



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

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

5 июня 2015 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

### Новые особенности Кондо-изоляторов: семейство $\text{CeM}_2\text{Al}_{10}$

П.А. Алексеев

НИИ «Курчатовский институт», НИЯУ «МИФИ»

Приводятся результаты изучения магнитных, транспортных и спектральных свойств нового класса систем, относящихся к Кондо-изоляторам на основе церия:  $\text{CeM}_2\text{Al}_{10}$ , где  $M = \text{Ru}, \text{Os}, \text{Fe}$ . Общим для них является сильная анизотропия магнитной восприимчивости в парамагнитной металлической фазе, формирование узкой щели в спектре электронных состояний при температурах ниже 50 К. Для  $M = \text{Ru}$  и  $\text{Os}$  в  $\text{CeM}_2\text{Al}_{10}$  наблюдается переход в магнитоупорядоченное состояние с аномально высокой температурой  $T_N$  ( $T_N > 20\text{K}$ ), но с удивительно небольшим (порядка  $0.3\mu_B$ ) упорядоченным магнитным моментом. При этом свойства магнитоупорядоченного состояния не согласуются с анизотропией магнитной восприимчивости в металлической фазе.

Спектр магнитных возбуждений для всех систем изучен с помощью неупругого рассеяния нейтронов, в том числе и с поляризационным анализом. Обнаружено формирование спиновой щели при переходе металл-полупроводник. При этом, в спектрах наблюдается возбуждение, природа которого в немагнитном  $\text{CeFe}_2\text{Al}_{10}$  и магнитоупорядоченных соединениях, очевидно, различна.

Основные подходы к интерпретации свойств этих систем основаны на комбинации эффектов гибридизации, обменного взаимодействия, при учете их анизотропии, и влияния кристаллического поля.

Работа поддержана грантами РФФИ 14-02-00272 и 14-22-01002.

### Антиферромагнитный дихроизм в многоподрешеточном магнетике $\text{CuB}_2\text{O}_4$ : каскад магнитных фазовых переходов

К.Н. Болдырев<sup>1</sup>, М.Н. Попова<sup>1</sup>, А.Д. Молчанова<sup>1</sup>, Р.В. Писарев<sup>2</sup>, Л.Н. Безматерных<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

<sup>3</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск

Метаборат меди  $\text{CuB}_2\text{O}_4$  имеет сложную тетрагональную нецентросимметричную кристаллическую структуру, ПГ  $I4\bar{2}d$  ( $D_{2d}^{12}$ ,  $Z=12$ ), с двумя различными позициями ( $4b$  и  $8d$  с симметрией  $S_4$  и  $C_2$ ) для магнитного иона  $\text{Cu}^{2+}$  ( $S = 1/2$ ). «Сильная» магнитная подсистема  $\text{Cu}(4b)$  спонтанно упорядочивается при  $T_N = 21$  К в соразмерную (С) антиферромагнитную (АФ) легкоплоскостную структуру. Слабый ферромагнитный момент направлен вдоль осей  $\{[110], [\bar{1}\bar{1}0]\}$  и  $\{[\bar{1}10], [1\bar{1}0]\}$ , так что могут формироваться два типа  $90^\circ$  АФ доменов. «Слабая» квазиодномерная магнитная подсистема  $\text{Cu}(8d)$  частично упорядочивается только при температуре перехода в несоразмерную (IC) геликоидальную фазу  $T^* \approx 10$  К [1]. В оптическом спектре метабората меди наблюдаются узкие бесфононные линии (БФЛ) для всех  $d-d$  переходов в обеих позициях меди,  $4b$  и  $8d$  [2].

Ранее нам удалось разрешить давидовское расщепление  $3d$  экситонов меди  $\text{Cu}(4b)$  и, в результате, наблюдать хорошо выраженный линейный дихроизм (ЛД) в кристаллографически изотропной базисной плоскости  $ab$  тетрагонального кристалла  $\text{CuB}_2\text{O}_4$  ниже  $T_N$ , для БФЛ  $4b$ . Мы показали, что обнаруженный ЛД весьма чувствителен к изменениям расположения спинов и может быть использован как метод исследования магнитных фазовых переходов и магнитных структур. В частности, мы нашли, что переход  $C \rightarrow IC$  при  $T^*$  расщеплен на два перехода, при  $T_1^* = 8.5$  К и  $T_2^* = 7.9$  К. Во внешнем магнитном поле температуры  $T_1^*$  и  $T_2^*$  сдвигаются вниз, а разность между ними растет. Данные по ЛД заставили нас предложить эллиптическую магнитную структуру вместо простой геликоидальной [3].

Дальнейшие, здесь представленные, исследования позволили определить, что в слабом магнитном поле (которое оставляет только один тип доменов) переход при  $T_1^*$  - непрерывный, а при  $T_2^*$  - первого рода с гистерезисом. Анализ допустимых по симметрии магнитных структур показывает, что при  $T_1^*$  осуществляется переход  $C \rightarrow IC(\Gamma_3)$ , а при  $T_2^*$  -  $IC(\Gamma_3) \rightarrow IC(\Gamma_4)$ . Измерения ЛД в базисной плоскости кристалла  $\text{CuB}_2\text{O}_4$  при температурах ниже 4.2 К (откачка паров гелия) показали наличие еще двух магнитных фазовых переходов,  $T_3 = 2.1$  К и  $T_4 = 1.85$  К, при этом есть указания, что переход  $T_3 = 2.1$  К, так же, как переход  $T^*$ , расщеплен на два перехода. Измерения угловых зависимостей ЛД позволило выявить детали переориентаций большой оси эллипса магнитной структуры при упомянутых фазовых переходах.

1. M. Boehm, B. Roessli, J. Schefer, A. Wills, B. Oulladdiaf, E. Lelievre-Berna, U. Staub, and G. Petrakovskii, *Complex magnetic ground state of  $\text{CuB}_2\text{O}_4$* . Phys. Rev. B **68**, 024405 (2003).

2. R. Pisarev, A. Kalashnikova, O. Schöps, and L. Bezmaternykh, *Electronic transitions and genuine crystal field parameters in copper metaborate  $\text{CuB}_2\text{O}_4$* . Phys. Rev. B **84** (2011) 075160.

3. K. N. Boldyrev, R. V. Pisarev, L. N. Bezmaternykh, and M. N. Popova, *Antiferromagnetic dichroism and Davydov splitting of  $3d$ -excitons in a complex multisublattice magnetoelectric  $\text{CuB}_2\text{O}_4$* . arXiv:1410.8727 [cond-mat.mtrl-sci]

# Inexhaustible physics of the helical magnet MnSi: field evolution of the magnetic phase transition inferred from ultrasound studies

A.E. Petrova, S.M. Stishov

*Vereshchagin Institute for High Pressure Physics Russian Academy of Sciences*

The longitudinal and transverse ultrasound speeds and attenuation were measured in a MnSi single crystal in the temperature range of 2-40 K and magnetic fields to 7 Tesla. The magnetic phase diagram of MnSi in applied magnetic field appears to depend on the experimental setups, which is related to a difference in demagnetization factors arising due to the disc shape of the sample.

The magnetic phase transition in MnSi in zero magnetic field is signified by a quasi discontinuity in the  $c_{11}$  elastic constant, which varies significantly with magnetic field. It is notable that the region where the  $c_{11}$  discontinuity almost vanishes closely corresponds to the extent of skyrmion phase along the magnetic to paramagnetic transition. This implies that the  $c_{11}$  elastic constant is almost continuous through the transition from the skyrmion to paramagnetic phases. A recovery of the discontinuity of  $c_{11}$  and enhanced sound absorption occur at the crossing of the phase transition line and the line of minima in  $c_{11}$ . The powerful fluctuations at the minima of  $c_{11}$  make the mentioned crossing point similar to a critical end point, where a second order phase transition meets a first order one.

The skyrmion domain in the case of a "perpendicular" setup with a smaller demagnetization factor has a reduced temperature range, which suggests that the magnetic field inhomogeneity plays an important role in the skyrmion occurrence and, hence, opens a way of skyrmion manipulation.

## О термодинамике квантовых жидкостей

А.М. Дюгаев<sup>1</sup>, Е.В. Лебедева<sup>2</sup>, П.Д. Григорьев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

<sup>2</sup>Институт физики твердого тела РАН

Определены термодинамические характеристики жидких  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$  в той области температур, где эффектами статистики частиц можно пренебречь. С точностью до малых обменных эффектов на основе опытных данных найдена зависимость кинетических энергий  $K_{40}(n)$  и  $K_{30}(n)$  жидких  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$  от плотности  $n$  при  $T = 0$ . Потенциальные энергии  $V_{40}(n)$  и  $V_{30}(n)$  с большой точностью неразличимы и линейно зависят от плотности  $n$ . Кинетические энергии  $K$  обратно пропорциональны массе атома  $M$ :  $K_{40}(n) \cong (3/4)K_{30}(n)$ . Предложена диффузионная модель квантовых невырожденных жидкостей в применении к жидкому  $^4\text{He}$ . Детальное сравнение теории и опыта выявило наличие квантового скейлинга. Выбором масштаба температуры оказалось возможным найти приведенные термодинамические характеристики квантовых невырожденных жидкостей, которые слабо зависят от плотности среды и статистики частиц.

Е.В. Лебедева, А.М. Дюгаев, П.Д. Григорьев, Физика низких температур **40**(6), 615-622 (2014).

## Квантово-классический кроссовер вблизи квантовой критической точки

М.Г. Васин<sup>1,2</sup>, В.Н. Рыжов<sup>2</sup>, В.М. Винокур<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт Уральского отделения Российской академии наук (Ижевск)

<sup>2</sup>Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук

<sup>3</sup>Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, IL, USA

Представление  $d$ -мерной квантовой системы с помощью  $(d+1)$ -мерной классической статистической механики является одним из центральных приёмов теории квантовых фазовых переходов (КФП), особенно в области сильного конечномерного скейлинга вблизи квантовой критической точки (ККТ) [1, 2]. Дополнительным измерением здесь является мнимое время, отражая тот факт, что квантовое описание динамично по своей сути. Тем не менее, такой подход применим только к недиссипативной квантовой динамике, в то время как вопрос о том, как диссипативные процессы должны быть включены в описание критической динамики вблизи ККТ, до сих пор тщательно не изучен. В данной работе мы приводим общий подход, позволяющий описывать как адиабатические, так и диссипативные процессы в критической динамике. Мы выявили вблизи ККТ три различных критических режима: адиабатический квантовый режим (АКР), диссипативный (классический) критический режим (ДКР), и диссипативный квантовый критический режим (ДККР) (рис. 1). Мы полагаем, что в результате перехода  $d$ -мерной системы из диссипативного режима, в котором доминируют тепловые флуктуации, в режим, в котором преобладают квантовые флуктуации, система приобретает эффективную размерность  $d+2$ . Нам удалось рассчитать непрерывную зависимость критических показателей от температуры при квантово-классическом кроссовере (рис. 2). Наши выводы приводят к созданию единой картины квантовых критических явлений, учитывающей как диссипативную, так и бездиссипативную динамику системы, и позволяют дать количественное описание квантово-классического кроссовера.

[1] Sondhi S.L., Girvin S.M., Carini J.P. & Shahar D., Continuous quantum phase transitions. Rev. Mod. Phys. **69**, 315-333 (1997).

[2] Sachdev S., Quantum Phase Transitions, Second Edition. Cambridge university press (2011).

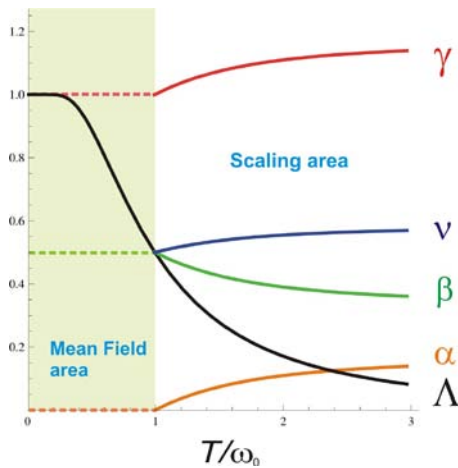


Рис. 1.  $\Delta$  - управляющий параметр (ККТ в  $\Delta=0$ ), зелёным цветом обозначены воображаемые поверхности, разделяющие области с различным критическим поведением.

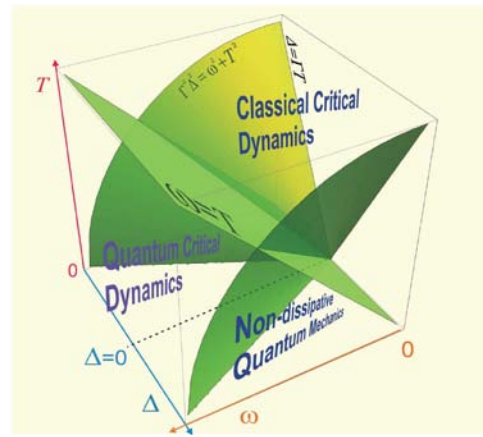


Рис. 2. Теоретическая зависимость критических индексов от температуры вблизи ККТ ( $\omega_0$ -энергия квантовых флуктуаций (энергия основного состояния)).

## Применение теории функционала плотности для самосогласованного описания электронных и оптических свойств разогретого плотного вещества

Г.Э. Норман<sup>1,2</sup>, И.М. Сайтов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (ГУ)

В рамках теории функционала плотности (ТФП) предложен подход, позволяющий самосогласованно описывать оптические и электронные свойства разогретого плотного вещества (РПВ). Рассматриваемые оптические свойства: отражательная способность РПВ как при нормальном падении лазерного излучения, так и при падении под углом (расчет угла Брюстера), поглощение и пропускание излучения. Рассматривается РПВ, возникающее при ударном сжатии. Исследуется влияние эффекта уширения волнового фронта на оптические свойства РПВ. Электронные свойства: проводимость, плазменная частота и плотность электронных состояний.

Диэлектрическая проницаемость (ДП), определяющая электронные и оптические свойства РПВ, рассчитывается в рамках ТФП. Применяется псевдопотенциальный подход для описания внутренних электронных оболочек (электронов кора), в частности, используется нелокальный потенциал спроектированных присоединенных (РАУ) волн [1]. Для валентных электронов решается система уравнений Кона-Шэма с потенциалом РАУ. Вследствие нелокальности используемого потенциала для расчета ДП используется выражение для продольной ДП [2]. Предложен метод расчета плазменной частоты и эффективной концентрации свободных электронов, основанный на использовании правила сумм.

Применение данного подхода для описания результатов измерения коэффициента отражения ударно сжатого ксенона [3, 4] позволило объяснить полученные экспериментальные данные в отличие от методов основанных на использовании теории Друде, использованных ранее. Исследовано влияние неидеальности фронта ударной волны на отражательную способность. Сопоставлены значения ДП и коэффициента отражения, рассчитанные с использованием продольного выражения и формулы Кубо-Гринвуда. Рассчитаны зависимости плазменной частоты и проводимости от плотности в плазме водорода.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-19-01295.

[1] T. R. Mattsson and R. J. Magyar, AIP Conf. Proc. 1195, 797 (2009).

[2] G. Norman, I. Saitov, V. Stegailov, P. Zhilyaev. Phys. Rev. E 91, 023105 (2015)

[3] V.B.Mintsev, Yu.B.Zaporogets. Contrib. Plasma Phys. 29, 493 (1989).

[4] Yu.B.Zaporogets, et al. J. Phys. A: Math. Gen. 39, 4329 (2006).

## Новый масштаб энергии во взаимодействующей двумерной электронной системе

В.М. Пудалов, Л.А. Моргун, А.Ю. Кунцевич

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

В системах пониженной размерности при уменьшении плотности электронов роль межэлектронных корреляций становится определяющей. Ряд теорий предсказывают спонтанное нарушение однородного состояния парамагнитной 2D Ферми-жидкости [1-6]. Об этом также свидетельствуют измерения локальных свойств и свойств мезоскопических систем [7, 8]. Однако, до сих пор оставалось не ясным как эти нестабильности могут проявиться в свойствах макроскопических систем. В данной работе из измерений (i) магнитопроводимости в слабом параллельном поле, (ii) сопротивления в отсутствие поля, а также (iii) термодинамической спиновой намагниченности на электрон выявлен новый масштаб энергии  $T^*$ , помимо энергии Ферми  $T_F$ . Такой масштаб не свойственен однородной Ферми-жидкости.

В эксперименте изучалась коррелированная 2D электронная система в Si-структурах МДП с высокой подвижностью, в которых при снижении плотности электронов  $n$  достигается режим сильных межэлектронных корреляций. В магнитопроедности мы обнаружили резкое установление нового режима  $\delta\sigma(B,T) \propto (B/T)^2$  при температурах выше некоторой  $T_{\text{kink}}$ ; этот высокотемпературный режим, т.о., мимикрирует режим диффузионного взаимодействия. В отсутствие поля температурная зависимость сопротивления испытывает перегиб при температуре  $T_{\text{inf}}$ . В термодинамических измерениях спиновой намагниченности, восприимчивость на электрон,  $\chi/\partial n$  изменяет знак при  $T_M$  [9]. Все три характерные температуры  $T_{\text{kink}}$ ,  $T_{\text{inf}}$  и  $T_M$  близки друг к другу и зависят критически от плотности  $\propto (n - n_c)$ , в отличие от температуры Ферми, которая пропорциональна  $n$ . Особенности в транспорте и магнитотранспорте удается описать с помощью единой феноменологической модели двухфазного состояния. В термодинамике, изменение знака  $d\chi/\partial n$  означает, что при температурах ниже  $T_M$  миноритарная фаза - спиновые капли - "плавится" при увеличении плотности. Иными словами, электроны, добавляемые в 2D систему, попадают в мажоритарную Ферми-жидкостную фазу и способствуют исчезновению спиновых капель. При температурах выше  $T_M$ , количество спиновых капель возрастает при увеличении плотности, за счет того, что электроны, добавляемые в 2D систему, присоединяются к спиновым каплям.

1. M.W. C. Dharma-wardana, F. Perrot Phys. Rev. Lett. **90**, 136601 (2003).
2. B. N. Narozhny, I. L. Aleiner, A. I. Larkin, Phys. Rev. B **62**, 14 898 (2000).
3. J. W. Clark, V. A. Khodel, M. V. Zverev, Phys. Rev. B **71**, 012401 (2005).
4. B. Spivak, S.A. Kivelson, Phys. Rev. B **70**, 155114 (2004).
5. Y.V. Stadnik, O.P. Sushkov, Phys. Rev. B **88**, 125402 (2013).
6. J. Shi, X.C. Xie, Phys. Rev. Lett. **88**, 086401 (2002).
7. S. Ilani, A. Yacoby, D. Mahalu, H. Shtrikman, Science **292**, 1354 (2001)
8. A. Ghosh, C. J. B. Ford, M. Pepper, et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 116601 (2004).
9. N.Teneh, A.Yu. Kuntsevich, V.M.Pudalov, M. Reznikov, Phys. Rev.Lett. **109**, 226403 (2012).

### Коллективный электронный транспорт ортогональных волн зарядовой плотности в квазидвумерном соединении $\text{ErTe}_3$

А.А. Синченко<sup>1,2</sup>, P. Lejay<sup>2</sup>, P. Monceau<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук*

<sup>2</sup>*Institut NEEL, CNRS, Grenoble, France*

Квазидвумерные соединения  $R\text{Te}_3$  ( $R=Y, \text{La}, \text{Ce}, \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Gd}, \text{Tb}, \text{Ho}, \text{Dy}, \text{Er}, \text{Tm}$ ) имеют слоистую слабо орторомбическую кристаллическую структуру. Все соединения данной серии претерпевают переход в состояние с однонаправленной несоизмеримой волной зарядовой плотности (ВЗП) ниже температуры  $T_{p1}=240\text{-}450\text{K}$  [1]. Данные соединения уникальны тем, что в них впервые была продемонстрирована возможность коллективного движения ВЗП в квазидвумерных структурах [2,3]. В соединениях с тяжелыми  $R$  элементами ( $\text{Tb}, \text{Ho}, \text{Dy}, \text{Er}$ ) при более низких температурах ( $T_{p2} < 170 \text{ K}$ ) наблюдается второй пайерлсовский переход в состояние с ВЗП, которая характеризуется волновым вектором, ортогональным волновому вектору высокотемпературной ВЗП и по модулю равным ему [1]. Вопросы: являются ли данные зарядовые упорядочения независимыми, и возможно ли образование чередующихся ВЗП ("паркетной" структуры)? - оставались открытыми. В настоящей работе впервые наблюдалось коллективное движение как высокотемпературной, так и низкотемпературной ВЗП в соединении  $\text{ErTe}_3$ , с температурами  $T_{p1} = 270 \text{ K}$  и  $T_{p2} = 165 \text{ K}$ . Для обоих состояний данное движение оказывается возможным только в направлении соответствующего волнового вектора ВЗП. Показано, что образование низкотемпературной ВЗП:

- 1) приводит к резкому увеличению порогового поля скольжения высокотемпературной ВЗП, что указывает на существование сильного взаимодействия между ними;
- 2) не приводит к образованию "паркетной" структуры ВЗП.

Характерной особенностью обеих ВЗП является аномально малый вклад скольжения ВЗП в электронный транспорт.

Работа поддержана РФФИ (14-02-01126-а) и Программами РАН.

[1] N. Ru, et. al., Phys. Rev. B **77**, 035114 (2008)

[2] A.A.Sinchenko, P.Lejay and P.Monceau, Phys. Rev. B **85**, 241104(R) (2012)

[3] A.A. Sinchenko, P. Lejay, O. Leynaud and P. Monceau, Solid State Comm., **188**, 67 (2014)

### Подавление спин-пайерлсовской неустойчивости в кристаллах $\text{CuGeO}_3$ нанометрового размера

А.В. Семено<sup>1</sup>, М.И. Гильманов<sup>1,2</sup>, А.В. Кузнецов<sup>1,3</sup>, Н.Н. Мельник<sup>4</sup>, А.В. Григорьева<sup>5</sup>, Е.А. Гудилин<sup>5</sup>,  
С.В. Демишев<sup>1,2</sup>.

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт*

<sup>3</sup>*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

<sup>4</sup>*Физический Институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук*

<sup>5</sup>*Московский государственный университет*

В работе исследуется влияние размерных эффектов на магнитные свойства квазиодномерного спин-Пайерлсовского магнетика  $\text{CuGeO}_3$ . Обнаружено, что уменьшение размера кристаллита до нанометровой шкалы (средний размер наностержней  $\sim 300 \times 30$  нм) приводит к полному подавлению фазового перехода в спин-Пайерлсовское состояние, который наблюдается в макроскопических кристаллах при  $T \approx 14\text{K}$  [1]. Сопоставление данных электронного спинового резонанса и магнитной восприимчивости позволило выделить вклад в динамическую восприимчивость цепочек меди  $\chi_{ESR}$ . Температурная зависимость  $\chi_{ESR}$  оказывается типичной для систем с квантовым критическим поведением [2], а именно, наблюдается переход от высокотемпературной ( $T > T_m$ ) асимптотики магнитной восприимчивости типа Кюри-Вейсса  $\chi_{ESR} \sim (T - \Theta)^{-1}$  к низкотемпературной ( $T < T_m$ ) степенной зависимости вида  $\chi_{ESR} \sim T^{-\alpha}$ , с показателем степени  $\alpha < 1$ . В работе проанализированы экспериментальные данные для двух образцов различного времени роста (24 и 96 часов) и получена их теоретическая аппроксимация в рамках модели квантового критического поведения. Результаты, полученные на нанокристаллах  $\text{CuGeO}_3$ , оказываются аналогичными картине квантового критического поведения, обнаруженного ранее в монокристаллах макроразмера, содержащих 1% примеси железа [3]. Показано, что наиболее вероятной причиной подавления спин-пайерлсовского перехода в нанокристаллах  $\text{CuGeO}_3$  является возникновение замороженного поля, связанного с поверхностью образцов.

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

1. M. Hase, I. Terasaki, Y. Sasago, K. Uchinokura, H. Obara. Phys. Rev. Lett., 71, 24, 4059 (1993)
2. S. V. Demishev, Physics of the Solid State, Vol. 51, No. 3, pp. 547–551, (2009)
3. S.V. Demishev, Y. Inagaki, H. Ohta, S. Okubo, Y. Oshima, A.A. Pronin, N.A. Samarin, A.V. Semeno, N.E. Sluchanko, Europhys. Lett., 63, 3, 446 (2003)

## Электромеханические свойства квазиодномерных проводников

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

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

В последние годы квазиодномерные проводники с волной зарядовой плотности (ВЗП) достаточно интенсивно изучаются в связи с их уникальными электромеханическими свойствами, среди которых отметим огромную неоднородную деформацию образцов в электрическом поле [1]. Аномальные электромеханические свойства можно качественно описать в терминах упругого взаимодействия ВЗП – 3-хмерного электронного кристалла – и основной решётки, как двух некоторым образом связанных пружин. Для выяснения вида связи между ВЗП и решёткой кристалла мы начали изучение воздействия деформации образцов на их свойства. Исследованию эффектов, происходящих при деформации образцов, а также деформации образцов с ВЗП в электрическом поле посвящена в последнее время большая часть работ нашей группы. В докладе предполагается кратко изложить наши недавние результаты:

- 1) Созданы методики одноосного растяжения образцов, применимые, в том числе, к вискерам нанометрового сечения.
  - 2) Для квазиодномерных соединений  $\text{TaS}_3$ ,  $\text{NbS}_3$  и  $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$  исследованы зависимости проводимости,  $\sigma(E, \epsilon)$ , где  $\epsilon$  – удлинение,  $E$  – электрическое поле. Для  $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$  такие исследования проведены впервые. Для всех трёх соединений наблюдалось понижение температуры пайерлсовского перехода с ростом  $\epsilon$  и отрицательный тензорезистивный эффект при малых  $\epsilon$ .
  - 3) Для  $\text{TaS}_3$  и  $\text{NbS}_3$  наблюдался рост когерентности ВЗП с ростом  $\epsilon$ . Эффект особенно ярко проявляется в  $\text{TaS}_3$ , где при  $\epsilon = \epsilon_c \sim 1\%$  наблюдается переход (вероятно, I рода) ВЗП в ультракогерентное состояние. В этом состоянии проводимость сконденсированных в ВЗП электронов в области порогового поля растёт практически скачкообразно, достигая величины, близкой к проводимости тех же электронов в нормальном состоянии.
  - 4) На зависимостях  $\sigma(\epsilon)$  для  $\text{TaS}_3$  и  $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$  наблюдался гистерезис. На кривых  $\sigma(\epsilon)$  для субмикронных образцов  $\text{TaS}_3$  наблюдались ступеньки, связанные с «квантованием» волнового вектора ВЗП  $q$  [2]. Из полученных данных сделан неожиданный вывод: при растяжении образцов  $\text{TaS}_3$  величина  $q$ -вектора увеличивается, следовательно, особенности при  $\epsilon = \epsilon_c$  не связаны с соизмеримостью ВЗП с решёткой, как считалось ранее. Аналогичное заключение сделано для  $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ .
  - 5) Впервые исследованы зависимости  $\sigma(E, \epsilon)$  для слоистого квазиодномерного соединения  $\text{TiS}_3$ . В отличие от пайерлсовских проводников наблюдался положительный тензорезистивный эффект. В растянутых образцах наблюдалось понижение температуры перехода металл-диэлектрик.
  - 6) Методом гетеродинного смешения зарегистрированы резонансные крутильные колебания образцов  $\text{TaS}_3$  на частотах до 40 МГц. Рассматриваются возможности дальнейшего повышения частоты.
1. В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев, М.В. Никитин, И.Г. Горлова, В.Ф. Насретдинова, С.В. Зайцев-Зотов, УФН, **183**, 33 (2013)
  2. S.G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii & S.V. Zaitsev-Zotov, Nat. Commun. x:x doi: 10.1038/ ncomms1087 (2010).

## Медленные осцилляции магнитосопротивления вдоль проводящих слоев в квазидвумерных металлах как метод экспериментального определения величины межслоевого интеграла перескока

П.Д. Григорьев<sup>1</sup>, А.А. Синченко<sup>2</sup>, В.Н. Зверев<sup>3</sup>, П. Монсо<sup>4</sup>

<sup>1</sup> *Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук*

<sup>2</sup> *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук*

<sup>3</sup> *Институт физики твердого тела Российской академии наук*

<sup>4</sup> *Institut Neel, CNRS, Grenoble, France*

Теоретически и экспериментально изучены так называемые «медленные» осцилляции магнитосопротивления в сильно анизотропных квазидвумерных металлах. В отличие от квантовых осцилляций, медленные осцилляции возникают не из-за малых карманов поверхности Ферми, а из-за ее гофрировки. В отличие от предложенных в работе [M.V. Kartsovnik, P.D. Grigoriev, W. Viberacher et al., Phys. Rev. Lett. 89, 126802 (2002)] медленных осцилляций межслоевой проводимости в магнитном поле в слоистом органическом металле, на примере слоистых неорганических соединений (трителлуридов редкоземельных металлов RTe<sub>3</sub>) мы исследуем медленные осцилляции магнитосопротивления *вдоль проводящих слоев*. Показано, что, как и в случае межслоевой проводимости, медленные осцилляции магнитосопротивления в проводящем слое в отличие от обычных квантовых осцилляций (1) слабо затухают с увеличением температуры T; (2) частота медленных осцилляций позволяет извлечь из эксперимента величину интеграла межслоевого перескока  $t_z$ ; (3) угловая зависимость этой частоты не монотонна и позволяет определить импульс Ферми электронов в проводящей плоскости. Для семейства трителлуридов редкоземельных металлов на основе измеренной величины и угловой зависимости частоты медленных осцилляций магнитосопротивления получено значение  $t_z \approx 1 \text{ meV}$  и импульс Ферми  $k_F d \approx 0.12$  в проводящем слое в RTe<sub>3</sub>, где  $d$  - межслоевое расстояние. В этих соединениях других доступных способов определить межслоевой интеграл перескока нет. Например, биения квантовых осцилляций, которые тоже дают величину  $t_z$ , сложно наблюдать из-за необходимого условия  $t_z > \hbar\omega_c \tau$ ,  $T, \Gamma_0$  в широком интервале магнитного поля, где  $\hbar\omega_c$  - расстояние между уровнями Ландау. Даже просто измерить проводимость  $\perp$  слоям сложно из-за геометрии монокристаллов. Поэтому медленные осцилляции магнитосопротивления предлагаются как удобный способ экспериментального определения величины  $t_z$  в квазидвумерных металлах, применимый ко многим соединениям.

### Измерение энтропии в двумерной системе

А. Ю. Кунцевич<sup>1</sup>, Е. В. Тупиков<sup>1,2</sup>, В. М. Пудалов<sup>1</sup>, И. С. Бурмистров<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук*

<sup>2</sup> *Department of Physics, Pennsylvania State University, University Park, USA*

<sup>3</sup> *Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук*

Энтропия является фундаментальной термодинамической характеристикой системы и обычно измеряется косвенно через теплоёмкость  $C = TdS/dT$ . В двумерных системах измерения теплоёмкости затруднены из-за малости последней, а также огромного многократно превосходящего двумерный газ неизбежного вклада подложки. Для измерения энтропии мы используем соотношение Максвелла между производными энтропии и химического потенциала:  $S/n = -m/T$ .

В структурах с геометрией плоского конденсатора, где концентрация однозначно определяется напряжением на затворе, при модуляции температуры начинает течь ток перезарядки, пропорциональный частоте модуляции температуры, ёмкости образца и  $\mathcal{J}/m\mathcal{J}/T$ . Измеряя этот ток можно определить  $S/n$ , а проинтегрировав по концентрации - и полное значение энтропии, аналогично тому, как это было сделано нами для намагниченности[1].

Исследовалось несколько Si-МОП структур и гетеропереходов GaAs/AlGaAs с затворами Шоттки при температурах (2.5-20K) как в нулевом перпендикулярном поле, так и в квантовых полях до 9 Тесла.

Было напрямую продемонстрировано выполнение третьего начала термодинамики в двумерной Ферми-жидкости. Также было продемонстрировано выполнение энтропии в шели КЭХ. Для магнитопольных зависимостей  $\mathcal{J}/S/\mathcal{J}/n(B)$  было обнаружено хорошее количественное согласие с простой теорией (типа Лифшица-Косевича)[2] квантовых магнетоосцилляций энтропии. В кремниевых МОП-структурах, с «металлической» проводимостью, наблюдалась увеличенная энтропия, которая была интерпретирована через увеличенную и зависящую от температуры эффективную массу. Из сравнения высоко- и низкоподвижных образцов было показано, что рост массы не зависит от степени беспорядка.

Величина эффективной массы оказалась тем больше, чем ниже температура и чем ближе система находится к переходу металл-изолятор. В области изолятора эффективная масса падает с понижением  $n$ . Увеличенная (до 5 раз) масса означает уменьшенную энергию Ферми и приближение системы к невырожденному состоянию, в область которого и попадают данные с сильной «металлической» температурной зависимостью сопротивления. Таким образом, полученные данные [3] заставляют пересмотреть явление перехода металл-изолятор в 2D, поскольку все имеющиеся теории подразумевали вырожденность системы.

1. N. Tenen, A. Yu. Kuntsevich, M. Reznikov, V. M. Pudalov, Physical Review Letters, V. 109, 226403 (2012)

2. Y. Tupikov, A. Yu. Kuntsevich, V. M. Pudalov, I. S. Burmistrov, Письма в ЖЭТФ V. 101, 131-135 (2015)

3. A.Yu. Kuntsevich, Y. V. Tupikov, V.M. Pudalov, I.S. Burmistrov, to appear in Nature Communications, (2015)

## Конденсация триплетных 2D магнитоэкситонов

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

*Институт физики твердого тела Российской академии наук*

Обнаружен низкотемпературный фазовый переход при накапливании циклотронных спин-флип магнитоэкситонов [1, 2] в двумерной электронной системе в режиме целочисленного квантового эффекта Холла с фактором заполнения  $\nu = 2$ . Экситон образован в двумерной электронной системе в зоне проводимости: электроном на нижайшем незаполненном (первом) уровне Ландау и дыркой на верхнем полностью заполненном (нулевом) уровне Ландау, – и поэтому является нижайшим по энергии возбуждением. Полный спин экситона  $S = 1$ , а проекции спина на направление магнитного поля  $S_z = -1, 0$  и  $+1$ . 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 накапливанию триплетных экситонов в нижайшем энергетическом состоянии:  $S = 1, S_z = -1$  (в GaAs с учетом отрицательного  $g$ -фактора  $S = S_z = 1$ ).

В результате детектирования заселенности электронных уровней Ландау с помощью измерения кинетики фотоиндуцированного резонансного отражения (ФРО), спектров фотолюминесценции и неупругого рассеяния света [3] обнаружено, что в высококачественных квантовых ямах (КЯ) GaAs/AlGaAs (электронная концентрация –  $(0.5-2.5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , подвижность –  $(5-20) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ) триплетные экситоны релаксируют чрезвычайно медленно. Выше  $T \approx 1 \text{ К}$  скорость их рекомбинации растет активационным образом:  $\tau = \tau_1 \exp(\Delta/T)$ , – с характерным временем  $\tau_1 = 1 \text{ нс}$  и энергией активации  $\Delta \approx 11 \text{ К}$ , что близко к сумме измеренной в эксперименте энергии связи экситона и зеемановского расщепления,  $\sim 7.5 \text{ К}$ . В области  $1 \text{ К} \geq T \geq 0.75 \text{ К}$  в КЯ шириной  $35 \text{ нм}$  время релаксации  $\tau \geq 100 \text{ мкс}$  и от температуры не зависит, что соответствует современным теоретическим представлениям, согласно которым аннигиляция триплетных экситонов происходит за счет испускания высокоэнергетических акустических фононов, а расчет дает еще более длинное время:  $\tau = 7 \text{ мс}$  [4]. С ростом магнитного поля и увеличением ширины КЯ время  $\tau$  увеличивается, что также не противоречит фононному механизму. При снижении  $T < 1.5 \text{ К}$  сигнал ФРО, пропорциональный концентрации фотовозбужденных носителей, сначала монотонно растет в соответствии с ростом времени жизни  $\tau$ , но ниже, в диапазоне от  $0.75 \text{ К}$  до  $0.6 \text{ К}$ , происходит резкий – до 25 раз – скачок вверх, тогда как  $\tau$  наоборот уменьшается в два раза, после чего возвращается к прежнему значению. В спектре фотолюминесценции при этом резко возгорается узкая ( $\sim 0.2 \text{ мэВ}$ ) линия, соответствующая излучательной релаксации с верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау. Измеряемая в эксперименте величина ФРО позволяет утверждать, что концентрация неравновесных носителей и, соответственно, «темных» триплетных экситонов, которую удается создать оптической накачкой при  $T = 0.45 \text{ К}$ , составляет  $\geq 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Природу фазового перехода, наблюдаемого в такой экситонной системе, еще предстоит выяснить.

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).
4. S. Dickmann, Phys. Rev. Lett. **110**, 166801 (2013).

## Эффект внутренних многократных андреевских отражений в сверхпроводящих оксипниктидах GdO(F)FeAs и Sm(Th)OFeAs

Т.Е. Кузьмичева<sup>1,2</sup>, С.А. Кузьмичев

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

<sup>2</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

Эффект многократных андреевских отражений вызывает появление на  $I(V)$ -характеристиках SnS-контактов ( $S =$  сверхпроводник,  $n =$  нормальный металл) двухщелевых сверхпроводников [1] избыточный ток в области малых смещений, а на спектрах динамической проводимости  $dI(V)/dV$  – две субгармонические щелевые структуры (СГС): две серии минимумов динамической проводимости на смещениях  $|V_n| = 2\Delta_{L,S}/en$  ( $n = 1, 2, \dots$ ), соответствующие большой и малой щелям,  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$ .

В слоистых двухщелевых сверхпроводниковых материалах GdO(F)FeAs и Sm(Th)OFeAs (семейство 1111) с критическими температурами ( $T_C = 37 \div 53 \text{ К}$ ) с помощью техники “break-junction” нами создавались стопочные баллистические контакты S-n-S-...-S-типа, эквивалентные последовательности идентичных SnS-контактов [2–4]. В таких контактах на базе 1111 нами впервые наблюдался эффект внутренних многократных андреевских отражений (аналогичный внутреннему эффекту Джозефсона [5, 6]): положение щелевых особенностей на  $dI(V)/dV$ -спектрах отвечало формуле  $|V_n| = 2\Delta_{L,S}N/en$  ( $N = 1, 2, \dots$  – число контактов в стопке) и однозначно соответствовало СГС на спектрах одиночных SnS-контактов (после масштабирования оси смещений на целое число  $N$ ).

Показано, что щелевые особенности на  $dI/dV$ -спектрах стопочных контактов становятся более резкими при увеличении  $N$ ; это подразумевает уменьшение влияния поверхностных дефектов и существенно увеличивает точность определения величин сверхпроводящих параметров. С помощью внутренней андреевской спектро-



скопии были измерены величины большой и малой щели (при максимальных  $T_C \sim 50$  К:  $\Delta_L = 11.0 \pm 1.1$  мэВ  $\Delta_S = 2.6 \pm 0.4$  мэВ), а также вычислены значения характеристических отношений БКШ для каждой из зон:  $2\Delta_L/k_B T_C \approx 5.2$ ,  $2\Delta_S/k_B T_C < 3.52$ , что является следствием сильного внутризонного взаимодействия в конденсате с  $\Delta_L$  и наведенной сверхпроводимости в зонах с  $\Delta_S$ .

Выражаем благодарность Ельцеву Ю.Ф., Куликовой Л.Ф., Михееву М.Г., Пономарёву Я.Г., Пудалову В.М., Хлыбову Е.П и Чеснокову С.Н.

1. R. Kümmel *et al.*, Phys. Rev. B **42**, 3992 (1990)
2. Т.Е. Kuzmicheva *et al.*, EuroPhys. Lett. **102**, 67006 (2013)
3. Т.Е. Кузьмичева и др., Письма в ЖЭТФ **99**, 154 (2014)
4. Т.Е. Кузьмичева и др., УФН **184**, 888 (2014)
5. H. Nakamura *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 123712 (2009)
6. Ya.G. Ponomarev *et al.*, Inst. Phys. Conf. Ser. **167**, 241 (2000).

## Phase slips in a current-biased narrow superconducting stripes

Yu.N. Ovchinnikov, A.A. Varlamov

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

The theory of current transport in a narrow superconducting strip is revisited taking the effect of thermal fluctuations into account.

The value of voltage drop across the sample is found as function of temperature (close to the transition temperature,  $T_c - T \ll T_c$ ) and bias current  $J < J_c$  ( $J_c$  is the critical current calculated in the framework of the BCS approximation, neglecting thermal fluctuations). It is shown that careful analysis of vortices crossing the stripe results in considerable increase of the activation energy.

The excess activation energy related to the account for the true mechanism of the vortices penetration in the stripe as the function of flowing current is presented on the FIG. On the FIG quantity  $F(L, A)$  is activation energy in paper of Langer and Ambegaokar: Phys. Rev. **164**, 498 (1967).

## Эффекты сильной корреляции - ротонны, ротонная нестабильность и образование кристалла в слабо взаимодействующей системе дипольных экситонов

Ю.Е. Лозовик

*Институт спектроскопии Российской академии наук, ФПФЭ МФТИ*

Предсказаны эффекты ротон-максонного спектра, ротонная нестабильность и образование экситонного кристалла (см. [1-3]) в системе слабо взаимодействующих дипольных экситонов в полупроводниковом слое (т.е. эффекты сильной корреляции, обычно проявляющиеся в сильно взаимодействующих системах - см. [4-6] и цит. лит.). Проанализирована роль наклона диполей к слою, управляемых внешним электрическим полем, и связь с фоновым коллапсом трехмерных диполей. Вычислена диаграмма стабильности системы. Проведенные оценки показывают осуществимость предсказанных эффектов в слое GaAs, а также в системах охлажденных атомов и дипольных молекул. Эффекты обусловлены наличием притяжения при анизотропном диполь-дипольном взаимодействии в квазидвумерии.

Рассмотрены эффекты анизотропной сверхтекучести в системе дипольных экситонов во внешнем поле.

1. A.K. Fedorov, I.L. Fedorov, Yu.E. Lozovik, Roton-maxon spectrum and instability for weakly interacting dipolar excitons in a semiconductor layer, Phys. Rev. B **90**, 165430 (2014).
2. A.K. Fedorov, I.L. Fedorov, Y.E. Schadilova, Yu.E. Lozovik, Two-dimensional Bose gas of tilted dipoles: roton instability and condensate depletion, Phys. Rev. A **90**, 043616 (2014).
3. Yu.E. Lozovik *et al.* (to be publ.)
4. Ю.Е. Лозовик, Сильные корреляции и новые фазы в системе экситонов и поляритонов, поляритонный лазер, УФН **179**, No.3, 309-313 (2009).
5. G.E. Astrakharchik, J. Boronat, I.L. Kurbakov, Yu.E. Lozovik, Quantum phase transition in a two-dimensional system of dipoles, Phys. Rev. Lett., **98**, 060405 (2007).
6. A.E. Golomedov, G.E. Astrakharchik, Yu.E. Lozovik, Mesoscopic supersolid of dipoles in a trap, Phys. Rev. A **84**, 033615 (2011).

## Спин-зависящий механизм управления упорядочением атомов в оптических решетках

А.М. Белемук<sup>1,2</sup>, Н.М. Щелкачев<sup>3,2</sup>, А.В. Михеенков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук*

<sup>2</sup> *Московский физико-технический институт*

<sup>3</sup> *Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук*

Системы ультра-холодных атомов на оптических решетках могут служить квантовыми симуляторами многочастичных систем. В частности, они позволяют детально исследовать структуру основного состояния и низколежащих возбуждений системы атомов с сильными квантовыми корреляциями. В многокомпонентных атомных системах спиновые степени свободы и упорядочение атомов по решетке сильно взаимосвязаны. Нами

рассматривается система фермионов на оптической решетке с базисом и система сильно взаимодействующих бозонов двух типов со спином  $S=1$ .

Квантовое упорядочение фермионов в решетке с базисом описывается с помощью эффективного спин-орбитального гамильтониана, который является модификацией гамильтониана Кугеля-Хомского (предложенного для описания физики d-электронных соединений), то есть система ультра-холодных ферми-атомов является квантовым симулятором указанной модели.

Упорядочение бозонов со спином описывается эффективной спин-псевдоспиновой моделью с биквадратичным спиновым взаимодействием. Мы показываем как, подстраивая магнитное состояние системы, можно менять упорядочение атомов на решетке. Прикладывая внешнее магнитное поле, можно осуществлять «переключение» с ферромагнитного псевдоспинового состояния, при котором бозоны одного типа упорядочиваются в домены, на антиферромагнитное псевдоспиновое упорядочение, при котором происходит чередование бозонов первого и второго типов.

### Подавление сверхпроводимости в $Zr_{1-x}Lu_xB_{12}$ : формирование магнитных моментов в матрице додекаборида циркония в отсутствие магнитных примесей

Н.Е. Случанко<sup>1</sup>, С.Ю. Гаврилкин<sup>2</sup>, К.В. Мицен<sup>2</sup>, А.Н. Азаревич<sup>1</sup>, М.А. Анисимов<sup>1</sup>, А.В. Богач<sup>1</sup>, В.В. Глушков<sup>1,3</sup>, С.В. Демишев<sup>1,3</sup>, А.В. Духненко<sup>4</sup>, А.В. Кузнецов<sup>5</sup>, Н.Ю. Шицвалова<sup>4</sup>, И.И. Санников<sup>5</sup>, А.Л. Хорошилов<sup>3</sup>, В.Б. Филипов<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт

<sup>4</sup>Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

<sup>5</sup>НИЯУ МИФИ

Сверхпроводники  $ZrB_{12}$  ( $T_C \approx 6K$ ) и  $LuB_{12}$  ( $T_C \approx 0.4K$ ) с близкими по характеристикам электронной структурой, спектром колебательных состояний и электрон-фононным взаимодействием [1-2] существенно ( $\sim 15$  раз) различаются значениями  $T_C$ . В работе представлены результаты исследований удельного сопротивления, теплоемкости и намагниченности монокристаллов  $Zr_{1-x}Lu_xB_{12}$  ( $x < 0.1$ ) в диапазоне температур 1.9-300 K в магнитном поле до 90 кЭ. Обнаружено резкое подавление сверхпроводимости с ростом  $x(Lu)$  ( $dT_C/dx \sim 0.21$  K/at.% Lu, см. рис.1а). На зависимостях теплоемкости, намагниченности и магнитосопротивления (МС) при низких температурах наблюдается магнитный вклад (см., например, рис.1б), отвечающий возникновению магнитных моментов в немагнитной матрице исследуемых додекаборидов. Анализ отрицательного МС, зеемановского вклада в теплоемкость (рис.1б) и намагниченности позволяет сделать вывод о линейном возрастании амплитуды магнитной компоненты, причем каждому примесному иону  $Lu^{3+}$ , замещающему  $Zr^{4+}$  в  $ZrB_{12}$ , отвечает магнитное состояние с  $g$ -фактором  $g=3.5$  и  $J=3/2$ . Предложенный механизм подавления  $T_C$  снимает противоречие между резким падением  $T_C$  при легировании  $ZrB_{12}$  немагнитным Lu и предсказываемым теоремой Андерсона [3] незначительным паразитирующим эффектом от немагнитных примесей малой концентрации.

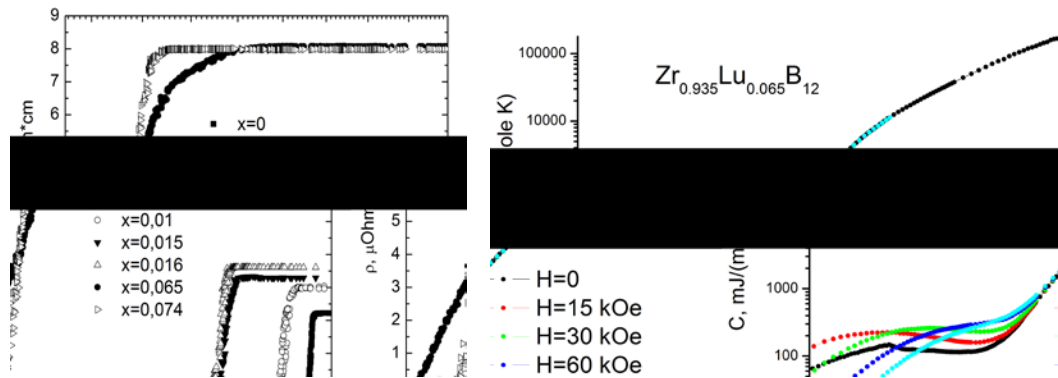


Рис. 1. Температурные зависимости (а) удельного сопротивления твердых растворов замещения  $Zr_{1-x}Lu_xB_{12}$  вблизи  $T_C$  и (б) теплоемкости  $Zr_{1-x}Lu_xB_{12}$  для состава  $x=0.065$  в магнитных полях до 90 кЭ.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Президента РФ МК-6427. 2014.2, РФФИ № 15-02-02553 и программы ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах».

[1] J. Teyssier et al., Phys. Rev. B, **78**, 134504 (2008)

[2] N. Sluchanko, S. Gavrilkin, K. Mitsen et al., J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 1663 (2013)

[3] P.W.Anderson, Phys. Rev. Lett. **3**, 325 (1959)

## Стендовые доклады

### Изобестическая точка в магнетосопротивлении $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$

А.Л. Хорошилов<sup>1</sup>, А.Н. Азаревич<sup>2</sup>, А.В. Богач<sup>2</sup>, М.А. Анисимов<sup>2</sup>, В.В. Глушков<sup>1,2</sup>, С.В. Демишев<sup>1,2</sup>, Н.Ю. Шицевалова<sup>3</sup>, В. Филипов<sup>3</sup>, С. Габани<sup>4</sup>, К. Флахбарт<sup>4</sup>, Н.Е. Случанко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

<sup>3</sup>Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

<sup>4</sup>Институт экспериментальной физики САН, Кошице, Словакия

Низкотемпературные антиферромагнетики (АФ)  $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$  ( $T_N \leq 7.4\text{K}$ ) 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  $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ , в котором число магнитных ионов  $\text{Ho}^{3+}$  оказывается достаточным для формирования бесконечного кластера. С этой целью в данной работе выполнены прецизионные измерения сопротивления  $\rho(T, H)$  монокристаллических образцов  $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$  в диапазоне температур (1.5–300K) в магнитном поле до 80 кЭ. Анализ полученных температурных зависимостей магнетосопротивления выявил общую для всех кривых точку пересечения при температуре  $T_{\text{iso}} \approx 8.8\text{K}$  (изобестическая точка, см [2]). В соответствии с [2], можно предположить, что кривые, оставаясь практически неизменными по форме, масштабируются в достаточно широком диапазоне температур.

Для проверки данного предположения был проведен анализ экспериментальных данных в рамках развитаго в [2] подхода. Сопротивление было представлено в виде:

$$\rho(T, H) = \rho(T, H = 0) + H^2 \cdot \rho'_H(T) + o(H^4) \quad (1),$$

где  $\rho'_H = \frac{\rho(T, H_2) - \rho(T, H_1)}{H_2^2 - H_1^2}$  - производная сопротивления по квадрату магнитного поля.

Тогда смасштабированное сопротивление в окрестности данной изобестической точки примет вид:

$$\rho_0 = \rho(T, H = 0) \approx \rho(T, H) - H^2 \cdot \rho'_H(T) \quad (2).$$

На рис. 1а показано семейство кривых  $\rho_0$  для различных значений поля. Легко видеть, что все кривые

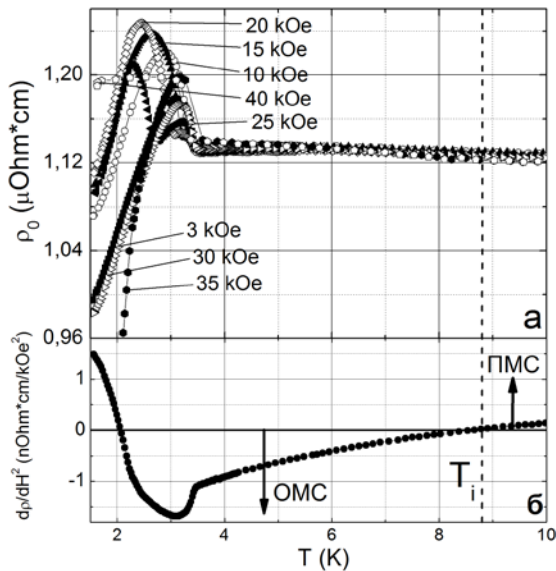


Рис. 1. а – Зависимости сопротивления  $\rho_0$  для различных полей, б – производная сопротивления по квадрату поля.

сопротивления с хорошей точностью совпадают в диапазоне температур 3.5-10K. Таким образом, исходные кривые сопротивления в указанном диапазоне различаются лишь квадратичным по полю слагаемым (см. (2)), что подтверждает предположение о масштабируемости данных кривых.

На рис. 1б изображен график производной сопротивления по квадрату поля. Кривая достигает нулевого значения в точке  $T_{\text{iso}} \approx 8.8\text{K}$ , что, согласно теории [2], говорит о наличии в данной области изобестической точки. Отрицательные значения производной (рис. 1б) в области температур 3.5-8.8K свидетельствуют о наличии отрицательного (ОМС) квадратичного по полю вклада в магнетосопротивление, амплитуда которого возрастает с понижением температуры (см. (1)). Аналогично, в области  $T > 8.8\text{K}$  доминирующим является положительная (ПМС) квадратичная по полю компонента магнетосопротивления. Эти выводы хорошо подтверждаются данными, полученными в работе [3], в которой отрицательное квадратичное магнетосопротивление аппроксимируется в рамках модели Юсиды ланжевеновской зависимостью

$$-\Delta\rho/\rho \sim M^2 \sim \mu_{\text{eff}} \cdot L^2(T, H), \quad (3),$$

где  $\mu_{\text{eff}}$  - эффективный момент ионов гольмия,  $L(T, H)$  - функция Ланжевена; в то время, как положительное магнетосопротивление представлено вкладом, квадратично зависящим от дрейфовой подвижности носителей заряда  $\Delta\rho/\rho \sim \mu_D^2 \cdot H^2$ , где  $\mu_D$  - дрейфовая подвижность носителей.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Президента РФ МК-6427. 2014.2, а также проекта VEGA 2/0106/13(Словакия).

[1] Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач и др., ЖЭТФ 140, 536 (2011)

[2] M. Greger, M. Kollar, and D. Vollhardt, Physical Review B 87, 195140 (2013)

[3] N.E. Sluchanko, A.L. Khoroshilov, M. A. Anisimov et. al., <http://arxiv.org/abs/1412.0497>

## Магнитная анизотропия в $GdB_6$

М.А. Анисимов<sup>1</sup>, В.В. Глушков<sup>1,2</sup>, А.В. Богач<sup>1</sup>, С.В. Демишев<sup>1,2</sup>, Н.А. Самарин<sup>1</sup>, А.В. Кузнецов<sup>3</sup>,  
Н.Ю. Шицевалова<sup>4</sup>, А.В. Левченко<sup>4</sup>, В.Б. Филипов<sup>4</sup>, S. Gabani<sup>5</sup>, K. Flachbart<sup>5</sup>, Н.Е. Случанко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

<sup>3</sup>Московский инженерно-физический институт

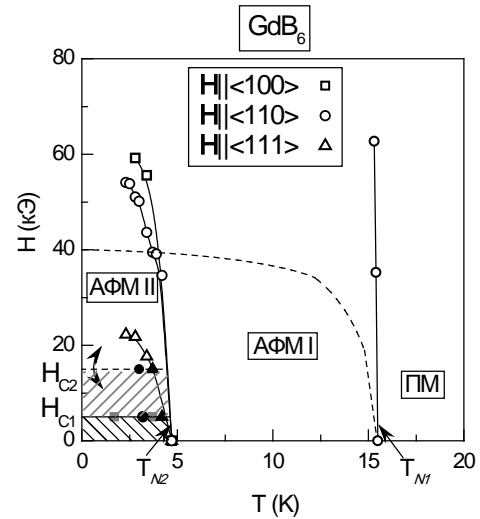
<sup>4</sup>Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

<sup>5</sup>Institute of Experimental Physics, SAS, Košice, Slovakia

В последнее время значительно возрос интерес к изучению редкоземельных (РЗ) гексаборидов ( $RB_6$ ) середины ряда по причине возможного открытия в  $SmB_6$  состояния топологического изолятора [1] и наличия эффекта колоссального магнитосопротивления в  $EuB_6$  [2]. В этом ряду как бы в тени остается гексаборид гадолиния ( $GdB_6$ ), являющийся ключевым соединением для понимания механизмов формирования основного состояния для всего класса металлических РЗ гексаборидов, поскольку ион  $Gd^{3+}$  не содержит орбитальной степени свободы (состоянию  $^8S_{7/2}$  соответствуют  $L=0$ ,  $S=7/2$ ). К настоящему времени известно, что в системе  $GdB_6$  реализуются два последовательных фазовых перехода ( $T_{N1} \sim 15.5K$  и  $T_{N2} \sim 4.6 \div 9K$ ), сопровождаемых сложными структурными искажениями и антиферромагнитным (АФМ) порядком [3-6]. К настоящему времени практически неизученными для  $GdB_6$  остаются лишь транспортные характеристики, включая магнитосопротивление и эффект Холла.

В данной работе выполнены измерения угловых зависимостей холловского сопротивления  $\rho_H(\varphi)$  и поперечного магнитосопротивления  $\rho(\varphi, H_0, T_0)/\rho$  в широком диапазоне температур 2-200K в магнитном поле до 80кЭ. Эксперименты проводились с помощью оригинальной экспериментальной установки, обеспечивающей вращение образца с пошаговой фиксацией его положения в магнитном поле. В работе использовалась ориентация измерительного тока  $\mathbf{I} \parallel \langle 110 \rangle \perp \mathbf{H}$ , сонаправленного с осью вращения образца в постоянном магнитном поле. Исследования проводились на монокристаллах  $GdB_6$  высокого качества ( $T_{N1} \sim 15.5K$ ,  $T_{N2} \sim 4.7K$ ), выращенных методом вертикальной бестигельной зонной плавки. Контроль качества образцов проводился с использованием электронной микроскопии. Для изучения эффектов анизотропии в АФМ (II) фазе  $GdB_6$  в работе проведены дополнительные измерения полевых зависимостей магнитосопротивления  $\Delta\rho(H)/\rho$  для трех ориентаций магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$ ,  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ ,  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$ .

В работе получены следующие результаты. (i) Впервые зарегистрировано появление аномального эффекта Холла с переходом в АФМ II фазу  $GdB_6$ . При этом с ростом магнитного поля  $H \geq 40kЭ$  обнаружено подавление аномальной компоненты  $R_H^A$ . (ii) В АФМ II фазе также зарегистрирована сильная анизотропия магнитосопротивления. Угловое распределение амплитуды рассеяния, восстановленное из угловых зависимостей магнитосопротивления  $\rho(\varphi)/\rho(0)$ , принимает форму креста с максимальным рассеянием вдоль ориентации  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$  и четырьмя спутниками-впадинами вблизи направления  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$ . (iii) Анализ полученных данных позволил восстановить магнитную фазовую диаграмму  $GdB_6$  для трех ориентаций магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  (Рис.1). Подчеркнем, что основное отличие данных Рис.1 от результатов, опубликованных ранее, касается фазы АФМ(II), в которой с ростом магнитного поля впервые идентифицированы два дополнительных фазовых перехода при  $H_{C1} \approx 5kЭ$  и  $H_{C2} \approx 15kЭ$ .



[1] M.Dzero et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 106408 (2010).

[2] В.В.Глушков и др., *ЖЭТФ* **138**, 277 (2010)

[3] M. Amara et al., *Phys. Rev. B* **72**, 064447 (2005).

[4] K. Iwasa et al., *Phys. Rev. B* **84**, 214308 (2011).

[5] R.M. Galera et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **104-107**, 1336-1338 (1992).

[6] D.F.McMorrow et al., *Physica B* **345**, 66 (2004).

## Особенности электронного спинового резонанса в твердых растворах замещения $Eu_{1-x}Ca_xB_6$ и $Eu_{1-x}Gd_xB_6$

А.Н. Самарин<sup>1,2</sup>, А.В. Семенов<sup>1</sup>, М.И. Гильманов<sup>1,2</sup>, М.А. Анисимов<sup>1</sup>, А.В. Богач<sup>1</sup>, С.В. Демишев<sup>1,2</sup>,  
В.Ю. Иванов<sup>1</sup>, Н.Е. Случанко<sup>1</sup>, А.В. Левченко<sup>3</sup>, В.Б. Филипов<sup>3</sup>, Н.Ю. Шицевалова<sup>3</sup>, В.В. Глушков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

<sup>3</sup>Институт проблем материаловедения им. И. Францевича НАНУ, Киев, Украина

В работе представлены результаты исследования высокочастотного (60-100 ГГц) электронного спинового резонанса (ЭСР), намагниченности и гальваномагнитных свойств монокристаллических образцов  $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$  ( $x \leq 0.05$ ) и  $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{B}_6$  ( $x \leq 0.25$ ), измеренных в магнитных полях до 8 Тл при температурах 1.8-300 К. Оригинальная магниторезонансная методика исследования плоскопараллельных металлических образцов [1] позволила исключить влияние эффектов размагничивания, приводящих к расщеплению линии ЭСР. Измерения транспортных свойств проводились на постоянном токе с использованием стандартной 4-х зондовой схемы. Намагниченность монокристаллов измерялась на установке MPMS-5 (Quantum Design).

Для описания формы линии ЭСР в  $\text{Eu}_{1-x}\text{A}_x\text{B}_6$  ( $\text{A} = \text{Ca}, \text{Gd}$ ) применялась методика абсолютной калибровки резонансной линии в единицах высокочастотной магнитной проницаемости [1]. При обработке экспериментальных данных по мощности микроволнового поглощения  $P \sim \mu''(\sigma)^{1/2}$  в  $\text{Eu}_{1-x}\text{A}_x\text{B}_6$  ( $\text{A} = \text{Ca}, \text{Gd}$ ) было обнаружено, что в комплексной проводимости  $\sigma(\omega) = \sigma_1 + i\sigma_2$  исследуемой системы существенен вклад мнимой компоненты, вследствие чего микроволновая проводимость не совпадает с проводимостью на постоянном токе. Для корректного определения параметров резонанса при моделировании линии ЭСР величина осциллирующей намагниченности принималась равной статической намагниченности образца, а в качестве параметра использовалась комплексная проводимость  $\sigma$ .

Анализ магнитных данных показал, что в  $\text{Eu}_{1-x}\text{A}_x\text{B}_6$  ( $\text{A} = \text{Ca}, \text{Gd}$ ) рост концентрации примеси приводит к уменьшению как величины спонтанной намагниченности  $M_0$ , так и температуры Кюри  $T_C$  (рис. 1а). При этом для всех исследованных соединений ширина линии ЭСР  $W(T)$  немонотонно зависит от температуры (рис. 1б). Уменьшение ширины линии ЭСР с понижением температуры в парамагнитной фазе  $T > T_C$  можно объяснить корринговским механизмом спиновой релаксации, наблюдаемым в металлических системах [2]. Напротив, переход в магнитоупорядоченную фазу ( $T < T_C$ ) индуцирует аномальный низкотемпературный рост  $W(T)$  (рис. 1б). Необычное поведение  $W(T < T_C)$  свидетельствует о том, что дополнительный механизм микроволновых потерь, возникающий в области  $T < T_C$  в  $\text{EuB}_6$  (рис. 1б), подавляется относительно небольшими концентрациями примеси в  $\text{Eu}_{1-x}\text{A}_x\text{B}_6$  ( $x \sim 0.01$  в случае Gd и  $x \sim 0.1$  в случае Ca). Выяснение природы наблюдаемого эффекта требует проведения дополнительных исследований легированных соединений на основе гексаборида европия.

Работа поддержана грантом РФФИ 13-02-00160 и программами РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием».

[1] A.V. Semeno, et al., Phys. Rev. B, **79**, 014423 (2009)

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

### Аномальный эффект Холла в парамагнитной фазе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ( $x < 0.3$ )

*И. И. Лобанова<sup>1,2</sup>, В. В. Глушков<sup>1,2</sup>, В. Ю. Иванов<sup>2</sup>, В. А. Дядькин<sup>3</sup>,  
Н. М. Чубова<sup>3</sup>, С. В. Григорьев<sup>3</sup>, С. В. Демшиев<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

<sup>3</sup> Петербургский институт ядерной физики НИЦ «Курчатовский институт»

Обнаружение топологического эффекта Холла в скирмионной фазе  $\text{MnSi}$  [1] и исследование влияния фазы Берри [2] стимулирует интерес к изучению аномального эффекта Холла в системе твердых растворов замещения моносиллицид марганца – моносиллицид железа. Однако, проблема разделения вкладов в эффект Холла в исследуемой группе материалов далека от своего решения. В большинстве работ акцент делается на исследовании аномального вклада в эффект Холла, для выделения которого используются различные, а иногда и взаимоисключающие процедуры обработки данных [3,4].

В результате исследования транспортных и магнитных свойств  $\text{MnSi}$ , выполненного на монокристаллических образцах в широком диапазоне температур (2–300 К) и магнитных полей (до 8 Тл), предложен новый подход к разделению нормального ( $R_{\text{НВ}}$ ) и аномального ( $R_{\text{АМ}}$ ) вкладов в эффект Холла, основанный на анализе температурных зависимостей  $\rho_{xy}(T)$  [5]. Анализ транспортных свойств  $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$  ( $x < 0.12$ ) показал, что в пара-

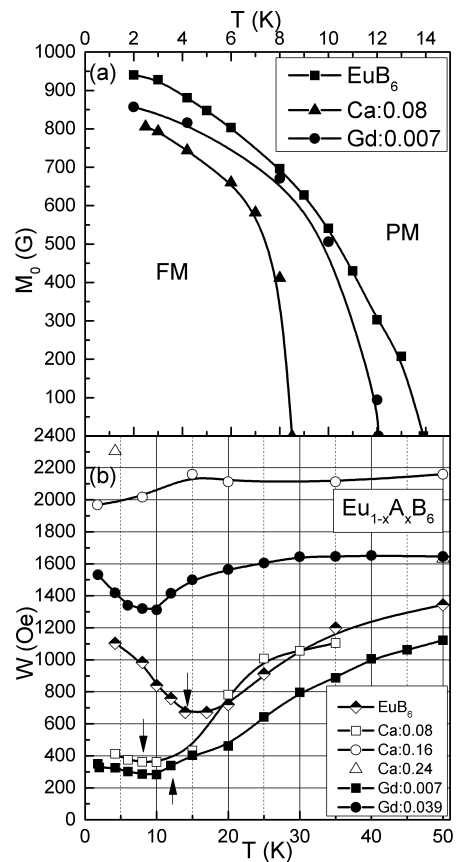


Рис. 1. Температурные зависимости спонтанной намагниченности (а) и ширины линии ЭСР (б). Стрелками отмечены температуры фазовых переходов.

магнитной фазе ( $T > T_c(x)$ ) экспериментальные кривые с хорошей точностью описываются выражением  $\rho_{xy} = R_H B + 4\pi R_A M$  ( $R_A = S_1 \rho$ ), что свидетельствует о доминирующем вкладе процессов скошенного рассеяния (skew scattering) носителей заряда на магнитных ионах марганца.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ 13-02-00160-а и программы РАН «Электронные корреляции в сильно взаимодействующих системах».

- [1] A. Neubauer et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 186602 (2009).
- [2] C. Franz et al., Phys. Rev. Lett. **112**, 186601 (2014).
- [3] M. Lee et al., Phys. Rev. B **75**, 172403 (2007).
- [4] R. Ritz et al., Phys. Rev. B **87**, 134424 (2013).
- [5] V. Glushkov et al., JETP Letters **101** (2015).

### Экспериментальный метод определения величины осциллирующей намагниченности в сильно-коррелированных металлах

М.И. Гильманов<sup>1,2</sup>, А.В. Семенов<sup>1</sup>, А.Н. Самарин<sup>1,2</sup>, С.В. Демишев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

Определение осциллирующей намагниченности ( $M_{осц}$ ) представляет собой важную и нетривиальную задачу в физике электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). В данной работе представлен метод для экспериментального нахождения  $M_{осц}$ , в котором ЭПР измерения проводятся в двух геометриях: в поле параллельном и перпендикулярном направлению распространения СВЧ излучения (Рис.1). В этом случае значение  $M_{осц}$  может быть найдено из простой формулы  $M_{осц} = \Delta H / (4\pi(N_z - N_x))$ , где  $\Delta H$  - сдвиг соответствующих ЭПР кривых по полю,  $N_z$  и  $N_x$  - размагничивающие факторы для образца в параллельной и перпендикулярной геометриях соответственно. Представленный метод был осуществлен и апробирован для сильно-коррелированных систем  $\text{EuV}_6$  и  $\text{CeV}_6$ . Полученные значения осциллирующей намагниченности оказываются равными  $\sim 960\text{Э}$  для  $\text{EuV}_6$  при  $T = 4.2\text{К}$  и  $\sim 92\text{Э}$  для  $\text{CeV}_6$  при  $T = 1.8\text{К}$ . В предложенном методе образец встраивается в стенку резонатора, что позволяет избежать влияния краевых эффектов. Кроме того, использование перпендикулярной геометрии позволяет исследовать угловые зависимости ЭПР.

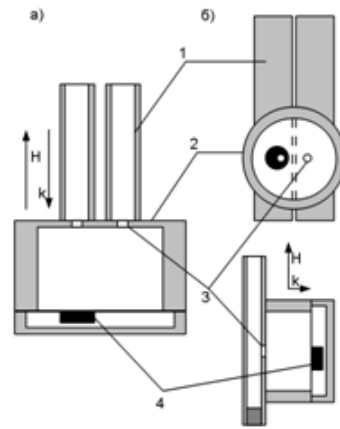


Рис. 1. Параллельная (а) и перпендикулярная (б) геометрии ЭПР эксперимента. 1 - волноводы, 2 - цилиндрический резонатор (60ГГц), 3 - отверстия связи волновода и резонатора, 4 - образец приклеенный на тонкую медную фольгу, являющуюся дном резонатора.

Работа поддержана грантом РФФИ 13-02-00160 и программами РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием».

### Низкочастотные возбуждения в манганитах с фазой зарядового упорядочения

Л.С. Кадыров<sup>1,2</sup>, Е.С. Жукова<sup>1,2,3</sup>, В.И. Торгашев<sup>4</sup>, А.С. Прохоров<sup>1,2</sup>, F. Fischgrabe<sup>5</sup>, V. Moshnyaga<sup>5</sup>, T. Zhang<sup>6</sup>, R. Kremer<sup>7</sup>, U. Pracht<sup>3</sup>, S. Zapf<sup>3</sup>, J. Pokorný<sup>8</sup>, S. Kamba<sup>8</sup>, G. Untereiner<sup>3</sup>, M. Dressel<sup>3</sup>, Б.П. Горшунов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

<sup>3</sup>I. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany

<sup>4</sup>Южный федеральный университет, Физический факультет, Ростов-на-Дону

<sup>5</sup>I. Physikalisches Institut, Georg-August-Universität Göttingen, Göttingen, Germany

<sup>6</sup>Key Laboratory of Materials Physics, Institute of Solid State Physics, Chinese Academy of Sciences, China

<sup>7</sup>Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, Germany

<sup>8</sup>Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic

Манганиты со структурой перовскита и общей формулой  $R_{1-x}A_x\text{MnO}_3$  (R - редкоземельный элемент, А - щелочной элемент) обладают рядом уникальных свойств. Важную роль в формировании основного состояния соединений играет зарядовое упорядочение (ЗУ) ионов марганца  $\text{Mn}^{3+}$  and  $\text{Mn}^{4+}$ . Природа образования ЗУ фазы не ясна до сих пор и является предметом активных исследований. Одним из возможных механизмов образования ЗУ фазы является переход Пайерлса и образование волны зарядовой плотности. Так, именно с откликом конденсата волны зарядовой плотности связывались низкочастотные резонансы, наблюдавшиеся в терагерцовых спектрах манганитов [1]. Эти возбуждения, однако, могут быть интерпретированы и как результат оптической активации акустических фононов вследствие свертки зоны Бриллюэна в ЗУ фазе.

В настоящей работе методами терагерцовой ( $3 - 700 \text{ см}^{-1}$ ) спектроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) света ( $10 - 1400 \text{ см}^{-1}$ ) исследовались образцы манганитов семейства  $(\text{Pr},\text{La})_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  с уровнями допирования  $0 \leq x(\text{Ca}) \leq 1$  и  $\text{Eu}_{0.42}\text{Sr}_{0.58}\text{MnO}_3$ . Исследовались как керамические, так и пленочные (на подложке  $\text{MgO}$ ) образцы. В низкотемпературных спектрах семейства  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MgO}_3$ , в которых проявляется фаза с зарядовым упорядочением, нами обнаружены асимметричные линии поглощения, положение которых совпадает с частотой наиболее низкочастотной сингулярности ван Хова свернутой зоны Бриллюэна. Мы связываем зарегистрированные линии поглощения с увеличением низкочастотной плотности фононных состояний (в сравнении с Дебаевской плотностью,  $\sim \omega^2$ ), которое известно в физике неупорядоченных сред как бозонный пик. Оптически активными такие акустические колебания становятся в результате нарушения правил отбора на границах зерен. Такая интерпретация подтверждается нашими измерениями КР-спектров образцов. Нами была также исследована температурная зависимость теплоемкости манганита  $\text{La}_{0.33}\text{Ca}_{0.67}\text{MgO}_3$ , в которой также был обнаружен вклад за счёт бозонного пика. Возбуждения типа бозонного пика нами обнаружены также в терагерцевых спектрах манганитов семейств  $\text{Pr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MgO}_3$  и  $\text{Eu}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ .

[1] A. Nucara, P. Maselli, P. Calvani et al., Phys. Rev. Lett. 101, 066407 (2008)

[2] L. Kadyrov, B. Gorshunov, E. Zhukova et al., Phase Transitions: A Multinational Journal Volume 87, Issue 10-11 (2014)

### Низкоэнергетические возбуждения в спин-жидкостном соединении $k\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{Cu}_2(\text{CN})_3$

Е.С. Жукова<sup>1,2,3</sup>, А. Pustogow<sup>3</sup>, М. Pinterić<sup>4,5</sup>, S. Tomić<sup>4</sup>, J.A. Schlueter<sup>6</sup>, Б.П. Горшунов<sup>1,2,3</sup>, М. Dressel<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт

<sup>2</sup>Институту общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

<sup>3</sup>1. Physikalisches Institut Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring, Stuttgart, Germany

<sup>4</sup>Institut za fiziku, Zagreb, Croatia

<sup>5</sup>Faculty of Civil Engineering, Maribor, Slovenia.

<sup>6</sup>Material Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, USA

Моттовский изолятор  $k\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{Cu}_2(\text{CN})_3$  с двумерной структурой является перспективным кандидатом для реализации квантового состояния спиновой жидкости [1]: в соединении отсутствует магнитное упорядочение вплоть до низких температур при наличии существенного антиферромагнитного обмена ( $J = 250 \text{ К}$ ) в треугольной решетке. Несмотря на значительное количество экспериментальных и теоретических работ в настоящее время отсутствует согласие относительно природы основного состояния в подобных материалах. С целью выяснения механизмов зарядового транспорта в  $k\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{Cu}_2(\text{CN})_3$  нами были проведены детальные и систематические измерения спектров динамической проводимости в чрезвычайно широком диапазоне энергий ( $10^{-13} - 2 \text{ эВ}$ ) и температур ( $5 - 300 \text{ К}$ ). Мы показали, что основной механизм зарядового транспорта в кГц и МГц диапазонах частот является прыжковым, однако при этом отсутствуют четкие признаки открытия Моттовской щели в спектре состояний. При повышении частоты характер проводимости меняется и зависимость подчиняется степенному закону  $\sigma(\omega) \propto \omega^\beta$  с двумя различными показателями степени  $\beta$ . При этом частота кроссовера находится в терагерцовом диапазоне и увеличивается с ростом температуры как  $\omega_c \approx k_B T$ , что соответствует сценарию, согласно которому в спин-жидкостном состоянии электродинамический отклик в основном должен быть обусловлен возбуждениями бесщелевых спиновых состояний с поверхности Ферми [2]. В то же время, экспериментально определенные показатели степени для  $k\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{Cu}_2(\text{CN})_3$  более чем в два раза отличаются от предсказанных теорией. Полученные данные хорошо согласуются с аналогичным экспериментальным наблюдением свойств спин-жидкостного состояния в Гербертсметите [3].

[1] P.W. Anderson, Mater. Res. Bull. 8, 153 (1973).

[2] T.-K. Ng and P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. 99, 156402 (2007).

[3] D. V. Pilon, C. H. Lui, T. -H. Han, D. Shrekenhamer, A., J. Frenzel, W. J. Padilla, Y. S. Lee, and N. Gedik, Phys. Rev. Lett. 111, 127401 (2013).

### Моделирование распределения индукционных токов в сверхпроводящих плёнках

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

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

Целью данной работы является разработка метода численного моделирования распределения плотностей индукционных токов в сверхпроводящих плёнках различной толщины и анализа их нелинейного отклика в рамках разрабатываемой авторами экспериментальной нелинейной индукционной методики определения критических параметров сверхпроводников.

При пропускании переменного тока через катушку возбуждения в образце индуцируется круговой ток. При этом радиальное распределение плотности данного тока (для величин ниже критической) имеет форму колокола с максимумом, положение которого совпадает со средним радиусом измерительной катушки. В первом приближении ток образца можно представить в виде одиночного витка («одновитковая» модель) с некоторым усреднённым током, не учитывающим реальное пространственное распределение плотности тока [1]. Эта модель дает качественное согласие с экспериментальными данными и позволяет в явном виде обратить задачу с целью восстановления ВАХ по измеренному полному нелинейному отклику образца.



Более точно описать особенности реального отклика позволяет «многовитковая» модель, в которой для описания неоднородного распределения токов в образце рассматривается система изолированных коаксиальных витков (контуров), индуктивно связанных как с катушкой возбуждения, так и между собой. Для этого мысленно разобьем образец на  $N=N_r \cdot N_z$  (где  $N_r$  – число витков в радиальном направлении, а  $N_z$  – по толщине пленки) коаксиальных круговых контуров с центрами, находящимися на оси катушки возбуждения. Для достаточно тонких пленок, толщина которых не превышает лондоновскую глубину проникновения магнитного поля  $\lambda$ , можно принять  $N_z=1$  («одномерная» модель, 1D) [2]. В общем случае применяется «двумерная» (2D) модель с  $N_z \gg 1$ , позволяющая получать и распределение плотности тока по глубине. В дальнейшем считаем распределение тока в каждом из контуров однородным.

Введем следующие обозначения:  $L_i$  – полная индуктивность  $i$ -го контура (сумма геометрической и кинетической индуктивностей, при этом учет последней крайне важен в 2D-модели),  $M_i$  – взаимная индуктивность  $i$ -го контура и катушки возбуждения,  $M_{ij}$  – взаимная индуктивность  $i$ -го и  $j$ -го контуров (при  $i=j$  совпадает с  $L_i$ ). Тогда полные потоки магнитного поля через катушку возбуждения  $\Phi_0$  и модельные контура  $\Phi_k$  ( $k=1 \dots N$ ) могут быть записаны в виде:

$$\Phi_0(t) = L_0 I_0(t) + \sum_{i=1}^N M_i I_i(t), \quad \Phi_k(t) = M_k I_0(t) + \sum_{i=1}^N M_{ik} I_i(t).$$

При этом токи каждого контура могут быть записаны в виде дифференциального уравнения

$$\frac{dI_k(t)}{dt} = -\frac{1}{L_k} \left\{ V_k(I_k(t)) + M_k \frac{dI_0(t)}{dt} + \sum_{i=1, i \neq k}^N M_{ik} \frac{dI_i(t)}{dt} \right\},$$

а напряжение сигнала отклика на выводах катушки возбуждения – в виде

$$E(t) = -\frac{d\Phi_0(t)}{dt} = -L_0 \frac{dI_0(t)}{dt} - \sum_{i=1}^N M_i \frac{dI_i(t)}{dt}.$$

Здесь  $V_k(I_k)$  – ВАХ  $k$ -го контура, т.е. падение напряжения на полной длине  $2\pi r_k$  данного контура при протекании через него тока  $I_k$ .

Установлено, что при малых значениях тока возбуждения индуцированный ток, как и положено, сосредоточен в приповерхностной области глубиной порядка  $\lambda$ . При увеличении тока возбуждения вначале амплитуда индуцированных токов линейно возрастает без изменения размеров занимаемой области, а затем, по мере появления падения напряжения (т.е. при приближении к критическому току), токи начинают распространяться вглубь пленки. Это сопровождается появлением нелинейного отклика, хотя токонесущая способность образца еще не исчерпана. Когда критическая область занимает всю толщину пленки («пробой» образца на всю глубину), начинается резкий рост амплитуд гармоник. Дальнейшее поведение системы сопровождается радиальным уширением критической области, качественно аналогичным 1D-модели.

Следует отметить, что в окрестности такого «пробоя» возможно приближенное рассмотрение критической области, преимущественно определяющей нелинейный отклик, в рамках одновитковой модели, что позволяет по экспериментальным данным оценивать вид ВАХ реальных пленок и лент.

Результаты расчета нелинейного отклика в рамках многовитковой модели показали хорошее соответствие экспериментальным данным для ВТСП пленок и лент. Таким образом, разработанная модель позволяет количественно описать процессы, происходящие в системе «катушка-образец», что делает возможным извлечение информации о параметрах сверхпроводника из анализа полного сигнала отклика.

Работа выполняется при поддержке РФФИ (грант № 14-08-31278).

1. С.Ю. Гаврилкин, О.М. Иваненко, К.В. Мицен, А.Ю. Цветков, КСФ ФИАН, 2, 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, стр. 123-129, 2014 (электронное издание)

## Определение констант электрон-фононного взаимодействия из экспериментальных зависимостей сверхпроводящих щелей от температуры в $MgB_2$

С.А. Кузьмичев<sup>1</sup>, Т.Е. Кузьмичева<sup>2</sup>, С.Н. Чесноков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

<sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

В наших исследованиях использовались поликристаллические оптимально допированные образцы дигидрида магния с небольшим избытком магния из серии Kг. Экспериментальные значения основных параметров сверхпроводящего состояния были получены нами ранее с помощью SnS-андрееской спектроскопии. Для реализации этого метода в образцах создавались контакты на микротрещине при  $T = 4.2$  K по технике “break-junction”. На производных вольтамперных характеристик SnS-контактов возникает серия минимумов дифференциальной проводимости, которую принято называть субгармонической щелевой структурой. Энергии сверхпроводящих щелей определялись из положений этих особенностей по формуле  $V_n = 2\Delta/n e$ , где  $n$  соответствует номеру рефлекса и является натуральным числом. Субгармонические структуры от обеих щелей наблюдаются вплоть до  $T_c$ , пока производная не становится горизонтальной, что позволяет *напрямую* получить температурные зависимости энергии сверхпроводящих щелей  $\Delta_\sigma(T)$  и  $\Delta_\pi(T)$ .



Нами были выбраны характерные для образцов  $\text{MgB}_2$  с оптимальным допированием температурные зависимости  $\sigma$ - и  $\pi$ -щелей. Из-за наличия межзонного взаимодействия ход обеих щелей отклоняется от однощелевой БКШ-образной зависимости. Путем подбора двух подгоночных параметров с помощью системы уравнений Москаленко и Сула [1, 2] были воспроизведены экспериментальные зависимости  $\Delta_{\sigma,\pi}(T)$  и определены перенормированные константы  $\lambda_{ij}$  для образцов  $\text{MgB}_2$  с критическими температурами  $37\text{ K} < T_c < 41\text{ K}$ :  $\lambda_{\sigma\sigma} = 0.31 - 0.34$ ;  $\lambda_{\pi\pi} = 0.19 - 0.21$ ;  $\lambda_{\sigma\pi} = 0.04 - 0.075$ . Показано, что определяющую роль в механизме сверхпроводимости  $\text{MgB}_2$  играют константы внутризонного спаривания  $\lambda_{ii}$  ( $\sqrt{V_{\sigma\sigma}V_{\pi\pi}}/V_{\sigma\pi} = 8 - 22$ ), а отношение межзонных констант может находиться в диапазоне от 3 до 11. Произведено качественное определение набора значений элиашберговских констант  $\lambda_{ij}^0$  для относительно чистого  $\text{MgB}_2$  с максимальными  $T_c \approx 40\text{ K}$ , причём  $0.7 < \lambda_{\sigma\sigma}^0 \approx \lambda_{\pi\pi}^0 < 0.9$  и зависит от выбора верхнего предела БКШ-интеграла и значения эффективного кулоновского отталкивания  $\mu_{\text{eff}}^*$ . Характеристическое отношение для щели в  $\sigma$ -зоне  $2\Delta_\sigma/k_B T_c = 5.0 - 6.5$  [3, 4]. В гипотетическом случае полного отсутствия межзонного взаимодействия ( $V_{\sigma\pi} = 0$ ) определены «собственные»  $T_c$  для  $\sigma$ - и  $\pi$ -конденсатов ( $T_c^\sigma = 41 - 48\text{ K}$ ;  $T_c^\pi = 12 - 15\text{ K}$ ) и соответствующие  $2\Delta_\sigma/k_B T_c^\sigma = 4.7 - 5.6$  и  $2\Delta_\pi/k_B T_c^\pi \approx 3.52$ .

В заключение авторы выражают благодарность руководителю лаборатории туннельных исследований профессору Пономареву Я.Г. за рекомендации и идею, Арсееву П.И. и Фёдорову Н.К. за многочисленные обсуждения, Красносвободцеву С.И. и Бульчеву Б.М. за предоставленные образцы  $\text{MgB}_2$ . Работа выполнена при финансовой поддержке гранта № 13-02-01451\_а 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).
3. Пономарев Я.Г., Кузьмичев С.А., Кадомцева Н.М. и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 597 (2004).
4. С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева, С.Н. Чесноков, Письма в ЖЭТФ **99**, 339 (2014).

## Исследование сверхпроводящего состояния тонких пластин толщиной порядка длины когерентности $\xi$ в рамках теории Гинзбурга-Ландау

П.И. Безотосный, С.Ю. Гаврилкин, А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков

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

Развитие бесконтактных методов изучения критического состояния сверхпроводящих структур и методов определения параметров таких структур требует создания и совершенствования моделей, позволяющих описывать процессы, происходящие в реальных сверхпроводниках. Одним из подходов к такому описанию является представление сверхпроводящего состояния в рамках теории Гинзбурга-Ландау (ГЛ).

Состояние сверхпроводящей пластины с транспортным током в параллельном ее поверхности магнитном поле изучалось с помощью численного решения уравнений ГЛ. При этом для параметра порядка использовались граничные условия общего вида [1], учитывающие влияние границы на сверхпроводящее состояние внутри пластины.

Изначально в рамках теории была рассмотрена одномерная задача, отвечающая мейснеровскому состоянию пластины. Однако существует переход от одномерной к двумерной задаче, который позволяет получить распределение параметра порядка для вихрей в сверхпроводнике [2].

В результате проведенных расчетов получен ряд интересных результатов. На основании расчетов предложен подход к оценке длины когерентности  $\xi$ . Результаты расчетов с огласуются с экспериментальными данными и аналитическими расчетами в рамках теории ГЛ. Подробно результаты изложены в работах [3-5].

- [1]. Е.А. Андрушин, В.Л. Гинзбург, А.П. Силин, УФН **163**, 105 (1993).
- [2] М. Tinkham, Introduction to superconductivity (p. 149-151), McGraw-Hill Book Company (1975).
- [3]. П.И. Безотосный, С.Ю. Гаврилкин, А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков, КСФ ФИАН №6, 3 (2014).
- [4]. П.И. Безотосный, С.Ю. Гаврилкин, А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков, КСФ ФИАН №12, 26 (2014).
- [5] П.И. Безотосный, С.Ю. Гаврилкин, А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков, ФТТ **57**, 1277 (2015).

## Влияние гидростатического сжатия на магнитотранспортные свойства электрон-дырочной системы в квантовой яме $\text{HgTe}$ с инвертированным спектром

В.А. Прудкогляд<sup>1</sup>, Е.Б. Ольшанецкий<sup>2</sup>, З.Д. Квон<sup>2,3</sup>, В.М. Пудалов<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук*

<sup>2</sup>*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН*

<sup>3</sup>*Новосибирский государственный университет*

Свойства двумерных систем на основе  $\text{HgTe}$  с различной шириной квантовой ямы представляют значительный фундаментальный интерес в связи с тем, что в них возможна реализация широкого спектра состояний газа электронов и дырок, включая состояние топологического изолятора. Внешнее гидростатическое давление позволяет менять параметры кристаллической решетки и электронного спектра квантовой ямы и, тем самым, осуществлять переходы между различными состояниями системы. Исследованные в данной работе гетероструктуры,  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , были выращены на  $\text{GaAs}$  подложке с ориентацией поверхности (100) и снабжены затвором, позволяющим управлять концентрацией носителей заряда в системе. Квантовая яма  $\text{HgTe}$

имела толщину 20 нм, что соответствует инвертированному спектру электронных состояний. При нулевом давлении система демонстрирует поведение, характерное для двумерного полуметалла [1]. Нами изучено влияние внешнего гидростатического давления на магнитотранспорт в данной системе в диапазоне температур 300-1.3 К, давлений 0 -15.1 кбар и в магнитных полях до 4 Тл. Обнаружено, что сопротивление системы в нулевом магнитном поле вблизи точки зарядовой нейтральности ведет себя не монотонно в области низких температур. Максимальное значение сопротивления наблюдается в районе давления 10 кбар и составляет 3.2 МОм при  $T = 1.3\text{К}$ . В диапазоне температур 10-50 К рост сопротивления с температурой носит активационный характер, причем величина соответствующей щели также немонотонно зависит от величины давления. При температурах ниже 10К наклон зависимости  $\ln R(1/T)$  ощутимо падает, что свидетельствует об изменении характера свойств системы в данном диапазоне. Холловская компонента магнитосопротивления меняет знак при изменении напряжения на затворе при всех исследованных давлениях, что свидетельствует о сохранении двух типов носителей заряда при повышении давления. При этом в области высоких электронных концентраций наблюдается плато квантового эффекта Холла, соответствующее фактору заполнения  $n=1$  и хорошо разрешимое вплоть до температур около 30К. Наблюдаемое поведение магнитосопротивления может быть объяснено на основе модели 2D полуметалла с малым перекрытием энергетических зон в присутствии длинноволнового беспорядка, предложенной в работе [2].

[1] E.V. Olshanetsky, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, E.G. Novik, I.O. Parm, S.A. Dvoretzki, Solid State Communications, **152**, 265–267 (2012).

[2] M. Knap, J.D. Sau, B.I. Halperin, and E. Demler, PRL, **113**, 186801 (2014).

### **Исследование структуры сверхпроводящего состояния ферропниктидов $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$**

А.Е. Каракозов<sup>1</sup>, Б.П. Горшунов, Я.Г. Пономарев, М.В. Магницкая<sup>1</sup>, Е.С. Жукова, А.С. Прохоров, В.Б. Анзин, S. Zapf, S. Haindl

<sup>1</sup>*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук*

В рамках БКШ-подобной модели многозонного сверхпроводника с сильной связью выполнен теоретический анализ низкочастотных оптических спектров, а также температурных зависимостей плотности сверхпроводящего конденсата и электронной теплоемкости для сверхпроводящих соединений  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ . Это позволило полностью идентифицировать структуру сверхпроводящего состояния  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$  и оценить все константы взаимодействия. Показано, что сверхпроводящее состояние  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$  представляет собой три слабо взаимодействующих конденсата - один электронный и два дырочных. Вычисленные параметры порядка этих конденсатов составляют 15, 21 и 30–35 см<sup>-1</sup>. Полученные результаты существенно уточняют имеющиеся представления о структуре сверхпроводящего состояния многозонных ферропниктидов  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ , допированных кобальтом.

### **Спин-спиновая корреляционная длина в 2D фрустрированном магнетике и ее связь с допированием**

А.В. Михеенков<sup>1,2</sup>, В.Э. Валиулин<sup>2</sup>, А.В. Шварцберг<sup>2</sup>, А.Ф. Барабанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт*

В сферически симметричном самосогласованном подходе для двухвременных запаздывающих спин-спиновых функций Грина рассматривается  $S=1/2$   $J_1$ - $J_2$  модель Гейзенберга на двумерной квадратной решетке. Впервые получен спектр спиновых возбуждений  $\omega(\mathbf{q})$  и спиновые щели в симметричных точках для всего  $J_1$ - $J_2$ -круга, то есть для любого  $\varphi$ ,  $J_1=\cos(\varphi)$ ,  $J_2=\sin(\varphi)$ . Также впервые во всем диапазоне параметров вычислен структурный фактор  $c_{\mathbf{q}}$  и корреляционная длина  $\xi$  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. Для слабо фрустрированного антиферромагнетика  $J_1>J_2>0$  проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными по зависимости  $\xi$  от температуры и допирования. Предложен закон соответствия между фрустрацией в спиновой модели и степенью допирования антиферромагнетика дырочными носителями.

### **Развитие теории двумерного фрустрированного магнетика в проекционном формализме для сферически симметричного подхода**

А.Ф. Барабанов<sup>1</sup>, А.В. Михеенков<sup>1,2</sup>, Н.А. Козлов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт*

Развит матричный проекционный формализм для двумерного магнетика с нулевым средним спином на узле (что отвечает выполнению теоремы Мермина-Вагнера). Основной результат – обоснование  $\mathbf{q}$ -зависимости

вершинных поправок в стандартном сферически симметричном самосогласованном подходе. Учет такой зависимости позволяет уже в простейшем приближении исправить наиболее существенный недостаток подхода – неполное количественное совпадение с альтернативными данными при нулевой температуре.

Учет только квадратичных  $q$ -гармоник для случая фрустрированного антиферромагнетика приводит к хорошему согласию с данными Монте-Карло в двух лучше всего изученных численных методах точек – точке нулевой фрустрации и точке перехода АФМ-неупорядоченная фаза.

## О причинах макроскопически больших времён релаксация в металлических расплавах

М.Г. Васин<sup>1,2</sup>, С.Г. Меньшикова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт Уральского отделения Российской академии наук (Ижевск)

<sup>2</sup>Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук

Некоторые хорошо известные физические явления, наблюдаемые в металлургических процессах, до сих пор вызывают вопросы у физиков. Причиной непонимания является отсутствие объяснения этих явлений в рамках общепринятых физических теорий. Одно из таких явлений это макроскопически большое время релаксации, наблюдаемое в некоторых многокомпонентных металлических расплавах [1, 2]. Иногда время релаксации таких систем составляет десятки минут и даже часов. В металлургии такие процессы часто объясняют доплавлением и представляют их как постепенное разрушение тугоплавкой кристаллической фазы в жидком расплаве. Однако, кинетика таких релаксационных процессов плохо укладывается в стандартные представления о диффузионном механизме релаксации. Поскольку характерные времена релаксации (для расплава AlY, например, размер исходных неоднородностей  $\sim 10^{-5}$  м [3]), соответствующие этому механизму, порядка секунды. На эксперименте же наблюдаются расплавы без остатков твердой фазы, время релаксации которых на несколько порядков превосходит характерные для диффузионных процессов времена.

В представленной работе мы даём физическое объяснение появлению макроскопически больших времён релаксация в металлических расплавах. Наше объяснение основано на хорошо известной теории гомогенного расслоения фаз Кана-Хильярда [3] и функциональных методах статистической физики неравновесных систем [4]. По нашему мнению, это явление связано с нелинейностью концентрационной зависимости химического потенциала системы. Слабая нелинейность, а точнее, существование разделенных очень малым энергетическим барьером локальных минимумов на этой зависимости, приводит к релаксационным процессам с критически медленной флуктуационной динамикой. Данные процессы представляют собой кооперативное движение атомов системы. В однородном расплаве амплитуда подобных флуктуаций мала и не может быть зафиксирована экспериментально. Однако в случае сильной начальной концентрационной неоднородности расплава эта неоднородность оказывает заметное влияние на экспериментально измеримые характеристики (такие, например, как вязкость), а время разрушения оставшихся после плавления больших интерметаллических комплексов определяется именно временем жизни флуктуации аналогичного размера. Это время жизни вычисляется с помощью методов неравновесной критической динамики и может быть макроскопически большим. Кроме того, используя методы неравновесной динамики, удастся теоретически воспроизвести и объяснить немонотонные временные зависимости вязкости релаксирующих расплавов, обнаруженные в расплавах AlY [5].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №14-02-00359 и № 15-32-50291).

[1] Замятин В.М., Баум Б.А., Мезенина А.А. и др. // Расплавы, 2010. № 5. С. 19.

[2] Lad'yanov V.I., Bel'tyukov A.L., Men'shikova S.G. et al. // Physics and Chemistry of Liquids, 2008. V. 46. P. 71.

[3] Cahn J.W. // Trans. Metall. Soc. AIME, 1968. V.242, P.166.

[4] Vasil'ev A.N., 2004 Quantum-Field Renormalization Group in the Theory of Critical Phenomena and Stochastic Dynamics (Boca Raton, FL: CRC Press) p 705.

[5] Бельтюков А.Л., Меньшикова С.Г., Васин М.Г., Ладьянов В.И., Корепанов А.Ю. // Расплавы, №1, 2015, С.3-16.

## Solid-liquid transition in a two-dimensional core-softened potential system: effect of potential softness and random pinning

Valentin N. Ryzhov<sup>a,b</sup>, Dmitry E. Dudalov<sup>a</sup>, Yury D. Fomin<sup>a,b</sup>, Elena N. Tsiok<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Vereshchagin Institute for High Pressure Physics Russian Academy of Sciences

<sup>b</sup> Moscow Institute of Physics and Technology

Recently, a growing attention has been paid to investigation of melting/freezing phenomena of confined fluids, with a special attention to the behavior of water. Water plays an important role in many natural processes where it is confined or at contact with substrates. Examples can be found in different fields of geology, biology, chemical engineering because water can be confined in rocks, in biological cells, at contact with surfaces of proteins, in biological membranes, etc. In three dimensions, the qualitative behavior of water, including the waterlike anomalies, can be described using the core-softened potentials with two length scales<sup>1,2</sup>.

The fundamental question is how the properties of a system change as the dimensionality changes from three dimensions (3D) to two dimensions (2D). The most interesting topics concern the existence of the specific 2D phase, hexatic phase, that interpolates between the fluid and ordered solid phases. In order to clarify this issue, we present a computer simulation study of the phase diagram of 2D particles interacting through an isotropic core-softened

potential<sup>1,3-5</sup>. We show that the melting scenario drastically depends on the potential softness and changes with increasing the width of the smooth repulsive shoulder. While at small width of the repulsive shoulder the melting transition exhibits what appears to be weakly first order behavior, at larger values of the width a reentrant-melting transition occurs upon compression for not too high pressures along with a spectrum of waterlike anomalies in the fluid phase<sup>3-5</sup>, and in the low density part of the 2D phase diagram melting is a continuous two-stage transition, with a narrow intermediate hexatic phase in accordance with the Kosterlitz-Thouless-Halperin-Nelson-Young scenario<sup>6-8</sup>. On the other hand, at high density part of the phase diagram one first-order transition takes place.

At the same time, in experiments 2D crystallization usually occurs on solid substrates which introduce random disorder due to some roughness. As it was shown by Nelson<sup>9</sup>, random disorder affects mainly the translational quasi-long range order, but leaves the quasi-long range orientational order (hexatic phase) almost untouched. Moreover, the hexatic phase stability range becomes wider with an increase of strength of disorder. In our work we test this prediction by simulations and show that this is the case at low densities where the melting transition is continuous.

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

The work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No 14-12-00820)

[1] Yu. D. Fomin, N. V. Gribova, V. N. Ryzhov, S. M. Stishov, Daan Frenkel, *J. Chem. Phys.* **129**, 064512 (2008).

[2] Yu. D. Fomin, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, *Phys. Rev. E* **87**, 042122 (2013).

[3] D. E. Dudalov, Yu. D. Fomin, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, *Journal of Physics: Conference Series* **510**, 012016 (2014).

[4] D. E. Dudalov, Y. D. Fomin, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, *Soft Matter* **10**, 4966 (2014).

[5] D. E. Dudalov, Y. D. Fomin, E. N. Tsiok, V. N. Ryzhov, *J. Chem. Phys.* **141**, 18C522 (2014).

[6] D. R. Nelson, B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **19**, 2457 (1979).

[7] A. P. Young, *Phys. Rev. B* **19**, 1855 (1979).

[8] M. Kosterlitz, D. J. Thouless, *J. Phys. C* **6**, 1181 (1973).

[9] D. R. Nelson, *Phys. Rev. B* **27**, 2902 (1983).

## Модель квантования гидродинамического сопротивления в капиллярах со сверхтекучим гелием

М.А. Дресвянников, Л.Н. Жерихина, А.М. Цховребов

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

Эффект квантования сопротивления наблюдался на множестве разнообразных объектов: GaAs/AsGaAl гетероструктуры с двумерным электронным газом или управляемые микроэлектроды туннельного микроскопа, «обычное» реле в процессе роста контактного сопротивления при переключении, а также проводимость эпитаксиальных металлических пленок во время напыления. Поведение объектов этого эклектичного «сообщества» описывается единой схемой: 1) электрическое сопротивление  $R$  зависит от некоторого управляющего параметра  $\chi$ ; 2) при изменении  $\chi$  сопротивление плавно проходит значения, соответствующие ф-функциональной зависимости  $R=R(\chi)$ , однако в области вблизи  $R$  кратных квантовому эталону (т.е. когда  $R \approx (2\pi\hbar/e^2)/N$ , где  $N$  – целое) на графике  $R=R(\chi)$  появляются характерные «квантовые полочки». Общепринятое объяснение, предложенное Ландауэром в [1], основано на интерпретации эффекта, с позиции баллистического пролета электрона в одномерных объектах. В этом случае отношение разности потенциалов на концах нити  $U$  к силе тока

$I = eV_F \delta n_F^{(l)} = \frac{e^2 U}{2\pi\hbar}$  можно выразить через мировые константы  $R^{(l)} = U/I = 2\pi\hbar/e^2 = R_Q$ . Однако при объяснении следов квантования сопротивления на вольтамперных характеристиках электровакуумного СВЧ триода [2] классическая модель [1] сталкивается с серьезным противоречием: плотность эмитированного катодом электронного газа оказывается по сравнению с обычным металлом исключительно малой (примерно  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  против  $10^{22} \text{ см}^{-3}$ ), а энергия Ферми порядка долей нановольт и неминуемо размывается температурой на уровне микроКельвин. Ранее [3] для объяснения следов квантования сопротивления в тонких висмутовых пленках мы предложили модель, основанную на аналогии с нестационарным эффектом Джозефсона. В отличие от традиционной модели Ландауэра наша схема оказывается применимой и для систем со сверхразряженным газом носителей заряда. В тоже время эффект Джозефсона наблюдается не только в электронных системах, но и в сверхтекучем He. В настоящее время в Беркли создан квантовый интерферометр на He по типу DC-SQUIDa. Таким образом, наблюдение эффекта Джозефсона в гелии дает основание применить нашу модель для описания протекания сверхтекучей жидкости в тонких капиллярах, что позволяет предсказать эффект квантования гидродинамического сопротивления.

[1] R.Landauer IBM J. Res. Dev. V.1, p. 223 (1957)

[2] А.И.Головашкин, Л.Н.Жерихина, Г.В.Кулешова, А.М.Цховребов, Квантование сопротивления - следы эффекта на ВАХ вакуумного СВЧ триода. Научная сессия МИФИ-2007, стр. 138.

[3] А.И. Головашкин, А.Н.Жерихин, Л.Н.Жерихина, Г.В.Кулешова, А.М.Цховребов «Квантование сопротивления: связь с нестационарным эффектом Джозефсона», КСФ, М., 2006, №1, с.23-33

## Электронные и фоновые возбуждения в гексаборидах $\text{YB}_6$ и $\text{LaB}_6$

Ю.С. Поносков<sup>1</sup>, А.А. Махнев<sup>1</sup>, С.В. Стрельцов<sup>1</sup>, А.В. Левченко<sup>2</sup>, В.Б. Филиппов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург

<sup>2</sup>Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН, Киев, Украина

Металлические гексабориды  $\text{YB}_6$  и  $\text{LaB}_6$ , кристаллизующиеся в простой кубической структуре (пространственная группа  $\text{Pm}\bar{3}\text{m}$ ), обладают существенно различными температурами перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c \sim 8.4$  К и 0.1 К, соответственно<sup>1</sup>. При этом их электронные структуры и фоновые спектры очень похожи. Одно из объяснений значительной разницы в  $T_c$  предполагает, что сверхпроводимость в  $\text{YB}_6$  обусловлена доминирующей связью с низкочастотными ( $\sim 8$  мэВ) акустическими колебаниями атомов иттрия. Это предположение основано на измерениях теплоемкости, теплового расширения, электросопротивления и микроконтактных спектров при нормальном<sup>2,4</sup> и высоком давлении<sup>5,6</sup>, а также теоретическими расчетами<sup>7</sup>. Тем не менее, информация о поведении низкочастотных фононов при изменении температуры и давления ограничена.

Комбинационное рассеяние света широко используется для исследования фононного спектра различных материалов. С другой стороны, неупругое рассеяние света электронами способно давать информацию о механизмах рассеяния электронов, что позволяет идентифицировать основные каналы взаимодействия и оценить его константы. В настоящей работе мы сообщаем результаты исследований рассеяния света фононами и электронами в  $\text{YB}_6$  и  $\text{LaB}_6$  в широкой области температур (10-700К) и давлений (до 10 ГПа).

Температурное поведение акустических фононов в обоих гексаборидах аномально, показывая смягчение при понижении температуры, которое оказалось существенно большим для  $\text{YB}_6$ . Частоты фононов увеличиваются с ростом давления в обоих материалах, причем коэффициент Грюнейзена в  $\text{YB}_6$   $\gamma \sim 5$  был вдвое больше, чем для  $\text{LaB}_6$ . Частотные зависимости спектров электронного рассеяния света, смоделированные для обоих гексаборидов на основе рассчитанной электронной структуры с включением эффектов электрон-фононного рассеяния, дают хорошее описание спектров во всей области температур. Для  $\text{YB}_6$  полученная оценка константы электрон-фононной связи  $\lambda \sim 0.5$  оказалась вдвое больше, чем для  $\text{LaB}_6$ , однако не позволяет рассчитать наблюдаемую  $T_c$ . Описание спектров электронного рассеяния в случае  $\text{YB}_6$  требует введения дополнительного канала рассеяния электронов с частотой  $\omega \sim 70$  мэВ.

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

[1] Z. Fisk, P. H. Schmidt, and L. D. Longinotti, *Mat. Res. Bull.* **11**, 1019 (1976).

[2] R. Lortz, Y. Wang, U. Tutsch, S. Abe, C. Meingast, P. Popovich, W. Knafo, N. Shitsevalova, Yu.B. Paderno, and J. Junod, *Phys. Rev. B* **73**, 024512 (2006).

[3] S. Kunii, T. Kasuya, K. Kadowaki, M. Date, and S.B. Woods, *Solid State Commun.* **52**, 659 (1984).

[4] P. Szabo, J. Girovsky, Z. Pribulova, J. Kacmarcik, T. Mori, and P. Samuely, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 045019 (2013).

[5] S. Gabani, I. Takacova G. Pristas, E. Gazo, K. Flachbart, T. Mori, D. Braithwaite, M. Misek, K. V. Kamenev, M. Hanfland, and P. Samuely, *Phys. Rev. B* **90**, 045136 (2014).

[6] R. Khasanov, P.S. Hufliker, N. Shitsevalova, A. Dukhnenko, R. Brutsch, and H. Keller, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 157002 (2006).

[7] Y. Xu, L. Zhang, T. Cui, Y. Li, Y. Xie, W. Yu, Y. Ma, and G. Zou, *Phys. Rev. B* **76**, 214103 (2007).

## Влияние одноосного растяжения пайерлсовского проводника $o\text{-TaS}_3$ на его низкотемпературную омическую проводимость и фотопроводимость

В.Е. Минакова<sup>1</sup>, А.Н. Талденков<sup>2</sup>, С.В. Зайцев-Зотов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Известно [1], что в квазиодномерном проводнике ромбическом  $\text{TaS}_3$  ( $o\text{-TaS}_3$ ) электроны проводимости ниже температуры пайерлсовского перехода  $T_p = 220$  К конденсируются в волну зарядовой плотности (ВЗП) и не участвуют в проводимости в малых электрических полях  $E$ . Проводимость вдоль цепочек,  $G(T)$ , осуществляется квазичастицами, возбужденными через пайерлсовскую щель, имеет омический характер и описывается активационным законом с энергией активации  $E_A = 800$  К. Однако при  $T < T_p/2$  этот закон изменяется: новая энергия активации  $E_L$  уменьшается почти вдвое при неизменной величине энергии активации поперечной проводимости  $E_{A\perp} \approx 800$  К [2]. Исследование фотопроводимости  $o\text{-TaS}_3$  [3] показало, что низкотемпературная омическая проводимость действительно обусловлена не одночастичными, а - нелинейными возбуждениями ВЗП (солитонами и др.), как это предполагалось в [2]. В данной работе был использован новый метод изучения природы низкотемпературной проводимости – с помощью растяжения  $o\text{-TaS}_3$ , которое вызывает рост концентрации солитонов из-за увеличения степени несоизмеримости ВЗП по отношению к исходной решетке [4]. Обнаружено влияние растяжения  $o\text{-TaS}_3$  на его низкотемпературную проводимость и фотопроводимость.

Исследованный кристалл  $o\text{-TaS}_3$  содержал три сегмента (см. вставку к рис.1): А - без растяжения, С - буферный, В - с растяжением  $\varepsilon = \Delta L_B/L_B \approx 1\%$ . На рис. 1 приведены зависимости омической проводимости участка с растяжением  $G_B(T)$  (серая верхняя кривая) и без него  $G_A(T)$  (черная кривая) и соответствующие наборы зависимостей фотопроводимости  $\delta G_B(T)$  и  $\delta G_A(T)$  при разных интенсивностях света  $W$ . При  $T < 80$  К в условиях

растяжения появляется значительный вклад и в проводимость, и в фотопроводимость (увеличивается основной максимум и появляется новый) – обе величины скачкообразно увеличиваются почти на порядок хотя и при слегка разных температурах (см. рис. 2). Энергия активации низкотемпературной проводимости  $E_L$  возрастает на 7 %, а величины транспортной пайерлсовской щели  $\Delta_{tr}=2E_A$  и энергии активации фотопроводимости  $E_T$ , характеризующей зависимость времени жизни неравновесных носителей от  $T$ , существенно не меняются.

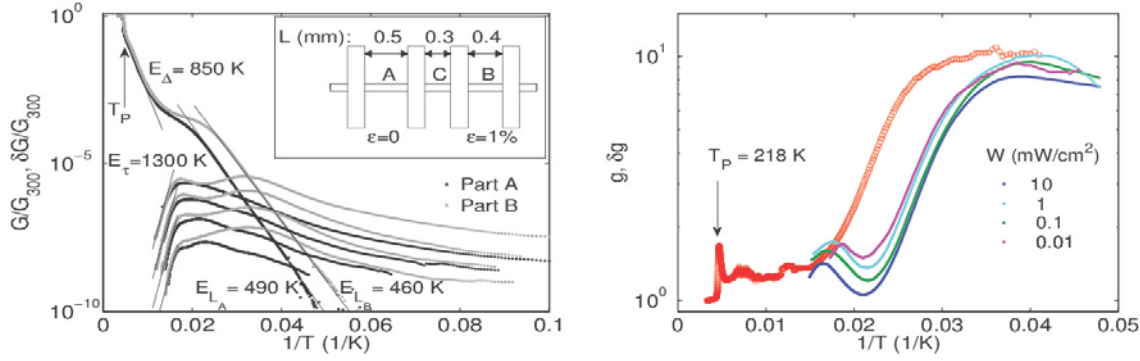


Рис. 1. Зависимости омической проводимости от температуры и наборы температурных зависимостей фотопроводимости для растянутого и нерастянутого участков при различных  $W$  (сверху вниз: 10, 1, 0.1, 0.01 мВт/см<sup>2</sup>). На вставке – конфигурация исследованного образца.

Рис. 2. Температурные зависимости вызванных натяжением относительных изменений омической проводимости  $g = G_B/G_A$  (кружки) и фотопроводимости  $\delta g = \delta G_B/\delta G_A$  (серия из четырех точечных кривых при различных  $W$ ).

Одновременный рост низкотемпературной проводимости и фотопроводимости противоречит модели квадратичной рекомбинации (ускорение релаксации из-за роста концентрации носителей должно уменьшать фотопроводимость), но соответствует выводам работ [2, 3] о коллективном механизме низкотемпературной проводимости. Более того, полученные результаты позволяют сделать вывод, что и низкотемпературная фотопроводимость связана с коллективными возбуждениями.

[1] P. Monceau, Adv. Phys., **61**, 325 (2012); G. Grüner. Rev. Mod. Phys. **60**, 1129 (1988).  
 [2] T. Takoshima et al. Sol. State Commun., **35**, 911 (1980).  
 [3] S.V. Zaitzev-Zotov, V.E. Minakova, Phys.Rev.Lett., **97**, 266404 (2006).  
 [4] S.G. Zybtshev, V.Ya. Pokrovskii, Physica B, **460**, 34 (2015).

### Резонансы краевых состояний в 2D топологических изоляторах с дефектами и связанные состояния в континууме краевых состояний

В.А. Сабликов, А.А. Суханов

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

Примеси и структурные дефекты с короткодействующим потенциалом в объеме двумерных топологических изоляторов создают два связанных состояния при любом знаке потенциала дефекта [1]. При взаимодействии дефекта с границей связанные состояния гибридизуются с краевыми состояниями, вследствие чего формируются краевые состояния, обтекающие дефект. Локальная плотность этих состояний имеет характерные резонансы. В настоящей работе исследована электронная структура краевых состояний, обтекающих дефект, для произвольного расстояния между дефектом и границей, когда взаимодействие дефекта с краевыми состояниями не является слабым. Мы нашли волновые функции краевых состояний, обтекающих дефект, исследовали пространственное распределение электронной плотности и спектр локальной плотности состояний. Плотность состояний имеет два резонанса, энергии которых зависят от величины потенциала дефекта и расстояния между дефектом и границей [2]. Резонансы отличаются пространственным распределением плотности и псевдоспиновой структурой состояния. В зависимости от псевдоспиновой структуры резонансы разделяются на электронноподобные и дырочноподобные – в соответствии с классификацией связанных состояний в объеме. При определенных условиях резонансы вырождаются. Такая ситуация возникает при некоторой величине потенциала дефекта, зависящей от расстояния между дефектом и границей. Вблизи точки вырождения происходит деструктивная интерференция распространяющихся парциальных волн, которые формируют квантовое состояние. В результате образуется связанное состояние с квадратично интегрируемой волновой функцией с определенным значением энергии в непрерывном спектре краевых состояний. Найдены условия образования связанного состояния в континууме и энергия связанного состояния в зависимости от расстояния между дефектом и границей. Изучено пространственное распределение электронной плотности и показано, что в связанном состоянии имеется ток, циркулирующий вокруг дефекта [3]. Направление тока связано со спином находящегося в этом состоянии электрона.

[1] V.A. Sablikov A.A. Sukhanov, Phys. Status Solidi RRL **8**, 853 (2014).  
 [2] V.A. Sablikov A.A. Sukhanov, Phys. Rev. B **91**, 075412 (2015).  
 [3] V.A. Sablikov A.A. Sukhanov, Phys. Lett. A, accepted.

## Динамический фазовый переход в примесной модели Бозе-Андерсона

Д.В. Чичинадзе<sup>1,2</sup>, П. Рибейро<sup>2</sup>, Ю.Е. Щадилова, А.Н. Рубцов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

<sup>2</sup>Российский квантовый центр, Сколково

Задачи о взаимодействии одиночной примеси 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 модели Бозе-Андерсона. Мы исследуем фазовую диаграмму, а также динамическое поведение модели Бозе-Андерсона после мгновенного изменения одного из параметров системы, например, химического потенциала на примесном узле. 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 фазовая диаграмма системы, которая демонстрирует наличие фазы аналогичной фазе моттовского диэлектрика в решеточной модели, а также локально сверхтекучей фазы. Кроме того в работе исследованы зависимости параметра порядка системы от времени при мгновенном изменении химического потенциала на примесном узле, что позволяет исследовать свойства системы при различных динамических фазовых переходах в системе.

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

## Статистическая физика коррелированных квантовых систем при эмиссии частиц

А.М. Шакиров<sup>1,2</sup>, Ю.Е. Щадилова<sup>2</sup>, А.Н. Рубцов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

<sup>2</sup>Российский квантовый центр, Сколково

Квантовые системы с сильными корреляциями являются предметом активного исследования во многих областях физики конденсированного состояния – от физики твердого тела и нанoeлектроники до физики ультрахолодных газов в оптических решетках. Исследование их релаксации к равновесному состоянию имеет фундаментальное значение, поскольку помогает раскрыть механизмы, ответственные за термализацию. Равновесное состояние открытой системы, взаимодействующей с термостатом, описывается распределением Больцмана, поскольку переходы между её многочастичными состояниями подчинены принципу детального равновесия. Принцип детального равновесия, однако, не выполняется для открытых систем, взаимодействующих с термостатом в состоянии квантового вакуума, поскольку в них могут осуществляться только переходы с уменьшением числа частиц. Возможность использования распределения Больцмана для их описания тем самым нуждается в обосновании.

В данной работе мы исследовали равновесную функцию распределения системы сильно коррелированных бозонов на решётке, взаимодействующей с термостатом в состоянии квантового вакуума. При слабом взаимодействии состояния системы можно характеризовать числом частиц на решётке  $N$ , и в каждом секторе  $N$ -частичных состояний функция распределения имеет больцмановский вид. При этом температура, характеризующая распределение, зависит от  $N$  и может как уменьшаться, так и увеличиваться при эмиссии частиц. Мы показали, что ответственный за образование распределения механизм лежит в плавной зависимости скоростей перехода от разности энергий начального и конечного состояний. Этот механизм связан с гипотезой о термализации собственных состояний, поскольку скорости переходов определяются недиагональными матричными элементами операторов изменения числа частиц на узлах решётки.

## Метод квантового Монте-Карло для моделирования поляронных эффектов в ультрахолодных газах

В.В. Выборова, Ю.Е. Щадилова

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет

Российский квантовый центр, Сколково

Задача об описании единичной примеси, взаимодействующей с квантовым полем, является парадигмальной в физике конденсированного состояния и за ее пределами. При взаимодействии единичной примеси с квантовым бозонным полем возникает поляронный эффект [1], который состоит в том, что свойства примеси, например, масса, перенормируются, а величина перенормировки определяется параметрами взаимодействия и самой примеси. Несмотря на то, что задача известна давно, хорошо изученными являются только предельные случаи – слабого [1-2] и сильного взаимодействия [3], а так же режимы, в которых скорость частицы существенно меньше скорости звука в среде [4-6]. Это связано с тем, что приближенные теоретические методы плохо

описывают режимы, в которых корреляции между примесью и бозонным полем являются сильными. Для описания таких режимов необходимо использовать класс численно точных методов [7-8].

В нашей работе мы применили метод квантового Монте-Карло в терминах интегралов по траекториям для описания поляронных эффектов, возникающих в газах ультрахолодных атомов при внедрении примесных частиц. Особенностью поляронов в газе ультрахолодных атомов является их незранированное взаимодействие с Боголюбовскими квазичастицами. Это сильно отличает задачу от случая экранированного взаимодействия, которое, например, возникает при взаимодействии электрона с оптическими фононами в полупроводниках. Целью нашей работы является исследование поведения корреляционных функций полярона, которые связаны с эффективной массой квазичастицы. Для случая слабого взаимодействия с помощью теории возмущений получены аналитические выражения для корреляционных функций, которые сравниваются с данными численного моделирования.

Авторы выражают благодарность проф. Рубцову Алексею Николаевичу за помощь в проведении исследования, а так же фонду «Династия» за финансовую поддержку.

1. Л. Д. Ландау. О движении электронов в кристаллической решетке // *Phys. Zs. Sowjet.*- 1933.- V. 3.- P. 504-505.
2. H. Fröhlich, *Electrons in lattice fields* // *Adv. Phys.* 1954. V. 3, p. 325.
3. С. И. Пекар. Исследования по электронной теории кристаллов / М.-Л.: ГИТТЛ, 1951.- 256 с.
4. R. P. Feynman, *Slow Electrons in a Polar Crystal* // *Phys. Rev.*, 1955. V.97, p. 660.
5. Y.E. Shchadilova, F. Grusdt, A. Rubtsov, E. Demler. *Polaronic mass renormalization of impurities in BEC: correlated Gaussian wavefunction approach* // *arXiv prepr.* 2014. N 1410.5691
6. F. Grusdt, Y.E. Shchadilova, A.N. Rubtsov, E. Demler, *Renormalization group approach to the Frohlich polaron model: application to impurity-BEC problem* // *arXiv prepr.* 2014. N 1410.2203.
7. A. S. Mishchenko, N. V Prokof'ev, A. Sakamoto, and B. V Svistunov, *Diagrammatic quantum Monte Carlo study of the Frohlich polaron* // *Phys. Rev. B* 62, 6317 (2000).
8. J. Vlietinck, W. Casteels, K. Van Houcke, J. Tempere, J. Ryckebusch, J. T. Devreese, K. Van Houcke, J. Tempere, J. Ryckebusch, and J. T. Devreese, *Diagrammatic Monte Carlo study of the acoustic and the BEC polaron* // *arxiv prepr.*, 2014. N 1406.6506.

### **Сверхпроводящие спиновые вентили с сильно-ферромагнитными элементами**

Н.Г. Пугач<sup>1,2</sup>, М. Эшриг<sup>2</sup> M.G. Flokstra<sup>3</sup>, Т.С. Cunningham<sup>3</sup>, J. Kim<sup>4</sup>, N. Satchell<sup>4</sup>, G. Burnell<sup>4</sup>, S.J. Bending<sup>5</sup>, P.J.Curran<sup>5</sup>, S.J. Langridge<sup>6</sup>, C. Kinane<sup>6</sup>, J.F.K. Cooper<sup>6</sup>, A. Isidori<sup>2</sup>, and S.L. Lee<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*НИИ Ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова*

<sup>2</sup>*Royal Holloway University of London, United Kingdom*

<sup>3</sup>*School of Physics and Astronomy, SUPA, University of St. Andrews, UK*

<sup>4</sup>*School of Physics and Astronomy, University of Leeds, Leeds, UK*

<sup>5</sup>*Department of Physics, University of Bath, Claverton Down, Bath, UK*

<sup>6</sup>*ISIS, Rutherford Appleton Laboratory, Oxfordshire, UK*

В последние годы, каждое новое подтверждение предсказанного в 2001 году явления триплетной сверхпроводимости [1,2], являлось значительным научным достижением. Это явление состоит в возникновении сверхпроводящей корреляции между электронами с одинаковой проекцией спина на ось намагничивания в структурах с синглетной сверхпроводимостью в сверхпроводящих (S) и неоднородной намагниченностью в ферромагнитных (F) слоях. Такая корреляция является дальнедействующей в ферромагнетике т.к. практически не подавляется обменным полем. Спиновый вентиль обычно состоит как минимум из двух ферромагнитных и одного сверхпроводящего слоя (SFF или FSF), и его работа заключается в том, что критическая температура, а следовательно и ток в S слое зависит от взаимной ориентации намагниченности F слоев в результате эффекта близости [3,4]. Прикладывая магнитное поле и перемагничивая один из них, можно управлять сверхпроводящим током. Такие приборы находят применение в спинтронике и в качестве магнитных датчиков. Было показано, что в структурах со слабым ферромагнетиком, при учете дальнедействующей сверхпроводящей корреляции, наиболее выгодной иногда может быть даже неколлинеарная намагниченность F слоев (в SFF конфигурации) [5-9]. В недавних экспериментах [10] обнаружилось, что в случае применения сильных ферромагнетиков эффект спинового вентиля, связанный с дальнедействующей триплетной корреляцией выражен сильнее. Обнаружение этого эффекта может служить ясным доказательством существования дальнедействующей триплетной корреляции, а его оптимизация - созданию приборов низкотемпературной спинтроники на основе спиновых вентилях.

1. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* 64, 134506, (2001).
2. A. Kadigrobov, R. I. Shekhter, and M. Jonson, *Europhys. Lett.* 54, 394, (2001).
3. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, *Europhys. Lett.* 48, 686 (1999);
4. L. R. Tagirov, *Phys. Rev. Lett.* 83, 2058 (1999).
5. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 77, 609 (2003) [*JETP Lett.* 77, 510 (2003)].
6. Ya V. Fominov, A.A. Golubov, T.Yu Karminskaya, M.Yu Kupriyanov, R.G. Deminov, and L.R. Tagirov. *JETP Letters*, 91(6), 308–313, (2010).
7. T.Yu. Karminskaya, A.A. Golubov, and M.Yu Kupriyanov. *Phys. Rev. B*, 84(6), 064531, (2011).
8. V. I. Zdravkov, J. Kehrlé, G. Obermeier, D. Lenk, H.-A. Krug von Nidda, C. Müller, M. Yu. Kupriyanov, A. S. Sidorenko, S. Horn, R. Tidecks, and L. R. Tagirov. *Phys. Rev. B* 87, 144507 (2013).
9. P.V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, Ya.V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Buchner. *Phys. Rev. Lett.* 109, 057005 (2012).



### Поверхностные состояния в висмутовых нанопроволоках.

А.В. Фролов<sup>1,2</sup>, Ю.И. Латышев<sup>1</sup>, В.А. Прудкогляд<sup>3</sup>, Т. Вэйд<sup>4</sup>, А.П. Орлов<sup>1</sup>, В.А. Волков<sup>1,2</sup>,  
В.М. Пудалов<sup>3</sup>, М. Конциковский<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

<sup>4</sup>Ecole Polytechnique, Route de Saclay, Palaiseau, France

В связи с открытием топологических изоляторов большое внимание уделяется исследованию поверхностных (в двумерных системах - краевых) фермионов в дираковских системах. Недавно было обнаружено, что вокруг нанодоверстий в тонком графите [1] и графене [2], [3] возникают проводящие краевые состояния с линейным («дираковским») спектром. Отметим, что графен не является топологическим материалом, поэтому эффект объяснялся возникновением состояний типа Тамма-Шокли. В данной работе обнаружены подобные поверхностные состояния в висмуте, ещё одном нетопологическом материале, дираковские фермионы в котором имеют конечную (в отличие от графена) массу.

В топологических изоляторах для обнаружения краевых состояний используются различные методики, как зондовые, так и транспортные. Среди последних наиболее убедительным методом представляется наблюдение эффекта Ааронова-Бома на нанопроволоках в продольном магнитном поле. Именно такой эффект был обнаружен нами на массиве висмутовых нанопроволок, выращенных электрохимическим осаждением в порах Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> диаметром около 100 нм, в магнитных полях до 16 Тл, при температурах 0,3-2 К. Период осцилляций близок к кванту потока  $\Phi_0 = hc/e$  на сечение нанопроволоки, что напоминает результат, обнаруженный недавно в проволоках топологического изолятора. Как и в графене, эффект связывается с транспортным вкладом нетопологических поверхностных состояний (состояний Тамма-Шокли). Результат объяснен теоретически и свидетельствует в пользу нетривиальной связи между топологическими и нетопологическими поверхностными состояниями в дираковских материалах.

Работа поддержана грантами РФФИ ## 14-02-01126, 14-02-01166 и 13-02-00927.

[1] Yu.I. Latyshev, A.Yu. Latyshev, A.P. Orlov et al. JETP Lett., 90, 480-484 (2009).

[2] Yu.I. Latyshev, A.P. Orlov, V.A. Volkov et al., Scientific Reports 4, 7578 (2014).

[3] Ю.И. Латышев, А.П. Орлов, А.В. Фролов и др., Письма в ЖЭТФ 98,242 (2013).

### Проводимость слабо легированных полупроводников n - типа

В.Б. Шикин

Институт физики твердого тела Российской академии наук

Статистика слабо легированных полупроводников (электролитов) содержит неувязки, требующие специального внимания. С одной стороны, одиночный донор, введенный в собственный полупроводник, диссоциирует с вероятностью 100 % [1, 2]. С другой - независимая деятельность с общим названием «Статистическая теория атома» говорит о возможности сосуществования отдельного нейтрального донора с его окружением (вакуумом, в модели Томаса-Ферми [3,4], либо собственным полупроводником в изложении Дебая-Хюккеля [5] )

Формулировка этой альтернативы (отдельный донор в собственном полупроводнике распадается на заряженные фрагменты или нет ?) и варианты для компромисса обсуждаются в данном сообщении.

1. Дж.Блекмор, Статистика электронов в полупроводниках, Мир, Москва, 392 стр.
2. R.Robinson, R.Stokes, Electrolyte Solutions, London, Butterworths Scientific Publications, 1959
3. Л.Ландау. Е. Лифшиц, Квантовая Механика, Физматгиз, Москва, 1963, 702 стр
4. П.Гамбош, Статистическая теория атома и ее применения, Мир, Москва, 1951, 398 стр.
5. Л.Ландау. Е. Лифшиц, Статистическая физика, Москва, Наука, 1995, 605 стр

### Исследование фрустрированных магнетиков Ni<sub>3</sub>V<sub>2</sub>O<sub>6</sub> и Co<sub>3</sub>V<sub>2</sub>O<sub>6</sub> методом фурье-спектроскопии. Магнитные и структурные фазовые переходы

А.Д. Молчанова<sup>1</sup>, К.Н. Болдырев<sup>1</sup>, Р.В. Писарев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт спектроскопии Российской академии наук

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Оксибораты-котоиты Me<sub>3</sub>V<sub>2</sub>O<sub>6</sub> (Me = Co, Ni, или Mn) кристаллизуются в орторомбической системе (пространственная группа симметрии – Pnnt (#58), точечная группа – mmm (D2h)) и обладают структурой природного минерала котоита. Ионы металлов Me<sup>2+</sup> в этой структуре занимают две различные неэквивалентные позиции (2a и 4f) и локализуются внутри кислородных октаэдров [MeO<sub>6</sub>]. Все соединения Me<sub>3</sub>V<sub>2</sub>O<sub>6</sub> являются антиферромагнетиками (T<sub>N</sub> = 31.5К, 46К и 35К для Co<sub>3</sub>V<sub>2</sub>O<sub>6</sub>, Ni<sub>3</sub>V<sub>2</sub>O<sub>6</sub>, и Mn<sub>3</sub>V<sub>2</sub>O<sub>6</sub> соответственно). Вычисление обменных интегралов [1] в рамках простой косвенной модели взаимодействия выявило конкуренцию между

ферромагнитными и антиферромагнитными обменными взаимодействиями. Наличие этой конкуренции, а также фрустрированных магнитных взаимодействий приводит к появлению интересных магнитных особенностей и фазовых переходов, природа которых остаётся до конца не ясной.

В данной работе представлено первое оптическое исследование монокристаллов  $\text{Co}_3\text{B}_2\text{O}_6$  и  $\text{Ni}_3\text{B}_2\text{O}_6$ . Спектры пропускания  $\text{Co}_3\text{B}_2\text{O}_6$  и  $\text{Ni}_3\text{B}_2\text{O}_6$ , зарегистрированные в далёкой инфракрасной области, позволили наблюдать появление новых, достаточно слабых, спутников вблизи линий интенсивных фононов при температуре ниже антиферромагнитного упорядочения. В работах [2,3], посвященных нейтронному рассеянию в  $\text{Ni}_3\text{B}_2\text{O}_6$  и  $\text{Co}_3\text{B}_2\text{O}_6$ , были обнаружены дополнительные пики ниже температуры антиферромагнитного упорядочения. Такое поведение было расценено авторами, как удвоение периода магнитной решётки вдоль двух кристаллографических направлений. Однако наблюдаемый нами фазовый переход - структурный и связан, по всей видимости, с удвоением элементарной кристаллической ячейки, вследствие чего происходит «складывание» зоны Бриллюэна (“folding”) и появление в спектре фононных линий, соответствующих краю зоны Бриллюэна.

Также в спектрах пропускания  $\text{Ni}_3\text{B}_2\text{O}_6$  были обнаружены низкочастотные возбуждения. При понижении температуры частоты этих возбуждений уменьшались, а интенсивность росла. Такое температурное изменение частот, а также сам частотный диапазон ( $15\text{-}30\text{ см}^{-1}$ ), позволяет нам сделать предварительный вывод, что обнаруженные возбуждения имеют магнитную природу (спиновые волны).

По спектрам поглощения соединений  $\text{Co}_3\text{B}_2\text{O}_6$  и  $\text{Ni}_3\text{B}_2\text{O}_6$  в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах определены полосы поглощения, соответствующие переходам с основного уровня на возбуждённые состояния. Обнаружено сложное расщепление этих линий, природа которого пока не до конца ясна.

[1] L.N. Bezmaternykh, S.N. Sofronova, N.V. Volkov, *et al.*, *Magnetic properties of  $\text{Co}_3\text{B}_2\text{O}_6$  and  $\text{Ni}_3\text{B}_2\text{O}_6$  single crystals*, Phys. Stat. Solidi B **249**, 1628 (2012)

[2] R. E. Newnham M. J. Redman , P. Santoro, *Neutron-diffraction study of  $\text{Co}_3\text{B}_2\text{O}_6$* , Z. Kristallogr. **121**, 418 (1965).

[3] R. E. Newnham, R. P. Santoro, P. F. Seal, G. R. Sallings, *Antiferromagnetism in  $\text{Mn}_3\text{B}_2\text{O}_6$ ,  $\text{Co}_3\text{B}_2\text{O}_6$  and  $\text{Ni}_3\text{B}_2\text{O}_6$* , Phys. Status Solidi **16**, K17 (1966).

## Спектроскопическое исследование мультиферроиков $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ( $\text{R}=\text{Gd},\text{Tb}$ ) в дальней ИК-области: фазовые переходы и связанная электрон-фононная мода

М.А. Кащенко<sup>1,2</sup>, С.А. Климин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии Российской академии наук

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет).

Мультиферроики как класс материалов демонстрируют сильное взаимодействие между разными подсистемами, такими как магнитная, зарядовая, решеточная. Это представляет большой научный интерес как с точки зрения фундаментальной науки для понимания механизмов взаимодействий, так и с точки зрения приложений в силу открывающихся возможностей для управления одной из степеней свободы другим, например, управление намагниченностью электрическим полем. Семейство редкоземельных (РЗ) ферроборатов  $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$  ( $\text{R} = \text{RE}$ ) является модельной системой с явными проявлениями мультиферроичности [1,2]. Изучение фононного спектра может напрямую обнаружить взаимодействие решетки с другими подсистемами, например, магнитной. Так, проведенное нами ранее исследование активных в КРС фононов [3] позволило получить важную информацию как о спин-решеточных взаимодействиях, так и о фазовых переходах ( $T_S=156\text{ К}$ ,  $T_N=38\text{ К}$  для  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  [3,4] и  $T_S=199\text{ К}$ ,  $T_N=40\text{ К}$  для  $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ). Информация о поведении активных в ИК-спектрах фононах достаточно скудна (см., например,[5]). В данной работе мы представляем результаты исследования ИК-фононов в  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  и  $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$  в широком температурном и спектральном интервалах ( $7\text{-}300\text{ К}$  и  $50\text{-}7000\text{ см}^{-1}$ , соответственно). Исследованы фазовые переходы, получена полная информация о фононном спектре и его температурных трансформациях.

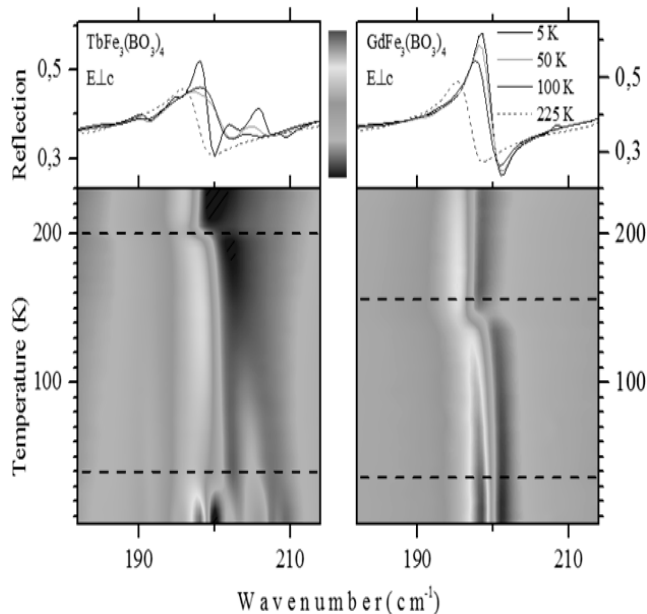


Рис. 1.  $E_g$  фонон  $195\text{ см}^{-1}$  в  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  и  $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , и образование связанной электрон-фононной моды в  $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$ .

Подчеркивается сильное взаимодействие кристаллической решетки с магнитной подсистемой в обоих соединениях и образование связанной электрон-фононной моды в  $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$  (Рис. 1).

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, грант № 14-12-01033.

[1] A.K. Zvezdin, *et. al.*, JETP Lett., 81 (2005) 272.

- [2] F. Yen, et al., Phys. Rev. B **73** (2006) 054435.  
 [3] D. Fausti et. al., Phys. Rev. B **74** (2006) 024403.  
 [4] K.N. Boldyrev, T.N., et.al., Physics Letters A **376** (2012) 2562.  
 [5] S. Klimin, et al., Acta Cryst. B **61** (2005) 481.

## Давление разогретых плотных металлов в двухтемпературном состоянии

П.А. Жилиев<sup>1,2</sup>, В.В. Стегайлов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

При взаимодействии ультракороткого лазерного излучения с веществом основная часть энергии поглощается электронной подсистемой и на короткий промежуток времени (порядка 1-100 пс) возникает неравновесное состояние материи, называемое разогретым плотным веществом (РПВ). Эта стадия крайне важна, когда время импульса много меньше времени жизни РПВ. Обычно время выхода на равновесие электронной подсистемы на порядки меньше чем время электрон-ионной релаксации и поэтому считается, что РПВ состоит из горячей электронной подсистемы с температурой  $T_e$  и холодной ионной подсистемы с температурой  $T_i$  ( $T_e \gg T_i$ ). В этом случае принято говорить о двухтемпературной РПВ или 2Т РПВ.

Теоретическое описание 2Т РПВ имеет важное значение для моделирования лазерной абляции при облучении вещества ультракороткими импульсами [1]. Поведение 2Т РПВ может быть исследована как в континуальном приближении (смотри, к примеру, [2-4]), так и на атомистическом уровне (смотри, к примеру, [5-12]). В обоих этих подходах предполагается, что квази-равновесное 2Т РПВ может быть описана в термодинамических терминах. В этих моделях свободная энергия представляется в виде  $F(\rho; T_i; T_e) = F_e + F_i$ , где  $F_e = E_b + F_{fe}$ , где  $E_b$  энергия когезии,  $F_{fe}$  энергия свободных (ионизованных, делокализованных) электронов (она обращается в ноль при  $T_e = 0$ ),  $F_i$  свободная энергия ионной подсистемы. Давление в системе раскладывается на соответствующие компоненты:

$$P = P_e + P_i = P_b + P_{fe} + P_i. \quad (1)$$

Первое слагаемое - холодное давление и чаще всего вводится предположение, что оно зависит только от плотности  $P_b = P_b(\rho)$ , второе слагаемое - кинетического давление свободных электронов  $P_{fe} = P_{fe}(n_{fe}; T_e)$  и последнее слагаемое - тепловое давление ионов  $P_i = P_i(\rho; T_i)$ . В континуальных моделях 2Т РПВ имеется давление отвечает за массоперенос [4]. В атомистических моделях 2Т-РПВ иногда вводят так называемую «силу увлечения» (blast force) [13], чтобы описывать влияние кинетического давления электронов на ионную подсистему [2,6,8,9]. Кинетическое давление электронов рассматривается как проявление свободных электронов. Сложность расчета  $P_{fe}$  связана с тем, что для этой цели нужно знать плотность свободных электронов  $n_{fe}$  (т.е. степень ионизации).

В докладе будут представлено развитие недавно опубликованных результатов [14]. В этой работе обсуждаются два взаимосвязанных вопроса. На примере алюминия и золота, используя конечно-температурную Кон-Шэмовскую формулировку теории функционала электронной плотности (КТ КШ ТФП), делается попытка проанализировать электронный вклад в полное давление 2Т-РПВ металлов и прояснить представление (1). Другой вопрос – разделение электронов на связанные и свободные - является общей проблемой физики неидеальной плазмы.

Работа поддержана грантом РФФИ №14-19-01487.

- [1] K. Sokolowski-Tinten, et al., PRL **81**, 224–227 (1998).  
 [2] J. Chen, D. Tzou, and J. Beraun, International Journal of Heat and Mass Transfer **49**, 307 – 316 (2006).  
 [3] B. Chimier, V. T. Tikhonchuk, and L. Hallo, PRB **75**, 195124 (2007).  
 [4] M. E. Povarnitsyn, N. E. Andreev, P. R. Levashov, et al., Phys. Plasmas **19**, 023110 (2012).  
 [5] C. Schafer, H. M. Urbassek, and L.V. Zhigilei, PRB **66**, 115404 (2002).  
 [6] Y. Gan and J. K. Chen, Applied Physics Letters **94**, 201116 (2009).  
 [7] С. В. Стариков, Г. Э. Норман, В. В. Стегайлов, В. Е. Фортон и др., Письма в ЖЭТФ **93**, 719–725 (2011).  
 [8] Г. Э. Норман, С. В. Стариков, В. В. Стегайлов, ЖЭТФ **114**, 910–918 (2012).  
 [9] G. Norman, S. Starikov, V. Stegailov, V. Fortov, I. Skobelev, et al., J. Appl. Phys. **112**, 013104 (2012).  
 [10] S. L. Daraszewicz, Y. Giret, N. Naruse, Y. Murooka, et al., PRB **88**, 184101 (2013).  
 [11] N. A. Inogamov, V.V. Zhakhovsky, Y.V. Petrov, et al., Contrib. Plasma Physics **53**, 796–810 (2013).  
 [12] C. Wu and L.V. Zhigilei, Applied Physics A **114**, 11–32 (2014).  
 [13] L. Falkovsky, E. Mishchenko, ЖЭТФ **115**, 149–157 (1999).  
 [14] V. Stegailov, P. Zhilyaev, Contrib. Plasma Physics **55**, 164-171 (2015).

## Применение теории функционала плотности для самосогласованного описания электронных и оптических свойств разогретого плотного вещества

Г.Э. Норман<sup>1,2</sup>, И.М. Сайтов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

В рамках теории функционала плотности (ТФП) предложен подход, позволяющий самосогласованно описывать оптические и электронные свойства разогретого плотного вещества (РПВ). Рассматриваемые оптические свойства: отражательная способность РПВ как при нормальном падении лазерного излучения, так и при

падении под углом (расчет угла Брюстера), поглощение и пропускание излучения. Рассматривается РПВ, возникающее при ударном сжатии. Исследуется влияние эффекта уширения волнового фронта на оптические свойства РПВ. Электронные свойства: проводимость, плазменная частота и плотность электронных состояний.

Диэлектрическая проницаемость (ДП), определяющая электронные и оптические свойства РПВ, рассчитывается в рамках ТФП. Применяется псевдопотенциальный подход для описания внутренних электронных оболочек (электронов кора), в частности, используется нелокальный потенциал спроектированных присоединенных (PAW) волн [1]. Для валентных электронов решается система уравнений Кона-Шэма с потенциалом PAW. Вследствие нелокальности используемого потенциала для расчета ДП используется выражение для продольной ДП [2]. Предложен метод расчета плазменной частоты и эффективной концентрации свободных электронов, основанный на использовании правила сумм.

Применение данного подхода для описания результатов измерения коэффициента отражения ударно сжатого ксенона [3, 4] позволило объяснить полученные экспериментальные данные в отличие от методов основанных на использовании теории Друде, использованных ранее. Исследовано влияние неидеальности фронта ударной волны на отражательную способность. Сопоставлены значения ДП и коэффициента отражения, рассчитанные с использованием продольного выражения и формулы Кубо-Гринвуда. Рассчитаны зависимости плазменной частоты и проводимости от плотности в плазме водорода.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-19-01295.

- [1] T. R. Mattsson and R. J. Magyar, AIP Conf. Proc. 1195, 797 (2009).
- [2] G. Norman, I. Saitov, V. Stegailov, P. Zhilyaev. Phys. Rev. E 91, 023105 (2015)
- [3] V.B.Mintsev, Yu.B.Zaporogets. Contrib. Plasma Phys. 29, 493 (1989).
- [4] Yu.B.Zaporogets, et al. J. Phys. A: Math. Gen. 39, 4329 (2006).

### **Особенности кинетики перехода металл-изолятор в магнитном поле.**

Л.Б. Дубовский

*НИЦ «Курчатовский Институт»  
Московский физико-технический институт*

Исходным моментом является концепция Мотта, согласно которой переход металл-изолятор (МИ) в кристаллических системах является переходом, когда исходно электронные зоны перекрываются, а затем перекрытие исчезает. При этом можно ввести два параметра порядка существенно разной природы. Первый параметр порядка представляет собой плотность фаз вблизи МИ границы. Изменение этого параметра ведет к МИ переходу. Второй параметр порядка возникает за счет изменения первого и представляет собой четырех компонентный комплексный вектор в спиновом пространстве. Он определяет электронную плотность в металлической или полуметаллической фазах. Для этой совокупности параметров порядка могут быть написаны самосогласованные уравнения. Они приводят к сингулярностям поверхностного натяжения на МИ границе. Наиболее сильная сингулярность возникает за счет диамагнетизма Ландау и определяет особенности кинетики МИ перехода. Эта сингулярность объясняет хорошо известный экспериментальный факт, что почти все полуметаллы являются диамагнитными материалами. Дополнительно анализ показывает, что величина поверхностного натяжения всех полуметаллов по порядку величины совпадает с поверхностным натяжением обычных металлов и существенно больше, чем поверхностное натяжение диэлектриков, что полностью соответствует экспериментальным фактам.

### **Исследование комбинационного рассеяния света в $\text{CaSnO}_3$ под давлением до 26 ГПа**

Г.Н. Степанов, С.Г. Ляпин, А.В. Гулютин

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

При нормальных условиях соединение  $\text{CaSnO}_3$  кристаллизуется в двух модификациях имеющих структуру ильменита и перовскитоподобную (федоровская группа  $P_{nma}$ ). Электронные структуры  $\text{CaSnO}_3$  описываются при помощи модели сильно коррелированных электронов. Образцы были синтезированы в ИФВД РАН по методике несколько отличающейся от ранее опубликованных. Дебаеграммы обеих модификаций совпадали с литературными. Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) образцов имеющих перовскитоподобную структуру также совпадали с литературными, спектры комбинационного рассеяния образцов имеющих структуру ильменита получены впервые нами. По данным полученным нами с помощью КРС образцы со структурой ильменита претерпевают необратимое превращение в перовскитоподобное при температуре  $\sim 700$  С (по литературным данным при  $\sim 900$  С). На данном этапе исследований при высоком давлении были изучены образцы с перовскитоподобной структурой. Соединения с перовскитоподобными структурами привлекают внимание большого числа исследователей, т.к. представляют интерес как с фундаментальной так и с практической точек зрения. По сравнению со структурой перовскита в  $\text{CaSnO}_3$  имеются орторомбические искажения, в результате кислородные октаэдры наклонены между собой.

В наших исследованиях для получения высоких давлений применялась алмазная ячейка, гаскета изготавливалась из стальной часовой пружины, в качестве среды высокого давления использовался гелий и ПЭС-5, давление измерялось по рубиновой шкале. Спектры КРС были получены при комнатной температуре на микро-

рамановской установке на основе тройного решеточного спектрометра TriVista 555 с охлаждаемым жидким азотом CCD детектором и микроскопа Olympus VX51 с объективом «50x». Для возбуждения использовалась линия 488нм аргонового лазера. Спектральная ширина щелей была меньше  $1.5 \text{ см}^{-1}$ . Чтобы избежать перегрева образца мощность лазера не превышала 1 мВт. В наших экспериментах при высоком давлении наблюдалось 6 линий КРС в диапазоне  $(100 - 800) \text{ см}^{-1}$ . Люминесценция и КРС алмазных наковален не накладывали принципиальных ограничения на проведение исследований  $\text{CaSnO}_3$ . Под давлением происходил линейный рост  $\nu$  частот КРС. Согласно экспериментальным результатам для раман-активной моды колебаний  $A_g(3)$   $(d\nu/dp)/\nu_0 = 0.0066 \text{ ГПа}^{-1}$

Качественно рост частот КРС под давлением может быть связан с увеличением  $\phi$  угла наклона кислородных октаэдров. Зависимость частот КРС в ряду перовскитоподобных гомологических соединений имеющих фёдоровскую группу симметрии  $P_{nma}$  от угла наклона кислородных октаэдров продемонстрирована в [1]. В частности частота раман-активной моды  $A_g(3)$  (вращательные колебания кислородных октаэдров относительно направления  $[010]$ ,  $\nu_0 = 185 \text{ см}^{-1}$ ) растёт линейно со скоростью  $20 \text{ см}^{-1}/\text{град}$ . В работе [2] произведена оценка изменения угла наклона кислородных октаэдров в  $\text{CaSnO}_3$  при высоком давлении на основании результатов рентгеновских измерений параметров ячейки. Угол наклона кислородных октаэдров увеличивается со скоростью  $(d\phi/dp) = 0.058 \text{ град}/\text{ГПа}$ . Принимая во внимание, что изменение частоты КРС для  $A_g(3)$  в зависимости от угла наклона  $\phi$  составляет  $d\nu/d\phi = 20 \text{ град}/\text{ГПа}$  [1], мы получим  $(d\nu/dp)/\nu_0 = 0,0063 \text{ ГПа}^{-1}$

Таким образом получено совпадение с точностью 5% результата экспериментальных измерений и качественной оценки влияния давления на частоту раман-активной моды  $A_g(3)$ . Оно свидетельствует о том, что изменение угла наклона кислородных октаэдров является определяющим для влияния давления на частоты КРС в  $\text{CaSnO}_3$ .

- 1 S A T Redfern, C-J Chen, J Kung, O Chaix-Pluchery, J Kreisel and E K H Salje, Raman spectroscopy of  $\text{CaSnO}_3$  at high temperature: a highly quasi-harmonic perovskite, J. Phys.: Condens. Matter, 23 (2011) 425401 (4pp).
2. Г. Н. Степанов, Влияние давления на изомерный сдвиг в  $\text{CaSnO}_3$ , ФТТ, том 48, вып. 7, стр. 1216-1221, 2006