $d \ln R/d(1/T)$ при первом и 178-м термоциклировании для наиболее изученного образца.

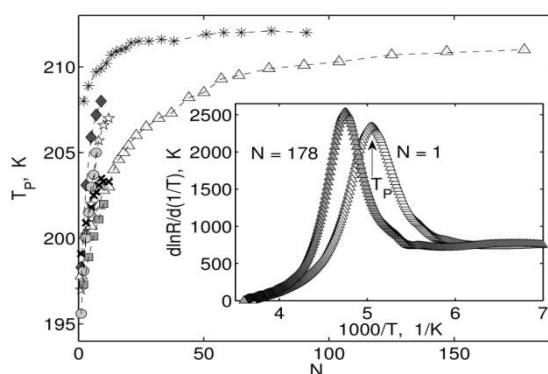


Рис.2. Зависимость T_p от E_T , нормированного на значение при $N=1$. На вставке – полевые зависимости проводимости G при $T = 90$ К, нормированной на проводимость при $T = 300$ К, при 1-м и 178-м термоциклировании.

В данной работе впервые изучен процесс эволюции ростовых дефектов в ромбическом TaS_3 . Известно, что неидеальные условия роста приводят к большому разбросу величин T_p и E_T даже для кристаллов, выращенных при одном технологическом процессе. В нашем случае T_p менялась от 195 до 213 К. Было установлено, что в кристаллах с большими величинами T_p основные параметры, T_p и E_T , со временем почти не меняются даже при многократном термоциклировании. По-видимому, в этих кристаллах дефектов мало, а величина T_p , в основном, определяется примесями. Обнаружено, что для кристаллов с изначально малыми значениями T_p со временем наблюдается тенденция к согласованному росту T_p и уменьшению E_T , которая для большинства об-

разцов может быть кардинально ускорена многократным термоциклированием до $T < T_p$ и обратно. Изменение T_p с ростом номера термоциклирования N приведено на рис. 1, T_p определялась по максимуму логарифмической производной сопротивления по обратной температуре $d \ln R / d(1/T)$. При достаточно больших N кривые выходят на насыщение, достигая значений T_p , характерных для образцов без дефектов. На рис. 2 приведена взаимосвязь величин T_p и E_T . Их коррелированное изменение свидетельствует о росте качества кристалла и вызвано, по-видимому, выходом дефектов, ускоренным термоциклированием. Вероятная причина такого необычного эффекта – характерное для пайерлсовских проводников сильное электрон-фононное взаимодействие.

Работа поддержана программой ОФН РАН и грантом РФФИ № 14-02-01236.

- [1] P. Monceau, Adv. Phys., **61**, 325 (2012); G. Grüner. Rev. Mod. Phys. **60**, 1129 (1988).
 [2] H. A. Lee, T. M. Rice, Phys. Rev. **B 19**, 3970 (1979); H. Fukuyama, P. A. Lee, Phys. Rev. **B 17**, 476 (1978).
 [3] G. Mihály, N. Housseau, H. Mutka *et al.*, J. Physique Lett., **42**, L-263 (1981).
 [4] H. Mutka, S. Bouffard, G. Mihály, L. Mihály, J. Physique Lett., **45**, L1-13 (1984).
 [5] Pei-Ling Hsieh, F. de Czitto, A. Janossy, J. W. Savage, J. Physique **44** (1983) C3-1753.
 [6] N. P. Ong, J. W. Brill, J. C. Eckert, G. Gruner, J. Physique **44** (1983) C3-1753.
 [7] Ф. Я. Надь, М. Е. Иткис, Письма в ЖЭТФ **63** (1996) 246.

Обменно-корреляционная энергия многоэлектронной системы в приближении самосогласованного поля

А.Я. Шульман

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

Обычно под обменно-корреляционной энергией E_{xc} понимают разность между точной энергией электростатического взаимодействия электронов и ее оценкой через среднюю плотность $n(\mathbf{r})$ электронов по формуле Хартри ($e=1$)

$$V_H = 2\pi \iint d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{r}' G_0(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) n(\mathbf{r}) n(\mathbf{r}'), \quad (1)$$

где $G_0 = 1/4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ - функция Грина оператора Лапласа в свободном пространстве. Формула (1) для V_H была предложена Хартри из физических соображений, содержит вклад самодействия электронов, не учитывает отличия среднего поля от действующего и плохо определена в бесконечной системе. Последовательно выделяя выражение для V_H из точного выражения для энергии V_{ee} межэлектронного взаимодействия, получим

$$\langle V_{ee} \rangle = V_H + 2\pi \iint d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \left\{ G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') g_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \lim_{\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}} \left[\tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - G_0(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) \right] n(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \right\} = V_H + E_{xc}. \quad (2)$$

Здесь парная корреляционная функция $g_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \delta n(\mathbf{r}) \delta n(\mathbf{r}') \rangle - n(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ определена через одновременный коррелятор плотность-плотность за вычетом сингулярной части коррелятора при совпадающих аргументах. Функция $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в (2) есть функция Грина краевой задачи для уравнения Пуассона, учитывающая геометрию системы и условия на границах, \tilde{G} - то же самое для линеаризованного уравнения Пуассона с учетом поляризуемости электронной системы.

Из (2) видно, что точная обменно-корреляционная энергия E_{xc} представляет собой электростатическую энергию взаимодействия флуктуаций плотности электронов за вычетом самодействия. Применив ФДТ, g_2 можно выразить через функцию линейного отклика.

Приближение самосогласованного поля применительно к E_{xc} означает, что коррелятор $\langle \delta n(\mathbf{r}) \delta n(\mathbf{r}') \rangle$ следует вычислять, положив двухточечную матрицу плотности равной произведению одноточечных. Тем самым сохраняется обычная физика теории самосогласованного поля, в которой многоэлектронная система заменяется идеальным газом невзаимодействующих частиц, погруженных в порожденное ими самосогласованное поле. Это приближение позволяет получить явные, аналитически или вычислительно трактатбельные выражения для всех входящих в него величин. Так, например, для классического электронного газа в однородном положительном фоне получим из (2)

$$g_2 \equiv 0, \quad \tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \exp(-k_D |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) / 4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, \quad \varepsilon_{xc} = \varepsilon_c = -\frac{e^2}{2} k_D n,$$

где $1/k_D$ - дебаевский радиус и для ясности восстановлен заряд электрона. Величина ε_c получилась равной известной корреляционной поправке к плотности энергии невырожденной плазмы. В случае вырожденного ферми-газа член с g_2 в (2) породит обменную энергию, вычисленную с учетом экранирования фриделевских осцилляций плотности флуктуациями самосогласованного поля. Подстановка g_2 для нейтрального ферми-газа даст обычное выражение для плотности обменной энергии ε_x . Учет экранирования в g_2 фактически означает включение в обменный член какой-то части корреляционной энергии в ее обычном определении. Поправка на самодействие здесь представляет собой также некоторую часть обычной корреляционной энергии и будет по-

рядка $\varepsilon_C = -\frac{e^2}{2} k_{TF} n$. Наконец, подставив в функционал энергии для многоэлектронного атома с N электронами коррелятор плотности для классического газа с учетом корреляции из-за сохранения полного числа электронов $\langle \delta n(x) \delta n(x') \rangle = n(x) \delta(x-x') - n(x)n(x')/N$, получим поправку Ферми-Амальди в уравнении Томаса-Ферми. Обычный ее вывод по замечанию Зоммерфельда считается «не совсем свободным от произвола». Учёт вырождения газа электронов в многоэлектронном атоме изменит выражение для корреляционной поправки: $n(x)n(x')/N \rightarrow N \square \delta n(x) / \partial N \square \delta n(x') / \partial N$, что должно улучшить точность поправки Ферми-Амальди в объёме атома. В рамках данного подхода поправка Ферми-Амальди также оказывается частью корреляционной энергии.

Структура и электронный транспорт эпитаксиальных пленок иридата стронция

А.М. Петржик¹, Ю.В. Кислинский¹, Г.А. Овсянников¹, К.И. Константиан¹, Н.В. Андреев², Т.А. Свиридова²

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

² *Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»*

Оксиды переходных металлов с 5d орбиталями в последнее время привлекают повышенный интерес из-за уникальных фазовых состояний, возникающих из-за взаимодействия сильного спин-орбитального и электрон-электронного взаимодействий. Такие материалы, включая иридаты, можно рассматривать как парамагнитные металлы со слабо коррелированными состояниями, вызванными 5d электронными состояниями и частично заполненной валентной зоной.

С целью изучения влияния механических напряжений на свойства плёнок иридата стронция, методом лазерной абляции на четырех типах монокристаллических подложек получены эпитаксиальные пленки соединения SrIrO₃. Использовались подложки (001) SrTiO₃, (001) LaAlO₃ + Sr₂AlTaO₆ (LSAT), (110)NdGaO₃ и (001) LaAlO₃. В результате деформации кристаллической решетки величины удельного сопротивления пленок, выращенных на подложки с разными параметрами решетки, различались в несколько раз. Пленки SrIrO₃ толщиной $d = 90$ nm, выращенные на подложках SrTiO₃ и LSAT, имели немонотонную зависимость проводимости от температуры: тип температурной зависимости проводимости менялся с металлического на диэлектрический при $T_L = 200 - 250$ K. При уменьшении толщин до величины менее 20 nm сопротивления пленок на всех типах подложек уменьшались с ростом температуры экспоненциально.

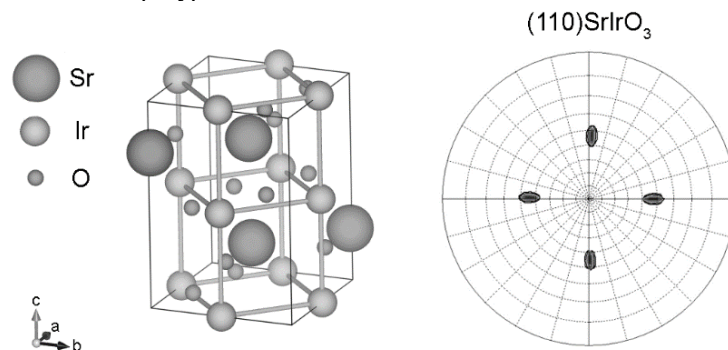


Рис. 1. (слева) Схематическое изображение орторомбической фазы плёнки SrIrO₃. Изображены орторомбическая элементарная ячейка с параметрами a, b, c равными 0.55617, 0.55909 и 0.78821 нм соответственно. Две элементарные ячейки при упрощённом псевдокубическом рассмотрении данной фазы можно представить как $a=b=c=0.397$ нм. (справа) Полусная фигура для образца SrIrO₃/NdGaO₃, снятая при $2\theta=31.9^\circ$ для отражения (110)SrIrO₃.

Наилучшее совершенство кристаллической структуры (малая ширина кривой качания) и наименьшее сопротивление получены для пленок на подложке из титаната стронция, параметр решетки которого наиболее близок к псевдокубическому параметру решетки метастабильной орторомбической модификации иридата стронция SrIrO₃. На таких пленках наблюдается переход от металлического к диэлектрическому ходу сопротивления при температуре 210 K. В целом температурные зависимости сопротивления этих пленок могут быть описаны с учетом слабой локализации и взаимодействия электронной и спиновой подсистем. Слабая локализация возникает из-за появления неоднородностей, которые в свою очередь образуются в результате сдвига дислокаций в напряженных пленках. При уменьшении толщины пленки до 12 nm наблюдается прыжковая проводимость.

Работа выполнена при поддержке Российской академии наук, проектов РФФИ № 16-37-60069, 14-07-93105 и 14-07-00258.

Исследование электронных транспортных свойств графена с искусственной анизотропией.

А.В. Фролов^{1,2}, А.П. Орлов, А.А. Синченко, К. Rogacki³, А.Г. Темирязев⁴

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

² *Московский физико-технический институт*

³ *International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw*

⁴ *Фрязинский филиал Инс-та радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук*

В работе исследовались образцы биграфена, перенесённого на подложку с искусственно созданной волнистой структурой поверхности, напоминающей дифракционную решётку. Гофрирование подложки выполнялось с помощью фокусированного ионного пучка с периодом 150 нм и глубиной 6 нм. Использование высоколегированного кремния со слоем SiO_2 толщиной 300 нм в качестве подложки позволило управлять концентрацией носителей заряда в биграфене. Проводимость графена вдоль и поперёк решётки измерялась методом Монтгомери [1]. Было обнаружено, что в отсутствие магнитного поля проводимость вдоль слоёв в 1.7-2.4 раза больше, чем поперёк слоёв, причём анизотропия возрастает при уменьшении концентрации носителей в биграфене (приближении уровня Ферми к дираковской точке). По-видимому, это связано с тем, что в местах углублений графен неплотно прилегает к подложке, образуя подвешенные области с высокой подвижностью. Рассмотрение плёнок графена с помощью сканирующего электронного микроскопа и атомно-силового микроскопа подтверждают наши предположения.

Интересны особенности поведения анизотропии в сильных магнитных полях. На фоне монотонного возрастания анизотропии при уменьшении концентрации носителей начинают наблюдаться локальные минимумы, причём положения минимумов анизотропии соответствуют пересечению уровнем Ферми холловских плато, а также центров уровней Ландау.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-12-10411

1. H.C. Montgomery, J.Appl.Phys. 42, 2971 (1971).

Коэффициент самодиффузии в жидких металлах

О.И. Тутынина, А.А. Беспалько

Уральский технический институт связи и информатики

Получена формула для расчета коэффициента самодиффузии в жидких металлах. Использовано соотношение Эйнштейна, связывающее коэффициент диффузии с коэффициентом трения, который вычисляется через автокоррелятор силы, выраженный через коллективные и одночастичные переменные. На кинетическом масштабе времени введен эффективный модельный парный потенциал простого вида. Результат содержит один феноменологический параметр (температуру плавления) и параметры равновесной структуры, определяемые плотностью расплава и структурным фактором при данной температуре (подгоночные параметры отсутствуют). Численный анализ общей формулы приведен для Cu, Zn, Cd, In, Ag, Na, Ga, Hg (для последних трех металлов рассчитана также температурная зависимость коэффициента самодиффузии). Показано хорошее согласие теории и эксперимента.

Медленные осцилляции поперечного магнетосопротивления в слоистых материалах в слабом магнитном поле

Т.И. Могилюк, П.Д. Григорьев

НИИ Курчатовский институт

Медленные осцилляция магнетосопротивления являются удобным инструментом для измерения свойств электронной структуры в квазидвумерных металлах. Нашей целью является теоретическое описание осцилляций поперечного магнетосопротивления в слоистых металлах с интегралом межслоевого туннелирования электронов $t_z > \hbar\omega_c$, где $\hbar\omega_c$ – расстояние между уровнями Ландау. Рассчитан тензор плоскостной проводимости, содержащий как квантовые, так и медленные [1, 2] осцилляции магнетосопротивления. Взаимодействием между электронами пренебрегается, а учитывается только их рассеяние на примесях. Обсуждаются обобщения на случай многозонных проводников.

1. P. D. Grigoriev, Phys. Rev. B 67, 144401, **2003**.

2. P.D. Grigoriev, M.M. Korshunov, T.I. Mogilyuk, J. Superconductivity and Novel Magnetism, 29(4), 1127 (**2016**).

Исследование структуры сверхпроводящего состояния допированных кобальтом многозонных соединений BaFe_2As_2

А.Е. Каракозов¹, М.В. Магницкая¹, Б.П. Горшунов², Е.С. Жукова³

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

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

³*Московский физико-технический институт*

Проведен теоретический анализ температурной зависимости электронной теплоемкости $C_s(T)$ системы $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ в сверхпроводящей области ($x > 0.06$) и в области сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости ($x < 0.06$). Анализ показал, что при переходе из сверхпроводящей области в область сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости вклад электронной подсистемы в теплоемкость $C_s(T)$ резко уменьшается и сверхпроводящее состояние $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ в этой области становится фактически двухщелевым, в отличие от трехщелевого состояния в сверхпроводящей ($x > 0.06$) области.

Может ли случайный пиннинг изменить сценарий двумерного плавления?

В.Н. Рыжов, Ю.Д. Фомин и Е.Н. Циок

Институт физики высоких давлений ми. Верещагина Российской академии наук

Несмотря на почти сорокалетнюю историю изучения, до сих пор не существует теории, непротиворечивым образом описывающей микроскопическую природу плавления двумерных систем. Широко распространена теория Костерлица-Таулеса-Галперина-Нельсона-Юнга (Kosterlitz-Thouless-Halperin-Nelson-Young (KTHNY) theory) [1-3], в которой предполагается, что, в отличие от обычного трехмерного плавления посредством перехода первого рода, двумерное плавление осуществляется посредством двух непрерывных переходов через новую промежуточную фазу с квазидальним ориентационным порядком, называемую гексатической. С другой стороны, плавление двумерных систем может происходить и посредством перехода первого рода без гексатической фазы [4-5]. Из многочисленных экспериментальных работ и работ по компьютерному моделированию можно сделать вывод, что системы с очень короткодействующим потенциалом с жестким ядром плавятся посредством слабого перехода первого рода, тогда как в случае мягких длиннодействующих потенциалов реализуется сценарий КТННУ. Кроме того в недавних работах [6-7] был предложен третий сценарий плавления, в котором системы с твердым ядром плавятся посредством двух переходов: непрерывного перехода кристалл - гексатическая фаза и перехода первого рода гексатическая фаза - жидкость.

В данной работе представлено изучение фазовой диаграммы двумерной системы частиц, взаимодействующих посредством потенциала с отрицательной кривизной [8-9] методами компьютерного моделирования. Потенциалы такого вида широко используются для описания систем с аномальным поведением, подобным поведению воды. В экспериментах двумерные системы, как правило, располагаются на твердых подложках, которые вносят в систему случайный замороженный беспорядок, связанный с дефектами подложки. Эти дефекты влияют на сценарий плавления двумерной системы, и поэтому их надо учитывать при интерпретации экспериментальных данных [10]. В работе представлены результаты моделирования двумерной системы с потенциалом с отрицательной кривизной, в которой небольшая часть частиц закреплена в случайных позициях, то есть запиннигована, что вносит замороженный беспорядок. В наших предыдущих работах [11-14] было показано, что без случайного пиннинга в системе наблюдается аномальное поведение плавления: при низких плотностях эффективный потенциал взаимодействия частиц является мягким, и система плавится посредством двух непрерывных переходов по сценарию КТННУ. В то же время при высоких плотностях плавление происходит посредством перехода первого рода без гексатической фазы. В настоящей работе показано, что при низких плотностях наличие пиннинга приводит к уширению области существования гексатической фазы - эффекту, широко известному для других систем [10], тогда как при высоких плотностях наличие пиннинга приводит к изменению сценария плавления: непрерывный переход из кристалла в гексатическую фазу и переход первого рода гексатическая фаза - жидкость [14].

Такое поведение должно наблюдаться в монослоях заряженных коллоидных частиц и в воде, зажатой между гидрофобными плоскостями.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00820).

- [1] D. R. Nelson, B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **19**, 2457 (1979).
- [2] A. P. Young, *Phys. Rev. B* **19**, 1855 (1979).
- [3] M. Kosterlitz, D. J. Thouless, *J. Phys. C* **6**, 1181 (1973).
- [4] S. T. Chui, *Phys. Rev. B* **28**, 178 (1983).
- [5] V. N. Ryzhov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **100**, 1627 (1991) [*Sov. Phys. JETP* **73**, 899 (1991)].
- [6] E. P. Bernard and W. Krauth, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 155704 (2011).
- [7] S. C. Kapfer and W. Krauth, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 035702 (2015).
- [8] Yu. D. Fomin, N. V. Gribova, V. N. Ryzhov, S. M. Stishov, Daan Frenkel, *J. Chem. Phys.* **129**, 064512 (2008).
- [9] Yu. D. Fomin, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, *Phys. Rev. E* **87**, 042122 (2013).
- [10] D. R. Nelson, *Phys. Rev. B* **27**, 2902 (1983).
- [11] D. E. Dudalov, Yu. D. Fomin, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, *Journal of Physics: Conference Series* **510**, 012016 (2014).
- [12] D. E. Dudalov, Y. D. Fomin, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, *Soft Matter* **10**, 4966 (2014).
- [13] D. E. Dudalov, Y. D. Fomin, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, *J. Chem. Phys.* **141**, 18C522 (2014).
- [14] E. N. Tsiok, D. E. Dudalov, Y. D. Fomin, V. N. Ryzhov, *Phys. Rev. E* **92**, 032110 (2015).

Промежуточные фазы и динамический фазовый переход в динамике обобщенной модели Бозе-Андерсона

Д.В. Чичинадзе, П. Рибейро^{3,2}, Ю.Е. Щадилова^{4,2}, А.Н. Рубцов^{1,2}

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

²Российский квантовый центр, Сколково, Россия

³CeFEMA, Instituto Superior Tecnico, Universidade de Lisboa Av. Rovisco Pais, Portugal

⁴Department of Physics, Harvard University, Cambridge, Massachusetts 02138, USA

Задачи о взаимодействии примесной системы с окружением являются фундаментальными в физике конденсированного состояния. В настоящее время интерес к примесным задачам связан с экспериментальной возможностью реализации подобных систем при помощи ультрахолодных атомных газов. Одной из моделей, описывающих такие системы, является примесная модель Бозе-Андерсона.

Целью нашей работы является исследование статических и динамических свойств обобщенной модели Бозе-Андерсона, описывающей взаимодействие N одинаковых примесей, связанных с одним и тем же узлом решетки-термостата. В данной работе мы исследуем фазовую диаграмму, а также динамическое поведение обобщенной модели Бозе-Андерсона после мгновенного изменения одного из параметров системы, например, химического потенциала на примесных узлах. Метод исследования основывается на предположении о факторизации волновой функции на примесную часть и часть, отвечающую состояниям термостата. При помощи такой факторизации построена теория, в которой методом точной диагонализации исследовались состояния примеси, а термостат описывался в приближении среднего поля.

В результате исследования получена равновесная фазовая диаграмма системы, которая демонстрирует наличие двух локальных фаз в системе: аналога моттовского диэлектрика и аналога конденсата Бозе-Эйнштейна. Далее в работе были исследованы переключения между различными фазами. При переключениях внутри конденсатной фазы было показано существование динамического фазового перехода, разделяющего пространство решений на две различные области: область с осциллирующим без затухания параметром порядка и область, в которой параметр порядка достигает равновесного значения. Также было предложено объяснение возникновения фазы, параметр порядка в которой осциллирует без диссипации. Далее в работе было показано, что при переключениях с пересечением фазы, обладающей другой симметрией, нежели симметрия начальной и конечной точек, возникают долгоживущие промежуточные фазы.

Авторы выражают благодарность РФФИ и фонду «Династия» за поддержку исследования.

Электронный транспорт в $\text{YbV}_{6-\delta}$

А.В. Богач¹, А.Д. Божко¹, С.В. Демишев^{1,2}, А.В. Духненко³, М.В. Кондрин⁴, А.В. Кузнецов⁵, И.И. Санников⁵,
М.А. Анисимов¹, С.Ю. Гаврилкин⁶, А.В. Семенов¹, В.Б. Филипов³, Н.Ю. Шицевалова³,
Н.Е. Случанко¹, В.В. Глушков^{1,2}

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

⁵ *Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ*

⁶ *Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук*

Возможность реализации состояния коррелированного топологического изолятора в YbV_6 [1] привлекла интерес научного сообщества к этому немагнитному узкозонному полупроводнику ($\epsilon_g \approx 0,1$ эВ) [1-5]. Действительно, результаты ARPES-экспериментов [2-3] указывают на наличие дираковских состояний в точках Г и X зоны Бриллюэна. По данным зонных расчетов ненулевой Z_2 инвариант в YbV_6 может быть связан с инвертированным расположением $5d(\text{Yb})$ и $2p(\text{V})$ зон, вызванного сильным кулоновским взаимодействием (~ 4 эВ) [3]. Однако, квадратичный характер дисперсии поверхностных электронов, обнаруженный в фотоэмиссионных спектрах монокристаллов YbV_6 [5], не согласуется с топологическим подходом [1-3]. Противоречивые фотоэмиссионные данные могут быть обусловлены особенностями монокристаллов YbV_6 , выращенных различными методами [2-5]. Так, небольшие отклонения от стехиометрии в поликристаллических образцах YbV_6 значительно изменяют коэффициент термоэдс при $T=300$ К (от -120 мкВ/К для $\text{YbV}_{5,7}$ до $+90$ мкВ/К для $\text{YbV}_{6,3}$ с резким ростом термоэдс вблизи $\text{YbV}_{6,0}$) [6]. Необычные термоэлектрические свойства связывают со смещением химического потенциала, которое по данным рентгеновской фотоэмиссии может достигать $0,5$ эВ [4]. В такой ситуации особую актуальность приобретает вопрос о влиянии примесей и собственных дефектов на характеристики носителей заряда и параметры зонного спектра в YbV_6 .

В работе представлены результаты исследований транспортных, магнитных и тепловых свойств монокристаллических образцов $\text{YbV}_{6-\delta}$, выращенных методом зонного плавления [7]. Концентрация собственных дефектов (вакансий) варьировалась за счет приготовления исходных стержней с небольшим избытком (образец №1) и дефицитом (образец №2) бора. Обнаружено, что рост концентрации вакансий бора качественно меняет поведение удельного сопротивления с переходом к зависимости с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления. Из сопоставления данных тепловых и магнитных измерений $\text{YbV}_{6-\delta}$ установлено, что вакансии бора определяют содержание магнитных ионов Yb^{3+} с моментом $\mu_S \approx 3,4 \mu_B$, при этом концентрация магнитных центров позволяет оценить параметр δ , равный $0,006$ и $0,04$ для образцов №1 и №2, соответственно [7]. Оценки параметров носителей заряда из анализа гальваномагнитных и термоэлектрических свойств (рис.1б-г) показывают, что при низких температурах в $\text{YbV}_{6-\delta}$ доминирует проводимость р-типа, обусловленная вкладом дырочных носителей заряда с подвижностью $\mu_H \approx 68 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ ($19 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) и приведенной концентрацией $n/n_{\text{Yb}} \approx 6,8 \cdot 10^{-3}$ ($2 \cdot 10^{-3}$) для $\delta=0,6\%$ ($\delta=4\%$) [7].

Для монокристаллов $\text{YbV}_{5,96}$ впервые обнаружена низкотемпературная инверсия знака коэффициента термоэдс в режиме положительного эффекта Холла ($T < 20$ К) [7]. Наблюдаемый эффект связывается с дополнительным вкладом электронных состояний с $\mu_H^n \approx -(1500 \pm 500) \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ и $n/n_{\text{Yb}} < 10^{-6}$. Энергетическая

щель в зонном спектре YbB_6 ($\varepsilon_g \approx 0,1$ эВ) [3] исключает появление электронов в зоне проводимости при низких температурах, при этом выраженный полярный характер поверхности редкоземельных гексаборидов [8] указывает на возможность формирования инверсионного слоя n-типа вблизи поверхности $\text{YbB}_{6,\delta}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ 15-02-03166.

- [1] H. Weng et al., Phys. Rev. Lett., **112**, 016403 (2014).
- [2] M. Xia et al., Sci. Reports, **4**, 5999 (2014).
- [3] M. Neupane et al., Phys. Rev. Lett., **114**, 016403 (2015).
- [4] D.J. Kim et al., Nat. Mater., **13**, 406 (2014)
- [5] E. Frantzeskakis et al., Phys. Rev. B, **90**, 235116 (2014).
- [6] K. Kaymura, M. Takeda, IOP Conf. Series: Mater. Science Engin., **20**, 012007 (2011).
- [7] V. Glushkov et al., Phys. Status Solidi RRL, **10**, 320 (2016).
- [8] Z.-H. Zhu et al., Phys. Rev. Lett., **111**, 216402 (2013).

Электронные и магнитные свойства гектоборидов иттербия YbB_{66} и YbB_{65}C

А.Д. Божко¹, М.А. Анисимов¹, А.В. Богач¹, М.И. Гильманов², Б.П. Горшунов^{1,2}, С.В. Демишев^{1,2},
А.В. Духненко⁴, Е.С. Жукова^{1,2}, А.В. Кузнецов³, А.В. Левченко⁴, А.Н. Самарин², А.В. Семенов¹,
Н.Е. Случанко¹, В.Б. Филипов⁴, В.В. Глушков^{1,2}

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

² *Московский физико-технический институт*

³ *Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ*

⁴ *Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАНУ, Киев, Украина*

Большое число дефектов в подрешетке бора и отсутствие трансляционной инвариантности в редкоземельных гектоборидах RB_{66} (R – Gd, Tb, Dy, Er, Ho, Tm, Yb и Lu) позволяют отнести эти соединения к классу квазиаморфных полупроводников с прыжковой проводимостью по локализованным состояниям в хвостах зон [1]. Согласно работам [1-5] гектобориды RB_{66} являются полупроводниками p-типа с большими значениями коэффициента термоэдс S (для ErB_{66} при комнатной температуре $S \sim +600$ мкВ/К [3]), причем при низких температурах поведение термоэдс в RB_{66} типично для аморфных материалов [2,4]. Имеющиеся данные указывают на доминирующий механизм проводимости, связываемый с формированием поляронов малого радиуса [6]. При этом низкие значения теплопроводности (для RB_{66} при комнатной температуре $\kappa \sim 0,02$ Вт/(смК) [1,7]) и двухкратный рост фактора мощности при легировании углеродом гектоборида иттрия [5], позволяют рассчитывать на значительное изменение электронных свойств в ряду $\text{Yb}(\text{B}_{1-x}\text{C}_x)_{66}$.

В работе выполнено исследование гальваномагнитных, термоэлектрических, магнитных и оптических свойств монокристаллических образцов гектоборидов YbB_{66} и YbB_{65}C в диапазоне температур 1,8-300 К, магнитных полей до 8 Тл и частот электромагнитного излучения 40 ГГц-1,8 ТГц. Показано, что температурная зависимость удельного сопротивления с очень высокой точностью описывается степенным законом $\rho = \rho_0(T_0/T)^n$ с показателем степени $n = 10 \pm 0,5$, который согласуется с моделью многофононного туннелирования поляронов малого радиуса в RB_{66} [6]. Полярным эффектам в проводимости способствуют и относительно большие значения диэлектрической проницаемости на частоте 0,3 ТГц, которые не зависят от содержания углерода и увеличиваются при повышении температуры от $\varepsilon(4,2\text{K}) \approx 14$ до $\varepsilon(300\text{K}) \approx 15$. Установлено, что легирование углеродом приводит к заметному изменению параметров носителей заряда: росту концентрации носителей заряда до значений $p \sim 1,3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и уменьшению их холловской подвижности до значений $\mu < 0,01$ см²/(Вс), рассчитанных для монокристалла YbB_{65}C .

Анализ магнитных данных показал, что в YbB_{66} с понижением температуры в магнитной конфигурации (Yb^{3+}) остаются $\sim 55\%$ ионов иттербия. Уменьшение доли магнитных центров указывает на возможный переход в состояние со смешанной валентностью $\text{Yb}^{3+}/\text{Yb}^{2+}$, ранее наблюдавшееся для дефектных гектоборидов SmB_{60} и SmB_{62} [7]. При гелиевых температурах в YbB_{66} впервые обнаружена магниторезонансная особенность с $g \approx 2,04$ и узкой шириной линии $\Delta H \sim 1$ кЭ. Заметное различие значений g-фактора, отвечающих свободному иону Yb^{3+} ($g = 1,17$) и иону иттербия в ассиметричной полости борной подрешетки ($g \approx 2,04$), указывает на необходимость учета эффектов расщепления основного мультиплета $4f^{13}$ состояния иона иттербия в кристаллическом электрическом поле.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ 15-02-03166.

- [1] О.А. Голикова, УФН, **158**, 581 (1989).
- [2] G.A. Slack et al., Phys. Rev B, **4**, 1714 (1971).
- [3] О.А. Golikova Phys. Status Solidi A, **101**, 277 (1987).
- [4] T. Mori, J. Appl. Phys., **99**, 093703 (2005).
- [5] T. Mori, T. Tanaka, J. Solid State Chem., **179**, 2889 (2006).
- [6] О.А. Гудаев, В.К. Малиновский, ФТТ, **44**, 805 (2002); ФТТ, **44**, 2120 (2002).
- [7] A. Sussardi et al., J. Materiomics, **1**, 196 (2015).

Электродинамические свойства «свободностоящих» (free-standing) углеродных нанотрубок в терагерцовой-суб-терагерцовой области частот

Ю.С. Староватых^{1,2}, Е.С. Жукова^{1,3}, Г.Е. Фёдоров², А.Г. Насибулин⁴, А. П. Цапенко⁴, Б.П. Горшунов^{1,3}

¹Московский физико-технический институт

²НИИ «Курчатовский институт»

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

⁴Сколковский институт науки и технологий

Экспериментально измерены спектры проводимости «свободностоящих» (free-standing) углеродных нанотрубок, с помощью дисперсионного анализа получены спектры оптической проводимости и диэлектрической проницаемости, а также сделаны выводы о природе пика в проводимости, обнаруженного в терагерцовой области.

Введение. Углеродные нанотрубки (УНТ) активно исследуются на протяжении более 20 лет. Благодаря сочетанию механических характеристик с уникальными физическими (электродинамическими, теплопроводящими, ...) свойствами, они нашли множество практических применений в микроэлектронике, энергетике, медицине, биотехнологии и других областях.

Методика эксперимента. В данной работе выполнены первые измерения электродинамического отклика (динамической проводимости σ и диэлектрической проницаемости ϵ') серии образцов УНТ в широком интервале частот с основным акцентом на суб-терагерцовую (суб-ТГц) область. С применением набора спектрометров (ТГц-субТГц спектрометр на лампах обратной волны, ЛОВ, импульсный ТГц спектрометр с временным разрешением и Фурье-спектрометр) при комнатной температуре измерены спектры «свободностоящих» (free standing, без подложек) УНТ в области частот 30 ТГц – 700 ТГц. На Рис. 1 представлены спектры коэффициентов пропускания исследованных образцов УНТ, которые обнаружили незначительную анизотропию, связанную с методикой приготовления образцов [4-6]. Осцилляции на самых низких частотах обусловлены стоячими волнами в измерительном квазиоптическом тракте суб-ТГц ЛОВ-спектрометра.

Результаты. С помощью проведенного дисперсионного анализа спектров пропускания были получены спектры оптической проводимости и диэлектрической проницаемости.

На Рис.2 показаны типичные спектры для одного из образцов. Анализ полученных данных приводит к выводам, описанным в следующем параграфе.

Выводы. На частотах 4000 - 15000 см^{-1} зарегистрирована серия из четырёх известных резонансных линий поглощения, чья природа связана с электронными переходами [1].

В далёкой инфракрасной-терагерцовой области спектра (в районе 30 см^{-1}) зарегистрирован пик в проводимости, который мы связываем с плазмонным резонансом [2][3].

На суб-терагерцовых частотах обнаружено anomalous поведение спектров проводимости и диэлектрической проницаемости, не вписывающееся в рамки модели проводимости Друде, а именно – падение величины проводимости и рост диэлектрической проницаемости с уменьшением частоты. Природа эффекта может быть связана с локализацией носителей заряда и с прыжковым механизмом проводимости.

1. В.Г. Удовицкий, Методы оценки чистоты и характеристики свойств углеродных нанотрубок. ФИП ФИП PSE, т. 7, № 4, vol. 7, No. 4 (2009).
2. Qi Zhang, Erik H. Hároz, Zehua Jin, Lei Ren, Xuan Wang, Rolf S. Arvidson, Andreas Lüttge and Junichiro Kono, Plasmonic Nature of the Terahertz Conductivity Peak in Single-Wall Carbon Nanotubes, Nano Lett. 13, 5991–5996 (2013).

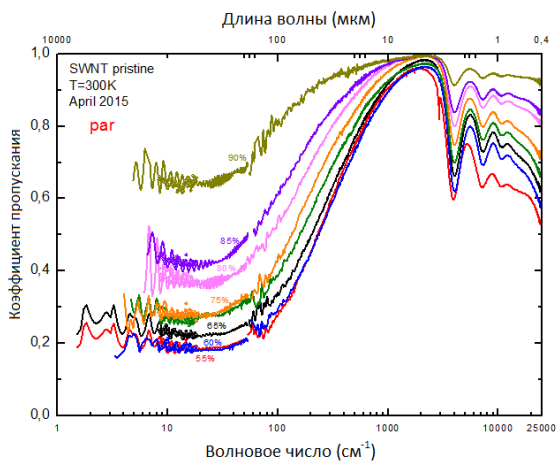


Рис. 1. Спектры коэффициентов пропускания для 8 образцов УНТ. Названия классифицированы в соответствии с величиной пропускания на длине волны 550 нм.

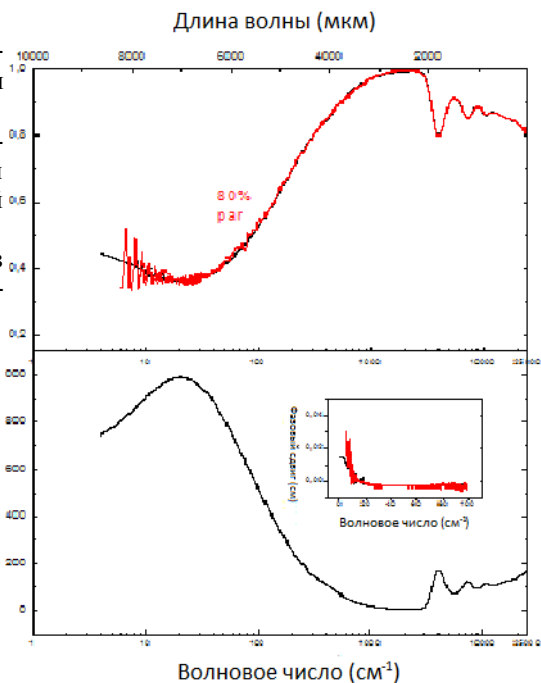


Рис. 2. Спектр динамической проводимости и диэлектрической проницаемости отдельного образца, полученные в результате дисперсионного анализа спектра комплексного коэффициента пропускания.

- G. Ya. Slepyan, M. V. Shuba, and S. A. Maksimenko, C. Thomsen, A. Lakhtakia, Terahertz conductivity peak in composite materials containing carbon nanotubes: Theory and interpretation of experiment, *Phys. Rev. B* 85, 165435 (2012).
- Moisala, A.; Nasibulin, A. G.; Brown, D. P.; Jiang, H.; Khriachtch- ev, L.; Kauppinen, E. I. Single-Walled Carbon Nanotube Synthesis Using Ferrocene and Iron Pentacarbonyl in a Laminar Flow Reactor. *Chem. Eng. Sci.* 61, 4393–4402 (2006).
- Y. Tian, A.G. Nasibulin, B. Aitchison, T. Nikitin, J.v. Pfaler, H. Jiang, Zh. Zhu, L. Khriachtchev, D.P. Brown, E.I. Kauppinen, Controlled synthesis of single-walled carbon nanotubes in an aerosol reactor, *J. Phys. Chem. C* 115, 7309-7318 (2011). Nasibulin, A. G.; Brown, D. P.; Queipo, P.; Gonzalez, D.; Jiang, H.; Kauppinen, E. I. An Essential Role of CO₂ and H₂O during Single-Walled CNT Synthesis from Carbon Mon- oxide. *Chem. Phys. Lett.* 417, 179–184 (2006).

О природе фотоиндуцированного фазового перехода из аморфной в кристаллическую фазу в $(\text{GeTe})_n(\text{SbTe})_m$

С.М. Якубень¹, А.С. Мищенко

¹НИИЦ «Курчатовский институт»

²RIKEN Center for Emergent Matter Science (CEMS), Hirosawa, Wako, Saitama, Japan

Предложена феноменологическая модель фазового перехода в семействе систем на основе Ge –Sb-Te из аморфной в метастабильную кристаллическую фазу в результате оптического возбуждения при нагреве системы до температуры ~ 160 °С. Рассмотрение проводится в рамках модели двойных дефектов, предложенной нами ранее для описания свойств примесных дефектов в кремнии. В данном случае в качестве партнеров двойного дефекта рассматриваются ионы германия, один из компонентов катионной подрешетки указанного соединения, и соответствующая вакансия катионной подрешетки (вакансия германия). Согласно предложенной модели, инверсионное заполнение одноэлектронных орбиталей, возникающее в результате генерации неравновесных носителей заряда в системе под действием оптического возбуждения, в комбинации с термическим нагревом до температуры ~ 160 °С, при которой в системе возбуждаются все возможные моды колебаний кристаллической решетки (данная температура соответствует температуре Дебая GeTe) приводит к тому, что позиция иона германия в узле становится энергетически невыгодной и ион выталкивается в ближайшее междоузлие с образованием парного дефекта состоящего из иона германия и образовавшейся вакансии. Как следствие такого процесса, минимизируется энергия кулоновского расталкивания одноименно заряженных партнеров, входящих в состав парного дефекта. Высота потенциального барьера разделяющего два указанных состояния двойного дефекта (ион германия в узле катионной подрешетки и позиция в междоузлии – ион германия входит в состав парного дефекта) составляет как минимум E_{g0} (см. рисунок).

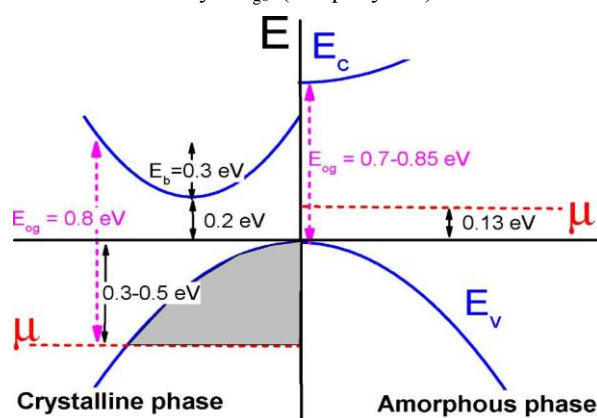


Рис. Схематическая зонная структура аморфной и кристаллической фазы Ge-Sb-Te. E_{g0} – ширина оптической щели. Штриховая линия положение химпотенциала при комнатной температуре.

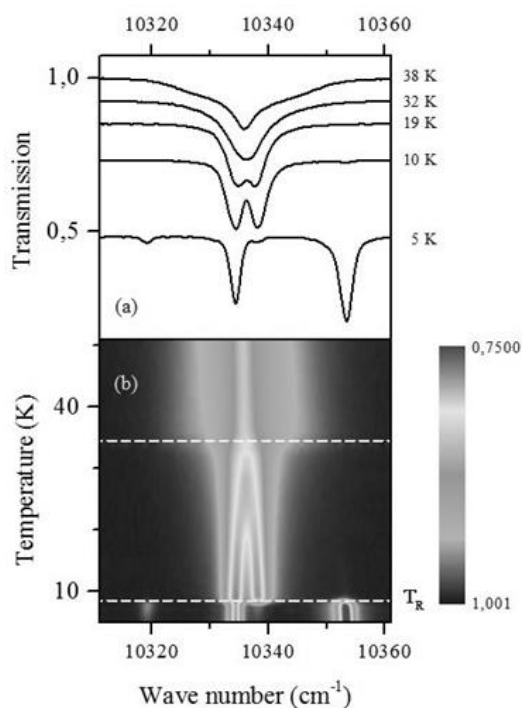
Спектроскопическое исследование фазовых переходов в низкоразмерных фрустрированных магнетиках $\text{Cu}_3\text{R}(\text{SeO}_3)_2\text{O}_2\text{Cl}$

С.А. Климин

Институт спектроскопии Российской академии наук

Природный минерал францисит $\text{Cu}_3\text{Bi}(\text{SeO}_3)_2\text{O}_2\text{Cl}$ [1] и его синтетические изоструктурные аналоги [2] недавно привлекли внимание в качестве модельных систем для исследования фрустрированного и низкоразмерного магнетизма [3,4]. В частности, в этих соединениях представляет интерес поиск фазы Костерлица-Таулесса, которая возникает в случае межплоскостного взаимодействия типа XY [4]. В висмутовом и иттриевом франциситах только медь обладает магнитным моментом. Введение второй магнитной подсистемы (редкоземельной) приводит к новым интересным явлениям, связанным как со взаимодействием d- и f-магнитных подсистем, так и с изменением характера межплоскостного взаимодействия.

В данной работе методами оптической спектроскопии проведено исследование серии франциситов $\text{Cu}_3\text{R}(\text{SeO}_3)_2\text{O}_2\text{Cl}$ ($\text{R}=\text{Pr-Eu}$, Ho-Yb). По оптическим спектрам исследованы магнитные фазовые переходы. Во всех соединениях медная подсистема упорядочивается при температуре T_N вблизи 36 К. В иттриевом и



самариевом франциситах происходят спин-переориентационные переходы как следствие борьбы магнитных анизотропий РЗ и медной подсистем. Обсуждаются особенности, возникающие в спектрах при температурах выше T_N .

1. A. Pring, B.M. Gatehouse, W.D. Birch, Amer. Mineral., 75, 1421 (1990).
2. P.S. Berdonosov, V.A. Dolgikh, Russ. J. Inorg. Chem., 53, 1353 (2008).
3. M. Pregelj, O. Zaharko, A. Günther, et al., Phys. Rev. B 86, 144409 (2012).
4. K. V. Zakharov, E. A. Zvereva, P. S. Berdonosov, et al., Phys. Rev. B 90, 214417 (2014).

Рис. 1. 0-0 переход в ионе иттербия в $\text{Cu}_3\text{Yb}(\text{SeO}_3)_2\text{O}_2\text{Cl}$: спектры при нескольких температурах (а) и карта интенсивностей (б). Магнитное упорядочение (35 К) и спин-переориентация (9 К) наблюдаются по расщеплению крамерсовских дублетов.

Решеточная и спиновая динамика и магнитоструктурный фазовый переход в антиферромагнетике $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$

К.Н. Болдырев¹, М.Н. Попова¹, А.Д. Молчанова¹, Р.В. Писарев²

¹ Институт спектроскопии Российской академии наук

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Ортоборат никеля $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$ кристаллизуется в ромбической сингонии (пространственная группа симметрии #58 – $Pnmm$) и обладает структурой минерала котоита. Ионы Ni^{2+} занимают две различные октаэдрические позиции, 2a и 4f, формируя две магнитные подсистемы. Обе подсистемы никеля упорядочиваются антиферромагнитно при температуре $T_N = 46$ К [1]. Конкурирующие ферро- и антиферромагнитные обменные взаимодействия приводят к фрустрациям и, как следствие, сравнительно низкой температуре магнитного упорядочения. Фрустрации могут сниматься за счет спин-решеточного взаимодействия, что может проявиться в спектрах. Оптические спектры $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$ до настоящей работы не исследовались.

В недавней работе [2] проведено всестороннее изучение динамики решётки монокристалла $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$ методами ИК спектроскопии и комбинационного рассеяния света (КРС), а также с помощью DFT *ab-initio* расчётов. Надежно идентифицированы все наблюдаемые при комнатной температуре ИК и КРС активные фононные моды. Зависимости частоты от температуры для ряда фононов имеют выраженные особенности при T_N , что говорит о спин-фононном взаимодействии. Точно при температуре антиферромагнитного упорядочения в спектрах ИК поглощения появляются новые фононные моды. Это свидетельствует о неизвестном ранее структурном фазовом переходе, происходящем одновременно с магнитным упорядочением. Показано, что ни один из известных сценариев магнитоструктурных фазовых переходов не реализуется в данном случае – в $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$ мы имеем дело с переходом нового типа. Обсуждается возможная природа обнаруженного магнитоструктурного перехода. Фрустрированные взаимодействия между ферромагнитно упорядоченными никелиевыми цепочками препятствуют установлению дальнего магнитного порядка. Сильные магнитные флуктуации в низкоразмерной системе, возможно, взаимодействуют со структурной нестабильностью в некоторой точке зоны Бриллюэна, что инициирует структурный фазовый переход, который, в свою очередь, снимает фрустрации, и устанавливается дальний магнитный порядок. Необходимы дальнейшие исследования, чтобы подтвердить или опровергнуть этот сценарий.

В представленной работе также исследованы спектры пропускания терагерцового излучения, в том числе в постоянных магнитных полях напряженностью до 32 Тл. В нулевом магнитном поле ниже температуры T_N наблюдался ряд особенностей, интерпретированных как одномагнитные возбуждения. Зависимость частот магнитных возбуждений от величины поля имеет ярко выраженный нелинейный характер. Экспериментальные результаты указывают на сложный характер магнитных взаимодействий в никелевом ортоборате.

1. 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).
2. R.V. Pisarev, M.A. Proshnikov, V.Yu. Davydov, A.N. Smirnov, E.M. Roginskii, K.N. Boldyrev, A.D. Molchanova, M.N. Popova, M.B. Smirnov, V. Yu. Kazimirov, Phys. Rev. B. **93**, 134306 (2016).

Новые оксиды высокого давления $\text{V}_{3,047}\text{O}_7$ и $\text{VO}_2(\text{S})$ со структурой симпсонита

Взаимодействие α - V_2O_5 с NaN_3 изучалось с использованием камер высокого давления типа “тороид” при давлениях 5.0-6.0 ГПа в температурном интервале 600-800 С. Новый оксид $V_{3.047}O_7$ ($VO_{2.297}$), изоструктурный с симпсонитом $Al_4Ta_3O_{13}(OH)$, был обнаружен в образцах исходного состава $Na_{0.2}V_2O_5$ после их термобарической обработки при $P = 5.0$ ГПа, $T = 800$ С в течение 2 мин. Структура оксида уточнялась по методу Ритвельда с использованием данных порошковой рентгеновской дифракции: $a = 7.35136(2)$, $c = 4.51462(2)$ Å, $V = 211.294(1)$ Å³, $Z = 2$, пр.гр. $P3$. Атомы ванадия находятся в шестерной координации из атомов кислорода в форме октаэдров [VO6]. Также путем термобарической обработки смеси состава VO_2 , (смесь приготавливали из оксидов V_2O_3 и α - V_2O_5 в соотношении 1:5) при $P = 5.0$ ГПа и $T = 700$ -800 С были получены две фазы: новая модификация VO_2 (названная нами $VO_2(S)$ со структурой симпсонита и $VO_2(M2)$). Структура обеих фаз уточнялась по методу Ритвельда с использованием данных порошковой рентгеновской дифракции: 1 - $VO_2(S)$, $a = 7.37329(8)$, $c = 4.52703(8)$ Å, $V = 213.141(3)$ Å³, $Z = 7$, П.Г. $P3$; 2 - $VO_2(M2)$, $a = 9.0927(8)$, $b = 5.7819(1)$, $c = 4.5415(3)$ Å, $\beta = 90.925(2)^\circ$, $V = 238.730(7)$ Å³, $Z = 8$, П.Г. $C 2/m$. Было проведено исследование инфракрасных спектров синтезированных оксидов, а также спектров комбинационного рассеяния света. Изучение электрических свойств оксидов показало, что они являются полупроводниками и что зависимость электрического сопротивления $V_{3.047}O_7$ от температуры в диапазоне 80-300 К хорошо описывается как законом Мотта для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, так и моделью проводимости поляронов малого радиуса (модель Брыксина [1]). Измерения термоэдс вблизи комнатной температуры показали, что образец $V_{3.047}O_7$ имеет электронный тип проводимости с коэффициентом Зеебека $S = -106$ мкВ/К.

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

1. Bryksin V.V. *Sov. Phys. JETP* **73**, 861-871, 1991.

Квазиупругое рассеяние нейтронов на промежуточновалентном соединении SmB_6

П.С. Савченков, ПА. Алексеев

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Проанализирована взаимосвязь магнитного формфактора, определяющего зависимость интенсивности магнитного рассеяния нейтронов и характера измеряемых в эксперименте спектров. На примере «классической» промежуточновалентной системы SmB_6 обсуждаются возможные проявления f -электронной нестабильности в составе и особенностях спектральной функции динамического магнитного отклика. Получены выражения для представления формфактора квазиупругой спектральной составляющей, позволяющие проанализировать влияние таких факторов, как эффективная температура электронной подсистемы и средняя валентность, на вид зависимости формфактора от передачи импульса при рассеянии нейтронов. Оказалось, что качественное отличие формфактора квазиупругого рассеяния в SmB_6 от формфакторов, полученных из анализа других дифракционных и спектроскопических нейтронных экспериментов, обусловлено вкладом от конфигурации f^5 , который в наибольшей степени присущ именно квазиупругой составляющей спектральной функции иона Sm в промежуточновалентном состоянии.

Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-00272

Камеры фиксированного высокого давления для нейтронографии

Р.А. Садыков^{1,2}, А.А. Подлесняк³, А.С. Иванов⁴, Д.В. Шептяков⁵, Т. Страессл⁵

¹Институт ядерных исследований РАН Российской академии наук

²Институт физики высоких давлений Российской академии наук

³Oak Ridge National Laboratory, (SNS), TN, USA

⁴Institut Laue-Langevin (ILL), Grenoble, France

⁵Paul Scherrer Institute, LNS, Villigen, Swiss

Давление такой же равноправный термодинамический параметр (при внешних воздействиях на образец) как температура и сильное магнитное поле.

Повышенный интерес к квантовым критическим явлениям, квантовой фрустрации и состоянию не ферми жидкостного поведения ряда магнетиков, под давлением, вызвало необходимость проведения прямых нейтронографических экспериментов как при низких температурах и в сильных магнитных полях так и при высоком давлении. В связи с этим нами были разработаны и применены ряд оригинальных немагнитных камер высокого давления (КВД) и в докладе представлены варианты камер. Камеры имеют конструкцию позволяющую помещать их в стандартные нейтронографические криостаты, включая криостаты растворения, криомагниты и использовались на источниках нейтронов: SINQ(Swiss), ISIS(UK), HMI(Germany), ILL(France) и SNS (USA) на приборах высокого разрешения, спектрометрах неупругого рассеяния и дифракции поляризованных нейтронов.

Квантовые эффекты в изотопах алмаза под давлением.

П.В. Энкович¹, С.Г. Ляпин¹, А.П. Новиков¹, Х. Канда², В.В. Бражкин¹ и С.М. Стишов¹

¹ *Институт физики высоких давлений Российской академии наук*

² *Национальный институт материаловедения, Цукуба, Ибараки, Япония*

Для изучения поведения относительного вклада нулевой энергии в веществе при сжатии исследователи прибегают к изучению изотопических эффектов под давлением. Изотопические эффекты достаточно ярко проявляются в алмазе, так как у него малая масса атомов и большая относительная разница между массами различных изотопов (¹²C, ¹³C, ¹⁴C), а также рекордно высокая температура Дебая (~ 2200К). Среди многочисленных исследований алмаза имеются примеры как усиления, так и ослабления квантовых эффектов под давлением [1]. Однако вопрос о характере поведения квантовых эффектов в алмазе под давлением остаётся открытым.

Цель настоящей работы состояла в значительном расширении диапазона давлений и увеличении точности измерений в гидростатических условиях для выяснения характера поведения изотопических, в том числе квантовых эффектов в алмазе при сжатии.

В настоящей работе проведены прецизионные исследования Рамановского рассеяния изотопически чистыми монокристаллами алмазов ¹²C, ¹³C и монокристаллами изотопически смешанного состава ^{12,5}C. Исследования выполнены с помощью оригинальной камеры высокого давления с алмазными наковальными в широком диапазоне давлений до 73 ГПа.

Оценены барические зависимости Рамановских частот для изотопов алмаза ¹²C и ¹³C. Обнаружено, что квантовые эффекты, определяющие отличие отношения частот Рамановского рассеяния света в алмазах ¹²C и ¹³C от классического значения (1.0408), нарастают до 30 ГПа и далее начинают убывать. Для алмазов с изотопическим беспорядком экспериментально обнаружено, что эффективная масса, определяющая Рамановскую частоту, уменьшается при сжатии от 12.38 а.е. при нормальном давлении до 12.33 а.е. при давлении 73 ГПа.

Прецизионные измерения Рамановских спектров в кристаллах алмаза различного изотопического состава в гидростатических условиях в широком диапазоне давлений выявили инверсию барической зависимости квантовых изотопических эффектов при сжатии. Алмаз ведет себя как «кулоновская» система при умеренных давлениях, однако при более высоких давлениях демонстрирует иное поведение, которое может быть связано с усилением влияния отталкивательной части потенциала. Данные настоящего исследования были получены в расширенном диапазоне давлений с использованием гидростатической среды, и могут также быть использованы в качестве датчиков давления при построении шкалы высоких давлений.

[1] Ph. Gillet, et al., Phys. Rev. B 60: 14660-14664 (1999).

Одночастичные вакансии – инициатор коррелированных перемещений атомов, переводящих равновесные ОУНЧ в новые состояния

Е.Н. Яковлев

Институт физики высоких давлений Российской академии наук

Особенностью процессов, происходящих в однослойной углеродной наночастице (ОУНЧ) при одновременном воздействии на ОУНЧ потока электронов и высокой температуры является состояние высокой подвижности атомов. Вакансии, возникающие в ОУНЧ, атомы которой находятся в состоянии высокой подвижности, изменяют расположение (состояние) всех атомов ОУНЧ. Процесс преобразования ОУНЧ происходит при согласованном (коррелированном) перемещении каждого атома. Сильная корреляция изменений в атомной структуре ОУНЧ обусловлена присутствием сильного обменного взаимодействия между атомами.

Изменения локальной структуры в ОУНЧ, происходящие при облучении ОУНЧ электронами и ионами, успешно изучаются в рамках молекулярной динамики. В то же время представляют интерес изменения в ОУНЧ как целого (размеры, напряжения). В представленной работе предлагается схема расчета изменений (размеров, напряжений) в ОУНЧ, в зависимости от числа одночастичных вакансий. Предложенная схема применена для расчета размеров и напряжений в ОУНЧ, содержащих внутри упругие цилиндры и шары.

Определение внутри- и межзонных относительных констант связи из температурных зависимостей параметров порядка в двухщелевых сверхпроводниках

С.А. Кузьмичев¹, Т.Е. Кузьмичева², С.Н. Чесноков¹, В.М. Пудалов², А.Н. Васильев¹

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

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

Для определения температурных зависимостей двух параметров сверхпроводящего порядка Δ_L и Δ_S нами были использованы поликристаллические образцы железосодержащих оксипниктидов семейства «1111» ($\text{GdO}_{0.88}\text{FeAs}$, $\text{Sm}_{1-x}\text{Th}_x\text{OFeAs}$ и $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$); LiFeAs , а также диборида магния $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$ с различным уровнем допирования. Экспериментальные данные по зависимостям $\Delta_{L,S}(T)$ были получены нами ранее *напрямую* с помощью SnS-андреевской спектроскопии. Для реализации этого метода в образцах создавались контакты на микротрещине при $T = 4.2 \text{ K}$ по технике “break-junction”.

Из-за наличия межзонного взаимодействия ход обеих щелей отклоняется от однощелевой БКШ-образной зависимости. Путем подбора трёх подгоночных параметров с помощью системы уравнений Москаленко и Сула [1, 2] в рамках перенормированной БКШ-модели с хорошей точностью были воспроизведены экспериментальные зависимости $\Delta_{L,S}(T)$ и определены отношения перенормированных констант $\square_{ij}/\lambda_{LL}$ для указанных выше сверхпроводящих материалов в широком диапазоне критических температур: $15.5 \text{ K} < T_c < 50 \text{ K}$. Также для гипотетического случая отсутствия межзонного взаимодействия ($V_{LS} = 0$) определены «собственные» T_c для двух конденсатов (уменьшение общей T_c относительно собственной T_c^L для конденсата с ведущей сверхпроводящей щелью составляет примерно 10–30%) и соответствующие «собственные» характеристические отношения теории БКШ $2\Delta_L/k_B T_c^L = 4.0 - 5.6$ и $2\Delta_S/k_B T_c^S \approx 3.5 - 4.4$. Показано, что определяющую роль в механизме сверхпроводимости этих соединений играют константы внутризонного спаривания ($\sqrt{V_L V_S}/V_{LS} \square 1$), при этом межзонное спаривание носителей относительно слабо во всём исследованном интервале T_c .

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта № 13-02-01451_а и № 14-02-90425 Российского фонда фундаментальных исследований.

1. Москаленко В.А., ФММ **4**, 503 (1959).

2. Suhl H., Matthias B.T., and Walker L.R., Phys. Rev. Lett. **3**, 552 (1959).