



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

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

17 июня 2010 г., г. Троицк Московской области

### ТЕЗИСЫ

#### Программный комитет:

Л.В. Келдыш, академик (ФИАН) (председатель)  
П.И. Арсеев, чл.-корр. РАН (ФИАН)  
В.В. Бражкин, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)  
С.В. Демишев, д.ф.-м.н. (ИОФАН)  
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)  
П.И. Арсеев, чл.-корр. РАН (ФИАН)  
В.В. Бражкин, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)  
В.И. Бугаков, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)  
Т.В. Валянская, к.ф.-м.н. (ИФВД РАН)  
С.В. Демишев, д.ф.-м.н. (ИОФАН)  
В.Н. Рыжов, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)  
Л.Б. Солодухина (ИФВД РАН)

## Коллективные моды в системе с сильными корреляциями и дальним действием

А.Н. Рубцов<sup>1</sup>, А.И. Лихтенштейн<sup>2</sup>, М.И. Кацнельсон<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет МГУ

<sup>2</sup> Университет г. Гамбург, Германия

<sup>3</sup> Университет г. Наймеген, Нидерланды

В работе построена теория плазменных возбуждений в сильнокоррелированном моттовском изоляторе вблизи точки перехода, учитывающая дальнедействующий характер кулоновского взаимодействия. Использована техника перехода к дуальным переменным; при этом получающаяся диаграммная техника содержит как фермионные, так и бозонные линии, соответствующие новым переменным. Узлы диаграмм представляют собой неприводимые моменты одноузельной примесной задачи. Теория полностью учитывает физику локальных корреляций как фермионных, так и бозонных мод. Физически это, в частности, означает, что (в отличие от EDMFT) учтены эффекты, связанные с плазмон-плазмонным взаимодействием, что особенно важно для двумерных систем, в которых развиты плазменные флуктуации. Распространенные приближения, например RPA, могут быть получены из развитой теории как предельные случаи. Развитый формализм несложно применить и для других систем с сильными корреляциями, в которых коллективные возбуждения играют существенную роль.

### Новые типы синглетного основного состояния в Кондо-изоляторах типа YbV<sub>12</sub> и их влияние на характер многоуровневых спиновых возбуждений

А.Ф. Барабанов, Л.А. Максимов

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН  
РНИЦ "Курчатовский Институт"

Нейтронные эксперименты по низкотемпературной динамической магнитной восприимчивости  $\chi_f(\mathbf{k}, \omega)$  f- электронов Кондо-диэлектриков (КД) демонстрируют наличие синглетного основного состояния, спиновой щели и нескольких ветвей антиферромагнитных (АФМ) возбуждений [1]. Для YbV<sub>12</sub> величина  $\chi_f(\mathbf{k}, \omega)$  вблизи края спиновой щели формируется тремя дисперсионными возбуждениями M1, M2, и M3 со средними энергиями 15, 20 и 40 меВ [1]. В настоящее время теория КД базируется на периодической модели Андерсона (ПМА), гамильтониан которой в обычных обозначениях примем в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{t} + \hat{W}_d; \quad \hat{H}_0 = \hat{H}_{00} + \hat{V}; \quad \hat{H}_{00} = \sum_{\mathbf{r}} \left\{ \left[ \sum_{\sigma} \varepsilon_f \hat{f}_{\sigma, \mathbf{r}}^+ \hat{f}_{\sigma, \mathbf{r}} + U_f \hat{f}_{+, \mathbf{r}}^+ \hat{f}_{+, \mathbf{r}} \hat{f}_{-, \mathbf{r}}^+ \hat{f}_{-, \mathbf{r}} \right] + \left[ \sum_{\sigma} \varepsilon_d \hat{d}_{\sigma, \mathbf{r}}^+ \hat{d}_{\sigma, \mathbf{r}} + U_d \hat{d}_{+, \mathbf{r}}^+ \hat{d}_{+, \mathbf{r}} \hat{d}_{-, \mathbf{r}}^+ \hat{d}_{-, \mathbf{r}} \right] \right\};$$

$$\hat{V} = V \sum_{\mathbf{r}, \sigma} (\hat{f}_{\sigma, \mathbf{r}}^+ \hat{d}_{\sigma, \mathbf{r}} + \hat{d}_{\sigma, \mathbf{r}}^+ \hat{f}_{\sigma, \mathbf{r}}); \quad \hat{t} = t \sum_{\mathbf{r}, \mathbf{g}, \sigma} \hat{d}_{\sigma, \mathbf{r}+\mathbf{g}}^+ \hat{d}_{\sigma, \mathbf{r}}; \quad \sigma = \pm; \quad \hat{W}_d = -\frac{1}{2} W_d \sum_{\mathbf{r}, \mathbf{g}} |\phi_{d, \mathbf{r}+\mathbf{g}; d, \mathbf{r}} \rangle \langle \phi_{d, \mathbf{r}; d, \mathbf{r}+\mathbf{g}}|, \quad W_d \geq 0,$$

Здесь, кроме традиционных членов  $\hat{V}$  и  $\hat{U}_f$  (внутриузельные f-d гибридизация и f-f кулоновское отталкивание),  $\hat{t}$  (d-d межузельный перескок),  $\varepsilon_f$  и  $\varepsilon_d = 0$  - положения f- и d- уровней, мы учли наличие связывающих синглетных d-d орбиталей  $\phi_{d_n; d_m}$  на соседних узлах путем введения члена  $\hat{W}_d$ , где

$$\phi_{d_n; d_m} = \hat{\phi}_{d_n; d_m}^+ |0\rangle; \quad \hat{\phi}_{d_n; d_m}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{d}_{n+}^+ \hat{d}_{m-}^+ + \hat{d}_{m+}^+ \hat{d}_{n-}^+).$$

Вплоть до последнего времени микроскопическое изучение  $\chi_f(\mathbf{k}, \omega)$  было предложено только в работах [2], [3], в которых разными подходами давалась трактовка пиков M1 и M2, но отсутствовало объяснение возбуждений, отвечающих пику M3.

В настоящей работе, основываясь на кластерном рассмотрении, в режиме смешанной валентности ( $n_f > 1$ ) со средним значением числа электронов на узле  $n_m = n_f + n_d = 2$ , в сферически симметричном подходе, показано, что в зависимости от параметров модели в предельных случаях возможны два существенно разных типа основного синглетного состояния  $\Psi_0$ . Это приводит к существованию одновременно как пика M1, так и M3, со сравнимой интенсивностью. Один тип основного состояния  $\Psi_0^A$  представим как произведение f-d синглетных состояний узлов  $\Psi_0^A = \prod_r (a\phi_r + b2_r)$ ,

$$\phi_r = \phi_{f_r; d_r} = \hat{\phi}_r^+ |0\rangle, \quad \hat{\phi}_r^+ = \hat{\phi}_{f_r; d_r}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{f}_{r+}^+ \hat{d}_{r-}^+ + \hat{d}_{r+}^+ \hat{f}_{r-}^+), \quad 2_{fr} = \hat{2}_{fr}^+ |0\rangle; \quad \hat{2}_{fr}^+ = \hat{f}_{r+}^+ \hat{f}_{r-}^+.$$

Другой тип основного синглетного состояния  $\Psi_0^B$  близок к состоянию типа резонансных валентных связей (RVB) между одноузельными f-d триплетами, где связь между узлами  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{m}$  отвечают синглетной паре  $\frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{\alpha=x, y, z} W_{\alpha, n} W_{\alpha, m}$ ,  $W_{\alpha, r} = \hat{w}_{\alpha, r}^+ |0\rangle$ ,  $\hat{W}_{\alpha, r}^+$  - оператор рождения f-d триплета на узле  $\mathbf{r}$ ,

$\hat{W}_{\alpha,\Gamma}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\gamma_1, \gamma_2} \gamma_2 (\hat{\sigma}_{\gamma_1 \gamma_2}^\alpha) \hat{f}_{r, \gamma_1}^+ \hat{d}_{r, \gamma_2}^-$ ;  $\gamma = \pm$ ;  $\bar{\gamma} = -\gamma$ ;  $\hat{\sigma}_{\gamma_1 \gamma_2}^\alpha$  - матрицы Паули. Для реализации  $\Psi_0^B$  в физически интересной области принципиален учёт синглетной связывающей d-d орбитали  $\phi_{dn:dm}$ .

В введённом одноузельном базисе  $\phi_r$ ,  $W_{\alpha,\Gamma}$  узельный оператор f-спина  $\hat{S}_r^\alpha$  имеет нетривиальный, явно сферически симметричный вид  $\hat{S}_r^\alpha = \frac{1}{2} (\hat{Z}_r^{\phi w_\alpha} + \hat{Z}_r^{w_\alpha \phi} + \hat{K}_r^\alpha)$ ,  $\hat{K}_r^\alpha = i \varepsilon_{\alpha\beta\delta} \hat{Z}_r^{w_\beta w_\delta}$ , где  $\hat{Z}_r^{w_\alpha \phi}$ ,  $\hat{Z}_r^{\phi w_\alpha}$ ,  $\hat{Z}_r^{w_\beta w_\delta}$ ,  $\alpha, \beta, \delta = x, y, z$ , - одноузельные операторы Хаббарда:  $\hat{Z}_r^{w_\alpha \phi}$  отвечают переходам из синглетного состояния  $\phi_r$  в триплетные состояния  $W_{\alpha,\Gamma}$ ;  $\hat{K}_r^\alpha$  - перехода между триплетами  $w_{\beta,r}$ ,  $W_{\delta,\Gamma}$  с  $\beta \neq \delta$ .

Можно убедиться, что на фоне основного состояния  $\Psi_0^A$  распространяются преимущественно возбуждения  $\hat{Z}_r^{w_\alpha \phi}$ , а на подложке вида  $\Psi_0^B$  движутся возбуждения типа  $\hat{Z}_r^{w_\beta w_\delta}$ . Реальная  $\Psi_0$  является когерентной суперпозицией функций  $\Psi_0^A$  и  $\Psi_0^B$ , что качественно приводит к одновременному существованию возбуждений двух типов. При этом первые ответственны за наличие пика М1, а вторые за наличие пика М3.

Отличительной чертой рассмотрения является введение синглетных и триплетных межузельных коллективных f-d возбуждений (аналогов возбуждений малого, но конечного радиуса, типа Занга-Райса в ВТСП), которые позволяют описать наличие энергетически низко- и высоко-лежащих синглет-триплетных переходов.

1. K.S. Nemkovski, J.-M. Mignot, P.A. Alekseev, Phys. Rev. Lett. 99, 137204 (2007).

2. A.F.Barabanov, L.A.Maksimov, Phys. Lett. A 373 1787(2009); ЖЭТФ, 136, 110 (2009); cond-mat arXiv:0911.2348v1 (в печати ЖЭТФ том 138, N 8, (2010)).

3. A. Akbari, P. Thalmeier, P. Fulde, Phys. Rev. Lett. 102, 106402 (2009).

## К вопросу о применимости модели Кондо-изолятора в FeSi

В.В.Глушков<sup>1,2</sup>, Б.П.Горшунов<sup>1</sup>, С.В.Демисев<sup>1</sup>, М.Дрессель<sup>3</sup>, Е.С.Жукова<sup>2</sup>, А.Меновски<sup>4</sup>, С.Кайзер<sup>3</sup>,  
А.А.Пронин<sup>1</sup>, Н.Е.Случанко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

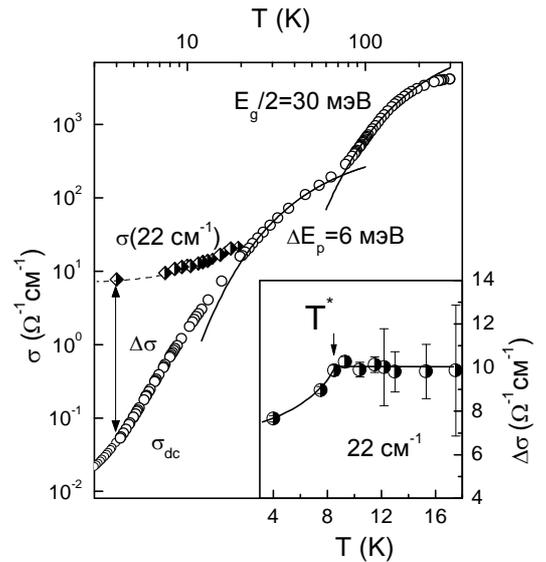
<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

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

<sup>4</sup>Van der Waals-Zeeman Laboratory, University of Amsterdam, Amsterdam, The Netherlands

Общепринятая классификация узкозонного полупроводника FeSi ( $E_g \approx 60$  мэВ) как Кондо-изолятора [1] не согласуется с данными зонных расчетов [2-3], которые указывают на формирование щели в условиях сильной гибридизации Fe 3d- и Si 3p-состояний при относительно большой ширине зоны проводимости ( $\sim 0.5$  эВ) [3]. Анализ низкотемпературных аномалий транспортных [4,5] и магнитных [5] свойств моносилцида железа в рамках модели Мотта-Хаббарда позволяет сделать вывод о переходе от полупроводникового состояния ( $T > 80$  К) с термически активированными спиновыми возбуждениями к сильно коррелированному металлу ( $T < 80$  К). Необычное основное состояние возникает вследствие формирования в запрещенной зоне FeSi многочастичного резонанса шириной  $\Delta E_p \approx 6$  мэВ, отвечающего многочастичным (спин-поляронным) состояниям с концентрацией  $n \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и эффективной массой  $m^* \sim 10 - 100 m_0$  [5]. Однако, отсутствие резонансных особенностей в фотоэмиссионных спектрах FeSi [6] позволило авторам [7] интерпретировать результаты измерений оптической проводимости с применением синхротронного источника излучения (диапазон частот 80-9000  $\text{см}^{-1}$ ) в рамках классического полупроводникового подхода без учета корреляций.

Для ответа на вопрос о природе основного состояния моносилцида железа в настоящей работе впервые выполнены прямые измерения комплексной оптической проводимости  $\sigma(\omega)$  в терагерцовом диапазоне частот 8-40  $\text{см}^{-1}$  при гелиевых и промежуточных температурах. Сопоставление с результатами измерений на постоянном токе позволило обнаружить заметное увеличение проводимости  $\Delta\sigma = [\sigma(22 \text{ см}^{-1}) - \sigma_{dc}] \sim 10 \text{ } \Omega^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  при  $T < 20$  К (см. рис.). На основе совместного анализа терагерцовых спектров проводимости и ИК спектров отражения ( $50 - 10^4 \text{ см}^{-1}$ ), данных



эллипсоидности ( $4,5 \cdot 10^3 - 4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ), а также результатов радиочастотных (10–1000 МГц) и резонаторных (7,5–100 ГГц) измерений показано, что рост проводимости следует связать с формированием широкой особенности в спектре  $\sigma(\omega)$ , которая описывается лоренцианом с собственной частотой  $\nu_0 \approx 32 \pm 5 \text{ см}^{-1}$ , диэлектрическим вкладом  $\Delta\epsilon \approx 110 \pm 20$  и затуханием  $\gamma \approx 280 \pm 30 \text{ см}^{-1}$ . С учетом значений плазменной частоты  $\nu_p = \nu_0(\Delta\epsilon)^{0.5} \approx 330 \text{ см}^{-1}$  выполнена оценка отношения  $n/m^*$ , которая для  $m^* \sim m_0$  дает значение концентрации  $n_{\text{eff}} \sim 1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Отмеченная корреляция параметра  $n_{\text{eff}}$  и концентрации спин-поляронных комплексов, а также аномалия, обнаруженная на температурной зависимости  $\Delta\sigma(T)$  (вставка к рис.) в окрестности микромагнитного перехода  $T_m \sim 7 \text{ К}$  [8], свидетельствуют о необходимости учета многочастичных эффектов при анализе зонной структуры FeSi. При этом относительно высокие значения статической диэлектрической проницаемости  $\epsilon \sim 340$ , наблюдаемые при малых, но конечных значениях проводимости на постоянном токе  $\sigma_{\text{dc}} \sim 0,01 \Omega^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ , по аналогии с SmB<sub>6</sub> [9] указывают на возможность формирования фазы электрон-дырочной жидкости в основном состоянии FeSi.

- [1] G. Aeppli, Z. Fisk, *Comm. Cond. Matter Phys.*, **16** (1992) 155.  
 [2] L. Mattheiss, D. Hamann, *Phys.Rev.B*, **47** (1993) 13114.  
 [3] V.V. Mazurenko et al., *Phys.Rev.B*, **81** (2010) 125131.  
 [4] S. Pashen et al., *Phys.Rev.B*, **56** (1997) 12916.  
 [5] Н.Е. Случанко и др., *ЖЭТФ*, **119** (2001) 359; *Phys. Rev. B*, **65** (2002) 064404.  
 [6] D. Zur et al., *Phys.Rev.B*, **75** (2007) 165103.  
 [7] D. Menzel et al., *Phys.Rev.B*, **79** (2009) 165111.  
 [8] В.В. Глушков и др., *ЖЭТФ*, **126** (2004) 444.  
 [9] Н.Е. Случанко и др., *ЖЭТФ*, **115** (1999) 970.

## Упругие, термодинамические и электронные свойства MnSi, FeSi и CoSi

А.Е. Петрова, В.Н. Краснорусский, С.М. Стишов

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

С помощью цифровой техники измерены скорости упругих волн в монокристаллах MnSi, FeSi и CoSi в диапазоне температур 2.5 – 300 К. Наряду с этим измерялись теплоемкость, магнитная восприимчивость и электрическое сопротивление. Обсуждается связь упругих аномалий и прочих физических характеристик исследуемых материалов.

## Динамика решетки геликоидального магнетика MnSi

П.А. Алексеев<sup>1</sup>, А.С. Иванов<sup>2</sup>, Е.С. Клементьев<sup>3,1</sup>, D. Lamago<sup>4,5</sup>, J.-M. Mignot<sup>5</sup>,  
 А.Е. Петрова<sup>6</sup> и С.М. Стишов<sup>6</sup>

<sup>1</sup>*РНЦ «Курчатовский институт»*

<sup>2</sup>*Institut Laue Langevin, Grenoble, France*

<sup>3</sup>*Институт ядерных исследований РАН*

<sup>4</sup>*Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany*

<sup>5</sup>*Laboratoire Léon Brillouin, CEA-Saclay, France*

<sup>6</sup>*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН*

Дисперсия фононных мод была измерена в геликоидальном магнетике MnSi в основных кристаллографических направлениях методом неупругого рассеяния нейтронов при температурах от 15 К до 300 К. Дисперсионные кривые были также рассчитаны в рамках функционала плотности при помощи приближений LDA и GGA. Расчет хорошо описывает экспериментально определенные законы дисперсии в MnSi при энергиях до 40 мэВ. На основе дисперсионных кривых была получена плотность фононных состояний в MnSi, которая используется для анализа решеточного вклада в термодинамические величины.

## Статические и динамические магнитные свойства и эффект ФМ-АФМ кроссовера в наноматериалах на основе оксида ванадия устн

С.В. Демишев<sup>1</sup>, А.Л. Чернобровкин<sup>1</sup>, В.В. Глушков<sup>1</sup>, А.В. Григорьева<sup>2</sup>, Е.А. Гудилин<sup>2</sup>, Т.В. Ищенко<sup>1</sup>,  
 Х. Ота<sup>3</sup>, Н.Е. Случанко<sup>1</sup>, Н.А. Самарин<sup>1</sup>, А.В. Семенов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*, <sup>2</sup>*Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова*, <sup>3</sup>*Университет Кобе, Кобе, Япония*

Исследованы статические и динамические магнитные свойства наноматериалов на основе оксида ванадия (многостенных нанотрубок VO<sub>x</sub>-NT, наностержней VO<sub>x</sub>-NR и нанослоев VO<sub>x</sub>-NL). Измерения высокочастотного (60 ГГц) ЭПР в температурном интервале 1.8-220 К показали, что в наностержнях и нанотрубках при понижении температуры наблюдается переход от температурной зависимости магнитной восприимчивости ферромагнитного (ФМ) типа к температурной зависимости антиферромагнитного (АФМ) типа. Установлено, что ФМ-АФМ кроссовер, наблюдаемый в окрестности  $T_c \sim 110$  К, сопровождается низкотемпературным ростом константы Кюри в 2.7-7 раз при неизменности величины элементарного осциллирующего магнитного диполя. Найдено, что у VO<sub>x</sub>-NR, VO<sub>x</sub>-NL и VO<sub>x</sub>-NT, характер магнитного взаимодействия описывающего динамический магнитный отклик, определяется концентрацией ионов V<sup>4+</sup>, причем ферромагнитная область отвечает разбавленному случаю, а антиферромагнитная область – концентрированному. В рамках такого подхода ФМ-АФМ кроссовер может быть объяснен локализацией электрона на V<sup>5+</sup> центре, то есть процессом  $e+V^{5+} \rightarrow V^{4+}$  происходящим при  $T \sim T_c$ , в результате которого будет увеличиваться концентрация магнитных центров в объеме образца [1].

Измерения статических магнитных свойств VO<sub>x</sub>-NR, VO<sub>x</sub>-NL и VO<sub>x</sub>-NT в магнитном поле до 5 Тл в диапазоне температур 1.8-300 К позволило установить, что только часть полной намагниченности образцов  $M_{osc}$  принимает участие в магнитных колебаниях, ответственных за ЭПР, и статическая намагниченность представима в виде  $M = M_{osc} + M_0$ . При этом только для нанослоев VO<sub>x</sub>-NL вклад  $M_0$  имеет простой ван-флековский вид  $M_0(T) \approx const$  и  $M_0 \ll M$ , в то время как для наностержней и нанотрубок  $M_0(T) \approx const$  только в области  $T > T_c$ , а при  $T < T_c$ , этот параметр начинает увеличиваться при понижении температуры, так что при низких температурах  $M_{osc}$  и  $M_0$  оказываются сравнимыми. Такое квазиферромагнитное поведение  $M_0$  представляется весьма необычным, и полученные данные могут оказаться существенными для выяснения природы ферромагнетизма в наноматериалах на основе оксида ванадия [2]. Интересно, что поскольку спиновый парамагнетизм в рассматриваемых соединениях обусловлен ионами V<sup>4+</sup> ( $S=1/2$ ), то наличие двух магнитных вкладов, только один из которых вносит вклад в ЭПР, указывает на то, что в VO<sub>x</sub> наноматериалах ионы V<sup>4+</sup> находятся в различных спин-флуктуационных состояниях. В рамках этой гипотезы наиболее сильным спиновым флуктуациям будет отвечать квазиферромагнитный вклад в намагниченность образца.

Работа поддержана Программами РАН «Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах», «Квантовая физика конденсированных сред» и грантами РФФИ 07-03-00749-а, 07-03-12182-офи, 09-03-01122-а и 09-03-00602-а.

1. С.В.Демишев, А.Л.Чернобровкин, В.В.Глушков и др. Письма в ЖЭТФ, **91**, 12 (2010).
2. L. Krusin-Elbaum, D. M. Newns, H. Zeng et al. Nature, **431**, 672 (2004).

### Угловая зависимость магнитосопротивления в квазидвумерных металлах

П.Д. Григорьев

*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН*

Проведено исследование угловой зависимости магнитосопротивления в квазидвумерных металлах. Этот эффект традиционно используется для определения закона дисперсии электронов в металле и геометрии поверхности Ферми. В последнее время этот эффект успешно конкурирует с ARPES (спектроскопией фотоэммитированных электронов с угловым разрешением) для получения данных об электронной структуре высокотемпературных сверхпроводников. В работе получены аналитические формулы для угловой зависимости магнитосопротивления, удобные для извлечения параметров электронной дисперсии из экспериментальных данных, и проведено сопоставление с экспериментом. Исследована область применимости полученных и более ранних результатов. Проведены численные расчеты угловой зависимости магнитосопротивления для параметров, соответствующих слоистым высокотемпературным сверхпроводникам.

1. P.D. Grigoriev, “Angular dependence of magnetoresistance and Fermi-surface shape in quasi-2D metals”, arXiv:1003.0568, , submitted to Phys. Rev. B
2. P.D. Grigoriev, P.A. Gusihin and O.S. Rogova, “Angular dependence of magnetic quantum oscillation and of magnetoresistance in quasi-2D metals”, submitted to Journal of Superconductivity and Novel Magnetism.

### Фаза суперсолида в макроскопических и мезоскопических дипольных системах

Ю.Е. Лозовик

*Институт спектроскопии РАН, МФТИ*

Рассматриваются эффекты сильной корреляции в системах с дипольным взаимодействием, таких как дипольные экситоны в квантовых ямах, молекулы и атомы с дипольным моментом. Обсуждаются, в

частности, наши результаты первопринципного численного моделирования методом диффузионного Монте-Карло для основного состояния двумерной квантовой системы диполей. В мезоскопической системе в некоторой области безразмерного управляющего параметра (выражающегося через дипольный момент и концентрацию) обнаружена ненулевая сверхтекучая компонента и мезоскопический аналог недиагонального дальнего порядка, т.е. фаза суперсолида. В макроскопическом пределе эти эффекты оказываются пренебрежимо малыми. Однако в кристалле с фиксированной, ненулевой, но меньшей некоторой критического значения плотностью искусственно созданных дефектов (вакансий или внедрений), четко обнаруживаются ненулевая доля бозе-конденсата, сверхтекучая компонента и резкий пик в структурном факторе на импульсе обратной решетки, т.е. фаза суперсолида, причем не только в мезоскопической системе, но и в макроскопическом пределе. С ростом концентрации (точнее доли) дефектов или при понижении плотности частиц наблюдается квантовое плавление суперсолида: при одной и той же плотности (доле дефектов) концентрация бозе-конденсата и сверхтекучей компоненты резким скачком сравниваются со своими значениями в жидкой фазе, и одновременно исчезает резкий пик в структурном факторе. Мы нашли, что в основном, равновесном состоянии протяженная система с кристаллической структурой во всей области является обычным кристаллом, а не суперсолидом с тепловыми дефектами. При ненулевых температурах дипольный суперсолид не может быть обусловлен термически активированными дефектами. Однако, при небольших долях искусственно созданных дефектов перекристаллизация суперсолида в идеальный кристалл экспоненциально подавлена. Кроме того, вакансии в системе не слипаются в кластер, как это имеет место в гелии, а отталкиваются и расположены далеко друг от друга. Это стабилизирует дефекты и делает возможным существование суперсолида. Рассматривается ротонная неустойчивость в дипольной системе. Обсуждаются условия возникновения суперсолида диполей в разных физических реализациях и способы его обнаружения.

1. G.E.Astrakharchik, J.Boronat, I.L.Kurbakov, Yu.E.Loizovik, Phys.Rev. B (submitted).  
G.E.Astrakharchik, J.Boronat, I.L.Kurbakov, Yu.E.Loizovik, Phys.Rev.Lett., 98, 060405 (2007).
2. J. Böning, A. Filinov, P. Ludwig, H. Baumgartner, M. Bonitz, Yu.E.Loizovik, Phys. Rev. Lett. 100, 113401 (2008).
3. A.Filinov, J. Böning, M. Bonitz, Yu.E. Loizovik, Phys.Rev., B 77, 214527 (2008).
4. M. Bonitz, Yu.E.Loizovik, A.V.Filinov, J. Phys. A: Math. Gen. 36, 5899-5904 (2003).
5. Yu.E. Loizovik, Volkov S.Y., Willander M. , Письма ЖЭТФ, т.79, .585-589 (2004).
6. G.Astrakharchik, J. Boronat, J. Casulleras, I. L. Kurbakov, Yu.E.Loizovik, Phys. Rev. A 75, 063630 (2007).
7. Yu.E. Loizovik, P. Ludwig, A. Filinov, H. Stolz, M. Bonitz, Contrib. Plasma Phys., 47, 335-344 (2007).
8. Ю.Е. Лозовик, И. Л. Курбаков, Г. Е. Астрахарчик, М.Вилландер, ЖЭТФ, 133, 348 (2008).

### Эффект Ааронова-Бома на единичном нанотверстии в тонком кристалле графита

Ю.И. Латышев<sup>1</sup>, А.П. Орлов<sup>1</sup>, В.А.Волков<sup>1,2</sup>, В.В. Еналдиев<sup>2,1</sup>, П. Монсо<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

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

<sup>3</sup> Институт Нееля, Гренобль, Франция

<sup>4</sup> Национальная лаборатория сильных магнитных полей, Гренобль, Франция

На поверхности массивного графита может появиться несвязанный графен, обладающий уникальными свойствами. Механизм этого образования является предметом дискуссии в литературе [1]. На свойства тонких кристаллов графита толщиной несколько десятков монослоёв существенное влияние оказывает, как показано ниже, слой графена, слабо связанный с остальными слоями. В работе исследовано магнитосопротивление мостиковой структуры с латеральными размерами 0,5 мкм x 0,5 мкм, толщиной 50 нм, содержащей в середине нанотверстие радиуса  $R=20$  нм, впервые полученной из такого монокристалла графита с помощью фокусированных ионных пучков.

При низких температурах на фоне монотонно растущего с ростом магнитного поля ( $H/c$ ) сопротивления наблюдаются осцилляции Шубникова – де Гааза с периодом по обратному полю  $0,22$  Тл<sup>-1</sup>, которые заканчиваются в полях 7-8 Тл. В области полей, больших 10 Тл, наблюдаются периодические по полю осцилляции сопротивления с периодом 3,2 Тл, соответствующим прохождению кванта магнитного потока  $hc/e$  через площадь antidota, которые естественно считать осцилляциями Ааронова-Бома (АБ). Такая периодичность наблюдалась при субкельвиновых температурах в классической постановке опыта по обнаружению АБ-эффекта на кольцевых образцах графена [2].

Совершенно нетривиальным является сам факт появления АБ-эффекта в структуре некольцевой геометрии. В обычных 2D системах с геометрией единичного нанотверстия АБ-осцилляции, как правило, не проявляются. Отличительными особенностями обнаруженного эффекта являются большая амплитуда АБ-осцилляций (до 10%) и их «высокотемпературность»: они выживают до температуры 45 К. Интерпретация основана на теории краевых состояний (таммовского типа) для линейного края графена [3]. В отсутствие магнитного поля они имеют линейный по импульсу энергетический спектр, которому отвечает

скорость  $v_0$ , существенно меньшая фермиевской. В случае отверстия в графене движение дираковских фермионов в этих состояниях при включении магнитного поля квантуется с периодом, соответствующим кванту потока через площадь наноотверстия. Наблюдаемая экспоненциальная зависимость амплитуды осцилляций  $A$  от температуры,  $A \propto \exp(-kT/E_0)$ , дает характерную энергию  $E_0$  порядка 2 мВ, что в предположении  $E_0 \approx \hbar v_0/R$ , дает величину  $v_0$  примерно в 10 раз меньшую  $v_F$ , что согласуется с теорией.

Работа поддержана РФФИ и программами РАН.

1. P. Nuegebauer et al. Phys. Rev. Lett. **103**, 136403 (2009).
2. S. Russo et al. Phys. Rev. **B 77**, 085413 (2008).
3. V.A. Volkov, I.V. Zagorodnev. Journal of Phys.: Conf. Ser., **193**, 012113 (2009).

## Универсальная динамическая проводимость графита

Л.А. Фальковский

*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ладау РАН*

Проводимость графита рассчитана аналитически для направления вдоль слоев в инфракрасной области спектра 0.02-1 эВ. Ее значение, отнесенное к одному слою, в этой области частот мало отличается от величины, соответствующей графену. Детали поведения проводимости связываются с особенностями электронного спектра в окрестности "дираковских" точек.

## Спиновые и зарядовые корреляции в квантовых точках: Точное решение

И.С. Бурмистров

*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН*

Описание квантовых точек с помощью приближения универсального гамильтониана, в котором учтено прямое и обменное взаимодействие электронов, оказывается не тривиальной задачей, так как соответствующее эффективное действие - неабелево. В нашей работе [1] представлено точное аналитическое решение задачи, в том числе и в окрестности стоунеровской неустойчивости. Вычислены туннельная плотность состояний и спиновая восприимчивость. Вблизи стоунеровской неустойчивости туннельная плотность состояний демонстрирует немонотонное поведение как функция энергии туннелирующего электрона, даже при температурах, превышающих обменную энергию. Используемый нами подход обобщается на более сложный случай анизотропного обменного взаимодействия. Полученные результаты могут быть экспериментально проверены на квантовых точках из почти ферромагнитных материалов.

[1] I.S. Burmistrov, Yuval Gefen, M.N. Kiselev, Spin and Charge Correlations in Quantum Dots: An Exact Solution, arxiv: 0912.3185

## Магнетосопротивление в двумерных баллистических микроконтактах с учетом электрон-электронного рассеяния

К.Э. Нагаев, Т.В. Костюченко, О.С. Айвазян

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

Вычислена поправка к проводимости широкого баллистического микроконтакта в двумерном электронном газе, возникающая из-за электрон-электронного рассеяния в прилегающих к контакту областях электродов. Она связана с рассеянием подлетающих к контакту равновесных электронов на электронах, инжектированных из противоположного электрода и имеющих другую энергию. При этом наибольший вклад в нее дают столкновения электронов с противоположными импульсами, летящих навстречу друг другу по одним и тем же траекториям. В отличие от рассеяния на примесях и фононах, электрон-электронное рассеяние *увеличивает* проводимость контакта. Это связано с сохранением суммарного импульса электронов при столкновениях. В отсутствие магнитного поля относительная поправка пропорциональна температуре  $T$  и по порядку величины равна  $\pm G/G_0 \propto \mathcal{E}ee (a/vF) T \ln(lc/a)$ , где  $\mathcal{E}ee$  – константа электрон-электронного взаимодействия,  $a$  – ширина контакта, а  $lc$  – длина обрезания, которая определяется размерами образца или другими видами рассеяния [1].

При наличии магнитного поля, перпендикулярного плоскости контакта, траектории электронов с противоположными импульсами выгибаются в противоположные стороны и перестают совпадать. Это

приводит к растущему с температурой положительному магнетосопротивлению [2] в слабых полях. Наши результаты позволяют объяснить недавние экспериментальные наблюдения [3].

[1] K. E. Nagaev and O. S. Ayvazyan, Phys. Rev. Lett. **101**, 216807 (2008).

[2] K. E. Nagaev and T. V. Kostyuchenko, Phys. Rev. B **81**, 125316 (2010)

[3] V. T. Renard et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 186801 (2008)

## Эффект Джозефсона между гранулами в нанодиапазоне в условиях резонанса

Ю.Н. Овчинников<sup>a,b</sup>, В.З. Кресин<sup>c</sup>

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

<sup>b</sup>Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Dresden, Germany

<sup>c</sup>Lawrence Berkeley Laboratory University of California, Berkeley, California, USA

Получено общее выражение для величины джозефсоновского тока между нанокластерами. Учтены явным образом дискретная структура электронного спектра, включая оболочечное упорядочение. Показано, что в условиях резонанса величина критического тока Джозефсона велика по параметру, равному отношению параметра порядка сверхпроводимости  $\Delta$  к расстоянию между резонансным и ближайшим к нему уровнем. В этих условиях метод туннельного гамильтониана не применим. Даны рекомендации, позволяющие наблюдать предсказанные явления.

## Когерентные свойства экситонного бозе-конденсата

А. В. Горбунов, Д. А. Демин, В. Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела РАН

Пространственно-непрямые (дипольные) экситоны, создаваемые светом в двойной или широкой одиночной квантовой яме в присутствии внешнего электрического поля, нормального плоскости ямы, накапливаются в кольцевой латеральной ловушке, не связываясь в комплексы из-за большого дипольного момента, ориентированного вдоль поля. При достижении критических условий по температуре и концентрации в резервуаре взаимодействующих дипольных экситонов спонтанно происходит бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК), которая сопровождается пороговым появлением узкой ( $\Delta E \leq 200$  мкэВ) линии люминесценции экситонов, сконденсировавшихся вблизи  $k = 0$  (область нулевых экситонных импульсов в ловушке). Явление конденсации сопровождается также возникновением сильной пространственной неоднородности конденсата, которая проявляется в формировании пространственно-симметричных структур люминесценции. Выше порога БЭК обнаруживается крупномасштабная пространственная когерентность. Люминесценция конденсата становится направленной по нормали к поверхности образца. Распределение излучения в дальней зоне соответствует интерференции света от когерентного источника, связанного с ансамблем сконденсировавшихся в ловушке экситонов. В области перекрытия пучков света от двух пятен люминесценции, пространственно разнесенных на величину диаметра ловушки (не менее 4 мкм), возникает интерференционная картина (аналог схемы Юнга) [1,2].

Коррелятор второго порядка  $g^{(2)}(\tau)$ , измеренный с помощью интерферометра интенсивностей (классическая схема Хэнбери Брауна – Твисса [3]) в режиме счета фотонов, демонстрирует группировку фотонов (“bunching”):  $g^{(2)}(0) > 1$ , – в области накачек вблизи порога БЭК. С ростом накачки, когда в спектре люминесценции доминирует узкая линия экситонного конденсата, эффект группировки постепенно пропадает и статистика фотонов становится пуассоновской, характерной для когерентного источника излучения:  $g^{(2)}(\tau) = 1$ . При этом коррелятор первого порядка,  $g^{(1)}(r)$ , определяемый из видности интерференционных полос, остается отличным от нуля:  $g^{(1)}(r) \leq 0.2$ . Обнаруженный эффект группировки фотонов весьма чувствителен к температуре: при ее увеличении от 0.45 К до 4.2 К ( $g^{(2)}(0)-1$ ) уменьшается в несколько раз [4].

Прямые измерения времени когерентности экситонного конденсата с помощью интерферометра Майкельсона дают значение  $\tau_c \approx 20$  пс, близкое к обратной ширине спектральной линии  $\tau_c \approx \Delta\nu^{-1}$ .

Если предположить, что люминесценция дипольных экситонов прямым образом передает когерентные свойства газа взаимодействующих дипольных экситонов, то экспериментальное обнаружение группировки фотонов неопровержимо свидетельствует о фазовом переходе, связанном с бозе-конденсацией экситонов.

1. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **83**, 178 (2006); **84**, 390 (2006).

2. V. B. Timofeev and A. V. Gorbunov, J. Appl. Phys. **101**, 081708 (2007); phys. stat. sol. (c) **5**, 2379 (2008); J. Phys.: Conf. Ser. **148**, 012049 (2009); V. B. Timofeev, A. V. Gorbunov, and A. V. Larionov, J. Phys.: Condens. Matter. **19**, 295209 (2007).

3. R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Nature **177**, 27 (1956).

4. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Д. А. Демин, А. А. Дремин, Письма в ЖЭТФ **90**, 156 (2009); arXiv: 0907.3612v1.

## Влияние коррелированного беспорядка на температуру куперовского спаривания

И.А. Фомин

*Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН*

Показано, что корреляции в расположении примесей существенным образом влияют на температуру ( $T_c$ ) перехода нормальной ферми-жидкости в сверхтекучее (сверхпроводящее) состояние, если радиус  $R$ , на котором примеси скоррелированы превышает «размер куперовской пары»  $\xi_0$ . Такое условие выполняется, в частности, для перехода жидкого  $^3\text{He}$  с помещенным в него аэрогелем в сверхтекучее состояние. Вызванное аэрогелем понижение  $T_c$  выражается через структурный фактор аэрогеля. Использование фрактальной структуры аэрогеля позволяет описать зависимость понижения  $T_c$  от давления с помощью одного параметра – корреляционного радиуса  $R$ . Проявления заметного влияния указанных корреляций на величину  $T_c$  можно ожидать также в сверхпроводниках с малой величиной  $\xi_0$ , например в высокотемпературных или тяжелофермионных.

## Терагерцовая спектроскопия сверхпроводника $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$

Б.П. Горшунов<sup>1</sup>, А.А. Воронков<sup>1</sup>, С.С. Жуков<sup>2</sup>, А.Е. Каракозов<sup>3</sup>, Е.Г. Максимов<sup>4</sup>, В.С. Ноздрин<sup>1</sup>, D.Wu<sup>5</sup>, P. Kallina<sup>5</sup>, K. Iida<sup>6</sup>, S. Haindl<sup>6</sup>, F. Kurth<sup>6</sup>, L. Schultz<sup>6</sup>, B. Holzapfel<sup>6</sup>, M. Dressel<sup>5</sup>

<sup>1</sup> *Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН*

<sup>2</sup> *Волгоградский государственный технический университет*

<sup>3</sup> *Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН*

<sup>4</sup> *Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН*

<sup>5</sup> *1. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany*

<sup>6</sup> *IFW Dresden, Institute for Metallic Materials, Dresden, Germany*

С применением терагерцовой ЛОВ-спектроскопии [1] измерены спектры проводимости и диэлектрической проницаемости сверхпроводника семейства пниктидов железа состава  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$  (плёнка толщины 90 нм на диэлектрической подложке  $(\text{La,Sr})(\text{Al,Ta})\text{O}_3$ ,  $T_c=20$  К [2]). Спектры дополнены измерениями на инфракрасном Фурье-спектрметре и оптическом эллипсомере, так что полный частотный интервал составил  $4\text{ см}^{-1} - 35\,000\text{ см}^{-1}$ . В нормальной фазе в спектрах видны два друдевских вклада, связанные с откликом носителей, принадлежащих двум группам зон, и межзонные переходы ( $4\,400\text{ см}^{-1}$  и  $21\,000\text{ см}^{-1}$ ). При охлаждении параметры одной из друдевских компонент остаются практически неизменными, в то время как носители тока второй компоненты обнаруживают ферми-жидкостную температурную зависимость частоты релаксации  $\gamma \sim T^2$  [3]. В сверхпроводящей фазе на частотах  $\leq 30\text{ см}^{-1}$  наблюдается падение динамической проводимости, **до нулевых значений** при  $T=5$  К, свидетельствующее об открытии сверхпроводящей щели  $2\Delta=(3.7\pm 0.3)$  мэВ и об отсутствии нулей параметра порядка на поверхности Ферми. Величина отношения  $2\Delta/T_c=2.1<3.5$  указывает на наличие, по крайней мере, ещё одной сверхпроводящей щели  $2\Delta>3.7$  мэВ. Рассчитаны параметры нормальной и сверхпроводящей электронных компонент: частота релаксации, плазменные частоты и глубина проникновения магнитного поля. Установлено, что температурные поведения глубины проникновения магнитного поля и плотности сверхпроводящего конденсата не описываются в рамках простой двухзонной модели БКШ.

1. Горшунов Б.П. и др. ФТТ, том 50, вып.11. стр.1921 (2008).
2. V.Gorshunov et al. Phys. Rev. B, vol.81, p.060509 (2010).
3. D.Wu et al. Phys. Rev. B, vol.81, p.100512 (2010).

## Зависимость сверхпроводящей энергетической щели в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$ от магнитного поля

С.И. Веденеев

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*

Обычные (БКШ) сверхпроводники под действием сильного магнитного поля переходят в нормальное состояние. Сверхпроводимость подавляется из-за разрушения куперовских пар: либо при их орбитальном движении в поле, либо из-за понижения относительной энергии нормального состояния через

парамагнетизм Паули спинов электронов. Согласно теориям Гинзбурга-Ландау и БКШ сверхпроводящая энергетическая щель  $2\Delta$  уменьшается в магнитном поле и закрывается при его критическом значении  $H_{c2}$ . Такое поведение было подтверждено, в частности, туннельным методом - наиболее эффективным методом исследования сверхпроводников, так как проводимость туннельного перехода  $dI/dV$  прямо пропорциональна плотности состояний квазичастиц в сверхпроводнике. Процесс разрушения сверхпроводящих пар в БКШ сверхпроводниках хорошо изучен и понятен. Орбитальный эффект преобладает в массивных образцах, тогда как в очень тонких пленках сверхпроводимость подавляется из-за парамагнетизма Паули.

Магнитные свойства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) сильно отличаются от таковых у БКШ сверхпроводников и поэтому естественно предположить, что поведение сверхпроводящей щели ВТСП в магнитном поле будет также различным. Слоистые монокристаллы ВТСП ведут себя подобно множеству джозефсоновских переходов, соединенных последовательно. В частности, в перпендикулярном магнитном поле критический ток между слоями  $I_c$  в монокристалле  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  ( $\text{Bi}2212$ ) уменьшается почти экспоненциально. Так как в БКШ сверхпроводниках  $I_c \sim 2\Delta$ , то разумно полагать, что и в  $\text{Bi}2212$  сверхпроводящая щель будет уменьшаться в магнитном поле. Из-за технической сложности туннельных экспериментов в магнитном поле опубликовано лишь небольшое количество работ по измерению  $2\Delta$  в ВТСП купратах в магнитном поле. Приведенные результаты оказались довольно противоречивы. Они показали или почти полную независимость щели от магнитного поля в  $\text{Bi}2212$ , или сильную (типа БКШ) зависимость  $2\Delta(H)$  в купратах допированных электронами ( $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-y}$  и  $\text{Pr}_{1-x}\text{LaCe}_x\text{CuO}_{4-y}$ ). Более того, при измерении  $2\Delta$  в  $\text{Bi}2212$  методом межслоевой туннельной спектроскопии (*mesa*) с увеличением магнитного поля щелевой пик в туннельных спектрах уширялся и смещался в сторону больших энергий. Такое поведение туннельных спектров никогда не наблюдалось в случае простых сверхпроводников и противоречит моделям, основанным на теории БКШ. Наличие псевдощели в электронной плотности состояний ВТСП приводит к неоднозначной интерпретации экспериментальных данных. В оптимально допированных и передопированных купратах величины сверхпроводящей щели и псевдощели близки и поэтому возникает вопрос: *действительно ли в туннельных экспериментах измеряется сверхпроводящая щель, а не псевдощель?*

В недавних исследованиях  $\text{Bi}2212$  с помощью фотоэмиссионной спектроскопии (ARPES) была обнаружена сверхпроводящая щель в нодальной области импульсного пространства, имеющая обычную БКШ температурную зависимость. Мы провели туннельные исследования монокристаллов  $\text{Bi}2212$  с помощью туннельной спектроскопии на переходах типа "break-junction" вдоль плоскостей  $\text{CuO}_2$ , нашли эту щель и изучили зависимость ее величины от магнитного поля в полях до 20 Тл. Вопреки предыдущим измерениям в  $\text{Bi}2212$ , в которых положение щелевых максимумов на кривых  $dI/dV(V)$  в магнитном поле почти не менялось, наши данные представляют первое доказательство, что магнитное поле подавляет сверхпроводящую щель в  $\text{Bi}2212$ . Поведение дополнительных особенностей (*dip-hump structure*) в туннельных спектрах, связанных с псевдощелью, указывает на различное действие поля на сверхпроводящую щель и псевдощель и тем самым предполагает отсутствие связи между псевдощелью и сверхпроводимостью.

## Механизмы излучательной рекомбинации и фазовые переходы в квантовых ямах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$

В.С. Багаев, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, А.В. Новиков, Е.Е. Онищенко

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*

С помощью стационарной и разрешенной по времени фотолюминесценции (ФЛ) в ближнем ИК и видимом диапазоне (т.н.  $2E_G$  – люминесценция) исследованы фазовые переходы в квантовых ямах (КЯ)  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  с низким содержанием германия. Для структурной характеристики КЯ использовалась высокоразрешающая рентгеновская дифрактометрия. Сочетание фотолюминесценции с рентгеновской рефлектометрией позволило уточнить ширину слоев  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ , измерить содержание германия в них, а также оценить характер и величину флуктуаций потенциала локализуящего экситоны в КЯ. Для детального исследования конденсации экситонов была отобрана наиболее качественная структура с латерально однородным слоем  $\text{SiGe}$  толщиной 5 нм и содержанием германия  $x = 5\%$ . Полуширина линии излучения этой КЯ при температуре 9К и плотности мощности  $\sim 8\text{мВт}/\text{см}^2$  составляла  $\sim 1$  мэВ.

Показано, что при гелиевых температурах (2-20К) в данной квантовой яме с ростом плотности мощности возбуждения образуется конденсированная фаза с концентрацией  $\sim 1.0 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и временем жизни  $\sim 400$  нс. Характер перехода «газ-жидкость» зависит от соотношения флуктуаций дна экситонной зоны —  $\sigma$  и тепловой энергии  $kT$ . При температурах, не превосходящих критическую температуру электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) и таких, что  $\sigma \ll kT$  с ростом плотности мощности возбуждения наблюдается расслоение системы на фазы экситонов и ЭДЖ характерное для переходов первого рода. В этом случае регистрация спадов сигнала ФЛ от свободных экситонов в КЯ позволяет наблюдать эффекты, связанные с испарением электронно-дырочного конденсата. При температурах таких, что  $kT \lesssim \sigma$  эволюция электронно-дырочной системы с ростом уровня возбуждения носит плавный характер и не демонстрирует

черт, характерных для фазового перехода 1-го рода. В этом случае реализуется постепенный переход от локализованных экситонов к локализованным многоэкситонным комплексам и, затем, к конденсированной фазе.

При температурах  $\sim 35$  К и высоких плотностях возбуждения в спектрах ФЛ исследуемых структур регистрируется излучение вырожденной электронно-дырочной плазмы. С уменьшением накачки удается наблюдать переход от электронно-дырочной плазмы к экситонному газу. Этот переход не является резким и происходит в диапазоне концентраций  $\sim 5 \times 10^{10} - 1.0 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

## Магнитная фазовая $P$ - $T$ диаграмма магнезиовюстита $\text{Mg}_{0.75}\text{Fe}_{0.25}\text{O}$ при высоких давлениях и низких температурах

И.С. Любутин<sup>1</sup>, А.Г. Гаврилюк<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт кристаллографии РАН

<sup>2</sup> Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Магнезиовюстит ( $\text{Mg,FeO}$ ) имеет гранецентриро-ванную кубическую структуру каменной соли и является одним из основных минералов в составе нижней мантии Земли. Изучение его свойств при высоких давлениях и температурах имеет не только большое значение для фундаментальной физики сильно коррелированных электронных систем, но чрезвычайно важно для геофизики. Большой интерес вызывают индуцированные высоким давлением электронные переходы в  $(\text{Mg,FeO})$ , при которых радикально меняются физические свойства кристалла такие, как электро- и теплопроводность, плотность, сжимаемость, скорость звука, вязкость.

В данной работе методами трансмиссионной и синхротронной мессбауэровской спектроскопии изучены спиновые состояния ионов  $\text{Fe}^{2+}$  и магнитные переходы в кристаллах  $(\text{Mg}_{0.75}\text{Fe}_{0.25}\text{O})$  при низких температурах и высоких гидростатических давлениях до 90 ГПа, создаваемых в камере с алмазными наковальнями. При комнатной температуре в области давлений 55-70 ГПа обнаружен электронный переход ионов  $\text{Fe}^{2+}$  из высокоспинового (HS) в низкоспиновое (LS) состояние (спиновый HS  $\rightarrow$  LS кроссовер). Показано, что истинный HS-LS переход происходит в узком интервале давлений, а физическая причина растянутости электронного перехода на  $\sim 15$  ГПа связана с эффектами ближайшего окружения и с термическими флуктуациями между HS и LS состояниями при конечных температурах [1,2].

В экспериментах по внешнему и лазерному нагреву этот переход был исследован при высоких температурах до 2500 К [3]. С ростом температуры обнаружено сильное уменьшение параметра квадрупольного взаимодействия  $QS$ , что связано с термическим заполнением верхних  $t_{2g}$  состояний иона  $\text{Fe}^{2+}$ , которое приводит к сферически симметричному электронному окружению ядра железа. Из кривых  $QS = f(T)$  получена барическая зависимость параметра  $\Delta_3$  кристаллического поля в расщеплении  $t_{2g}$  уровня [3].

Результаты этих исследований стимулировали изучение фазовой диаграммы  $\text{Mg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}$  ( $x=0.25$ ) не только при высоких температурах, но и в области низких температур и высоких давлений.

Низкотемпературные мессбауэровские спектры поглощения при нормальном давлении обнаружили в этом кристалле магнитное упорядочение с точкой Неля около 37 К. Синхротронные мессбауэровские спектры NFS, снятые при низких температурах и высоких давлениях, обнаружили, что температура появления магнитных корреляций с ростом давления вначале растет, достигая значения  $\approx 65$  К при  $P = 40$  ГПа, а затем начинает падать при приближении давления к области спинового HS-LS кроссовера. На основе экспериментальных данных построена магнитная  $P$ - $T$  фазовая диаграмма магнезиовюстита  $\text{Mg}_{0.75}\text{Fe}_{0.25}\text{O}$  (рис. 1), на которой определены области существования высокоспиновой ( $S=2$ ) парамагнитной и антиферромагнитной фаз при давлениях в области 0-50 ГПа, а также область низкоспиновой ( $S=0$ ) диамагнитной фазы при  $P > 55$  ГПа. Заштрихованный треугольник на рис.1 указывает область спинового кроссовера, в которой состояния HS и LS сосуществуют.

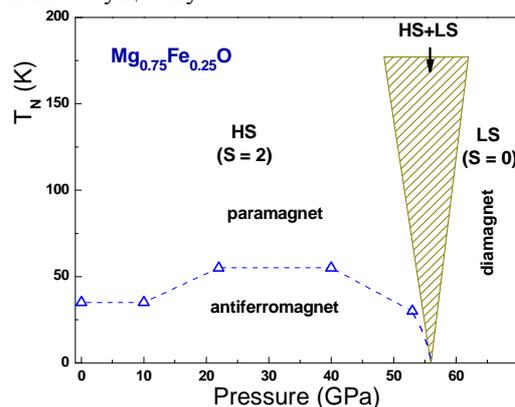


Рис. 1. Предполагаемая магнитная фазовая  $P$ - $T$  диаграмма кристалла  $\text{Mg}_{0.75}\text{Fe}_{0.25}\text{O}$ . Пунктирная линия разделяет магнитноупорядоченное и парамагнитное состояния высокоспиновой фазы. Заштрихована область сосуществования HS и LS состояний.

Ниже температуры магнитного упорядочения магнитное состояние имеет сложную структуру, из-за большого числа магнитно неэквивалентных узлов, в которых находятся ионы железа (эффекты ближайшего окружения немагнитными ионами магния) [2]. На свойства кристалла сильное влияние оказывает характер распределения ионов  $\text{Fe}^{2+}$  в решетке  $\text{MgO}$  (хаотический или кластерный) и

перколяционные эффекты в подсистеме ионов железа.

Работа выполнена по Программе ОФН РАН “Сильно коррелированные электронные системы” и при поддержке РФФИ, грант № 08-02-00897а.

- [1] Jung-Fu Lin, A. G. Gavriliuk, V. V. Struzhkin, S. D. Jacobsen, W. Sturhahn, M. Y. Hu, P. Chow, and C.-S. Yoo, *Phys. Rev. B* **73**(1), 113107 (2006).

[2] И.С. Любутин, А.Г. Гаврилюк, К.В. Фролов, J.F. Lin, И.А. Троян. Письма в ЖЭТФ **90** (2009) 681 (*JETP Lett* **90**, 617 (2009)).

[3] Jung-Fu Lin, A. G. Gavriliuk, W. Sturhahn, S. D. Jacobsen, J. Zhao, M. Lerche, M. Hu, *American Mineralogist* **94**, 594-599 (2009).

## Спектроскопическое исследование ферроборатов тербия и диспрозия: кристаллическое поле и анизотропный f-d обмен

Т.Н. Станиславчук<sup>1,2</sup>, М.Н. Попова<sup>1</sup>, Б.З. Малкин<sup>3</sup>, Л.Н. Безматерных<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН

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

<sup>3</sup>Казанский государственный университет

<sup>4</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск

Соединения TbFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> и DyFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> принадлежат к семейству боратов с общей формулой RM<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> (R – редкоземельный ион; M=Al, Ga, Sc, Fe, или Cr) и кристаллизуются в тригональную R32 структуру. Характерной особенностью этой структуры является наличие квазиодномерных винтовых цепочек октаэдров MO<sub>6</sub>. Интерес к этим соединениям обусловлен обнаруженным недавно в редкоземельных (PЗ) ферроборатах (M=Fe) магнитоэлектрическим эффектом. Взаимодействие между двумя магнитными подсистемами (между PЗ ионами и ионами железа) приводит при температурах ниже 40 К к образованию различных магнитных структур с различными магнитоэлектрическими свойствами, зависящими от конкретного химического состава кристаллической решетки. Для выяснения механизмов формирования магнитоупорядоченных фаз первостепенное значение имеет знание штарковской структуры уровней и волновых функций PЗ ионов. Эти данные могут быть получены методами оптической спектроскопии в сочетании с расчетами по теории кристаллического поля (КП). Такие исследования ранее нами были проведены для ферроборатов неодима [1] и празеодима [2], кристаллическая структура которых описывается группой симметрии R32 вплоть до температуры жидкого гелия. В настоящей работе исследованы соединения, а именно ферробораты тербия и диспрозия, которые с понижением температуры претерпевают структурный фазовый переход из R32 структуры в более низкосимметричную, но также тригональную, P3<sub>1</sub>21 структуру.

Нами выполнено широкодиапазонное спектроскопическое исследование ферроборатов тербия и диспрозия, по результатам которого определены энергии и обменные расщепления уровней ионов Tb<sup>3+</sup> и Dy<sup>3+</sup>. Впервые для ферроборатов, находящихся в кристаллической фазе с симметрией P3<sub>1</sub>21, проведен расчет параметров КП, вычислены волновые функции и g-факторы PЗ ионов. Спектры PЗ ионов в магнитоупорядоченном состоянии вычислены с использованием гамильтониана анизотропного 4f-3d обменного взаимодействия, параметры которого найдены из сопоставления результатов расчетов с данными оптических измерений. Достоверность полученных параметров проверена путем моделирования температурных зависимостей магнитной восприимчивости ферроборатов тербия и диспрозия (соответствующие экспериментальные данные взяты из литературы).

Работа поддержана РФФИ (грант № 10-02-01071) и Программами ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и «Квантовая физика конденсированных сред».

[1] M.N. Popova, E.P. Chukalina, T.N. Stanislavchuk, B.Z. Malkin, E. Antic-Fidancev, L.N. Bezmaternykh, *Phys. Rev. B* **75** (2007) 224435.

[2] M.N. Popova, T.N. Stanislavchuk, B.Z. Malkin, L.N. Bezmaternykh, *Phys. Rev. B* **80** (2009) 195101.

## Ферромагнетизм в фазах высокого давления Cr(GaSb)<sub>2</sub>

В.Р. Гизатуллин<sup>1</sup>, М.В. Кондрин<sup>1</sup>, С.В. Попова<sup>1</sup>, А.Г. Ляпин<sup>1</sup>, В.В. Бражкин<sup>1</sup>, В.Ю. Иванов<sup>2</sup>, А.А.Пронин<sup>2</sup>, Ю.Б.Лебедев<sup>3</sup>, Р.А.Садыков<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

<sup>3</sup>Институт ядерных исследований РАН

В последние годы большой интерес привлекает поиск новых материалов для спинтроники - электроники использующей спин-поляризованный электронный транспорт для передачи сигналов и

магнитное поле для их модулирования. Перспективными в этом отношении являются материалы обладающие как полупроводниковыми так и ферромагнитными свойствами, что позволяет создавать на их основе слоистые структур с гигантским магнетосопротивлением. С точки зрения синтеза наиболее привлекательны были бы полупроводники группы магнитными ионами в качестве допирующего элемента. Однако, пока что практическое использование таких соединений невозможно ввиду низкой температуры (существенно ниже комнатной) перехода в ферромагнитное состояние. К настоящему моменту наиболее широко исследованы свойства *GaAsMn* с максимальной температурой Кюри [1] и внимание исследователей сейчас направлено в основном на поиск новых соединений обладающих спин-поляризованным электронным транспортом при температурах выше комнатной[2].

Одной из важных направлений исследований в этой области является поиск материалов обладающих полностью спин-поляризованным электронным транспортом (так называемых half-metals). Среди материалов, обладающих подобными свойствами, теоретики предлагают соединения хрома со структурой цинковой обманки *CrSb* и *CrAs* [3,4].

С помощью технологии высокодавленческого синтеза нами были получены соединения *Cr(GaSb)* с орторомбической структурой и обладающей комбинацией полупроводниковых и ферромагнитных свойств (температура Кюри  $T=345\text{K}$ ), которая может оказаться полезной для применений в области спинтроники.

[1] H. Ohno, *Science* **281**, 951 (1998)

[2] A. H. MacDonald, P. Schiffer, and N. Samarth, *Nature Materials* **4**, 195 (2005)

[3] M. Shirai, *Journal of Applied Physics* **93**, 6844 (2003)

[4] S. K. Bose and J. Kudrnovsky, *Physical Review B* **81**, 054446 (2010)

## Стендовые доклады 1

### Терагерцовая проводимость гетероструктур Ge/Si(001) с квантовыми точками

Б.П. Горшунов, Л.В. Арапкина, Е.С. Жукова, В.П. Калинушкин, Г.Н. Михайлова, А.С. Прохоров, И.Е. Спектор, В.А. Чапнин, К.В. Чиж, В.А. Юрьев

*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН*

Методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии приготовлены гетероструктуры германий/кремний, Ge/Si(001), содержащие набор слоёв квантовых точек Ge. Структуры представляли собой многослойные «сэндвичи», состоящие из монокристаллической подложки кремния р-типа проводимости ( $\rho = 12 \text{ Ом см}$ ) с ориентацией (100), на которую послойно осаждались слои нелегированного кремния и германия. В процессе осаждения германий самоорганизовался по механизму Странского-Крастанова в массивы пирамидальных и клиновидных кластеров («hut-кластеров») – массивы квантовых точек с характерными размерами оснований порядка десятков нанометров и отношением высоты к ширине основания около 0,1. Плотность квантовых точек в массивах составляла  $(2-6) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и с высокой степенью точности совпадала с плотностью дырок, оцененной из измерений вольт-емкостных характеристик. С применением терагерцового ЛОВ-спектрометра в интервале частот 300 – 600 ГГц при комнатной температуре выполнены измерения эффективной проводимости слоёв квантовых точек. Величина проводимости составила около  $10^2 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ , что на несколько порядков величины превышает собственную проводимость монокристаллического германия ( $\sim 2 \times 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ). В докладе обсуждаются механизмы, которые могут быть ответственными за наблюдаемое увеличение проводимости в массиве квантовых точек.

### Природа фазового перехода металл-диэлектрик в переключаемых зеркалах $\text{YH}_x$

Б. П. Горшунов, А. В. Пронин, I. G. Romijn, Н. В. Brom, А. F. Th. Hoekstra

*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН*

В гидридах редкоземельных металлов, переключаемых зеркалах, при изменении концентрации водорода происходит резкое изменение электрических и оптических свойств - состояние гидрида иттрия  $\text{YH}_x$  может непрерывно и обратимо изменяться от блестящего оптического зеркального  $\text{YH}_2$  до прозрачного диэлектрического  $\text{YH}_3$  с запрещенной зоной 2,6 эВ. Природа такого перехода остается невыясненной. Существуют два конкурирующих объяснения: одно основано на представлениях о квантовом фазовом переходе, движущей силой которого являются электронные корреляции, другое - на структурном переходе, подобном пайерлсовскому. В данном сообщении приводятся результаты по измерениям терагерцовых спектров проводимости набора образцов  $\text{YH}_x$ . Выполнен частотно-температурный скейлинговый анализ данных по проводимости материалов по обеим сторонам от температуры фазового перехода – в металлической и в диэлектрической фазах. Показано, что в диэлектрической фазе скейлинговые соотношения «частота/температура» выполняются. В то же время установлено, что в металлической фазе

соотношения нарушаются, и что терагерцовая проводимость оказывается независимой от частоты. Показано, что такие данные не согласуются с картиной квантового фазового перехода.

## Терагерцовая спектроскопия наноструктурированных и монокристаллических манганитов составов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ( $x=0.67; 0.75$ )

Б.П. Горшунов<sup>1</sup>, Е.С. Жукова<sup>1</sup>, Е.Г. Максимов<sup>2</sup>, С.В. Перевалов<sup>1</sup>, А.С. Прохоров<sup>1</sup>, В.Д. Травкин<sup>1</sup>, В.И. Торгашёв<sup>3</sup>, А. Belenchuk<sup>4</sup>, S. Huehn<sup>5</sup>, M. Dressel<sup>6</sup>, V. Mshnyaga<sup>5</sup>, D. Wu<sup>6</sup>, T. Zhang<sup>7</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

<sup>3</sup>Физический факультет Южного Федерального Университета, Ростов на Дону

<sup>4</sup>IEEIT, Academy of Sciences, Chisinau, Republic of Moldova

<sup>5</sup>Physikalichesches Institut, Universität Göttingen, Göttingen, Germany

<sup>6</sup>Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany

<sup>7</sup>Institute of Solid State Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, China

Путём измерения терагерцовых спектров проводимости и диэлектрической проницаемости (частоты 4 – 700  $\text{см}^{-1}$ , температуры 5 – 300 К) выполнены систематические исследования природы низкоэнергетических возбуждений поликристаллических и нано-структурированных образцов манганитов состава  $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$ . В спектрах поликристаллических образцов в зарядово-упорядоченной (СО) ( $T < T_{\text{CO}} \approx 240$  К) и в антиферромагнитной (АФМ) ( $T < T_{\text{N}} = 140$  К) фазах на частотах 20 – 40  $\text{см}^{-1}$  и 80 – 100  $\text{см}^{-1}$  обнаружены линии поглощения. Показано, что природа линий не может быть связана с возбуждениями типа волн зарядовой плотности, как предполагалось ранее. Установлено, что линии возникают вследствие «переброса» в центр зоны Бриллюэна акустических фононных ветвей при структурном фазовом переходе, приводящем к учетверению периода кристаллической решётки в направлении кристаллографической оси  $a$ . Найдено, что линии обладают относительно малым значением эффективных зарядов, пропорциональным величине деформации. Обнаружено подавление сверхструктуры в кристаллической решётке в образцах с наноразмерными ( $\leq 40$  нм) кристаллитами, указывающее на относительно слабую связь зарядового и магнитного параметров порядка с фононной подсистемой.

На подложках MgO (100) получены эпитаксиальные монокристаллические (как показывает рентгеноструктурный анализ) плёнки составов  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ,  $x=0.67; 0.75$ . Выполнены первые измерения терагерцовых спектров проводимости и диэлектрической проницаемости плёнок. В температурных зависимостях динамической проводимости плёнок отчётливо видны аномалии, обусловленные фазовыми переходами в СО- и АФМ-фазу, что подтверждает высокое качество плёнок. Для состава  $x=0.67$  в АФМ-фазе ( $T \leq 120$  К) обнаружено металлическое температурное и частотное поведение динамической проводимости и диэлектрической проницаемости, свидетельствующее о возникновении делокализованных носителей заряда. Обсуждаются механизмы, которые могут быть ответственны за наблюдаемый металлический характер проводимости  $\text{La}_{0.33}\text{Ca}_{0.67}\text{MnO}_3$  при столь низких температурах.

## Терагерцовая проводимость гетероструктур $\text{LaAlO}_3/\text{LaNiO}_3$

А.А. Борис<sup>1</sup>, А.В. Борис<sup>2</sup>, Б.П. Горшунов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

<sup>2</sup>Институт физики твёрдого тела им. Макса Планка, Штутгарт, Германия

Конкуренция между коллективными квантовыми фазами в материалах с сильно коррелированными электронами сильно зависит от размерности системы. Уровень современной экспериментальной физики твёрдого тела позволяет эту размерность контролировать. На диэлектрических подложках  $\text{SrLaAlO}_4$  нами были приготовлены с атомарно точной последовательностью слоёв и исследованы 4 типа гетероструктур на основе парамагнитного металла  $\text{LaNiO}_3$  и широкозонного диэлектрика  $\text{LaAlO}_3$ : а) 48 слоёв (2 у.с.\*2 у.с); б) 66 слоёв (2 у.с.\*2 у.с); в) 28 слоёв (4 у.с.\*5 у.с); г) 33 слоёв (4 у.с.\*4 у.с) (у.с. – “unit cell” обозначает размер постоянной решётки,  $\approx 4$  Å). С помощью терагерцового ЛОВ-спектрометра были выполнены измерения спектров эффективной проводимости гетероструктур в диапазоне частот 200 – 1200 ГГц при температурах 5 – 300 К (ЛОВ – лампа обратно волны, генератор ТГц излучения). Измерения выполнялись в нулевом магнитном поле, а также в полях до 8 Тесла, в геометриях Фогта и Фарадея. Эксперимент показал, что при охлаждении в гетероструктурах с толщиной слоя  $\text{LaNiO}_3$  порядка 8 Å (2 у.с.) наблюдается последовательность фазовых переходов типа «металл-диэлектрик» (при  $T \approx 150$  К) и «парамагнетик-антиферромагнетик» (при  $T \approx 50$  К), в то время как образцы с более толстым слоем  $\text{LaNiO}_3$  остаются металлическими и парамагнитными при всех температурах. Таким образом, металл-оксидные

гетероструктуры позволяют контролировать размерность и поведение коллективной фазы систем коррелированных электронов.

## Динамическая проводимость наноматериалов на основе оксида ванадия в терагерцовом диапазоне частот

А.Л. Чернобровкин<sup>1</sup>, А.В. Семенов<sup>1</sup>, В.Д. Травкин<sup>1</sup>, Б.П. Горшунов<sup>1</sup>, А.В. Григорьева<sup>2</sup>, Е.А. Гудилин<sup>2</sup>  
и С.В. Демишев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

<sup>2</sup>Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Последние исследования магнитных свойств различных наноматериалов на основе оксида ванадия позволили выявить ряд необычных свойств. Например, многостенные VO<sub>x</sub> нанотрубки (VO<sub>x</sub>-NT) при легировании литием или йодом обнаруживают переход в ферромагнитное (ФМ) состояние с высокими температурами Кюри T<sub>C</sub>=400–450 К [1]. При этом нелегированные VO<sub>x</sub>-NT рассматриваются как антиферромагнетики. В работе [2] был обнаружен АФМ-ФМ кроссовер при T<sub>C</sub> ~ 110 К в наноматериалах на основе оксида ванадия. Было высказано предположение о том, что такое поведение может быть объяснено локализацией электрона на ионе V<sup>5+</sup>, то есть процессом e + V<sup>5+</sup> → V<sup>4+</sup>, происходящем при T<sub>C</sub>. Независимая проверка этого предположения может быть выполнена путем исследования транспортных свойств VO<sub>x</sub> наноструктур.

В настоящей работе мы исследовали методом ЛЮВ-спектроскопии динамическую проводимость трех наноматериалов на основе оксида ванадия – нанотрубок, наностержней (VO<sub>x</sub>-NR) и нанослоев (VO<sub>x</sub>-NL). При этом измерялся комплексный коэффициент пропускания плоскопараллельных образцов, толщина которых составляла 0,25 мкм, с последующим расчетом его оптических параметров по спектрам пропускания Tr(ν) и фазового сдвига φ(ν) прошедшей волны. Измерение проводилось в диапазоне температур T = 4,2 – 300 К для частот от ν = 0,3 – 1 ТГц.

В исследованном интервале частот температурная зависимость проводимости VO<sub>x</sub>-NT хорошо описывается соотношением σ<sub>NT</sub>(T) = σ<sub>0</sub> + σ<sub>A</sub>(T), где σ<sub>0</sub> не зависит от температуры, а σ<sub>A</sub>(T) ~ exp(-E<sub>A</sub>/kT) представляет собой активационный вклад с энергией активации E<sub>A</sub> ≈ 330 ± 16 К (Рис. 1а). Динамическая проводимость нанослоев σ<sub>NL</sub> так же демонстрирует монотонный рост с повышением температуры, однако зависимость σ<sub>NL</sub>(T) является линейной. Поскольку σ<sub>NL</sub>(T → 0) ≠ 0, то проводимость VO<sub>x</sub>-NL имеет квазиметаллический характер (Рис. 1б).

В отличие от образцов VO<sub>x</sub>-NT и VO<sub>x</sub>-NL, зависимость проводимости от температуры в образце VO<sub>x</sub>-NR не является монотонной – для всех исследованных частот наблюдается локальный максимум проводимости, соответствующий температуре T<sub>C</sub> = 120 К (Рис. 1с). Наличие такого максимума хорошо согласуется с наблюдаемым в работе [2] ФМ-АФМ кроссовером при T<sub>C</sub> = 110 К, связанным с локализацией электронов на ионах V<sup>5+</sup>.

Работа выполнена при поддержке программ РАН «Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах», «Квантовая физика конденсированных сред» и грантов РФФИ 09-03-01122-а и 09-03-00602-а.

[1] L.K. Elbaum et al., Nature, 431, 672 (2004)

[2] С.В. Демишев и др., Письма в ЖЭТФ, 91,1, 12-16 (2010)

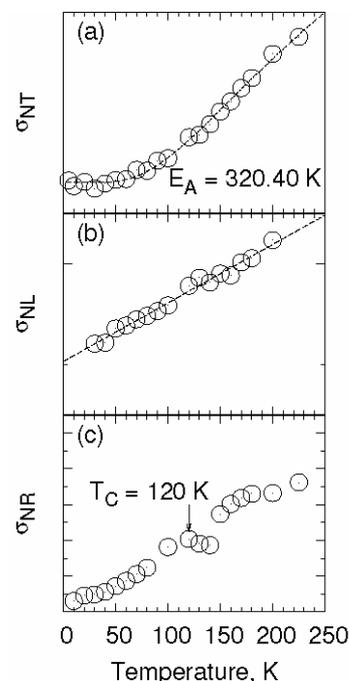


Рис. 1. Температурная зависимость динамической проводимости наноматериалов на основе оксида ванадия на частоте ν = 407 ТГц.

## Предэкспоненциальный множитель прыжковой проводимости в аморфных углеродных пленках

Е.А. Катаева, А.Д. Божко, С.В. Демишев

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Диэлектрические пленки аморфного углерода, вследствие сильной зависимости удельной проводимости от энергии осаждения, являются удобными объектами для исследования механизмов переноса заряда в неупорядоченных средах, в частности, для изучения прыжковой проводимости.

В работе представлены результаты исследования проводимости пленок аморфного углерода в широком диапазоне температур (400 ÷ 80 К) и внешних электрических поля (до  $5 \times 10^4$  В/см). Пленки выращивались методом разложения паров полиметилфенилсилоксана  $(\text{CH}_3)_3\text{SiO}(\text{CH}_3\text{C}_6\text{H}_5\text{SiO})_3\text{Si}(\text{CH}_3)_3$  в плазме стимулированного разряда постоянного тока. Для управления энергией осаждения пленок в зону роста подавался высокочастотный (1.76 МГц) потенциал. При изменении амплитуды потенциала постоянное отрицательное смещение, возникающее на подложке, изменялось в интервале от -100 В до -1400 В.

Обнаружено, что для исследованных образцов характерна прыжковая проводимость моттовского типа  $\sigma(T) = \sigma_0(T) \exp\left\{-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right\}$  [1]. Основываясь на анализе предэкспоненциального множителя  $\sigma_0(T) = \sigma_{00}(T_0)T^\alpha$  удалось установить, что наиболее адекватное описание прыжкового транспорта в пленках аморфного углерода достигается в рамках модели прыжкового токопереноса вдоль транспортного уровня энергии, расположенного выше уровня Ферми, с экспоненциальной зависимостью плотности локализованных состояний от энергии в окрестности уровня Ферми,  $g(E) \sim \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right)$ , для которой  $\alpha = -1/2$  и характерна зависимость вида  $\ln \sigma_{00} \sim T_0^{1/4}$  [2].

1. Мотт Н.Ф., Дэвис Э.А. // Электронные процессы в некристаллических веществах. Москва., 1982
2. Godet C. // Journal of Non-Crystalline Solids. 2002. **299-302**, p. 333-338

### **Влияние топологии токонесящего кластера на температурные поправки к проводимости молибден-углеродных нанокмозитов**

Ю.В. Прибыткова, А.Д. Божко, С.В. Демишев

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

Аморфные металл-углеродные нанокмозиты представляют собой материалы с высокой степенью беспорядка, обусловленного структурой углеродной фазы на нанометровой шкале [1]. Это определяет интерес к исследованию механизмов переноса заряда в подобных системах.

В настоящей работе в диапазоне температур 4.2 – 400 К исследован электронный транспорт в аморфных молибден-углеродных нанокмозитах. Пленки нанокмозитов выращивались путем комбинации двух процессов - разложения паров полифенилметилсилоксана  $(\text{CH}_3)_3\text{SiO}(\text{CH}_3\text{C}_6\text{H}_5\text{SiO})_3\text{Si}(\text{CH}_3)_3$  в плазме разряда постоянного тока и магнетронного распыления молибденовой мишени. Найдено, что продольная проводимость молибден-углеродных нанокмозитов уменьшается с температурой и характеризуется присутствием трех температурных интервалов, границы которых расположены при 20-25 и 60-70 К. Внутри каждого интервала температурные поправки к проводимости имеют степенной характер  $\Delta\sigma \sim (T/T_0)^p$ , где показатель степени  $p$  зависит как от температурного интервала, так и от концентрации металла.

Анализ экспериментальных данных в модели [2] показывает, что в исследуемых пленках корреляционный радиус  $L_c(T) \approx (R_{xx}(T)/R_{xy}(T))d$  возрастает при понижении температуры ( $d$  – расстояние между потенциальными контактами образца, а  $R_{xx}$  и  $R_{xy}$  – его продольное и поперечное сопротивление). Увеличение масштаба неоднородности бесконечного проводящего кластера позволяет предположить, что вероятность туннелирования носителей между отдельными проводящими кластерами в диэлектрической матрице уменьшается при понижении температуры. Такой механизм электронного транспорта, сочетающий туннельные эффекты и эффекты изменения топологии перколяционного кластера, может определять температурные поправки к проводимости молибден-углеродных нанокмозитов.

1. J. Robertson, Mat. Sci. Eng., R37, 129 (2002)
2. B. Raquet, M. Gorain, N. Negre, J. Leotin, B. Aronzon, V. Rylkov, E. Meilikhov, Phys. Rev. B 62, 17144 (2000)

### **«Изотоп-эффект» и сверхпроводимость в $\text{LuB}_{12}$**

Н.Е. Случанко<sup>1</sup>, А.В. Богач<sup>1</sup>, В.В. Глушков<sup>1</sup>, С.В. Демишев<sup>1</sup>, А.Н. Азаревич<sup>1</sup>, А.В. Кузнецов<sup>2</sup>, В.В. Мошалков<sup>3</sup>, J. Vanaken<sup>3</sup>, Gufei Zhang<sup>3</sup>, В.Б. Филипов<sup>4</sup>, Н.Ю. Шицевалова<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

<sup>2</sup>*Московский Инженерно-физический институт,*

<sup>3</sup>*Институт физики и химии наномасштаба К.У. Левена, Хеверли, Бельгия,*

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

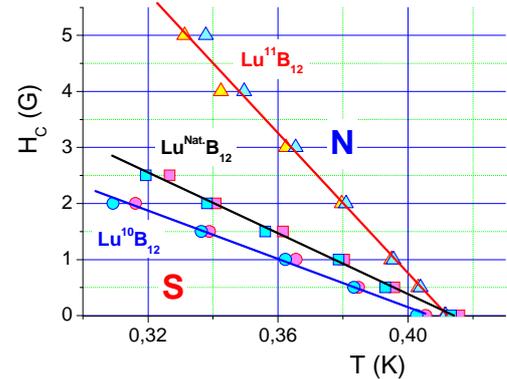
Для сверхпроводника  $\text{LuB}_{12}$  ( $T_C \approx 0.4\text{K}$ ) в нормальном и сверхпроводящем состоянии впервые исследованы магнитные характеристики монокристаллических образцов с различным изотопическим составом по бору. Выполнены прецизионные измерения намагниченности и магнитной восприимчивости в интервале температур 0.3-300K в магнитном поле до 5.5 Т. По результатам измерений при сверхнизких температурах найдены кривые критических полей додекаборидов  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$ ,  $\text{Lu}^{\text{nat}}\text{B}_{12}$  и  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$ . Показано, что уменьшение значений  $H_C$  и  $T_C$  в  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$  относительно  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  обусловлено присутствием в исследуемых монокристаллических образцах магнитных центров в концентрации 400-900 ppm. Обсуждается природа уменьшения  $T_C$  в  $\text{LuB}_{12}$  в 15 раз относительно значений  $T_C \approx 6\text{K}$  в  $\text{ZrB}_{12}$ .

Додекабориды лютетия и циркония являются немагнитными сверхпроводящими металлами ( $T_C \approx 0.4\text{K}$  и  $6\text{K}$  соответственно) [1-3] и кристаллизуются в каркасно-кластерной гцк структуре типа  $\text{UB}_{12}$ , в которой подрешетка из кубооктаэдров бора формирует жесткий каркас. В полостях большого размера в ковалентном каркасе  $\text{RB}_{12}$  размещены слабо связанные с ним ионы редкоземельного (РЗ), либо переходного (П) элемента. Интерес к таким системам обусловлен, в основном, возможностью исследования взаимосвязи сверхпроводимости и электрон-фононного взаимодействия при идентификации из данных термодинамических и транспортных измерений фононной моды, ответственной за сверхпроводимость в этих соединениях [1-3]. Зона проводимости гексаборидов лютетия и циркония шириной 1.6-2 эВ [3] сформирована, в основном,  $5d(4d)$ -состояниями РЗ/П- элемента, в значительной степени гибридованными с  $2p$  электронными состояниями бора [4]. Представляет интерес выполнить измерения фазовой Н-Т- диаграммы сверхпроводящего состояния  $\text{LuB}_{12}$  и попытаться установить причины подавления сверхпроводимости в  $\text{LuB}_{12}$  относительно  $\text{ZrB}_{12}$ .

В связи с этим в работе в широком диапазоне температур 0.3-300K на монокристаллических образцах соединений  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$ ,  $\text{Lu}^{\text{nat}}\text{B}_{12}$  и  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  различного изотопического состава исследовались магнитные свойства в магнитном поле до 5.5Т.

В результате проведенных исследований построены кривые критических полей додекаборидов  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$ ,  $\text{Lu}^{\text{nat}}\text{B}_{12}$  и  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  (см. рис.) Выполненные измерения полевых зависимостей намагниченности в нормальном состоянии соединений  $\text{LuB}_{12}$  позволили установить, что

уменьшение значений  $H_C$  и  $T_C$  в  $\text{Lu}^{10}\text{B}_{12}$  относительно  $\text{Lu}^{11}\text{B}_{12}$  обусловлено присутствием в исследуемых монокристаллических образцах магнитных центров в концентрации 400-900 ppm. В то же время показано, что указанные магнитные центры не могут являться причиной значительного подавления сверхпроводимости в  $\text{LuB}_{12}$  по сравнению с  $\text{ZrB}_{12}$ .



Среди причин, приводящих к столь значительному падению  $T_C$  в  $\text{LuB}_{12}$  в работе обсуждаются (i) резонансное рассеяние носителей в системе вблизи фазового перехода 2.5-ого рода [5], а также (ii) влияние корреляционных эффектов на  $5d$ -состояниях зоны проводимости на сверхпроводимость додекаборида лутетия.

1. K. Flachbart et al., J. Low Temp. Phys., **140**, 339 (2005).
2. R.Lortz et al., Phys. Rev. B **72**, 024547 (2005)
3. J.Teyssier et al., Phys.Rev.B **78**, 134504 (2008)
4. B.Jäger et al., J. Phys. Cond. Mat., **18**, 2525 (2006)
5. Н.Е.Случанко и др., ЖЭТФ, (2010) в печати.

### Эффект Холла в $\text{PrB}_6$ и $\text{NdB}_6$

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

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

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН,

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

Исследования эффекта Холла в  $\text{PrB}_6$  и  $\text{NdB}_6$  выполнялись ранее в работах [1-3], однако существует заметное расхождение результатов, полученных различными авторами. Так, измерения, проведенные в области низких магнитных полей  $H=8\text{кЭ}$  для  $\text{PrB}_6$  и  $\text{NdB}_6$  [1] и в магнитных полях до  $150\text{кЭ}$  для  $\text{NdB}_6$  [2] приводят к выводу об отсутствии заметной температурной зависимости  $R_H(T)$  в парамагнитной (ПМ) фазе указанных соединений. Такое заключение противоречит данным [3], где зафиксировано значительное изменение холловского сопротивления (в 2 раза) в ПМ фазе  $\text{NdB}_6$  в поле  $1\text{кЭ}$ . По мнению авторов [3], указанная температурная зависимость  $R_H(T)$  связана с наличием большого аномального эффекта Холла. Отмеченные противоречия между данными различных авторов требуют проведения более детальных исследований эффекта Холла. В связи с этим, для гексаборидов празеодима ( $\text{PrB}_6$ ) и неодима ( $\text{NdB}_6$ ) на

монокристаллических образцах высокого качества нами выполнены прецизионные измерения эффекта Холла в диапазоне температур 2-300К в магнитном поле до 80кЭ

Полученные в работе угловые зависимости холловского сопротивления для  $\text{PrB}_6$  и  $\text{NdB}_6$  в ПМ фазе  $T > T_N$  ( $T_N(\text{PrB}_6) \approx 6.7\text{K}$ ,  $T_N(\text{NdB}_6) \approx 7.7\text{K}$ ) описываются вкладом первой гармоники  $\rho_H(\varphi) = \rho_{H0} + \rho_{H1} \cos(\varphi)$ . Найденные из соотношения  $R_H = \rho_{H1} \cdot d/H$ , (где  $d$ -толщина образца) значения коэффициента Холла указывают на крайне слабую температурную зависимость  $R_H(T)$  в ПМ фазе  $\text{RB}_6$  (R-Pr, Nd). При этом, значения  $R_H(10\text{кЭ}) \approx -(4.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$  для  $\text{PrB}_6$  и  $-(4.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$  для  $\text{NdB}_6$  в пределах экспериментальной погрешности согласуются с результатами [1]. Переход в антиферромагнитную (АФМ) фазу для каждого из соединений сопровождается (i) появлением вклада второй гармоники  $\rho_{H2} \cos(2\varphi - \Delta\varphi)$  и (ii) значительным изменением абсолютных значений  $R_H(T)$ . В случае  $\text{PrB}_6$  в АФМ фазе наблюдается возрастание  $\Delta R_H/R_H \sim 10\%$ , тогда как для  $\text{NdB}_6$  регистрируется падение (15%) в поле 10кЭ. С ростом магнитного поля в АФМ соразмерной (С) фазе  $\text{PrB}_6$  и  $\text{NdB}_6$  наблюдается заметное падение коэффициента Холла, которое в случае  $\text{PrB}_6$  связывается с фазовым переходом  $C-C_H$  и позволяет установить положительный наклон фазовой границы.

Полученные в работе данные  $R_H(T)$  позволили оценить поведение холловской подвижности  $\mu_H = |R_H(T)|/\rho(T)$  для  $\text{PrB}_6$  и  $\text{NdB}_6$ . Оказалось, что  $\mu_H$  достигает максимальных значений  $\mu_H \approx 1000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  для  $\text{PrB}_6$  и  $710 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  для  $\text{NdB}_6$  в АФМ фазах исследуемых соединений. В ПМ фазе в области температур 45-300К установлен степенной характер температурной зависимости  $\mu_H \sim T^{-\alpha}$ , с показателем степени  $\alpha(\text{PrB}_6) \sim 0.8$  и  $\alpha(\text{NdB}_6) \sim 0.6$ . Анализ эффекта Холла, позволил сделать вывод о том, что изменения  $R_H(T)$  в АФМ фазах  $\text{PrB}_6$  и  $\text{NdB}_6$  вызваны эффектами перенормировки плотности состояний и магнитной поляризацией  $5d$ -состояний в АФМ фазах исследуемых соединений.

- [1] Y. Onuki Y. et al., *Phys. Rev. B* **40**, 11195 (1989).
- [2] M. Sera et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **67**, 629 (1998).
- [3] Y. Stankiewicz Y. et al., *Phys. Rev. B* **71**, 134426 (2005).

### Анизотропия магнитосопротивления в гексабориде неодима $\text{NdB}_6$

М.А.Анисимов<sup>1,2</sup>, А.В.Богач<sup>2</sup>, В.В.Глушков<sup>1,2</sup>, С.В.Демидов<sup>2</sup>, Н.А.Самарин<sup>2</sup>, В.Б. Филипов<sup>3</sup>, Н.Ю.Шицевалова<sup>3</sup>, А.В. Кузнецов<sup>4</sup> и Н.Е.Случанко<sup>2</sup>

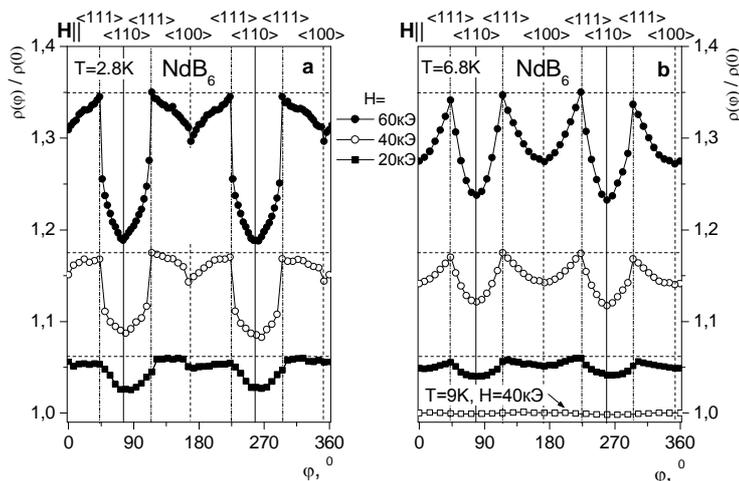
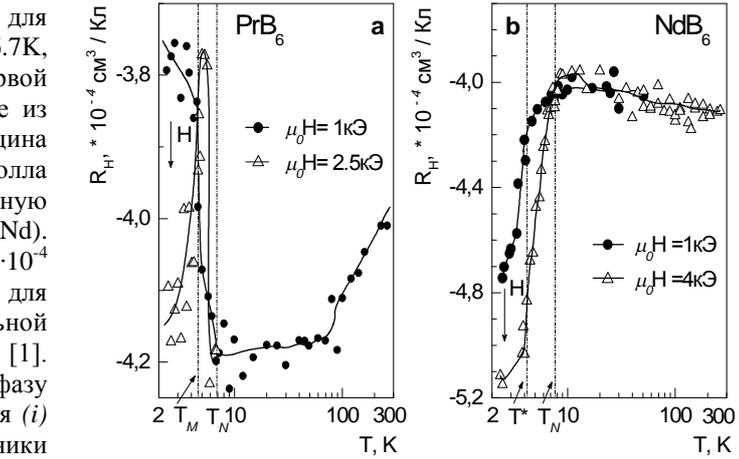
<sup>1</sup>Московский физико-технический институт

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН

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

<sup>4</sup>Московский инженерно-физический институт

Интерес к исследованию редкоземельных гексаборидов определяется перспективами их применения в качестве термоэлектриков, эффективных фотокатодов и поглотителей нейтронов. В то же время эти соединения интересны с точки зрения особенностей формирования магнитоупорядоченного состояния. Исследуемый в данной работе гексаборид неодима ( $\text{NdB}_6$ ) демонстрирует антиферромагнитное (АФМ) упорядочение при  $T_N \sim 8\text{K}$  в соразмерную (С) магнитную структуру с вектором  $\mathbf{k} = [0, 0, \frac{1}{2}]$ . Наличие анизотропии Н-Т фазовой диаграммы  $\text{NdB}_6$  установлено по результатам тепловых [1], магнитных [2], транспортных [3] измерений и эффекта де Гааза-ван Альфена [4]. В частности, в данном соединении выделенным оказывается направление магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$ , для которого в [1, 2] обнаружен метамагнитный переход при



$T < T^* \sim 4\text{K}$ , в магнитных полях  $H \geq H^* \sim 150\text{кЭ}$ . Однако в литературе практически отсутствуют данные о характере магнитной анизотропии в области магнитных полей  $H < H^*$  в АФМ фазе.

С этой целью в работе выполнены измерения магнитной восприимчивости  $\chi(T)$ , а также угловых и полевых зависимостей магнитосопротивления  $\Delta\rho(H, \varphi)/\rho$  на монокристаллах  $\text{NdB}_6$  высокого качества ( $T_N \sim 7.7\text{K}$ ) в магнитном поле до  $80\text{кЭ}$  в интервале температур  $2\text{--}300\text{K}$ . Контроль качества образцов осуществлялся при помощи рентгеноструктурного и оптического спектрального анализа. Измерения угловых зависимостей сопротивления проводились методом вращения с пошаговой фиксацией положения образца в постоянном магнитном поле [5].

Выполненные измерения  $\Delta\rho(H, \varphi)/\rho$  в АФМ фазе  $\text{NdB}_6$  указывают на резкое изменение рассеяния носителей в окрестности направлений магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$  и  $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$  соответственно (см. рис). При этом вблизи направления  $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$  на кривых  $\rho(\varphi)/\rho(0)$  наблюдается локальный минимум, амплитуда которого возрастает при повышении напряженности магнитного поля. Рост температуры приводит к уширению особенности на кривой  $\rho(\varphi)/\rho(0)$  и ее качественному изменению при  $T > T^* \sim 4\text{K}$ . При этом в интервале  $T < T^*$  наблюдается усиление анизотропии сопротивления в магнитном поле  $H = 40\text{кЭ}$  и  $60\text{кЭ}$ . Указанная температура оказывается выделенной вследствие наличия особенностей на температурных зависимостях магнитосопротивления ( $\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$ ), амплитуды второй гармоники эффекта Холла, упругой константы  $C_{44}$  [6]. Такое поведение, по-видимому, может быть связано с трансформированием магнитной структуры в АФМ фазе  $\text{NdB}_6$ . По результатам исследований построена  $H\text{--}T$  магнитная фазовая диаграмма  $\text{NdB}_6$ .

- [1] T. Yonemura et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 114705 (2009).
- [2] S. Awaji et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **68**, 2518 (1999).
- [3] M. Sera, *J. Phys. Soc. Jpn.* **67**, 629 (1998).
- [4] R.G. Goodrich et al., *Phys. Rev. B* **97**, 146404 (2006).
- [5] Н.Е. Случанко и др., *ЖЭТФ* **125**, 906 (2004).
- [6] S. Nakamura et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 623 (1994).

### Магнитная анизотропия в гексабориде празеодима

М.А.Анисимов<sup>1,2</sup>, А.В.Богач<sup>2</sup>, В.В.Глушков<sup>1,2</sup>, С.В.Демишев<sup>2</sup>, Н.А.Самарин<sup>2</sup>, В.Б.Филипов<sup>3</sup>,  
Н.Ю.Шицевалова<sup>3</sup>, А.В. Кузнецов<sup>4</sup>, С.Габани<sup>5</sup>, К.Флахбарт<sup>5</sup> и Н.Е.Случанко<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН

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

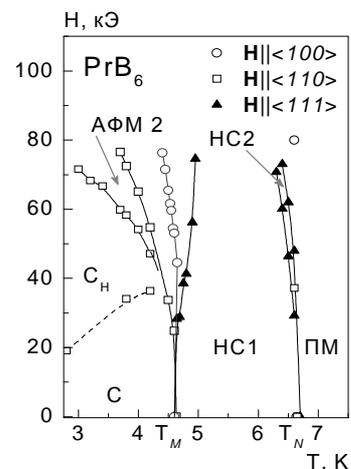
<sup>4</sup>Московский инженерно-физический институт

<sup>5</sup>Институт экспериментальной физики САН, Кошице, Словакия

Гексаборид празеодима привлекает внимание исследователей в связи с необычными магнитными свойствами и сложной магнитной фазовой  $H\text{--}T$  диаграммой. Так, в  $\text{PrB}_6$  наблюдаются последовательно два перехода при  $T < T_N \sim 7\text{K}$  в антиферромагнитную (АФМ) несоизмерную (НС) фазу (вектор упорядочения  $\mathbf{k}^{(1,2)} = \pm[1/4 - \delta, 1/4, 1/2]$ ,  $\delta = 0.05$ ) и при  $T < T_M \sim 4.2\text{K}$  в АФМ соизмерную (С) фазу ( $\mathbf{k}^{(1,2)} = [1/4, \pm 1/4, 1/2]$ ) [1,2]. Приложение магнитного поля в АФМ состоянии  $\text{PrB}_6$  позволяет установить значительную анизотропию транспортных и магнитных свойств. В частности, в С фазе для направления  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$  обнаружен переход к простой коллинеарной магнитной структуре ( $C_H$ ) в поле  $H_C \sim 20\text{кЭ}$  [1]. Для ориентации магнитного поля вдоль  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$  установлен положительный наклон границы  $T_M(H)$  и появление новой фазы (НС2) вблизи  $T_N$  при  $H_C \sim 70\text{кЭ}$  [2]. Внешнее давление  $P = 0.35\text{ГПа}$  приводит к появлению А-фазы при  $T_N < T < 8\text{K}$  в интервале  $H < 80\text{кЭ}$  и С' фазы в области температур  $T < T_M$  в поле  $H > 90\text{кЭ}$  для направления  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$  [3]. Вместе с тем, отсутствие детальных исследований физических параметров в АФМ состоянии  $\text{PrB}_6$  существенно ограничивает идентификацию магнитных фаз и природы магнитных фазовых переходов в  $\text{PrB}_6$ .

В работе выполнены комплексные измерения угловых и полевых зависимостей магнитосопротивления  $\Delta\rho(H, \varphi)/\rho$  и теплоемкости  $C_p(T)$  на монокристаллах  $\text{PrB}_6$  высокого качества ( $T_N \sim 6.7\text{K}$ ,  $T_M \sim 4.6\text{K}$ ) в магнитном поле до  $90\text{кЭ}$  и в области температур  $2\text{--}15\text{K}$  вдоль главных кристаллографических направлений  $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$ .

Выполненные измерения  $\Delta\rho(H, \varphi)/\rho$  позволили установить резкое изменение характера рассеяния носителей с ростом магнитного поля в окрестности направлений  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$  и  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$  в АФМ фазе  $\text{PrB}_6$ .



Более того, на угловых зависимостях сопротивления  $\rho(\varphi)/\rho(0)$  обнаружен положительный пик значительной амплитуды вблизи ориентации  $\mathbf{H}||\langle 110 \rangle$  в области магнитных полей  $H \geq 45 \text{ кЭ}$  в окрестности перехода в АФМ НС фазу [4]. При этом, анализ особенностей магнитосопротивления указывает на образование в поле новой магнитной структуры АФМ2 для направления  $\mathbf{H}||\langle 110 \rangle$  (см. рис.). Окрестность перехода в АФМ НС фазу  $\text{PrB}_6$  характеризуется появлением гистерезиса  $A_{\text{hyst}} = \Delta\rho(H_-)/\rho - \Delta\rho(H_+)/\rho$ , причем знак, амплитуда и температурная зависимость эффекта сильно зависят от направления магнитного поля. Для ориентации  $\mathbf{H}||\langle 100 \rangle$  впервые обнаружено появление гистерезиса в малых полях  $H \leq 20 \text{ кЭ}$  непосредственно в АФМ НС фазе в области температур 5.3-6.4К.

Выполненный в работе анализ зависимостей  $\Delta\rho(H)/\rho$  в рамках предложенного в [5] подхода, позволил оценить значение эффективного магнитного момента  $\mu_{\text{eff}} \sim 2\mu_B$  (для  $\mathbf{H}||\langle 110 \rangle$ ,  $\mathbf{H}||\langle 111 \rangle$ ) и  $\sim 3.5 \div 4\mu_B$  (для  $\mathbf{H}||\langle 100 \rangle$ ). Найденные значения  $\mu_{\text{eff}}$  свидетельствуют в пользу образования в  $\text{PrB}_6$  магнитных димеров с направлением моментов вдоль ориентации  $\mathbf{H}||\langle 100 \rangle$ , которые состоят из локализованных магнитных моментов 4*f*-оболочки  $\text{Pr}^{3+}$  и спин-поляризованных областей 5*d*-состояний. В результате комплексных исследований тепловых и транспортных характеристик впервые обнаружены две новые магнитные фазы и подробно изучена H-T магнитная фазовая диаграмма  $\text{PrB}_6$  (см. рис.).

- [1] M. Sera et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **73**, 3422 (2004).
- [2] S. Kobayashi et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **70**, 1721 (2001).
- [3] H. Iwakubo et al., *Phys. Rev. B* **78**, 021409 (2008).
- [4] Н.Е. Случанко и др., *Письма в ЖЭТФ* **90**, 163 (2009).
- [5] М.А. Анисимов и др., *ЖЭТФ* **136**, 943-961 (2009).

### Гальваномагнитные свойства гексаборида гадолиния

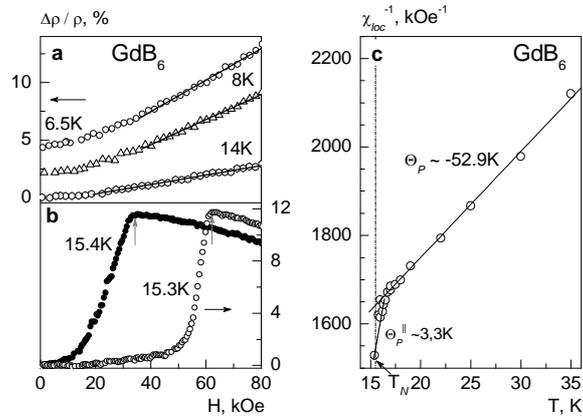
М.А. Анисимов<sup>1,2</sup>, А.В. Богач<sup>2</sup>, В.В. Глушков<sup>1,2</sup>, С.В. Демишев<sup>2</sup>, Н.А. Самарин<sup>2</sup>,  
В.Б. Филипов<sup>3</sup>, Н.Ю. Шицевалова<sup>3</sup> и Н.Е. Случанко<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

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

Гексаборид гадолиния ( $\text{GdB}_6$ ) является модельным объектом для изучения особенностей формирования антиферромагнитного (АФМ) состояния в редкоземельных (РЗ) гексаборидах в отсутствие орбитального момента (состояние  $^8S_{7/2}$  РЗ иона). Однако, информация о физических свойствах данного соединения оказывается противоречивой и неполной, в том числе потому, что основные работы по  $\text{GdB}_6$  [1-4] выполнены на поликристаллических образцах низкого качества. Так, авторами [1-3] установлено, что  $\text{GdB}_6$  испытывает АФМ упорядочение при  $T_N \sim 15\text{К} \div 16\text{К}$  с последующим магнитным переходом при  $T^* \sim 9 \div 11\text{К}$ . По результатам исследований магнитной дифракции [4] установлена



неколлинеарная магнитная структура с волновым вектором  $\mathbf{k} = [\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{2}]$  в области температур  $T^* < T < T_N$ . Исследования гальваномагнитных свойств  $\text{GdB}_6$ , выполненные ранее авторами [1, 2], указывают на сложный характер зависимости  $\Delta\rho(H)/\rho$  в магнитоупорядоченных фазах  $\text{GdB}_6$ . В то же время, недостаточно подробные измерения, а также отсутствие детальных исследований эффекта Холла делают необходимым проведение более детальных исследований гальваномагнитных свойств  $\text{GdB}_6$ .

В работе выполнены измерения угловых и полевых зависимостей магнитосопротивления  $\Delta\rho(H, \varphi)/\rho$  и эффекта Холла  $R_H(T, H)$  в магнитном поле до 80кЭ вдоль направления  $\mathbf{H}||\langle 110 \rangle$  в области температур 2-150К. Для исследований использовались монокристаллические образцы  $\text{GdB}_6$  высокого качества ( $T_N \sim 15.5\text{К}$ ,  $T^* \sim 5.7\text{К}$ ).

Полученные данные  $\Delta\rho(H)/\rho$  позволяют обнаружить смену режимов с переходом от малого отрицательного магнитосопротивления (ОМС) в парамагнитной (ПМ) фазе к большому положительному магниторезистивному эффекту ( $\Delta\rho/\rho \sim 13\%$ ) в магнитоупорядоченном состоянии при  $T > T^*$  (рис. a, b). Анализ  $\Delta\rho(H)/\rho$  позволяет выделить три вклада в магнитосопротивление. Так, в ПМ фазе полевая зависимость магнитосопротивления описывается отрицательным квадратичным вкладом ( $-\Delta\rho/\rho \sim H^2$ ). С переходом в АФМ фазу появляется нелинейный ферромагнитный вклад с насыщением наряду с доминирующим положительным линейным вкладом в магнитосопротивление. Наличие нескольких компонент в магнитосопротивлении находит объяснение в предположении о формировании в АФМ фазе  $\text{GdB}_6$  ферронов

в  $5d$ -полосе в окрестности  $R_3$  ионов. Квадратичный ОМС вклад интерпретируется в рамках модели Йосиды [5], в которой  $-\Delta\rho/\rho \sim M_{loc}^2$ . В рамках используемого подхода выполнена оценка локальной магнитной восприимчивости  $\chi_{loc} = (-1/H(d(\Delta\rho/\rho)/dH))^{1/2}$ . Показано, что в диапазоне температур  $T_N < T < 35\text{K}$  поведение  $\chi_{loc}$  с хорошей точностью описывается юри-вейссовской зависимостью  $\chi_{loc} \sim (T - \Theta_p)^{-1}$  (см. рис. с). Измеренный в данной работе эффект Холла указывает на слабую температурную зависимость коэффициента  $R_H(T)$  в ПМ фазе. Переход в АФМ фазу при  $T < T_N$  сопровождается падением  $\Delta R_H/R_H \sim 10\%$  по результатам измерений в поле  $10\text{кЭ}$ . С уменьшением температуры при  $T \leq T^*$  регистрируется значительное усиление аномального эффекта Холла. По данным комплексных исследований гальваномагнитных свойств построена  $H$ - $T$  магнитная фазовая диаграмма  $\text{GdV}_6$ .

- [1] S. Kuni et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **52**, 275 (1985).
- [2] N. Ali, *J. Appl. Phys.* **63**, 3583 (1988).
- [3] H. Nazaki et al., *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **13**, 2751 (1980).
- [4] K. Kuwahara et al., *Physica B* **359-361**, 965 (2005).
- [5] K. Yosida, *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957).

## Особенности электронного спинового резонанса в сильно коррелированных металлах

А. Семено

*Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН*

Недавно нами были проведены измерения электронного спинового резонанса в сильно коррелированных металлах:  $\text{EuV}_6$  [1],  $\text{CeV}_6$  [2] и  $\text{MnSi}$  [3]. В рамках этих исследований была разработана методика получения линии магнитного резонанса в единицах магнитной проницаемости, основанная на использовании температурной зависимости сопротивления образца для калибровки электромагнитных потерь образца в резонаторе. Был предложен новый аналитический подход, который учитывает гиротропные свойства тензора магнитной проницаемости образца, находящегося в резонаторе. Это позволило провести анализ формы резонансной линии как для слабых линий ( $\chi''_{\max} \ll 1$ , где  $\chi''_{\max}$  - максимальное значение мнимой части магнитной восприимчивости в резонансе), так и в сильно магнитных веществах ( $\chi''_{\max} \geq 1$ ) и получить параметры  $g$ -фактора, ширины резонансной линии, а также величину осциллирующей намагниченности  $M_0$ . В настоящей работе проведен более детальный анализ электродинамических потерь металлического образца в резонаторе, основанный на разложении векторов электромагнитного поля на две круговые поляризации. При этом, учитывается гиротропный характер тензора высокочастотной проводимости, в качестве которого использован тензор, полученный в модели Друде. Сделаны оценки области применимости использованной методики измерений и обосновано ее применение к исследованным соединениям. В рамках сделанного анализа проведено моделирование формы линии электронного спинового резонанса в  $\text{EuV}_6$  с использованием различных известных приближений для тензора магнитной проницаемости.

- [1] A.V.Semenov et. al., *Physical Review B*, v.79, n.1, pp.014423 (2009)
- [2] S.V.Demishev et. al., *Physical Review B*, v. 80, 245106 (2009)
- [3] А.В.Семено, С.В.Демишев, Тезисы докладов XXXV Совещания по физике низких температур НТ-35 (29 сентября-2 октября, 2009, Черногловка), с. 83-84.

## Эффект Холла в системе с магнитными примесями $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{V}_6$ при $x \leq 0.1$

А.В.Богач<sup>1</sup>, В.В.Глушков<sup>1</sup>, С.В.Демишев<sup>1</sup>, Н.Ю.Шицевалова<sup>2</sup>, Н.Е.Случанко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Институт общей физики им.А.М. Прохорова РАН*

<sup>2</sup> *Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина*

Проведенные сравнительно недавно исследования квантового критического поведения в классической системе с тяжелыми фермионами  $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{V}_6$  при концентрациях  $\text{Ce}$   $x \leq 0.6$  [1] вновь вызвали интерес к изучению сложной магнитной фазовой диаграммы и необычных свойств этих соединений с сильными электронными корреляциями. В работе [1] было показано, что наиболее интересной для изучения является область концентраций магнитных центров  $x \leq 0.1$ , причем при описании аномалий физических свойств  $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{V}_6$  авторы [1] использовали модель Кондо-примеси. В тоже время, такой подход противоречит результатам исследований удельного сопротивления, коэффициента термоэдс, коэффициента Холла в слабых магнитных полях и магнитной восприимчивости в  $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{V}_6$  ( $x \leq 0.1$ ) [2]. Напротив, в работе [2] полученные данные были адекватно интерпретированы в рамках спин-поляронного подхода, предложенного ранее для описания свойств концентрированной магнитной системы  $\text{CeV}_6$  [3].

С целью выяснения природы возникающих в металлической матрице  $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$  многочастичных состояний в настоящей работе выполнены прецизионные исследования коэффициента Холла и магнитосопротивления в сильных магнитных полях (до 80 кЭ). Измерения проводились в интервале температур 1.8 - 300 К на монокристаллических образцах  $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$  высокого качества с концентрацией магнитных центров  $x \leq 0.1$ . Данные измерений магнитосопротивления показали, что внешнее магнитное поле полностью подавляет режим слабой локализации носителей заряда, наблюдаемый в  $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$  при  $T < 30$  К [2], и, в результате, приводит к появлению значительного ( $\Delta\rho/\rho \sim 80\%$ ) отрицательного магнитосопротивления (ОМС) при низких температурах. Полученные данные ОМС были адекватно интерпретированы в рамках модели Йосиды [4] аналогично случаю с концентрированной магнитной системой  $\text{CeB}_6$  [3].

Не менее интересное поведение обнаружено и для коэффициента Холла исследуемых гексаборидов. Так, для обоих исследуемых составов  $x = 0.03$  и  $0.1$  (см. на рис. панели (а) и (б)-(с) соответственно) при низких температурах наблюдается значительное усиление коэффициента Холла с ростом магнитного поля, достигающее значения  $\Delta R_H/R_H \approx 50\%$  при  $H = 80$  кЭ  $T \approx 2$  К. В рамках спин-полярного подхода, предложенного ранее к описанию концентрированной магнитной системы  $\text{CeB}_6$  [3] и твердых растворов  $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$  с  $x \leq 0.1$  [2], обнаруженные эффекты ОМС и возрастания отрицательного коэффициента Холла в магнитном поле могут быть интерпретированы в терминах подавления многочастичных состояний (тяжелых фермионов) и поляризации 5d-состояний в окрестности магнитных центров Се в металлической матрице исследуемых гексаборидов.

1. Nakamura S et al, 2006 *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 237204
2. Sluchanko N E et al, 2009 *J. of Phys.: Conf. Ser.*, **150**, 042187
3. Случанко Н.Е. и др., 2007 *ЖЭТФ*, **131**, 133
4. Yosida K. 1957 *Phys. Rev.*, **107**, 396

### Аномалии теплоемкости вблизи квантовой критической точки в соединениях $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ ( $x \leq 0.8$ )

А.Н. Азаревич<sup>1,2</sup>, Н.Е. Случанко<sup>1</sup>, А.В. Богач<sup>1</sup>, В.В. Глушков<sup>1,2</sup>, С.В. Демишев<sup>1,2</sup>, Н.Ю. Шицевалова<sup>3</sup>, В.Б. Филипов<sup>3</sup>, С.Ю. Гаврилкин<sup>4</sup>, С. Габани<sup>5</sup>, К. Флахбарт<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

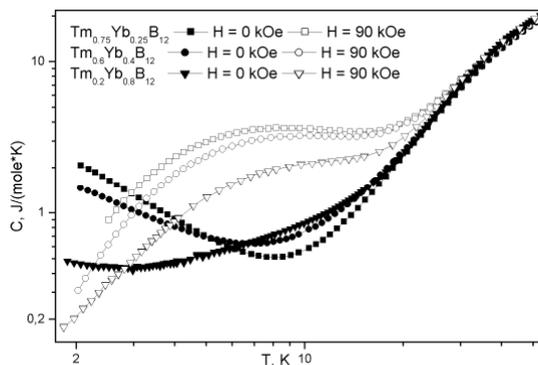
<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

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

<sup>4</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

<sup>5</sup>Институт Экспериментальной физики САН, Кошице, Словакия

Проведенное ранее комплексное исследование сопротивления, магнитной восприимчивости и термоэдс твердых растворов замещения  $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$  [1] позволило сделать вывод о развитии магнитной неустойчивости и возникновении квантовой критической точки ( $T_N = 0$ ) вблизи  $x \approx 0.3$ . Известно, что одним из параметров, наиболее чувствительных к квантовому критическому поведению, является низкотемпературная теплоёмкость. Таким образом, представляло интерес выполнить детальное исследование теплоемкости  $C(T, H)$  для составов  $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$  с различными концентрациями иттербия в широкой окрестности ККТ ( $0 \leq x \leq 0.8$ ), в том числе, - в сильных магнитных полях (до 9Т), так как магнитное поле является одним из управляющих параметров вблизи антиферромагнитной квантовой критической точки.



Детальные измерения были выполнены нами на монокристаллических образцах высокого качества с концентрацией иттербия  $x \leq 0.8$  в широком диапазоне температур 1.9-300К в магнитном поле до 9Т. На рисунке представлены температурные зависимости теплоёмкости  $C(T)$  для составов с  $x=0.25, 0.4, 0.8$  в отсутствие магнитного поля и в магнитном поле 9Т. Полученные в работе экспериментальные данные были проанализированы в рамках подхода, разработанного нами ранее для анализа соединения  $Tm_{0.74}Yb_{0.26}B_{12}$  и детально описанного в [2]. Так, для всех исследуемых составов проведено выделение магнитного вклада в теплоёмкость, численно проанализированы аномалии Шоттки, возникающие вследствие расщепления основного состояния иона тулия в кристаллическом и магнитном полях. Далее из зеемановского расщепления оценены эффективные магнитные моменты, соответствующие этим состояниям. Для концентрации  $x \approx 0.3$  обнаружено поведение магнитного вклада в теплоемкость, характеризующееся при  $T < 4K$  логарифмической расходимостью вида  $C/T \sim \ln T$ , которое может быть связано с режимом квантового критического поведения, подавляющимся внешним магнитным полем.

[1] Н.Е. Случанко, А.В. Богач, В.В. Глушков и др., Письма в ЖЭТФ, т.89, с.298, 2009

[2] Н.Е. Случанко, А.В. Богач, В.В. Глушков и др., Письма в ЖЭТФ, т.91, с.81, 2010

## Спектры магнитных возбуждений в аморфном и кристаллическом $PrNi_5$

П.А. Алексеев, Е.С. Клементьев, В.Н. Лазуков, В.Г. Орлов, И.П. Садиков

*РНИЦ «Курчатовский институт»*

Проведены измерения спектров неупругого рассеяния нейтронов в поликристаллических образцах  $PrNi_5$  в аморфном и кристаллическом состоянии. Для аморфного образца обнаружена магнитная составляющая в неупругом рассеянии нейтронов. Спектр магнитных возбуждений для аморфного образца качественно отличается от спектра для кристаллического состояния, обусловленного возбуждениями переходов между хорошо определенными уровнями 4f электронов иона  $Pr^{3+}$  в кристаллическом электрическом поле. Используя высокую чувствительность эффектов кристаллического поля к локальному разупорядочению, а также полученные ранее данные методом нейтронной дифракции высокого пространственного разрешения удалось исследовать особенности структуры аморфного состояния  $PrNi_5$  и переход из аморфного в кристаллическое состояние. Оказалось, что изменение локального окружения ионов  $Pr^{3+}$  при переходе из аморфного к кристаллическому состоянию за счет отжига является достаточно резким. Исходя из сопоставления полученных результатов с расчетами на основе наглядной модели деформированного кристалла, показано, что для описания локальной структуры аморфной фазы учет распределения угловых параметров (нарушение локальной симметрии) не менее важен, чем учет распределения по межатомным расстояниям.

## Аномальная динамика решетки $LaCoO_3$

А.В. Рыбина<sup>1</sup>, В.В.Ефимов<sup>2</sup>, П.А.Алексеев<sup>1</sup>, И.О.Троянчук<sup>3</sup>, А.С. Иванов<sup>4</sup>,  
В.В. Сиколенко<sup>5</sup>, Е.С.Клементьев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ИСФТТ, Российский научный центр “Курчатовский Институт”*

<sup>2</sup>*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

<sup>3</sup>*Объединенный институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

<sup>4</sup>*Institut Laue-Langevin, Grenoble, France*

<sup>5</sup>*Berlin Neutron Scattering Center, Hahn-Meitner-Institut, Berlin, Germany*

Динамика решетки кобальтита лантана исследована методом неупругого когерентного рассеяния нейтронов в диапазоне температур от 10К до 540К, перекрывающем область двух фазовых переходов: изменение спинового состояния  $Co$  и перехода металл-диэлектрик. Измерения проведены на высокосветосильном трехосном спектрометре IN8 (ILL, Гренобль) на монокристалле  $LaCoO_3$ . Обнаружены температурные изменения дисперсионных кривых фононов, связанные с перестройкой в электронных и спиновых подсистемах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 10-02-90027 и № 10-02-01234.

## Обычные» SQUIDы и интерферометры на волнах материи в сверхтекучем гелии

А. Головашкин<sup>1</sup>, Л. Жерихина<sup>1</sup>, Г. Измаилов<sup>2</sup>, А. Цховребов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>Московский авиационный институт

Исследования эффекта Джозефсона в сверхтекучем гелии позволили подойти к проблеме создания квантового интерферометра на волнах материи. Это устройство является аналогом «обычного» сверхпроводящего квантового интерферометра постоянного тока (DC-SQUID) и в соответствии с этой аналогией, которая иллюстрируется рисунком, может быть названо SHeQUIDом [1]. Если «обычный» DC-SQUID является сверхвысокочувствительным датчиком, регистрирующим поток магнитного поля, то SHeQUID предназначен для высокоточных измерений механического момента количества движения. В DC-SQUIDе квантовая интерференция возникает

благодаря наличию двух джозефсоновских туннельных переходов (крестики на рис.), включенных сверхпроводящее кольцо, роль которых в SHeQUIDе выполняют два нанодросселя (микроскопические сужения 1, 2 в тороидальном контуре). Вследствии квантовой интерференции магнитный поток управляет результирующим крит.током DC-SQUIDA, что при фиксированном внешнем токе вызывает изменение разности потенциалов, регистрируемое его электроникой. В SHeQUIDе аналогичные изменения разности давлений или температур управляются механическим моментом вращения. Учет квантовых флуктуаций, проведенный нами, позволил определить предельные значения чувствительности квантовых интерферометров и оценить их геометрические размеры. 1. Режим, когда на одну куперовскую пару в DC-SQUIDе или на один атом <sup>4</sup>He в SHeQUIDе приходится квант действия  $2\pi\hbar$ , приводит к ограничению чувствительности DC-SQUIDA на уровне  $\sqrt{\langle \delta\Phi^2 \rangle} / \sqrt{1\Gamma\zeta} = \sqrt{2\pi\hbar L} \approx (2 \times 10^{-8} \div 6 \times 10^{-7}) \Phi_0 / \sqrt{1\Gamma\zeta} \ll \Phi_0 / \sqrt{1\Gamma\zeta}$  ( $L$  - индуктивность кольца,  $\Phi_0 = \pi\hbar/e \approx 2,07 \times 10^{-15} \text{ Вб}$  - квант магнитного потока) и к аналогичному ограничению у SHeQUIDA  $\sqrt{\langle \delta\Lambda^2 \rangle} / \sqrt{1\Gamma\zeta} = \sqrt{2\pi\hbar J} < N_{\text{He}} \hbar / \sqrt{1\Gamma\zeta}$ , где момент инерции выражается через количество атомов <sup>4</sup>He в кольце как  $J = r^2 m_{\text{He}} N_{\text{He}}$ . Для  $N_{\text{He}} = 10^{15}$  (примерно 4 нанограмма <sup>4</sup>He), циркулирующих в торе диаметром 100 мкм с сечением канала 100 мкм<sup>2</sup>, получаем  $\sqrt{\langle \delta\Lambda^2 \rangle} / \sqrt{1\Gamma\zeta} \approx 6 \times 10^{-7} \hbar / \sqrt{1\Gamma\zeta}$ , т.е.  $6 \times 10^{-8}$  от основного периода, равного  $N_{\text{He}} \hbar / \sqrt{1\Gamma\zeta} \approx 10^{-19} (\text{кг} \cdot \text{м}^2 / \text{сек}) / \sqrt{1\Gamma\zeta}$ .

2. Другой режим, когда период интерференции отвечает передаче одного кванта действия  $2\pi\hbar$  всей бездиссипативной макроквантовой системе, как единому целому, сводится для SHeQUIDA к условию  $2\pi\hbar > \sqrt{J\hbar/(2\pi\hbar\epsilon)}$ . Откуда следует, что значение суммарного момента инерции сверхтекучего <sup>4</sup>He в кольце SHeQUIDA не должно превышать  $8\pi^2\hbar \approx 8 \times 10^{-33} \text{ м}^2 \text{ кг}$ , что с учетом плотности жидкого гелия  $120 \text{ кг/м}^3$  выполняется для кольцевого канала с  $\varnothing \approx 0,3 \text{ мкм}$  и поперечным сечением  $50 \times 50 \text{ нм}^2$ . Реализация этого режима в DC-SQUIDе потребует выполнения условия  $\pi\hbar/(eN_{2e}) > \sqrt{L\hbar/(2\pi\hbar\epsilon)}$ . У сверхпроводника с плотностью куперовского конденсата  $10^{22} \text{ см}^{-3}$  это условие выполняется для кольца DC-SQUIDA  $\varnothing \approx 1 \text{ мкм}$ , имеющего поперечное сечение  $150 \times 150 \text{ нм}^2$ . При этом  $L$  кольца оказывается на уровне  $0,5 \text{ нГн}$ , а количество куперовских пар  $N_{2e}$  не должно превышать  $4 \times 10^8$ . Разумеется процесс изготовления каналов и колец субмикронного размера SHeQUIDA и SQUIDA потребует привлечения методов нанотехнологии. Однако технические трудности во многом «окупаются» возможностью измерений магнитного потока с точностью  $2,5 \times 10^{-9} \Phi_0 / \sqrt{1\Gamma\zeta}$ , или возможностью регистрировать переданный момент количества движения в единицах  $\hbar$  [2].

1. Y. Sato, E. Hoskinson, and R. E. Packard. Phys. Rev. B 74, p.144502, 2006
2. A. I. Golovashkin<sup>1</sup>, G.N. Izmailov, V. V. Ozolin, A.M.Tskhovrebov, and L. N. Zherikhina, Scheme of Laboratory Measurements of Gravimagnetic Effects with SHeQUID Equipped with a Rotation Flux Transformer, ISSN 0202-2893, Gravitation and Cosmology, 2010, Vol. 16, No. 1, pp. 78–84, Pleiades Publishing, Ltd., 2010.

## Квантовые особенности внешнего фотоэффекта висмутовых нанопленок

Л.Н.Жерихина<sup>1</sup>, Г.В.Кулешова<sup>2</sup> А.М.Цховребов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

<sup>2</sup>Московский государственный инженерно-физический институт

С целью обнаружения эффекта снижения работы выхода фотоэлектронов с поверхности металлической пленки при уменьшении ее толщины, методом лазерного напыления была выращена серия Вi нанопленок. Полученные пленки обладали металлической проводимостью вплоть до толщин 5нм.

Ожидаемый эффект должен был проявиться в квантоворазмерной области толщин ( $L \sim \lambda_{F0}$ ). Висмут был выбран из-за большой длины волн де Бройля на поверхности Ферми ( $\lambda_{F0} \sim n^{-1/3}$ ), что отвечает низкой концентрации свободных носителей (Bi – полуметалл,  $n \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и позволяет наблюдать эффекты размерного квантования на технологически достижимых толщинах: единицы/десятки нанометров. Предполагалось, что в ультраквантовом пределе  $L < \lambda_{F0}$ , когда ниже невозмущенного значения  $E_{F0}$  не останется ни одного уровня размерного квантования, дальнейшее уменьшение толщины «заставит» уровень Ферми подниматься вверх, следуя за наименьшим квантоворазмерным уровнем.

Оценки указывают, что этот рост  $E_F$  должен привести к заметному снижению работы выхода (примерно на 1эВ) и действительно измерения фотоэффекта, произведенные методом тормозящего потенциала, продемонстрировали такое снижение. Однако оказалось, что работа выхода начинала падать гораздо раньше того момента, когда толщина исследуемой пленки достигала ультраквантовых масштабов. При этом на самых малых толщинах ( $L \approx 5 \text{ нм} < \lambda_{F0}$ ) снижение работы выхода хорошо совпадает с расчетным значением. Получается, что при  $L \rightarrow 0$  поведение работы выхода «возвращается» к простейшей зависимости, энергии поперечного движения  $E_z(L) = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_z L^2} = \frac{\alpha}{L^2}$ , где  $\alpha = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_z}$ , ось Z – нормаль к плоскости пленки. Эти

экспериментальные результаты вызвали закономерный вопрос – какова природа поправки к приведенной выше зависимости  $E_z = E_z(L)$ , т.е. что именно могло бы обеспечить дополнительный прирост к значениям  $E_z(L) = \alpha/L^2$  в области толщин 10-50нм, а затем «исчезнуть» при  $L \rightarrow 0$  ?!! Особенностью нанопленок Bi является малое  $N$  - абсолютное количество «находящихся в строю» носителей заряда, что делает маловероятным «факт» обнаружения (в смысле классической частицы) хотя бы одного носителя в наперед заданной области. Это позволяет использовать в отношении носителей статистику Пуассона, согласно которой дисперсия случайной величины, равна ее математическому ожиданию, т.е.  $\langle (\delta N)^2 \rangle = \langle N \rangle \approx N$ . Нормируя  $\langle (\delta N)^2 \rangle^{1/2}$  на объем пленки  $V = SL$ , оценим флуктуации концентрации  $\delta n = \delta N / V = \sqrt{N} / (SL) = \sqrt{nSL} / (SL) = \sqrt{n} / (SL) \sim 1 / \sqrt{L}$ .

Однако вклад флуктуаций  $\sim L^{-1/2}$  не может неограниченно усиливаться при  $L \rightarrow 0$ . На масштабах порядка дебаевской длины экранирования  $L_D$  (в висмуте  $L_D$  примерно 60нм) их рост ограничивается вследствие реакции поля объемного заряда, «сглаживающей» локальные колебания концентрации носителей. Подобный эффект приводит к ослаблению дробового шума и позволяет получать в полупроводниковых и электровакуумных приборах шумовую температуру на порядок ниже физической. Простейший учет отклика объемного заряда дает:  $\delta n = \delta N / V = \sqrt{N} / S(L + L_D) = \sqrt{nL} / S / (L + L_D) \sim \sqrt{L} / (L + L_D)$ .

Этому значению амплитуды флуктуаций отвечает вариация энергии  $\delta E = \delta \left( \frac{p^2}{2m} \right) = \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{2\pi^2 \hbar^2 n^{2/3}}{m} \right) \delta n = \frac{\beta \sqrt{L}}{L + L_D}$ ,

где  $\beta = \frac{4\pi^2 \hbar^2 n^{1/6}}{3mS^{1/2}}$ . Скорректируем зависимость  $E_z = E_z(L)$ , используя в качестве поправки вариацию энергии

$\delta E$ :  $E_z(L) = \alpha / L^2 \rightarrow E_z(L) = \alpha / L^2 + \beta \sqrt{L} / (L + L_D)$ . Видно, что последняя формула действительно объясняет наблюдавшиеся в нашем эксперименте особенности фотоэффекта с поверхности Bi нанопленок. При больших толщинах пленки согласно этой формуле никакого снижения работы выхода нет, при промежуточных толщинах флуктуационное снижение доминирует над квантовым, а при  $L \rightarrow 0$  рост энергии поперечного движения носителя определяется только квантоворазмерными эффектами.

Следует отметить, что при  $L \rightarrow L_D$  действие флуктуаций  $n$  ослабляется только в поперечном направлении (концентрация  $n$  - скаляр «не имеющий направления», однако, градиент  $\delta n$ , определяющий флуктуационную добавку к импульсу  $\delta p$  носителей является вектором). Ослабление  $\delta n$  при  $L \rightarrow L_D$  сказывается на фотоэмиссионной работе выхода т.к. именно «при помощи» энергии поперечного движения  $E_z$  фотозлектрон преодолевает поверхностный потенциальный барьер. В то же время действие флуктуаций  $n$  на «плоскостные эффекты» сохраняется, о чем свидетельствует подавление эффекта Холла, наблюдавшееся нами на висмутовых пленках вплоть до самых малых их толщин [1]. Работа выполнена при поддержке программы ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах».

[1] А.И.Головашкин, А.Н.Жерихин, Л.Н.Жерихина, Г.В.Кулешова, А.М.Цховребов, О наблюдении скрытых когерентных эффектов в хаотизированных системах //ЖЭТФ, т.126, вып.2 стр. 415-426, 2004

## Сужение полупроводниковой щели в заряженных и легированных нанокластерах кремния усти

Ю.А. Успенский, А.А. Титов, Э.Т. Кулатов, F. Michelini, L. Raymond

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Сужение полупроводниковой щели в нанокластерах кремния, вызванное зарядом или легированием, исследуется с помощью первопринципных расчетов в рамках теории функционала электронной плотности (приближение локальной плотности) и теоретико-полевого подхода (приближение GW). Вычисления выполнены для объемного кремния, нанокластеров  $\text{Si}_{35}\text{H}_{36}$  и  $\text{Si}_{34}\text{DH}_{36}$  (D=P, As, Sb, S, Se и Te). Найдено, что

и в объемном Si, и в его нанокластерах теория функционала электронной плотности не дает правильного описания эффекта, тогда как метод GW описывает его с хорошей точностью. Основные механизмы сужения щели в нанокластерах остаются теми же, что и в объемных полупроводниках: (1) экранированное обменное взаимодействие между дополнительными электронами в зоне проводимости, (2) добавочная экранировка кулоновского взаимодействия за счет добавленных электронов. В объемном кремнии оба эти механизма являются одинаково важными. В нанокластерах кремния доминирует 1-ый механизм, тогда как роль 2-ого сильно подавлена из-за большой ширины полупроводниковой щели и дискретного характера электронного спектра. Мы нашли, что в кластерах с нечетным числом электронов величина спинового расщепления электронного спектра составляет около 0,7 эВ, что приводит к небольшому дополнительному сужению щели и к зависимости электронного транспорта через кластеры от направления спина.

## Стендовые доклады 2

### Спектры фотопроводимости и внутрищелевые состояния в квазиодномерном проводнике NbS<sub>3</sub>

С.В. Зайцев-Зотов, В.Ф. Насретдинова

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

Изучались спектры фотопроводимости квазиодномерного проводника NbS<sub>3</sub> в области температур от комнатной и до азотной, а для отдельных образцов – до гелиевой. Номинально чистые кристаллы квазиодномерного проводника NbS<sub>3</sub> (фаза I) были синтезированы в ИРЭ РАН методом газофазной реакции. Наблюдался спад фотопроводимости в области энергий 0,8-1 эВ, соответствующий краю пайерлсовской щели, а также внутрищелевые состояния, зависящие от температуры и приложенного электрического поля. Было также обнаружено, что дополнительная подсветка образца излучением с фиксированной длиной волны (соответствующей  $\hbar\omega = 1,16$  эВ) оказывает влияние на форму спектра и на внутрищелевые состояния, приводя к появлению отрицательной фотопроводимости в области энергий 0,7 – 1 эВ. Для некоторых образцов отрицательная фотопроводимость в той же области энергий наблюдалась и без подсветки при приложении электрического поля величиной  $6,7 \times 10^4$  В/см при температурах, близких к азотным. При понижении температуры до 60 К и ниже отрицательная фотопроводимость в этих образцах исчезала.

Внутрищелевые состояния характеризуются особенностями в спектрах фотопроводимости – пиком при энергии 0,9 эВ и пиком при энергии 0,6 эВ, а также хвостом состояний при энергиях, меньших 1 эВ. Эти особенности имеются в спектрах всех изученных образцов. При температурах ниже 170 К - 190 К пик при 0,9 эВ проявляется скорее как изгиб спектра, однако при более высоких температурах его амплитуда сильно возрастает. Пик при энергии 0,9 эВ подавляется электрическим полем порядка  $10^4$  В/см. Пик при энергии 0,6 эВ обнаруживается в области температур от 70 до 100 К, и его амплитуда сильно зависит от напряжения – при увеличении напряжения возрастает. Для большинства образцов пик становится заметным при приложении электрического поля величиной  $10^4$  В/см и выше. Энергия, при которой расположен пик, близка к половинной энергии щели, что может указывать на коллективный характер состояний, связанных с пиком, так как в полидиацетиле, кристаллическим аналогом которого является NbS<sub>3</sub>, пики, соответствующие солитонным состояниям были обнаружены при энергии равной половине величины пайерлсовской щели.

Форма спектров фотопроводимости NbS<sub>3</sub> сильно зависит от температуры. С понижением температуры от 200 К до 120 К край спектра сдвигается в сторону более низких энергий на величину порядка 0,2 эВ, слабо меняясь при дальнейшем понижении температур вплоть до гелиевых. Помимо этого при удалении от температурной области 150-170 К на 50 К в любую сторону примерно на порядок уменьшается наклон спектра в области энергий выше края щели, т.е. при  $1,3 \text{ эВ} < \hbar\omega < 1,5 \text{ эВ}$ . Также вносит свой вклад и упомянутая выше зависимость внутрищелевых состояний от температуры.

Явление зависимости внутрищелевых состояний в пайерлсовской щели в NbS<sub>3</sub> от электрического поля аналогично обнаруженной ранее зависимости в ромбическом TaS<sub>3</sub> [1], что приводит к новым вопросам о природе таких состояний в квазиодномерных проводниках.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 10-02-01079-а) и ОФН РАН.

[1] В.Ф.Насретдинова, С.В. Зайцев-Зотов. Письма в ЖЭТФ, Т. 89, вып. 10. - С. 607-611 (2009)

## Спиновый ток в квантовых контактах со спин-орбитальным взаимодействием

В.А. Сабликов

*Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязино*

Разработана аналитическая теория спиновой поляризации тока в квантовом контакте в двумерном электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием. Интерес к этой задаче связан как с давно известной проблемой спин-поляризованного состояния в квантовых контактах, так и недавними экспериментами по созданию спиновой плотности и управления ею с помощью квантовых контактов. Нетривиальность задачи состоит в сложной динамике спина вследствие спин-орбитального взаимодействия в условиях ограничения движения в латеральном направлении и связи с резервуарами. Известные в литературе работы использовали численные расчеты, не позволяющие установить общие закономерности квантования спинового тока.

В настоящей работе расчет основан на реалистической модели квантового контакта в виде седловой точки двумерного потенциального рельефа. Спин-орбитальное взаимодействие считается локализованным в области контакта и отсутствующим в резервуарах, что позволяет хорошо определить спиновый ток, возникающий в контакте при прохождении тока электронов.

Установлено, что спиновый ток обусловлен межподзонами переходами в квантовом контакте. Наиболее эффективной является комбинация трех переходов: переходы из рассматриваемой подзоны в ближайшую и обратно и акт внутривидового перехода. Причем переходы через верхнюю и нижнюю подзоны приводят к противоположно направленным вкладам в спиновую поляризацию. Величина спинового тока определяется двумя факторами. Один связан с геометрическими размерами контакта (длиной  $L$  и шириной  $w$ ). Он порядка  $(k_{so}L)^3(L/w)^2$  и сильно увеличивается с ростом  $L$  (здесь  $k_{so}$  — характерный волновой вектор спин-орбитального взаимодействия). Другой зависит от формы потенциального барьера в контакте и пространственного распределения параметра спин-орбитального взаимодействия. Именно этот фактор определяет зависимость спиновой поляризации от высоты барьера, измеряемой экспериментально. Общей особенностью этой зависимости является наличие характерных пиков, расположенных вблизи ступеней квантования контактанса. Они обусловлены тем, что при этих условиях вероятность межподзонных переходов из одной подзоны в другую и обратно наибольшая. Пики становятся тем более резкими, чем меньше размер области, в которой локализовано спин-орбитальное взаимодействие. В работе проанализировано влияние формы потенциального рельефа контакта и распределения интенсивности спин-орбитального взаимодействия на поляризацию тока.

## Краевые состояния в двумерных электронных системах с неоднородным спин-орбитальным взаимодействием стэнд

В.А. Сабликов, А.А. Суханов

*Институт электроники и радиотехники РАН*

Изучены краевые состояния в двумерных электронных системах с границами раздела областей с разным спин-орбитальным взаимодействием (спин-орбитальное взаимодействие Рашбы и спин-орбитальное взаимодействие Дрессельхауза, RSOI/DSOI), а также областей со спин-орбитальным взаимодействием и без него (SOI/N). Интерес к таким системам связан с большим вниманием, которое сейчас уделяется топологическим изоляторам - состоянию вещества, в котором имеются краевые или поверхностные электронные состояния с хиральной структурой и отсутствует объемная проводимость[1].

Мы установили, что такого типа состояния имеются также в исследуемых структурах. Их особенность состоит в том, что они существуют в рамках однозонной модели.

Краевые состояния (КС) возникают на границах раздела SOI областей и образуют одномерную зону проводимости с волновым вектором направленным вдоль границы\*. Характерный масштаб их локализации в перпендикулярном направлении определяется константой SOI.

Существенно, что КС возникают как в энергетическом интервале свободных 2Д состояний, так и в запрещенной зоне\*\*. В первом случае спектр содержит 2 симметричные ветви с противоположно направленными волновыми векторами, а во втором - две пары симметричных состояний с минимумами при  $K_y = \pm(0.5-1) K_{so}$  и энергией до - 0.25 от характерной энергии SOI.

Электроны КС имеют хиральную природу: их спин однозначно связан ("сцеплен") с волновым вектором. Вследствие этого они создают равновесный краевой спиновый ток, с которым может суммироваться краевой спиновый ток, возникающий из-за спин- зависимого рассеяния 2D электронов на границе раздела областей [3].

Мы изучили также особенности размерного квантования в структурах с КС: например, в N/SOI/N и в DSOI/ RSOI/DSOI и обнаружили, что размерное квантование приводит к значительному (в 1.5 -2 раза) увеличению глубины залегания энергетических уровней КС в двумерной запрещенной зоны при

уменьшении ширины канала до  $(2-3)/k_{so}$ . Характерно, что локализация электронов в канале структур и указанный эффект возникает при отсутствии потенциальной ямы и даже при отталкивающем потенциалом в канале. Результаты представляют интерес для изучения особенностей спин-орбитальных явлений в низкоразмерных структурах перспективных для спинтроники

[1] Joel E. Moore, Nature 464, 194-198 (11 March 2010).

[2] M.Z. Hasan and C.L. Kane, arXiv:1002.3895.

[3] V. A. Sablikov, A. A. Sukhanov, and Yu. Ya. Tkach, Phys Rev B **78**, 153302 (2008).

=====

\* При заданной энергии волновой вектор КС всегда лежит вне области волновых векторов 2Д электронных состояний.

\*\* В последнем случае они полностью определяют основные электронные свойства системы, если уровень Ферми лежит ниже "объемного" дна зоны проводимости.

## **Гибридные сверхпроводниковых гетероструктуры с манганитной прослойкой с сильно коррелированными электронными состояниями**

Г.А. Овсянников, А.М. Петржик, К.И. Константианян, А.В. Шадрин, Ю.В. Кислинский, А.В. Зайцев

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

Исследованы гибридные гетероструктуры, в которых два сверхпроводника: купратный с высокой критической температурой ( $YBa_2Cu_3O_x$  или  $NdBa_2Cu_3O_x$ ) и металлический (Nb) разделены тонкой прослойкой из манганитной пленки ( $LaMnO_3$ ,  $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ , либо  $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ ), в которых возникает эффект колоссального магнитосопротивления. Критический ток отсутствовал в структурах при уменьшении толщины до 2 нм, а его появление при меньших значениях толщины плослойки обусловлено закоротками в прослойке. Плотность состояний двухслойной структуры манганит/купрат определяется сильными электрон-электронными корреляциями, проявляющимися при больших напряжениях на структуре и модификацией плотности состояний в манганите при малых напряжениях из-за влияния сверхпроводящего слоя. Форма отклика гетероструктуры на воздействие электромагнитного излучения мм диапазона длин волн отличается от отклика резистивного детектора и при высоких (азотных) температурах определяется скорее всего сильным электронным разогревом.

## **Генерация спинового тока при протекании электрического тока через примесь в одномерном проводнике**

Р.Р. Вахитов, С.Н. Артеменко, С.В. Ремизов

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

Как известно, основные свойства трехмерных (3D) твёрдых тел хорошо описываются теорией ферми-жидкости Ландау. В то же время учет межэлектронного взаимодействия в 1D системах осуществляется в рамках концепции жидкости Латтинджера. Свойства жидкости Латтинджера кардинально отличаются от свойств жидкости Ферми. В частности, в ней имеет место спин-зарядовое разделение (спин и заряд могут распространяться независимо), а также подавление проводимости даже в присутствии единственной примеси, приводящее к известным степенным ВАХ.

Однако, недавно было показано, что режим степенных ВАХ, связанный с туннелированием через примесь в жидкости Латтинджера, имеет место только в пределе малых токов и напряжений. Когда приложенное напряжение превышает пороговое, происходит переход к новому динамическому режиму, при котором протекание постоянного тока  $I$  сопровождается генерацией колебаний переменного тока с частотой  $f = I/e$  [S.N. Artemenko, S.V. Remizov, D.S. Shapiro, Pis'ma v ZhETF, 87, 12, 792-796 (2008)]. Этот результат был получен для спин-поляризованной системы и не учитывал эффекты, связанные с наличием спиновой степени свободы. В данной работе мы включаем спин в рассмотрение и показываем, что протекание зарядового тока через примесь в 1D системе приводит к генерации спинового тока.

Мы описываем 1D систему взаимодействующих электронов в рамках модели Томонага-Латтинджера (ТЛ) и выводим уравнения движения для гейзенберговских полевых операторов заряда и спина. При этом мы полагаем, что межэлектронное взаимодействие сильное и флуктуации гауссовы. Последнее предположение может быть строго обосновано в пределе больших напряжений. В модели ТЛ вклад в гамильтониан, описывающий рассеяние на немагнитной примеси, содержит произведение косинусов зарядового,  $\Phi_\rho$ , и спинового,  $\Phi_\sigma$ , полей:  $H_{imp} \propto \cos\sqrt{2}\Phi_\rho(x,t)\cos\sqrt{2}\Phi_\sigma(x,t)\delta(x-x_{imp})$ , где  $x_{imp}$  – место положения примеси. Это слагаемое приводит к нарушению спин-зарядового разделения на примеси.

Поскольку протекание зарядового тока соответствует росту зарядового поля  $\Phi_p$  во времени, то примесный гамильтониан периодически меняет свой знак. При каждой смене знака прежнее состояние спинового поля  $\Phi_p$  становится нестабильным. Это приводит к изменению  $\Phi_p$  и переходу в новое стабильное состояние. Эти изменения спинового поля соответствуют генерации импульсов спинового тока, связанных с протеканием одного электронного спина через примесь. При этом оказывается, что направление, в котором каждый раз протекает спин, существенно зависит даже от слабых внешних возмущений, например, магнитного поля. Тогда, прикладывая небольшие импульсы магнитного поля, можно получить как постоянный, так и переменный спиновый ток. Отметим, что этот эффект возможен благодаря межэлектронному взаимодействию и не имеет места в системе невзаимодействующих фермионов.

Кроме того, нами рассмотрено протекание зарядового тока через магнитную примесь. Мы показываем, что, поскольку в этом случае в системе появляется выделенное направление для спина, спиновый ток будет течь в одну сторону, либо только вправо, либо только влево. Направление спинового тока определяется самой примесью, а величина среднего по времени спинового тока равна среднему зарядовому току.

## Динамический режим проводимости в сильно коррелированной квантовой проволоке

Д.С. Шапиро, С.Н. Артеменко, П.П. Асеев

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

Как известно, сильно коррелированные электронные 1D системы образуют состояние жидкости Латтинджера с коллективными возбуждениями плотности заряда и спина, которое не может быть описано в рамках стандартной модели ферми-жидкости. В работе рассматривается механизм электронного транспорта в латтинджерской жидкости через внешний локальный потенциал и через контакт между 1D системой и объемным металлическим электродом. Роль локального потенциала может играть примесь, дефект или точечный контакт. До настоящего времени для решения подобных задач использовались граничные условия для идеальных адиабатических контактов, которые были сформулированы для термодинамически средних величин заряда и тока [1]. В нашей работе построены граничные условия для более реалистичных резких или неадиабатических контактов, которые связывают как средние величины, так и операторы квантовых флуктуаций в латтинджерской жидкости и в электроде с ферми-жидкостью. Нами показано, что вблизи неидеальных контактов, как и вблизи примеси, существуют фриделевские осцилляции (ФО) электронной плотности. Именно наличие ФО в 1D системе приводит к подавлению линейной проводимости и хорошо известным степенным зависимостям проводимости от температуры и напряжений. В классических работах [2-4] рассматривались задачи о протекании тока через примесь в квантовой проволоке, и степенные I-V характеристики объяснялись тем, что примесь в 1D системе является релевантной в терминах ренормгруппы, а механизм электропроводности определяется макроскопическим квантовым туннелированием электронной плотности через потенциальный барьер, создаваемый ФО около примеси. Нами теоретически показано, что этот режим туннелирования [2-4] имеет место только в пределе малых токов и напряжений, а при напряжении выше порогового мы предсказываем переход к новому динамическому режиму, при котором протекание постоянного тока  $I$  через примесь или неидеальный контакт сопровождается генерацией колебаний переменного тока с частотой  $f = I/e$ . Эффект вызван действием тока на ФО, а его проявления напоминают эффекты Джозефсона, кулоновской блокады и движения волны зарядовой плотности в квази-1D проводниках. Пороговое напряжение  $V_T$ , выше которого происходит переход от режима туннелирования к режиму генерации, определяется величиной потенциала примеси (или прозрачностью контакта) и силой межэлектронного отталкивания, подавляющего 1D флуктуации. В полупроводниковых квантовых проволоках характерные частоты колебаний могут попасть в диапазон СВЧ или ТГц.

Результаты получены для случая бесспинового (спин-поляризованного) электронного газа и для случая короткодействующего межэлектронного взаимодействия, что характерно для квантовых проволок, в которых взаимодействие экранируется 3D электронами затвора, расположенного вблизи 1D системы.

Показано, что динамический режим может существовать только ниже характерной температуры  $k_B T \sim eV_T$  и если длина 1D системы больше, чем  $L \sim \hbar v_F / (eV_T)$ . Когда одно из этих условий не выполняется, флуктуации становятся очень большими и подавляют ФО, в результате чего динамический режим исчезает.

Электронный транспорт сильно зависит от флуктуаций, которые очень велики в 1D системах. Для их описания применяется гауссова модель, которая может быть строго обоснована в пределе очень сильного отталкивания, когда параметр взаимодействия  $K_p \ll 1$ . Причем роль флуктуаций возрастает с ростом напряжения. Так, при малых напряжениях, слегка превышающих пороговое, эффект существует, если латтинджерский параметр взаимодействия  $K_p < 1$  (случай межэлектронного отталкивания любой величины), а в области больших напряжений  $V \gg V_T$  только при достаточно сильном межэлектронном отталкивании: при  $K_p < 1/2$  в случае примеси и при  $K_p < 1/3$  в случае неадиабатического контакта.

Вид средних I-V характеристик определяется соотношением между временами затухания и пробега плазменных волн от одного контакта до другого. В достаточно коротких проволоках со слабым затуханием должна быть осциллирующая зависимость кондактанса от напряжения, а в длинных возможна S-образная характеристика вблизи  $V_T$ . В пределе больших напряжений I-V характеристика выходит на закон Ома. Если

к проволоке помимо постоянного напряжения также приложено переменное, то на I-V характеристике должны наблюдаться ступени напряжения (аналог ступени Шапиро в джозефсоновских переходах).

Вычислена ширина линии генерации, которая в случае короткодействующего взаимодействия между электронами оказывается узкой только при достаточно сильном межэлектронном отталкивании. В отсутствие затвора, когда кулоновское взаимодействие не экранируется, дальнедействующий характер взаимодействия приводит к сужению линии генерации.

1. R. Egger, H. Grabert, Phys. Rev. Lett., 80, 2255 (1998)
2. C.L. Kane and M.P.A. Fisher, Phys. Rev. Lett., 68, 1220 (1992)
3. K.A. Matveev and L.I. Glazman, Phys. Rev. Lett., 70, 990 (1993)
4. A. Furusaki and N. Nagaosa, Phys. Rev. B, 47, 4631 (1993)

## **Влияние межэлектронного взаимодействия на уровни размерного квантования электронов в квантовых ямах**

Д.В. Посвянский<sup>1</sup>, А.Я. Шульман<sup>1</sup>, Е.М. Дижур<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

<sup>2</sup>*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф.Верецагина РАН*

В работе [1] был реализован алгоритм точного самосогласованного решения уравнений Кона-Шэма для расчета основного состояния вырожденного электронного газа и продемонстрирована его сходимость в случае систем, в которых локализованные состояния либо отсутствуют, либо их энергия связи мала по сравнению с энергией Ферми. В частности, в [1] было доказано, что предсказанные в работах [2-3] самоиндуцированные размерно-квантованные подзоны реально могут образовываться в самосогласованной потенциальной яме около поверхности полупроводника, если достаточно велика концентрация электронов в объеме ( $R_s < 1.6$ ). Это означает, что даже в отсутствие приложенного нормально к поверхности электрического поля в полупроводнике, помимо электронов в состояниях непрерывного спектра, может существовать квазидвумерный электронный газ. Конечные значения поля приводят к углублению уровней энергии уже существующих состояний и к появлению новых дискретных уровней.

Использованный в [1] метод точного решения уравнений самосогласованного поля имеет в настоящее время надежное обоснование в случае заполнения состояний непрерывного спектра, когда имеются подвижные носители заряда. В квазидвумерном электронном газе (2DEG) часть движения электронов квантуется, что приводит к появлению дискретной составляющей в спектре. Возможность сохранения прежнего подхода к расчету в таком случае требует специального исследования, так как при наличии дискретного спектра варьирование эффективного потенциала квантовой ямы в ходе итераций меняет не только распределение электронов в пространстве, но и положение дискретных уровней. В тоже время распространение алгоритма точного самосогласованного решения на структуры с большой плотностью 2DEG представляется практически важным, так как позволит учесть влияние межэлектронного взаимодействия на спектр.

В настоящей работе исследуются два типа структур с квантовой ямой: обогащенный слой на поверхности легированного полупроводника, созданный внешним полем и/или зарядом поверхностных состояний, и гетероструктура с квантовой ямой из узкозонного полупроводника, выращенного внутри широкозонного. В первом случае в системе имеются одновременно как трехмерный, так и квазидвумерный электронный газ. Во втором – только 2DEG.

Для первой структуры рассчитывались зависимость дискретного спектра от объемной концентрации носителей и приложенного электрического поля, а также влияние локализованных состояний на зависимость от этих параметров дифференциальной емкости полупроводниковой структуры с разделением вклада электронов в состояниях непрерывного спектра и вклада состояний, локализованных вблизи поверхности. Расчеты проводились при значениях параметров, характерных для исследовавшихся в [4] обогащенных слоев на поверхности n-InAs.

В случае второй структуры рассчитываются зависимость уровней размерного квантования и положение уровня Ферми от концентрации  $N_{2D}$ . Результаты сравниваются с расчетом в первом порядке теории возмущений по e-e взаимодействию зависимости от  $N_{2D}$  энергий и заполнения уровней в структуре GaSb-InAs-GaSb [5], исследованной экспериментально в [6] при изменении  $N_{2D}$  наложением гидростатического давления.

Все самосогласованные расчеты велись в однозонном приближении как без, так и с учетом обменно-корреляционного взаимодействия в приближении локальной плотности.

- [1] Д.В.Посвянский, А.Я. Шульман. ЖЭТФ **136**, 169 (2009)
- [2] О.В. Константинов, А.Я. Шик. ЖЭТФ **58**, 1662 (1970)
- [3] J.F. Appelbaum, G.A.Baraff. Phys. Rev. Lett **26**, 1432 (1971)
- [4] D.C. Tsui, Phys. Rev. B **8**, 2657 (1973)
- [5] Е.М. Дижур. Диссертация на звание д.ф.-м.н., ИФВД, Троицк, 2007

## **Псевдощелевое состояние двумерной Кондо-решетки**

А.Ф. Барабанов, А.М. Белемук

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

Нормальное состояние высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) характеризуются сложным поведением спектральных и транспортных свойств. Эксперименты по фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES) спектров носителей допированных купратов в нормальном состоянии указывают на наличие щели в нормальном состоянии в спектре квазичастичных возбуждений и арочную (ark- type) ферми- поверхность (ФП) при малом и промежуточном допировании.

Одним из центральных вопросов теории остаётся описание "дугообразного" (ark) характера поверхности Ферми (ПФ) и объяснение механизма формирования псевдощели при переходе из режима оптимального допирования в сильно недодопированный предел.

В настоящей работе формирование псевдощели изучается в случае регулярной модели Кондо, для которой (в отличие от модели Хаббарда) носители и спиновая подсистема разделены в нулевом приближении по их обменному взаимодействию  $\hat{J}$ . Учет рассеяния полярона существенно меняет  $A(\mathbf{k},\omega)$  вблизи границы антиферромагнитной зоны Бриллюэна (АФМ ЗБ) и формирует псевдощель. Рассеяние носителей описывается на языке локального полярона в рамках неприводимых функций Грина. Рассматривается поведение спектра носителей в нодальной и антинодальной области. Полученное значение величины псевдощели согласуется с данными ARPES экспериментов.

Построение спектральной функции носителей с учетом рассеяния локального полярона на спиновых флуктуациях позволяет учесть существенные особенности поведения  $A(\mathbf{k},\omega)$  в купратах при малом допировании. Среди этих особенностей в первую очередь следует отметить воспроизведение арочного характера поверхности Ферми и наличие псевдощелевого состояния электронной подсистемы.

## **О фазовой диаграмме J1-J2-J3 двумерной модели Гейзенберга**

А.Ф.Барабанов, А.В.Михеенков, Н.А.Козлов

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

Изучается фазовая диаграмма J1-J2-J3 квантовой двумерной антиферромагнитной модели Гейзенберга. Модель интересна тем, что уже в классическом пределе  $S \gg 1$  в ней впервые по мере учета ближайших обменных констант при  $J3 > 0$  появляются несоизмеримые фазы – состояния с дальним порядком  $(q,q)$  и  $(q,\pi)$ .

В квантовом пределе  $S=1/2$  модель ранее изучена только для  $J3=0$ . В этом случае, кроме квантовых аналогов классических шахматной- $(\pi,\pi)$  и страйп- $(0,\pi)$  фаз, при промежуточной фрустрации появляется фаза спиновой жидкости без дальнего порядка.

Рассмотрение в работе ведется в рамках самосогласованного сферически симметричного подхода, что позволяет точно соблюсти спиновый констрейнт и синглетность основного состояния. Затухание учитывается введением мнимой части в выражение для спиновой функции Грина (самосогласованность и аналитические свойства функции Грина при этом не нарушаются).

Показано, что в квантовом пределе фазовая диаграмма существенно отличается от классической – наряду с  $(q,q)$  и  $(q,\pi)$  несоизмеримыми геликоидами, появляются новые области спиновой жидкости. Кроме того, возможна реализация состояния со сложной структурой дальнего порядка, когда спиновая щель закрыта не в точке, а вдоль целой линии в магнитной зоне Бриллюэна. Полученные результаты, кроме чисто модельного, могут иметь и практическое значение, так как возможна их связь с известными экспериментальными эффектами несоизмеримости в ВТСП купратах.

## **О происхождении резонансной моды в ВТСП-купратах**

А.Ф. Барабанов, А.В. Михеенков

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

В работе предлагается возможное объяснение резонансной моды в купратах. Резонансная мода представляет собой острый пик мнимой части спиновой восприимчивости, который появляется – на фоне размытого сигнала – вблизи антиферромагнитной точки зоны Бриллюэна на частотах 30-40 мэв при

охлаждении до температур порядка  $T_c$ . Резонансный пик наблюдается только в 90-градусных сверхпроводниках, в 40-градусных отсутствует. При допировании частота пика меняется пропорционально температуре перехода с коэффициентом  $\sim 5$ .

В работе предположено, что причиной появления резонансной моды является образование дырочных пар. Это приводит к ослаблению рассеяния спиновых флуктуаций, то есть к эффективному уменьшению затухания в спиновой подсистеме на частотах порядка энергии пары. Вычисления проведены в рамках самосогласованного сферически симметричного подхода для двумерной фрустрированной модели Гейзенберга (фрустрация служит аналогом допирования). Подход позволяет точно соблюсти спиновый констрейнт и требование синглетности основного состояния.

В выражение для спиновой функции Грина вводится затухание с провалом около характерной энергии пары. Аналитические свойства функции Грина при этом не нарушены, а вычисления остаются самосогласованными. В результате при реалистических значениях температуры, фрустрации и затухания воспроизведены все основные черты резонансной моды.

## Различные типы поведения параметра порядка стекла вблизи перехода (примеры моделей)

Грибова Н.В., Тареева Е.Е., Щелкачева Т.И.

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

Различные типы поведения параметра порядка стекла вблизи перехода исследованы на примере трех моделей Поттса со случайными связями. Показано, что при изменении числа состояний модели Поттса от трех до пяти характер перехода от высокотемпературной неупорядоченной фазы к низкотемпературной фазе стекла меняется с непрерывного на скачкообразный. Найден конкретный вид параметра порядка вблизи точки перехода в различных случаях. Исследование проведено в рамках микроскопического подхода с использованием метода реплик и теории ветвлений решений нелинейных уравнений.

## Первопринципное моделирование свойств натрия при высоких давлениях и температурах

С.В. Лепешкин<sup>1</sup>, М.В. Магницкая<sup>2</sup>, Е.Г. Максимов<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup>*Институт физики высоких давлений РАН*

<sup>3</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*

Ранее в работе [1] мы исследовали аномальное плавление натрия с помощью простого подхода, сочетающего первопринципные расчеты динамики решетки с критерием плавления Линдемана. При этом применялось квазигармоническое приближение, т.е. учитывалось изменение фононных частот, связанное с тепловым расширением, в предположении малости эффектов реального ангармонизма.

В настоящей работе выполнено численное моделирование плавления натрия в ОЦК и ГЦК фазах методом первопринципной молекулярной динамики [2]. Такой подход полностью учитывает эффекты реального ангармонизма, что позволяет выяснить его величину и влияние на кривую плавления. Точка плавления Na определялась по расходимости среднеквадратичного смещения атомов. Полученные предварительные результаты согласуются с экспериментальной кривой плавления Na [3] и с результатами численного моделирования [4].

1. С.В. Лепешкин, М.В. Магницкая, Е.Г. Максимов «Динамика решетки и особенности плавления щелочных металлов Li и Na» *Письма в ЖЭТФ* **89**, 688 (2009).

2. <http://www.cpmd.org/>, *CPMD v3.13*, © IBM Corp (1990–2008) and MPI Stuttgart (1995–2001).

3. E. Gregoryanz, O. Degtyareva, M. Somayazulu et al. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 185502 (2005).

4. J.-Y. Raty, E. Schwegler, S.A. Bonev *Nature* **449**, 448 (2007).

## Отрицательные ионы в квантовых жидкостях

А.М. Дюгаев<sup>a</sup>, Е.В. Лебедева<sup>b</sup>, П.Д. Григорьев<sup>a</sup>.

<sup>a</sup>*Институт теоретической физики им. Ландау РАН, Черногловка, Россия.*

<sup>b</sup>*Институт физики твердого тела РАН, Черногловка, Россия.*

Построена теория перехода электронных пузырьков через границу раздела криогенных жидкостей, основанная на новом подходе к вычислению потенциала взаимодействия пузырька с границей.[1] Подтверждением теории служит хорошее соответствие с экспериментами по измерению зависимости

потенциального барьера вблизи границы жидких  $\text{He}^4$ ,  $\text{He}^3$  и вакуума, а также у поверхности, разделяющей насыщенные растворы  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$ , от внешнего электрического поля. Выявлена изотопическая инвариантность зависимости потенциала взаимодействия от расстояния между электронным пузырьком и границей раздела по отношению к трем вариантам такой границы. Для отрицательных ионов в  $\text{He}^4$  и  $\text{He}^3$  определена зависимость их времени жизни от температуры и электрического поля, основанная на теории Крамерса.

Аргументирована целесообразность экспериментального исследования заряженных кластеров в жидком гелии. Определен потенциал взаимодействия отрицательных ионов (электронных пузырьков) с инертными кластерами, построенными из атомов или молекул  $\text{Ne}$ ,  $\text{Ar}$ ,  $\text{Kr}$ ,  $\text{Xe}$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$ . [2] Мелкие кластеры левитируют над отрицательным ионом на дистанции 13 – 16 Å. Выявлены и обоснованы законы подобия для свойств заряженных инертных кластеров, определено число их квантовых уровней и состояний. Измерение подвижности заряженных кластеров может стать новым методом диагностики свойств посторонних наночастиц в гелии.

[1]. Лебедева Е.В., Дюгаев А.М., Григорьев П.Д., ДИФФУЗИОННЫЙ ПЕРЕХОД ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ КРИОГЕННЫХ ЖИДКОСТЕЙ, ЖЭТФ 137, 789 (2010).

[2]. Дюгаев А.М., Григорьев П.Д., Лебедева Е.В., Заряженные кластеры в жидком гелии, Письма в ЖЭТФ (в печати) (2010).

### Динамика релаксации электронов в задаче о кулоновской блокаде устн

Я.И. Родионов, И.С.Бурмистров, Н.М. Щелкачев  
Институт теоретической физики им.Л.Д. Ландау РАН

Мы исследуем релаксационную динамику электронов в одноэлектронном транзисторе. Именно, мы отвечаем на следующий вопрос. Предположим, что неравновесное электронное распределение образовалось в процессе эксперимента. По какому закону оно будет релаксировать к равновесию? Исследование релаксации проведено в режимах слабой и сильной кулоновской блокады. Выведены и решены основные квантовые кинетические уравнения, управляющие динамикой функций распределения в процессе установления теплового равновесия. Установлены универсальные формулы для транспортных коэффициентов, пригодные для транзистора с туннельной связью любой прозрачности. Кроме того, осуществлена однопетлевая перенормировка основных физических величин, определяющих транспортные наблюдаемые, что позволяет нам получить наиболее точные результаты.

### Спектроскопия $\text{EuFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в дальней ИК-области

К.Н. Болдырев<sup>1</sup>, Т.Н. Станиславчук<sup>1,2</sup>, С.А. Климин<sup>1</sup>, И.А. Гудим<sup>3</sup>, В.Л. Темеров<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН

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

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

Представлены результаты исследования оптических спектров поглощения ферробората европия в дальней инфракрасной области спектра (ДИК) в поляризованном свете, при температурах 3.5-300К. Проведенное ранее изучение серии ферроборатов  $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$  показало, что эти соединения антиферромагнитно упорядочиваются при температурах около 40 К и, что особенно интересно, в них наблюдается магнитоэлектрический эффект. В  $\text{EuFe}_3(\text{BO}_3)_4$  два фазовых перехода – структурный при температуре  $T_c = 58$  К [1], и антиферромагнитный при температуре  $T_N = 34$  К [2].

В спектрах поглощения в области края фонона симметрии  $A_2$  с частотой около  $50\text{см}^{-1}$  наблюдаются заметные изменения при температурах фазовых переходов. Характер изменений в спектрах согласуется с ходом зависимости  $\epsilon(T)$ , измеренной в работе [3].

Работа поддержана РФФИ (грант № 10-02-01071 и № 10-02-00765) и Программами ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и «Квантовая физика конденсированных сред».

[1] M.N. Popova, *Spectroscopy of new compounds from the family of rare-earth orthoborates*, Journal of Rare Earths, **27** (2009) 607-611.

[2] M.N. Popova, *Optical spectroscopy of low-dimensional rare-earth iron borates*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **321** (2009) 716–719.

[3] А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, А.П. Пятаков, С.С. Кротов, К.И. Камилов, В.Ю. Иванов, А.А. Мухин, А.К. Звездин, А.М. Кузьменко, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, В.Л. Темеров,

## Оптическая спектроскопия мультиферроика $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$

Е. П. Чукалина<sup>1</sup>, М. Н. Попова<sup>1</sup>, И. А. Гудим<sup>2</sup>, В. Л. Темеров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск

Недавнее исследование магнитоэлектрических свойств  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  [1] показало, что  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  наряду с  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  имеют максимальную для ферроборатов величину электрической поляризации  $\sim 500$  мкКл/м<sup>2</sup> в магнитном поле. Однако и в отсутствие внешнего магнитного поля в  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  ниже температуры Нееля  $T_N=33$  К наблюдается отличная от нуля электрическая поляризация [1]. Для понимания природы того, каким образом магнитные и магнитоэлектрические свойства РЗ ферроборатов зависят от типа РЗ иона, в частности от его анизотропии, необходимо знание штарковской структуры уровней и волновых функций РЗ ионов в  $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , которые могут быть получены методом оптической спектроскопии с последующим расчетом по теории кристаллического поля. Первые результаты спектроскопического исследования монокристаллов  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  сообщались в работе [2].

В настоящей работе подробно исследованы спектры поглощения  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  в поляризованном свете, в широком спектральном (1500 - 22000 см<sup>-1</sup>) и температурном (3.5 - 300 К) диапазонах. Из анализа спектральных данных построена схема штарковских уровней иона  $\text{Sm}^{3+}$  для мультиплетов  ${}^6\text{H}_{15/2, 13/2, 11/2, 9/2, 7/2, 5/2}$ ,  ${}^6\text{F}_{11/2, 9/2, 7/2, 5/2, 3/2, 1/2}$ ,  ${}^4\text{F}_{5/2, 3/2}$ . Ниже температуры  $32 \pm 1$  К наблюдается расщепление спектральных линий, свидетельствующее о снятии крамерсовского вырождения уровней иона  $\text{Sm}^{3+}$  при магнитном упорядочении в  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Нами получены значения энергий и симметрии штарковских уровней основного мультиплета  ${}^6\text{H}_{5/2}$  [0 ( $\Gamma_4$ ), 135 ( $\Gamma_{56}$ ) и 220 ( $\Gamma_4$ ) см<sup>-1</sup>], а также значение обменного расщепления основного состояния (13.2 см<sup>-1</sup> при 1.7 К), важные для интерпретации магнитных, магнитоэлектрических и термодинамических свойств  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Анализируя полученные спектры, мы установили, что  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  сохраняет R32 тригональную кристаллическую структуру как минимум до 1.7 К. Сравнивая температурные зависимости спектров иона  $\text{Sm}^{3+}$  в  $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$  и в смешанном Nd-Gd ферроборате, где ранее была обнаружена спин-переориентация, мы пришли к выводу, что ферроборат самария в магнитоупорядоченном состоянии имеет легкоплоскостную магнитную структуру (спины железа упорядочены в плоскости ab, перпендикулярной оси c).

Работа поддержана РФФИ (гранты №10-02-01071 и №10-02-00765) и Программами ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и «Квантовая физика конденсированных сред».

[1] А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, А.П. Пятаков, С.С. Кротов, К.И. Камилов, В.Ю. Иванов, А.А. Мухин, А.К. Звездин, А.М. Кузьменко, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, В.Л. Темеров, Физика низких температур, **36** (2010) 640.

[2] Е.П. Chukalina, M.N. Popova, L.N. Bezmaternykh, I.A. Gudim, Physics Letters A **374** (2010) 1790.

## Спектроскопия $\text{Ho}_2\text{BaNiO}_5$ : штарковские уровни гольмия и магнитное упорядочение стэнд

А.С. Галкин<sup>1</sup>, С.А. Климин<sup>1</sup>, М.Н. Попова<sup>1</sup>, Б.В. Милль<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН

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

$\text{Ho}_2\text{BaNiO}_5$  принадлежит к семейству цепочечных никелатов с общей формулой  $\text{R}_2\text{BaNiO}_5$  (R = редкоземельный элемент либо Y). Главной особенностью структуры является наличие одномерных цепочек спинов  $S=1$  ( $\text{Ni}^{2+}$ ). В иттриевом никелате была обнаружена холдейновская щель, и на основании дальнейших экспериментов  $\text{Y}_2\text{BaNiO}_5$  был признан почти идеальной модельной холдейновской системой. Магнитные ионы  $\text{R}^{3+}$  осуществляют взаимодействие между спиновыми цепочками ионов  $\text{Ni}^{2+}$  ( $S=1$ ), которое приводит к антиферромагнитному упорядочению. Тем не менее, как было показано экспериментально, холдейновская щель существует и в магнитоупорядоченном состоянии вблизи  $T_N$ [1]. Кроме этого в  $\text{Ho}_2\text{BaNiO}_5$  недавно был обнаружен магнитоэлектрический эффект[2]. С целью изучения особенностей этой интересной системы мы предприняли спектроскопическое исследование гольмиевого никелата  $\text{Ho}_2\text{BaNiO}_5$ .

В данной работе были измерены спектры пропускания поликристаллического образца  $\text{Ho}_2\text{BaNiO}_5$ . Измерения проведены на Фурье-спектрометре BRUKER IFS125 в широком диапазоне частот (4000-20000 см<sup>-1</sup>) и температур (4.2÷300К). Были определены положения штарковских уровней для следующих мультиплетов иона  $\text{Ho}^{3+}$ :  ${}^5\text{I}_8$ ,  ${}^5\text{I}_7$ ,  ${}^5\text{I}_6$ ,  ${}^5\text{I}_5$ ,  ${}^5\text{F}_5$ ,  ${}^5\text{F}_4+{}^5\text{S}_2$ . Показано, что нижние штарковские подуровни основного состояния (58, 100 см<sup>-1</sup>) ответственны за особенности в температурной зависимости магнитной

восприимчивости и теплоемкости. Магнитное упорядочение ( $T_N=49\text{K}$ [3]) исследовано на основании температурной зависимости положения уровней иона  $\text{Ho}^{3+}$ . Необычно большие сдвиги уровней при магнитном упорядочении связаны, по-видимому, с магнитоупругими и магнитоэлектрическими взаимодействиями, приводящими к изменению кристаллического поля для иона  $\text{Ho}^{3+}$ .

абота поддержана РФФИ (грант № 08-02-00690) и Программой ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах».

1. A. Zheludev, J.M. Tranquada, T. Vogt, and D.J. Buttrey, Phys. Rev. B **54** (1996) 7210.
2. G. Nénert and T. T. Palstra, Phys. Rev. B **76** (2007) 024415.
3. G.G. Chepurco, Z.A. Kazei, D.A. Kudrjartsev, R.Z. Levitin, B.V. Mill, M.N. Popova, and V.V. Snegirev. Phys. Lett. A **157** (1991) 81.

## Исследование магнитных свойств квазиодномерных холдейновских магнетиков $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$

С.А. Климин<sup>1</sup>, М.В. Нарожный<sup>1</sup>, М.Н. Попова<sup>1</sup>, Е.А. Попова<sup>2</sup>, А.Н. Васильев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт спектроскопии РАН

<sup>2</sup>Московский институт электроники и математики

<sup>3</sup>МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет

Исследованы температурные зависимости спектров пропускания, теплоемкости  $C(T)$ , магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  и намагниченности в полях до 50 Тл поликристаллических образцов квазиодномерных холдейновских магнетиков  $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$ . Кристаллическая структура указанных соединений содержит цепочки сильно сплюснутых октаэдров  $\text{NiO}_6$ , соединенных апикальными вершинами. Цепочки ионов  $\text{Ni}^{2+}$  спинов  $S=1$  вытянуты вдоль оси  $a$  и разделены в плоскости  $bc$  ионами  $\text{R}^{3+}$  ( $\text{R}=\text{Y}, \text{Nd}$ ) и  $\text{Ba}^{2+}$ . Резкое изменение характера спектров поглощения, а также аномалии на зависимостях  $C(T)$  и  $\chi(T)$  указывают на возникновение магнитного упорядочения в соединениях с  $x > 0.05$ . Температура магнитного фазового перехода уменьшается с уменьшением концентрации неодима в соединении. В упорядоченном состоянии внутреннее магнитное поле приводит к расщеплению основного крамерсовского дублета иона  $\text{Nd}^{3+}$ , что проявляется в виде аномалии Шоттки на зависимостях  $C(T)$  и  $\chi(T)$ . Локальные искажения структуры и кристаллического поля, вызванные заметным различием ионных радиусов  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Y}^{3+}$ , приводят к изменению спектров поглощения. Температурная зависимость величины расщепления  $\Delta(T)$ , полученная из спектроскопических измерений, использовалась для расчета вклада подсистемы неодима в полную теплоемкость и восприимчивость. На возможность магнитного упорядочения в соединениях с низкой концентрацией неодима ( $x \leq 0.05$ ) указывает только аномалия Шоттки на температурной зависимости теплоемкости, измеренной вплоть до 0.3 К. Во всех соединениях в области низких температур ( $T \approx 3\text{K}$ ) обнаружена аномалия на зависимостях  $\chi(T)$  и дополнительный вклад в теплоемкость. Указанные особенности связаны, возможно, с разрывом цепочек ионов  $\text{Ni}^{2+}$ .

Работа поддержана РФФИ (грант № 08-02-00690) и Программами ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и «Квантовая физика конденсированных сред».

[1] ЖЭТФ в печати

## Спектроскопическое исследование $\text{TbMnO}_3$ в средней ИК области

С.А. Климин, М.Н. Попова

Институт спектроскопии РАН

$\text{TbMnO}_3$  исследуется интенсивно в связи с обнаруженной возможностью управления электрической поляризацией посредством магнитного поля [1]. Некоторые особенности низкотемпературного поведения исследуемого тербиевого манганита были отнесены за счет взаимодействия электронных состояний тербия с кристаллической решеткой, см., например, [2]. В то же время, энергетический спектр трехвалентного иона тербия слабо изучен. В связи с этим мы предприняли спектроскопическое исследование  $\text{TbMnO}_3$ . Построена энергетическая схема уровней тербия, включая основной мультиплет. Объяснена низкотемпературная особенность (80 К) теплопроводности тербиевого манганита. Нам не удалось обнаружить уровень  $\text{Tb}^{3+}$  с энергией  $\sim 4.5 \text{ meV}$ , о котором сообщалось в работе [3].

Работа поддержана РФФИ (грант № 10-02-01071) и Программами ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и «Квантовая физика конденсированных сред».

[1] T. Kimura et al., Nature, **426** (2003) 55.

[2] K. Berggold et al., Phys. Rev. B, **76** (2007) 094418.

[3] B. Seniff et al., J.Phys.:Condens. Matter **20** (2008) 434212.

## Спектроскопия тербия в структуре пирохлора ( $Tb_x R_{1-x}Ti_2O_7$ )

М.В. Нарожный, С.А. Климин

*Институт спектроскопии РАН*

Семейство соединений  $R_2Ti_2O_7$  со структурой пирохлора обладает необычными магнитными свойствами. В этом семействе обнаружен новый тип магнитного упорядочения, получивший название «спиновый лед» [1]. Однако для реализации такого типа упорядочения необходимо, чтобы редкоземельный ион обладал анизотропией изинговского типа. Во всем семействе редкоземельных титанатов со структурой пирохлора состояние «спиновый лед» обнаружено только для  $R = Dy$  и  $Ho$ . Тербиевый титанат интересен тем, что несмотря на наличие анизотропии изинговского типа, состояние спинового льда в нем не осуществляется. Данную особенность обычно объясняют тем, что ион  $Tb^{3+}$  обладает низколежащим энергетическим состоянием, которое не позволяет реализоваться изинговской анизотропии. Для лучшего понимания низкотемпературной динамики тербиевого титаната представляет интерес исследовать оптические спектры трехвалентного иона тербия в структуре пирохлора  $R_2Ti_2O_7$ . Нами были получены спектры поглощения трех соединений  $Tb_xR_{1-x}Ti_2O_7$  с  $x=1, 0.1, 0.01$ . Обнаружено, что первое возбужденное состояние иона тербия имеет энергию  $\sim 1.5$  meV. В случае концентрированного соединения ( $x=1$ ) возникает существенное межзонное взаимодействие, приводящее к трансформации энергетического спектра тербия, что и является причиной отличия анизотропии редкоземельного иона от изинговской.

Работа поддержана Программами ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и «Квантовая физика конденсированных сред».

[1] A.P. Ramirez, et al., Nature **399** (1999) 333.