

Complete Experimental Mapping of the Quantum Phase Diagram for the Two-Impurity Kondo Effect

J.-J. Lin

Institute of Physics and Department of Electrophysics, College of Science, National Chiao Tung University, 1001 Ta Hsueh Road, Hsinchu 30010, Taiwan

e-mail: jjlin@mail.nctu.edu.tw

Quantum phase transitions are governed by competing interaction parameters in the Hamiltonian of a physical system. They are of fundamental conceptual interest but nontrivial to realize experimentally. The two-impurity Kondo effect provides an appealing system to verify theoretical predictions of an interesting and nontrivial quantum phase transition. In a conduction electron Fermi sea containing dilute spin-half magnetic moments, the local magnetic moments can be fully screened by the spins of conduction electrons, leading to a Kondo-screened ground state at zero temperature. The local magnetic moments can also couple with each other via an antiferromagnetic exchange interaction, leading to a spin-singlet ground state. Theory predicts that a quantum critical point separates these two ground states and evolves into a quantum critical regime at finite temperatures. Here we show that the complete experimental mapping of the quantum phase diagram for the two-impurity Kondo effect is possible by using a versatile (copper/aluminum)/aluminum-oxide/yttrium planar tunnel junction system. In our design, a few yttrium atoms can diffuse into the insulating barrier during the junction fabrication process, serving as spin-half magnetic moments and causing the exotic Kondo effect with an induced magnetic quantum phase transition.

New State of Matter in Quantum Liquids and Crystals

V.R. Shaginyan¹, K.G. Popov²

¹Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina 188300, Russia

²Department of Physics, St.Petersburg State University, Russia

e-mail: vrshag@thd.pnpi.spb.ru

In many Fermi systems and compounds at zero temperature a phase transition happens that leads to a quite specific state called fermion condensation. As a signal of such a fermion condensation quantum phase transition serves unlimited increase of the effective mass of quasiparticles that determines the excitation spectrum and creates flat bands [1]. We have theoretically carried out a systematic study of the phase diagrams of strongly correlated heavy-fermion compounds, including heavy-fermion metals, high temperature superconductors, insulators with strongly correlated quantum spin liquid, quasicrystals, and two dimensional Fermi systems (like ^3He), and have demonstrated that these diagrams have universal features. The obtained results are in good agreement with experimental facts. We have shown both analytically and using arguments based entirely on the experimental grounds that the data collected on these very different heavy-fermion compounds have a universal scaling behavior, and these materials with strongly correlated fermions can unexpectedly have a uniform behavior in spite of their microscopic diversity. Thus, the quantum critical physics of different heavy-fermion compounds is universal, and emerges regardless of the underlying microscopic details of compounds. This uniform behavior, induced by the universal quantum critical physics, allows us to view it as the main manifestation of the new state of matter. Our theoretical analysis of numerous experimental facts shows that the theory of fermion condensation develops completely good description of the non-Fermi liquid behavior of heavy-fermion compounds. Moreover, the fermion condensate can be considered as the universal reason for the non-Fermi liquid behavior observed in various heavy-fermion compounds [1,2].

[1] V.R. Shaginyan, M.Ya. Amusia, A.Z. Msezane, and K.G. Popov, *Phys. Rep.* **492**, 31 (2010).

[2] M.Ya. Amusia, K.G. Popov, V.R. Shaginyan, and W.A. Stephanowich, *Theory of Heavy-Fermion Compounds*, Springer Series in Solid-State Sciences **182**, (2015).

Гальваномагнитные явления в органических проводниках в условиях фазового топологического перехода

О. Галбова¹, В.Г. Песчанский^{2,3}, Д.И. Степаненко²

¹Faculty of Natural Sciences and Mathematics, Institute of Physics, St .Cyril and Methodium University, P.O.Box 162, 1000, Skopje, Republic of Macedonia

²Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, 61103, пр. Ленина,47, Харьков, Украина

³Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, 61077, пл. Свободы,4, Харьков, Украина

e-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua

Теоретически исследовано магнитосопротивление слоистых органических проводников с многолистной поверхностью Ферми (ПФ) в условиях фазового топологического перехода Лифшица [1], когда под действием внешнего воздействия на проводник, например давления или допирования примесными атомами, возможно изменение топологической структуры поверхности Ферми. На примере ПФ, состоящей из цилиндра и двух плоскостей, слабо гофрированных вдоль проекции импульса $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$ вдоль нормали к слоям \mathbf{n} , проанализирована зависимость сопротивления и поля Холла от величины сильного магнитного поля H , когда циклотронная частота электронов проводимости ω_c значительно превышает частоту их столкновений $1/\tau$. В непосредственной близости топологического перехода электрон в результате магнитного пробоя с вероятностью w может перемещаться с одного листа ПФ на другой, и его траектория движения в магнитном поле становится сложной и запутанной. Квадратичный рост с магнитным полем сопротивления току поперек слоев в отсутствие магнитного пробоя при $w \geq \gamma = 1/\omega_c\tau$ сменяется линейной зависимостью от H , а при $(1-w) \leq \gamma$ достигает насыщения. Поле Холла существенно зависит от вероятности магнитного пробоя, однако его асимптота в случае $\omega_c\tau \gg 1$ при любых значениях w не зависит от τ . При $w=1$ квазиплоские листы ПФ прикасаются к гофрированным цилиндрам, а при дальнейшем действии возмущения на проводник происходит разрыв плоского листа вдоль линии касания. В результате разрозненные участки плоского листа ПФ вместе с разрезанными половинами гофрированного цилиндра формируют новый гофрированный цилиндр, при этом меняется знак носителей заряда. Это отнюдь не единственный сценарий топологического перехода Лифшица, и исследование эффекта Холла позволит получить дополнительную важную информацию о характере изменения топологической структуры электронного энергетического спектра при фазовом переходе.

Межслоевое магнитосопротивление ρ_{zz} испытывает осцилляции с изменением угла ϑ между магнитным полем и нормалью к слоям, связанные с частым изменением знака скорости движения электронов v_z при $\tan \vartheta \gg 1$. По периоду этих угловых осцилляций можно определить не только форму гофрированного цилиндра, но и величину гофрировки квазиплоского листа ПФ [2,3].

[1] И.М. Лифшиц, ЖЭТФ, **38**, 1569 (1960).

[2] О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, ФНТ, **37**, 925 (2011).

[3] О. Galbova, О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, ФНТ, **39**, 780 (2013).

Slow Oscillations of In-Plane Magnetoresistance in Strongly Anisotropic Quasi-Two-Dimensional Rare-Earth Tritellurides

A.A. Sinchenko^{1,2}, P.D. Grigoriev³, P. Monceau⁴, P. Lejay⁴, V.N. Zverev⁵

¹Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, 125009, Moscow, Russia

²National Research Nuclear University (MEPhI), 115409, Moscow, Russia

³L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, 142432, Chernogolovka, Russia

⁴Institute Neel, F-38042 Grenoble, France

⁵Institute of Solid State Physics, Chernogolovka, Moscow region 142432, Russia

e-mail: sinchenko@cplire.ru

The investigation of angular and magnetic quantum oscillations (MQO) of magnetoresistance (MR) is a powerful tool to study electronic properties of various quasitwo-dimensional (Q2D) layered metallic compounds. The Fermi surface (FS) of Q2D metals is a cylinder with weak warping $\sim 4t_z/v_F$, where v_F is the in-plane Fermi velocity. The MQO with such FS have two close fundamental frequencies $F_0 \pm \Delta F$, where for the magnetic field $B=B_z$ perpendicular to the conducting layers $F_0/B = \mu/\hbar\omega_c$ and $\Delta F/B = 2t_z/\hbar\omega_c$, where $\mu = E_F$ is the chemical potential. There are several peculiarities of MR in Q2D metals: the angular magnetoresistance oscillations (AMRO) and the beats of the amplitude of MQO [1].

In more anisotropic Q2D metals, when $t_z \sim \hbar\omega_c$, some new qualitative features appear in MR. The oscillating part of interlayer MR at $\mu \gg t_z \geq \hbar\omega_c$ shows interesting qualitative features: the slow MR oscillations [2] and the phase shift of MQO beats between transport and thermodynamic quantities [3]. These two effects are not described by the standard 3D theory because they appear in the higher orders in the parameter $\hbar\omega_c/t_z$. Qualitatively, the slow oscillations of conductivity originate from the product of the oscillations with two close frequencies $F_0 \pm \Delta F$, which gives the oscillations with frequency $2\Delta F$:

$$\cos(F_0 + \Delta F) \cos(F_0 - \Delta F) = \frac{\cos(2F_0) + \cos(2\Delta F)}{2} \quad (1)$$

Therefore, conductivity, being a non-linear function of the oscillating electronic density of states (DoS) and of the diffusion coefficient, has slow oscillations with frequency $2\Delta F$, while magnetization, being a linear functional of DoS, does not show slow oscillations [2]. The slow oscillations have many interesting and useful features as compared to the fast quantum oscillations. First, they survive at much higher temperature than the fast MQO. Second, they are not sensitive to the long range disorder, which has a strong action on fast MQO, similar to the influence of finite temperature. Third, the slow oscillations allow to determine the interlayer transfer integral t_z . Until now, the slow oscillations were investigated only for the interlayer conductivity $\sigma_{zz}(B)$. In present work, we study the slow oscillations of transverse intralayer MR $R_{yy}(B)$ on the rare-earth tritelluride Q2D layered compounds.

The rare-earth tritellurides compounds $R\text{Te}_3$ (R=rare-earth element) have weak orthorhombic structure (Cmcm). From the point of view of possibility to observe slow oscillations these compounds are very convenient: they can be layered very easy and demonstrate good metallic properties up to lowest temperatures.

Single crystals of GdTe_3 and TbTe_3 were grown by a self-flux technique under purified argon atmosphere as described previously [4]. Thin samples with a thickness less than 1 μm were prepared by micromechanical exfoliation of relatively thick crystals glued on a sapphire substrate. The quality of selected crystals and the spatial arrangement of crystallographic axes were controlled by X-ray diffraction. Magnetotransport measurements were performed at different orientations of the magnetic field in the field range up to 16 T using a superconducting solenoid. The field orientation was defined by the angle between the field direction and the normal to the highly conducting ac plane.

At $B > 2$ T the pronounced Shubnikov - de Haas (SdH) oscillations with a frequency $F \approx 57$ T are observed for both measured compounds. At high field ($B > 7$ T) the new oscillations with higher frequency ($F \approx 0.8$ kT) appear, indicating the existence of several types of pockets on the partially gapped Fermi surface, resulting from the charge-density wave (CDW) formation. In addition to these rapid SdH oscillations, at low magnetic field ($B < 2$ T) the magnetoresistance exhibits prominent slow oscillations with very low frequency $F_{\text{low}} < 4$ T. In contrast to the usual SdH oscillations, the amplitude of which decreases rapidly as temperature increases, the slow oscillations are observable up to $T \geq 40$ K. This suggests, that the observed slow oscillations originate not from the very small FS pockets, but from the FS warping due to interlayer transfer integral t_z , similar to the slow oscillations of interlayer magnetoresistance in the organic superconductor β -(BEDT-TTF)₂IBr₂ [2].

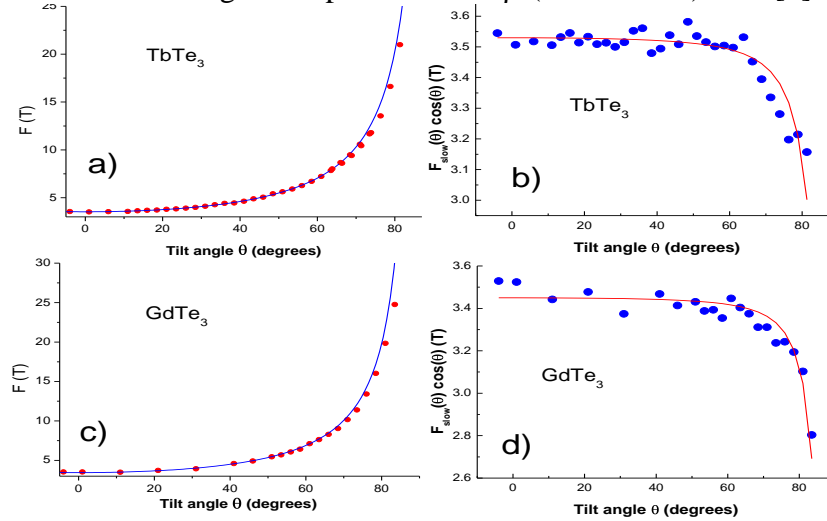


Fig.1 a) and c) – $F(\theta)$ of slow oscillations at $T = 4.2$ K for TbTe₃ and GdTe₃, respectively. Solid curves correspond to $F(\theta) = F(0)/\cos(\theta)$ dependence. b) and d) – The angular dependence of the frequency of slow oscillations of intralayer MR in TbTe₃ and GdTe₃, respectively, multiplied by $\cos(\theta)$.

The angular dependence of the frequency $F_{\text{slow}}(\theta)$, which originates from the interlayer hopping t_z , does not follow the standard dependence $F(\theta) = F(0)/\cos(\theta)$, expected for the usual SdH oscillations and at high tilt angle of magnetic field is:

$$\frac{F_{\text{slow}}(\theta)}{F_{\text{slow}}(0)} = \frac{J_0(k_F d \tan \theta)}{\cos \theta}. \quad (2)$$

In Fig. 1 we plot the angular dependence $F_{\text{slow}}(\theta)$ (a and c) as well as $F_{\text{slow}}(\theta) \cdot \cos(\theta)$ (b and d) in TbTe₃ and in GdTe₃. If the slow oscillations appeared due to small FS pockets, $F_{\text{slow}}(\theta) \cdot \cos(\theta) = \text{const}$ and would be independent of tilt angle. The experimental data clearly indicate the deviation from the horizontal line. These data can be reasonably fitted by the theoretical prediction according to Eq.(2) at $k_F d = 0.1$, shown by solid line. Taking $m^* \approx 0.1m_e$ and $F_{\text{slow}} \approx 3.5$ T we obtain $t_z \approx 1\text{meV}$ and $k_F d \approx 0.11$ for GdTe₃ and 0.12 for TbTe₃.

The work has been supported by RFBR (14-02-01126-a; 13-02-00178-a) and Programs RAS.

[1] Shoenberg D. "Magnetic oscillations in metals", Cambridge University Press 1984.

[2] M.V. Kartsovnik, et al, Phys. Rev. Lett. **89**, 126802 (2002).

[3] P.D. Grigoriev, Phys. Rev. B **67**, 144401 (2003).

[4] A.A. Sinchenko, et al, Phys. Rev. B **85**, 241104(R) (2012).

Особенности нелинейной проводимости, магнетотранспортных свойств и тензосопротивления в слоистом квазиодномерном соединении TiS_3

И.Г. Горлова¹, С.Г. Зыбцев¹, В.Я. Покровский¹, С.Ю. Гаврилкин², А.Ю. Цветков²

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Моховая 11-7, Москва, Россия

²Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, 119991, Ленинский пр., 53 Москва, Россия

e-mail: gorl@cplire.ru

В слоистом квазиодномерном соединении TiS_3 проводящие цепочки ориентированы вдоль оси b и формируют в плоскости ab слои, слабо связанные между собой ван-дер-ваальсовским взаимодействием. Характерной особенностью TiS_3 является переход металл-диэлектрик, который наблюдается на температурной зависимости сопротивления при ~ 200 К. При дальнейшем понижении температуры сопротивление начинает зависеть от частоты [1] и растет на несколько порядков при $200 \text{ K} > T > 4.2 \text{ K}$ [2]. Недавно при $T < 60$ К в TiS_3 обнаружена нелинейная проводимость, причем не только вдоль направления проводящих цепочек, но во всех кристаллографических направлениях [2]. Эти и некоторые другие аномалии транспортных свойств TiS_3 пока не получили однозначного объяснения и могут быть связаны с возникновением электронного упорядочения, возможно – ВЗП.

В настоящем докладе будут представлены результаты измерений проводимости, эффекта Холла и магнетосопротивления монокристаллических вискерсов TiS_3 . Также будут приведены первые данные о влиянии деформации образца на транспортные свойства.

Анизотропия удельного сопротивления TiS_3 растет с понижением температуры и составляет: $\rho_c:\rho_a:\rho_b \sim 10^5:10^2:1$ при 50 К, что указывает на слабые связи между цепочками и слоями и позволяет ожидать проявления квазиодномерных и квазидвумерных эффектов при низких температурах. На температурных зависимостях сопротивления от температуры во всех трёх направлениях наблюдаются максимумы производных $d(\log R)/d(1/T)$ вблизи 60 К и резкое их падение при $T < 60$ К. Ниже 60 К вольтамперные характеристики (ВАХ) становятся нелинейными и имеют степенной вид $I \sim V^{a(T)}$, с зависящим от температуры показателем степени. При низких температурах, $T < 8$ К, степенной вид наблюдался во всем диапазоне измеряемых токов ($10^{-8} - 10^{-14}$ А). Значения показателей, $a(4.2 \text{ K}) \approx 5$ в направлениях вдоль слоев, и $a(4.2 \text{ K}) \approx 10$ – поперек слоев, уменьшаются с повышением температуры [2]. Подобные особенности $R(T)$ и степенные ВАХ наблюдались в квазиодномерных проводниках с ВЗП (в направлении вдоль цепочек) [3], а также в моттовских диэлектриках [4] и слоистых органических кристаллах с зарядовым упорядочением [5] (во всех трёх направлениях). Поэтому, можно предположить, что в TiS_3 происходит фазовый переход с дополнительной диэлектризацией электронов при $T < 60$ К, и степенные ВАХ связаны с разрушением низкотемпературного диэлектрического состояния электрическим полем или неоднородным скольжением (крипом) электронного кристалла.

Для того, чтобы определить характер перехода и оценить концентрацию носителей при низких температурах, был измерен эффект Холла в плоскости слоев (ab). Знак эффекта Холла отрицательный. Концентрация электронов $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 300 К. При понижении температуры от 300 К до 100 К холловское сопротивление R_{xy} растет по термоактивационному закону с энергией активации, ~ 400 К. При этом концентрация

носителей уменьшается на ~ 3 порядка. Вблизи 60 К обнаружен максимум R_{xy} . При дальнейшем понижении температуры R_{xy} падает, по крайней мере, на порядок. Результат подтверждает предположение об изменении механизма проводимости TiS_3 при низких температурах, и может быть связан с вкладами разных типов носителей, прыжковой проводимостью или образованием конденсированного состояния.

Измерено также магнетосопротивление вискеров TiS_3 вдоль направления металлоцепочек в интервале температур 1.8 К - 290 К, в магнитных полях до 9 Т. При 1.8 К магнетосопротивление положительно, квадратично по магнитному полю до 4 Т, а при больших полях стремится к насыщению. Экспоненциального роста, характерного для прыжковой проводимости, мы не наблюдали.

Проведены первые исследования тензорезистивного эффекта в диапазоне температур 13–300 К. Для этого тонкий узкий ($200 \times 8 \times 1.5$ мкм³) вискер TiS_3 был зафиксирован на полимерной подложке. Удлинение образца вдоль оси b достигалось за счёт изгиба подложки [6,7]. При комнатной температуре наблюдался положительный тензорезистивный эффект: удлинение образца на $\varepsilon=0.5\text{--}0.7\%$ приводит к росту сопротивления на 5%. Соответственно, коэффициент тензочувствительности составляет $K(300\text{ К})=7\text{--}10$. Учет геометрических факторов (удлинение и пуассоновское сжатие образца) при постоянном удельном сопротивлении, дает величину $K \lesssim 2$ [8]. Следовательно, большое значение K в TiS_3 определяется, в основном, ростом ρ при удлинении. Такие большие значения K характерны для диэлектриков (для металлов, как правило, $d\rho/d\varepsilon < 1$) [8].

С понижением температуры происходит уменьшение тензочувствительности до $K \approx 1$ при $T=60$ К. Такое поведение K необычно для полупроводников: в них с понижением концентрации носителей, как правило, наблюдается рост K [8]. Ниже 60 К нам не удалось наблюдать изменения ρ при удлинении образца, т. к. шумы составляли $\sim 1\%$ сигнала при 60 К и возрастали с дальнейшим понижением T из-за роста ρ . Мы также не наблюдали изменения вида ВАХ при удлинении образца до 0.7%. Отметим, что значения тензосопротивления и $K(T)$ в TiS_3 не характерны и для квазиодномерных проводников с ВЗП. Малое удлинение кристаллов TaS_3 , NbS_3 (II фаза, при комнатной температуре) [6,7] и $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ в состоянии ВЗП приводит к уменьшению ρ , что, скорее всего, связано с понижением температуры пайерлсовского перехода.

Проведенные одновременные измерения эффекта Холла и сопротивления на одном образце позволяют объяснить металлический ход проводимости выше 200 К и переход металл-диэлектрик в TiS_3 конкуренцией двух факторов: ростом подвижности и снижением концентрации носителей с понижением температуры. Положительный тензорезистивный эффект с большим значением коэффициента тензочувствительности также указывает на диэлектрическое состояние TiS_3 выше 200 К.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (гранты 13-02-01228 и 14-02-92015), РНФ (грант 14-19-01644) и в рамках программ Президиума РАН и ОФН РАН.

- [1] Pei-Ling Hsieh, C.M. Jackson, G. Grüner, Solid State Commun., **46**, 505 (1983).
- [2] И.Г. Горлова, С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, Письма в ЖЭТФ **281** (2014).
- [3] S. V. Zaitsev-Zotov, Phys. Rev. Lett. **71**, 605 (1993).
- [4] Y. Takahide, et al., Phys. Rev. B **84**, 035129 (2011).
- [5] Y. Takahide, et al., Phys. Rev. B **81**, 235110 (2010).
- [6] S.G. Zybtsev and V. Ya. Pokrovskii, Physica B **360**, 34 (2015).
- [7] С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, 2015, тезисы направлены на конференцию НТ-37.
- [8] И.Н. Баринов, В.С. Волков. «Чувствительные элементы микромеханических датчиков давлений. Основы проектирования и разработки» Пенза, 2013.

Низкотемпературный термодинамический аномальный эффект Холла в сильном магнитном поле

В.И. Окулов¹, Е.А. Памятных², А.Т. Лончаков¹

¹Институт физики металлов им. М.Н.Михеева Уральского отделения Российской академии наук, 620137, ул. С. Ковалевской 18, Екатеринбург, Россия

²Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, ул. Мира 19, Екатеринбург, Россия

e-mail: okulov@imp.uran.ru

Настоящее сообщение посвящено теоретическому описанию аномального эффекта Холла как эффекта проявления спонтанного намагничивания в холловском сопротивлении электронных систем твёрдых тел. Сложившиеся уже давно представления о природе данного эффекта основаны на решающей роли в его появлении спин-орбитального взаимодействия электронов проводимости с кристаллическими и рассеивающими полями. Однако недавно в работах [1-3], выполненных в связи с развитием интерпретации экспериментальных данных по магнитному упорядочению систем донорных электронов гибридных состояний примесей переходных элементов малой концентрации в полупроводнике, была обоснована возможность существования другого механизма характерных аномалий магнитопольевых зависимостей эффекта Холла. Этот механизм, происходящий от известного факта возбуждения тока намагничивания электрическим полем, приложенным к системе электронов проводимости в магнитном поле, объясняется свойствами локального равновесия системы, описываемого химическим потенциалом $\zeta + e\varphi(\mathbf{r})$, содержащим энергию взаимодействия с электрическим полем $e\varphi(\mathbf{r})$. Если система обладает спонтанной намагниченностью $M_0\mathbf{h}$, направленной вдоль напряжённости магнитного поля $\mathbf{H} = H\mathbf{h}$, то плотность тока

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_c + \mathbf{j}_m = \mathbf{j}_c - c(\partial M_0 / \partial \zeta) [\mathbf{h} \times \text{grad } e\varphi(\mathbf{r})] = \mathbf{j}_c + \sigma_m [\mathbf{h} \times \mathbf{E}]$$

содержит плотность тока намагничивания $\mathbf{j}_m = c \text{rot } M_0\mathbf{h}$, пропорциональную напряжённости электрического поля \mathbf{E} . При этом оказывается, что плотность тока проводимости \mathbf{j}_c обладает локально равновесной частью \mathbf{j}_{cm}^L , которая получается из условия равновесия сил, действующих на намагниченное тело в локальном равновесии,

$$\text{grad } (M_0 H) = (1/c) [\mathbf{j}_{cm}^L \times \mathbf{h}],$$

и равна $\mathbf{j}_{cm}^L = -\sigma_m [\mathbf{h} \times \mathbf{E}]$. Именно эта величина в холловском токе проводимости $\mathbf{j}_H = \mathbf{j}_H^0 + \mathbf{j}_{cm}^L = -(\sigma_H + \sigma_m) [\mathbf{h} \times \mathbf{E}]$ описывает термодинамический аномальный эффект Холла. В пределе сильного магнитного поля холловское сопротивление имеет простой вид $(\sigma_H + \sigma_m)^{-1}$, и аномалия в данной теории отражается в отличии этого выражения от σ_H^{-1} . В докладе рассмотрены низкотемпературные полевые зависимости аномального холловского сопротивления, включая анализ квантовых осцилляций.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 15-02-09089

[1] А.Т. Лончаков, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич, Письма в ЖЭТФ **96**, 444 (2012).

[2] В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, И.В. Жевстовских, А.Т. Лончаков, К.А. Окулова, Е.А. Памятных, С.М. Подгорных, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич, ФНТ **39**, 493 (2013) [Low Temp. Phys. **39**, 384 (2013)].

[3] В.И. Окулов, Е.А. Памятных, А.Т. Лончаков, ФНТ **40**, 1322 (2014).

Влияние внешнего гидростатического давления на зарядовый транспорт в квантовой яме HgTe шириной 20 нм

В.А. Прудкогляд¹, Е.Б. Ольшанецкий², З.Д. Квон^{2,3}, В.М. Пудалов¹, Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий²

¹Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Ленинский пр-т 53, Москва, Россия

²Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный университет, 630090, ул. Пирогова 2, Новосибирск, Россия

e-mail: valprud@lebedev.ru

Свойства двумерных систем на основе HgTe с различной шириной квантовой ямы представляют значительный фундаментальный интерес в связи с тем, что в них возможна реализация широкого спектра состояний газа электронов и дырок, включая состояние изолятора с нетривиальной топологией электронной структуры. Исследованные в данной работе гетероструктуры, $Cd_xHg_{1-x}Te/HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$, были выращены на GaAs подложке с ориентацией поверхности (100) и снабжены затвором, позволяющим управлять концентрацией носителей заряда в системе. Квантовая яма HgTe имела толщину 20 нм, что соответствует инвертированному спектру электронных состояний. При нулевом давлении система демонстрирует поведение, характерное для двумерного полуметалла [1]. Нами изучено влияние внешнего гидростатического давления на зарядовый транспорт в системе в диапазоне температур 300-1.3 К. Измерения проводились при давлениях 0, 10.5, 12.1, 13.2, 14.1 и 15.1 кбар.

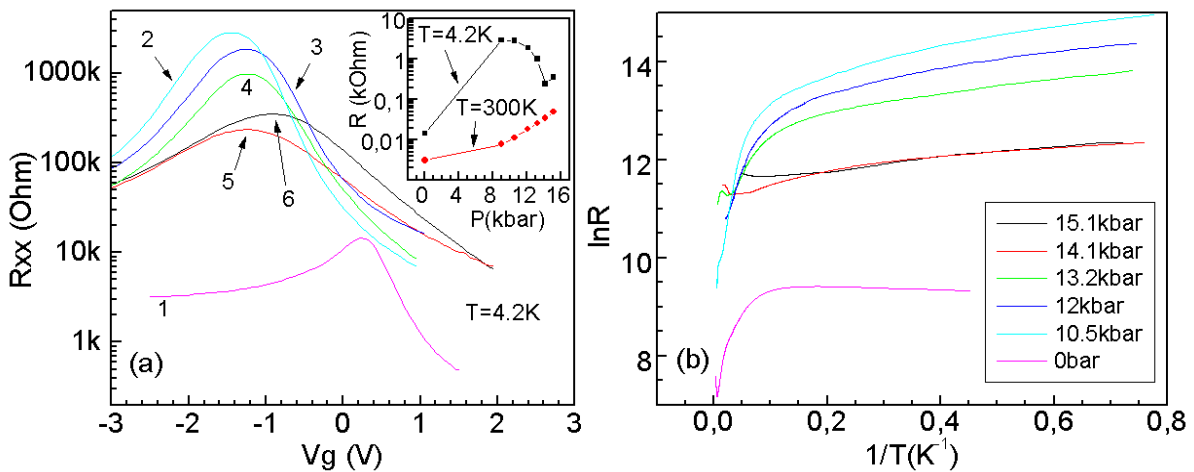


Рис.1. (а) Серия зависимостей сопротивления образца от напряжения на затворе при $T=4,2$ К при различных давлениях. Цифры на рисунке соответствуют следующим давлениям: 1 -0 бар, 2 -10,5 кбар, 3 -12,1 кбар, 4 -13,2 кбар, 5 -14,1 кбар, 6 -15,1 кбар. На врезке показаны зависимости сопротивления образца от давления вблизи точки зарядовой нейтральности при комнатной температуре и при температуре 4,2 К. (б) Температурные зависимости сопротивления образца вблизи точки зарядовой нейтральности, построенные в координатах $\ln R - 1/T$.

Обнаружено, что сопротивление системы вблизи точки зарядовой нейтральности ведет себя не монотонно в области низких температур. Максимальное значение сопротивления наблюдается в районе давления 10 кбар (см. Рис 1(а)). Врезка на Рис.1(а) демонстрирует контраст между изменением сопротивления с давлением при

комнатной температуре и при температуре 4,2 К. В диапазоне температур 10-50 К поведение сопротивления с температурой носит активационный характер, причем величина соответствующей щели также немонотонно зависит от величины давления (Рис 1(б)). При температурах ниже 10 К наклон зависимости $\ln R(1/T)$ ощутимо падает, что свидетельствует об изменении характера свойств системы в данном диапазоне. Описание обнаруженного поведения сопротивления может быть дано на основе модели 2D полуметалла с малым перекрытием энергетических зон в присутствии длинноволнового беспорядка, предложенной в работе [2].

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

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

Анизотропия электросопротивления в зависимости от направления тока в параллельном плоскости гетероструктуры магнитном поле

В.Н. Неверов, С.В. Гудина, А.С. Боголюбский, М.В. Якунин

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева РАН, ул. С. Ковалевской, 18
Екатеринбург, 620990

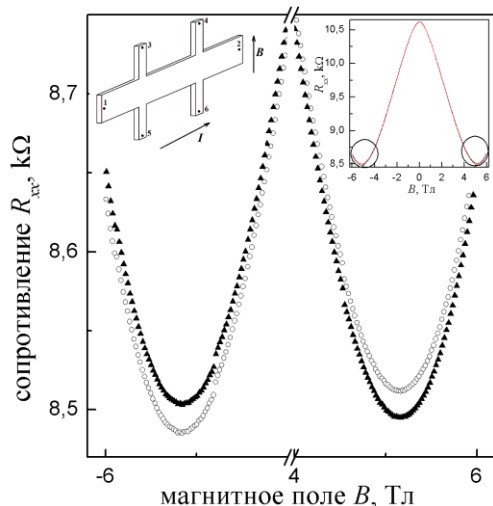
e-mail: neverov@imp.uran.ru

Реальные двумерные структуры имеют конечные размеры в поперечном плоскости системы направлении, что приводит к зависимости сопротивления от продольного магнитного поля. Это эффекты диамагнитного сдвига [1], влияние шероховатостей гетероперехода в слабой локализации [2] и подавление эффектов туннелирования между ямами в системах с двойными квантовыми ямами [3]. В данной работе мы сообщаем об ещё одном эффекте влияния продольного магнитного поля на сопротивление.

Эффект Холла приводит к избыточной плотности электронов у одного края образца и к перераспределению тока по образцу: ток у одного края образца будет больше, а значит и вклад в проводимость этого края будет больше. Такое изменение сопротивлений наблюдалось в работах Пономаренко, Пруискена (см. например [4]).

Если движение носителей заряда ограничено пространственным квантованием в направлении силы Лоренца (магнитное поле параллельно плоскости системы), то это приводит к разной вероятности найти электрон у верхней и нижней гетерограницы квантовой ямы. Если эффективное рассеяние носителей заряда у верхней и нижней гетерограницы квантовой ямы отличается, то величина сопротивления (проводимость) при пропускании тока в одном и другом направлении будет различаться.

Нами исследованы 2D – структуры с двойной квантовой ямой n-GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs, выращенные методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Гетероструктуры представляют собой последовательность эпитаксиальных слоев, формирующих две квантовые ямы In_xGa_{1-x}As. Структуры δ легированы в барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц. Проведены измерения в магнитных полях до 6 Тл, лежащих в плоскости гетероструктуры. Ток плотностью ~160 А/см² был



направлен перпендикулярно направлению магнитного поля. На рисунке 1 приведены измерения магнитосопротивления для различных направлений магнитного поля и тока для образца 2981. Минимум сопротивления при $B \sim 5,2$ Тл связан с разрушением туннелирования между ямами в исследованной структуре [3].

Рисунок 1. Зависимость сопротивления в сильных магнитных полях при $T=4.2$ К. Открытые и заполненные точки отвечают разным направлениям тока через образец. На вставке приведена зависимость сопротивления во всем диапазоне магнитного поля. Образец 2981. Магнитное поле лежит в плоскости гетероструктуры и перпендикулярно току.

На рисунке 2 представлена разность между сопротивлениями при разных направлениях тока для образца 2981 (незакрашенные круглые точки). Полученные зависимости нечетны по магнитному полю. Когда ток сонаправлен с магнитным полем (незакрашенные треугольники), данного эффекта нет. При исследовании двумерных систем в магнитных полях, направленных вдоль плоскости электронного газа, всегда возникает вопрос о вкладе перпендикулярной составляющей магнитного поля в исследуемый эффект (эффект, описанный в [4]). На рисунке 2 закрашенные ромбы отвечают разности сопротивлений при различных направлениях тока, когда магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости гетеросистемы. Видно, что в нашей структуре эффекта, описанного в [4], нет. Величина эффекта невелика, и он тем больше, чем больше ширина квантовой ямы. Так, отношение $|\Delta R_{xx}|/R_0$, где R_0 – сопротивление в нулевом поле, составляет $1.7 \cdot 10^{-3}$, $7.5 \cdot 10^{-4}$, $3 \cdot 10^{-4}$ – для образцов 2981, 2984 и 2985 соответственно. По знаку эффекта можно сделать вывод о том, что рассеяние со стороны подложки больше, чем со стороны поверхности.

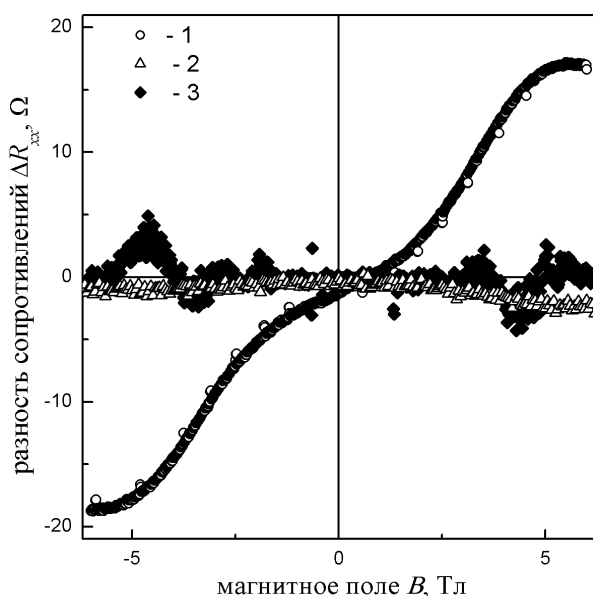


Рисунок 2. Зависимости разности сопротивлений в разных направлениях тока для образца 2981: 1 - $B \perp n, B \perp I$; 2 - $B \perp n, B \parallel I$; 3 - $B \parallel n, B \perp I$, где n - нормаль к плоскости гетероструктуры; I - направление тока.

Большая величина рассеяния со стороны подложки может быть связана с так называемым всплыванием легирующих атомов [5]. Другим возможным объяснением различия сопротивлений является эффект поверхностной сегрегации атомов In в твердом растворе InGaAs, который образует квантовую яму [6].

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ: проект № 14-02-00151.

- [1] A. Zrenner, H. Reisinger, F. Koch, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 33, 5607 (1986).
- [2] A. Palevski, F. Beltram, F. Capasso, *et al.* // Phys. Rev. Lett, V. 65, 2844 (1990).
- [3] M.V. Yakunin, G.A. Alshanskii, Yu.G. Arapov, *et al.* // Physica E, V. 22, 68 (2004).
- [4] L.A. Ponamarenko, D.T.N. de Lang, A. de Visser, *et al.* // Sol. Stat. Comm. V. 130, 705 (2004).
- [5] J.M. Moison, C. Guille, F. Houzay, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 40, 6149 (1989).
- [6] W.X. Ni, J. Knall, M.A. Hasan, *et al.* // Physical Review B, V. 40, 10449 (1989).

Влияние одноосного сжатия на поляризацию излучения диодов на основе гетероструктур p-AlGaAs/GaAsP/n-AlGaAs

Е.В. Богданов, Е.П. Кубашевский, Н.Я. Минина

Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, 119991 Ленинские Горы 1, Москва, Россия

e-mail: bev@mig.phys.msu.ru

Экспериментально и численными методами исследовано влияние одноосного сжатия на поляризацию излучения лазерных диодов на основе напряженных гетероструктур p-Al_xGa_{1-x}As/GaAs_{1-y}P_y/n-Al_xGa_{1-x}As. Установлена сильная зависимость поляризации от нагрузки, которая может даже приводить к смене доминирующей поляризационной моды.

Экспериментально исследованные диоды выполнены на основе сложных гетероструктур с большим числом чередующихся слоев Al_xGa_{1-x}As различного состава x и уровня легирования вокруг квантовой ямы GaAs_{0.84}P_{0.16} шириной 14 нм, которая вследствие встроенного в процессе роста внутреннего растягивающего напряжения деформирована на 0.59 % уже в отсутствие внешней нагрузки. Структуры были выращены методом металлоорганической парофазной эпитаксии на легированных кремнием GaAs подложках, ориентированных по (100).

Измерения при давлениях до $P \approx 5$ кбар проводились в оптическом криостате, позволяющем непрерывно изменять величину деформации образца при температуре жидкого азота [1]. Для анализа поляризации излучения использовались поляризаторы двух типов: пленочные и призма Глана на основе кристалла исландского шпата. Эксперимент проводился при температуре жидкого азота, чтобы получить четкие спектры электролюминесценции с уширением значительно более малым по сравнению со спектрами, получаемыми при комнатной температуре.

Типичные зависимости интенсивности излучения I от положения оси поляризатора приведены на Рис.1. Как видно, при сжатии происходит не только известное возрастание интенсивности излучения [2], но и изменяется соотношение вклада ТМ и ТЕ поляризационных мод: анизотропия интенсивности излучения I_{TM}/I_{TE} падает приблизительно в 1,5 раза со значения 1,8 в отсутствие нагрузки до примерно 1,2 при $P = 5,1$ кбар.

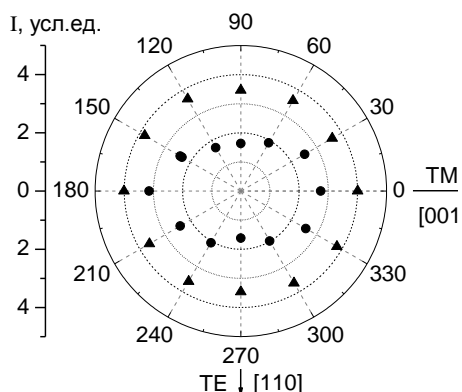


Рис.1. Измеренные при 77 К зависимости интенсивности излучения от угла поворота оси поляризатора при сжатии вдоль направления [110]. $P = 0$ (●) и $P = 5.1$ кбар (▲).

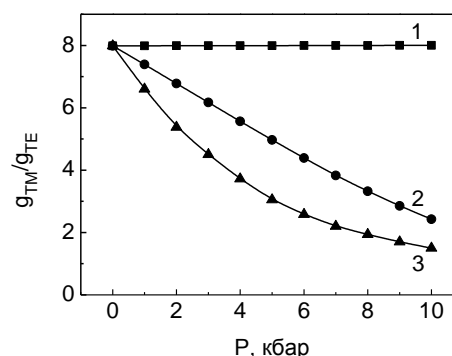


Рис.2. Рассчитанные барические зависимости отношения g_{TM}/g_{TE} для структуры с квантовой ямой GaAs_{0.84}P_{0.16} шириной 14 нм при сжатии вдоль направлений [001] (1), [110] (2) и [100] (3).

С целью объяснения наблюдаемого эффекта были рассчитаны барические зависимости коэффициентов оптического усиления ТМ и ТЕ поляризационных мод g_{TM} и g_{TE} для гетероструктур $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y/n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с содержанием фосфора от $y = 0$ до $y = 0.20$ и шириной квантовой ямы от 4 до 20 нм при одноосном сжатии вдоль кристаллографических направлений [110], [100] и [001] в интервале давлений до 10 кбар. Численный расчет проводился с помощью программы “Heterostructure Design Studio 2”. Необходимые для расчета параметры взяты из литературы [3]. Расчет проводился для азотных температур.

Согласно расчетам, при сжатии в плоскости структуры вдоль направлений [110] и [100] отмечается сильная деформационная зависимость соотношения коэффициентов оптического усиления ТМ и ТЕ мод (кривые 2 и 3 на Рис.2), обусловленная сильным изменением энергетического спектра и симметрии уровней в квантовой яме [2]. При этом в случае сжатия вдоль [110] при $P = 5$ кбар согласно расчетам анизотропия коэффициента оптического усиления уменьшается в 1,6 раза (кривая 2 на Рис.2), что согласуется с экспериментально обнаруженным уменьшением анизотропии излучения в 1,5 раза при $P = 5,1$ кбар (Рис.1). Кроме того, согласно расчетам в структурах с исходно небольшой разницей энергии основных состояний легких и тяжелых дырок при сжатии вдоль [110] и [100] возможно переключение излучения с доминирующей ТМ поляризационной модой к излучению с доминирующей ТЕ модой (Рис.3).

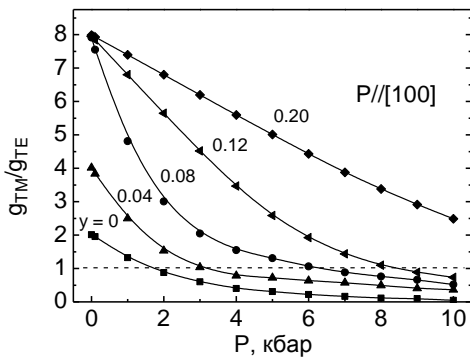


Рис.3. Рассчитанные барические зависимости отношения g_{TM}/g_{TE} при сжатии вдоль направления [100] для структур с квантовой ямой шириной 10 нм и различным содержанием фосфора y .

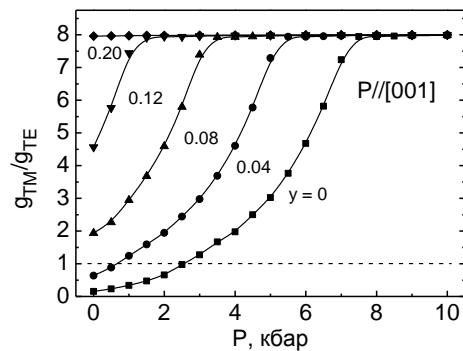


Рис.4. Рассчитанные барические зависимости отношения g_{TM}/g_{TE} при сжатии вдоль направления [001] для структур с квантовой ямой шириной 4 нм и различным содержанием фосфора y .

В случае сжатия вдоль [001] - перпендикулярно исследованным структурам - волновые функции симметрию не меняют, соответственно, перемешивания состояний легких и тяжелых дырок в Γ -точке не происходит, а изменение соотношения g_{TM} и g_{TE} обусловлено лишь относительным смещением уровней размерного квантования легких и тяжелых дырок. При этом, если связанные с несоответствием решеток деформации достаточны, чтобы в отсутствие внешнего сжатия основным являлся уровень размерного квантования легких дырок, то под нагрузкой заметного изменения величины g_{TM}/g_{TE} не происходит (Рис.2, кривая 1). Если же деформации несоответствия малы и при сжатии может произойти пересечение основных состояний легких и тяжелых дырок, то также возможна реализация переключения поляризации излучения, но в этом случае с доминирования ТЕ поляризационной моды при $P = 0$ к излучению с доминирующей ТМ поляризационной модой под нагрузкой (Рис.4).

- [1] E.V. Bogdanov, H. Kissel, N.Ya. Minina et al., *High Pressure Research*, **28**, 559 (2008).
 [2] E.V. Bogdanov, N.Ya. Minina, J.W. Tomm et al., *J. Appl. Phys.*, **112**, 093113 (2012).
 [3] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).

Квантовые нити $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$. От полуметалла до топологического изолятора

А.А. Николаева^{1,2}, Л.А. Конопко^{1,2}, Т.Е. Хубер³, П.П. Бодюл¹, И.А. Попов¹

¹Институт электронной инженерии и нанотехнологий им. Д. Гицу, АНМ, МД-2028, ул. Академией 3/3, г. Кишинев, Молдова

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

³Department of Chemistry, Howard University, 500 College St. N.W., DC 20059, USA

e-mail: A.Nikolaeva@nano.asm.md

Сплавы висмут - сурьма являются одним из представителей самых перспективных материалов как для фундаментальной физики твердого тела, так и практических применений, в спинтронике и термоэлектричестве и др. Развитие нанотехнологий применительно к вышеназванным материалам открыло широкую сферу новых научных направлений, связанных с уникальными спиновыми эффектами топологических изоляторов [1, 2], к которым относятся, сплавы $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ в полупроводниковой области концентраций квантовыми размерными эффектами [3].

Установление закономерностей изменения свойств вещества при переходе от массивного монокристалла к наноструктурам и низкоразмерным структурам различной размерности представляет собой актуальную задачу развития физики конденсированного состояния на современном этапе. Обзор современного состояния исследований в данной области науки показывает, что вследствие малых эффективных масс и больших подвижностей носителей заряда в низкоразмерных структурах на основе системы висмут-сурьма проявление особенностей свойств низкоразмерных систем наблюдается при размерах, на порядок превышающих размеры аналогичных структур из металлов и полупроводников, что несколько упрощает получение низкоразмерных структур, в которых реализуются квантовые размерные эффекты. Кроме того, это позволит разделить эффекты, связанные с размерным квантованием энергетического спектра и с поверхностными состояниями.

В работе приведены результаты исследований нанонитей на базе сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ в полуметаллическом ($0 < x < 0.04$) и полупроводниковом ($0.08 < x < 0.2$) состояниях, где, согласно работам [1, 2], реализуется состояние «топологического изолятора» (ТИ).

Нити $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ в стеклянной оболочке получались литьем из жидкой фазы по методу Улитовского и представляли собой монокристаллы с ориентацией (1011) вдоль оси нити [4]. При этом биссекторная ось C_2 была перпендикулярна оси нити, а тригональная ось C_3 составляла угол в 75° в биссекторно- тригональной плоскости. Контрольные измерения диаметров проводились на SEM и AFM. Диаметры нитей варьировались в интервале 100 нм- 3 мкм. Высокие скорости вытягивания нитей способствовали получению стехиометрических составов с равномерным распределением сурьмы в объеме нитей и с высоким структурным совершенством.

Исследования осцилляционных эффектов и магнето-термоэлектрических свойств нитей различных диаметров, в интервале температур 1,5-300 К, в магнитных полях до 14 Т, исследования в области сильных магнитных полей и низких температур были проведены Международной Лаборатории Сильных Магнитных Полей и Низких Температур, г. Вроцлав, Польша.

В нитях $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ в полуметаллической области концентраций ($x=0,02$) наблюдались осцилляции ШдГ во всех кристаллографических направлениях при диаметрах нитей более 300 нм, что позволило рассчитать циклотронные массы L электронов и T дырок, а также перекрытие L и T зон и температуру Дингла. Было

установлено, что перекрытие зон в данных сплавах составляло 20 мэВ, что в 2 раза меньше, чем в чистом Bi ≈ 20 мэВ. Показано, что в нитях Bi-2at%Sb проявление квантового размерного эффекта наблюдалось при диаметрах в 4 раза больших, чем в нитях чистого Bi.

КРЭ проявляется- в «полупроводниковой» температурной зависимости $R(T)$, смене знака термоэдс и наличии отрицательного магнетосопротивления в поперечном магнитном поле ($H \perp C$, $H \parallel C3$, $H \parallel C2$). Отметим, что проявление КРЭ в виде возникновения отрицательного магнетосопротивления в поперечном магнитном поле, впервые был обнаружен нами в квантовых нитях Bi с $d < 80$ нм [5].

В области концентраций Sb, где в сплавах $Bi_{1-x}Sb_x$ реализуется полупроводниковое состояние ($0.1 < x < 0.2$), наблюдалось возрастание величины щели с уменьшением диаметра нитей d , за счет КРЭ от значения 20 мэВ для нитей с $d=1$ мкм до 45 мэВ в нитях Bi-17at%Sb с $d=75$ нм ($T > 50$ К).

В области более низких температур ($T < 30$ К) наблюдалось отклонение от экспоненциальной зависимости сопротивления от температур $R(T)$, что является характерным для топологических изоляторов. Такое отклонение соответствует существенному влиянию металлизированных хорошо проводящих слоев формирующихся из поверхностных состояний благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию Рашбы в нанонитях. В самых тонких нитях TI Bi-17at%Sb ($d < 200$ нм) наблюдались ШдГ осцилляции от поверхностных состояний, угловые зависимости которых указывают на двумерный 2D характер сечения поверхности Ферми.

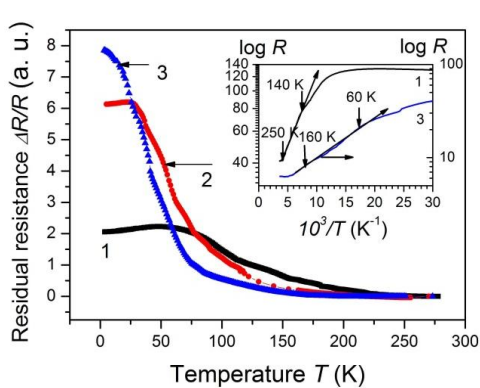


Рис.1. Температурные зависимости относительного сопротивления $\Delta R/R(T)$ нитей Bi-17at%Sb различных диаметров: 1. $d = 200$ нм, 2. $d=600$ нм, 3. $d= 900$ нм. Вставка: зависимость $\log R$ vs $10^3/T$.

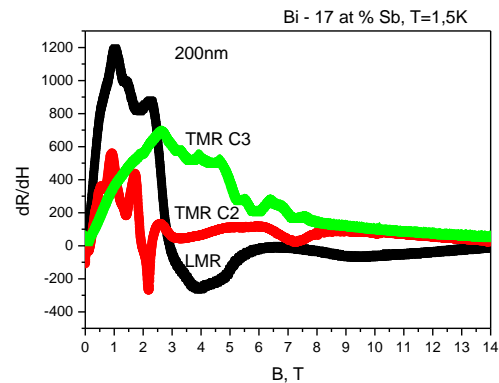


Рис. 2. Полевые зависимости производной магнетосопротивления dR/dB нити Bi-17at%Sb, $d= 200$ нм. $T=1.5$ К.

Таким образом, исследования монокристаллических нанонитей на базе сплавов $Bi_{1-x}Sb_x$ в различных концентрационных интервалах с широким набором диаметров, позволили выделить области проявления квантового размерного эффекта, новые аспекты его проявления – смена знака термоэдс и наличие отрицательного магнетосопротивления в поперечном магнитном поле, и особенности проявления свойств топологических изоляторов.

[1] A.A. Taskin, K. Segawa, and Y. Ando, Phys. Rev. B 82, 121302(R), (2010).
 [2] Dong-Xia Qu, Sahar K. Roberts, and George F. Chapline. Phys. Rev. Lett. 111, 176801, (2013).
 [3] O. Rabin, Yu-Ming Lin, and M.S. Dresselhaus, Appl. Phys. Lett. 79, 81 (2001).
 [4] A.Nikolaeva, T.E. Huber, D. Gitsu, and L. Konopko. Phys. Rev. B 77, 035422 (2008).
 [5] Nikolaeva A.A., Konopko L.A., Huber T.E., Sineavsky E.P., Khamidullin R.A. and Tsurkan, A.C. Journal of Physics: Conference Series 2009, vol. 150, p. 022065 (4pp).

Электронные топологические переходы в нанонитях на базе Bi , индуцированные легированием и упругой деформацией

А.А. Николаева^{1,2}, Л.А. Конопко^{1,2}, А.К. Цуркан¹, Г.И. Пара¹

¹Институт электронной инженерии и нанотехнологий им. Д. Гицу, АНМ, МД-2028, Ул. Академией 3/3, г. Кишинев, Молдова

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

e-mail: A.Nikolaeva@nano.asm.md

В данной работе исследовались особенности проявления электронных топологических переходов [1-3] в нитях чистого Bi в стеклянной оболочке при существенном изменении топологии поверхности Ферми. Варьирование параметров энергетического спектра осуществлялось легированием и упругой деформацией.

Малость собственной концентрации носителей в Bi позволяет менять ее в широких пределах, что в совокупности с малой плотностью состояний в актуальных зонах приводит к значительным изменениям фермиевской энергии. С теоретической точки зрения это дает дополнительную возможность в исследовании зонной структуры, сканированием ее уровнем Ферми, а также дает возможность реализовать и исследовать различные виды электронных топологических переходов. С практической – легирование позволяет оптимизировать термоэлектрические параметры.

Комбинированное воздействие на спектр одновременно нескольких параметров, таких, как легирование и деформация, позволяет путем легирования изменить уровень химического потенциала μ , а при последующем воздействии на спектр, достичь уровня $(\mu - \epsilon_K) = 0$ при деформации. Наиболее информативным и интересными оказались нити сплавов, у которых уровень Ферми расположен у экстремумов зон.

Использование нитей в стеклянной оболочке позволяет значительно расширить предел упругой деформации (до 1-2% относительного удлинения) [4, 5], что приводит к сильному изменению объема отдельных частей поверхности Ферми, вплоть до электронных топологических переходов.

Монокристаллические нити в стеклянной оболочке с диаметрами от 80 нм и выше, легированные акцепторной (Sn) и донорной (Te) примесями, получались литьем из жидкой фазы по методу Улитовского [4-7] и представляли собой монокристаллы строго цилиндрической формы с ориентацией (1011) – вдоль оси нити, что надежно установлено с помощью метода X-Ray diffraction, угловых диаграмм вращения поперечного магнетосопротивления и осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ).

На рисунке 1 представлены осцилляции ШдГ на продольном магнетосопротивлении $R(H)$ нитей Bi , легированного акцепторной примесью Sn .

Упругое деформирование нитей осуществлялось по методике, описанной в [4, 5].

Согласно расчетам, из ШдГ осцилляций оказалось, что у нитей Bi , легированных Sn до 0,02at% Sn и Bi -0.025at% Sn энергия Ферми T - дырок составляет : $\epsilon_F^T = 45$ мэВ и 55 мэВ соответственно, т.е. в первом случае ϵ_F^T находится в запрещенной зоне точки L на 5 мэВ ниже экстремума электронов в L , а во втором – на 5 мэВ ниже потолка легких дырок в точке L зоны Бриллюэна.

В случае легирования Te , у нитей состава Bi -0.0025at% Te уровень Ферми ϵ_F^T расположен у потолка валентной зоны в точке T .

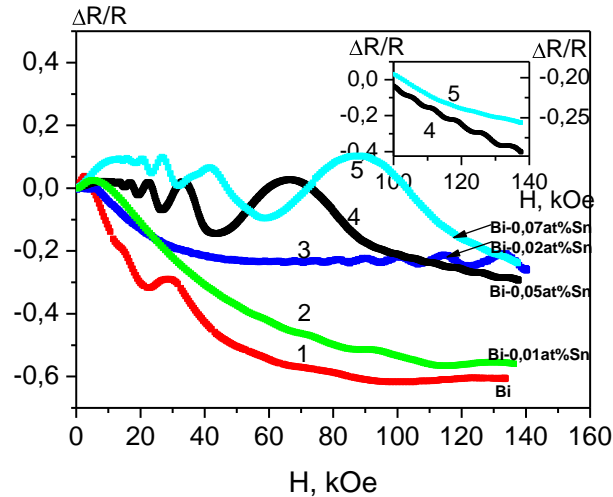


Рис. 1. Зависимости приведенного продольного магнетосопротивления от магнитного поля в нитях висмута, чистого и легированного Sn, при $T=4.2\text{K}$. 1. Bi, $d=480\text{nm}$, 2. Bi-0.01at%Sn, $d=550\text{nm}$, 3. Bi-0.02at%Sn, $d=500\text{nm}$, 4. Bi-0.05at%Sn, $d=550\text{nm}$, 5. Bi-0.07at%Sn, $d=600\text{nm}$. (На вставке приведены ШдГ осцилляции от Т- дырок в сильных магнитных полях кривых 4 и 5.)

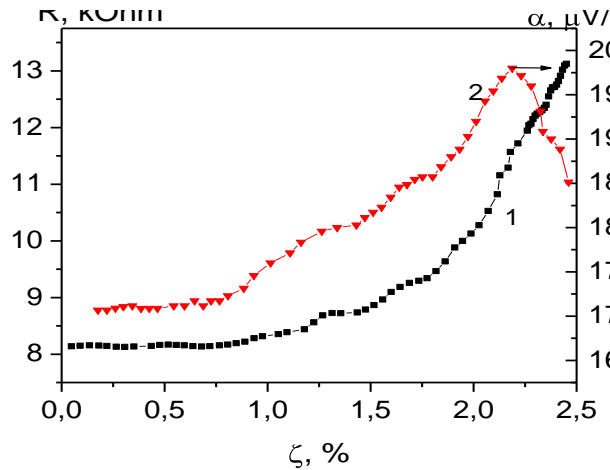


Рис. 2 Деформационные зависимости сопротивления $R(\xi)$, $T=9\text{K}$ (1) и термоэдс $\alpha(\xi)$, $T=10\text{K}$, (2) нити Bi-0.025at%Sn, $d=350\text{nm}$.

В нитях вышеназванных сплавов при упругой деформации растяжения обнаружены различные виды электронных топологических переходов Лифшица, сопровождающихся аномалиями на деформационных зависимостях термоэдс $\alpha(\xi)$ (Рис. 2) и гигантскими осцилляциями магнето-термоэдс, что согласуется с теоретическими предсказаниями [1-3] и свидетельствует о селективном межзонном канале рассеяния L носителей в тяжелую T зону при низких температурах.

- [1] Лифшиц Н.М. ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 5, с. 1569-1576.
- [2] Абрикосов А.А., Панцулая А.В. ФТТ, 1986, т. 28, 6,7, с. 2140-2144.
- [3] Varlaamov A.A., Egorov V.S., Pantsulaya A.V. Adv. Phys. 1989, v.38, nr. 5, p. 469-564.
- [4] Nikolaeva A., Burchakov A., Condrea E., Gitsu D.J. Materials Science and Engineering, 2000, v.288, p. 298-302.
- [5] Gitsu D., Huber T., Konopko L. and Nikolaeva A. Appl. Phys.Lett., 2005, 86, p 10210.
- [6] Брандт Н.Б., Гицу Д.В., Николаева А.А., Пономарев Я.Г. ЖЭТФ, 1977, т.72, вып.6, с.2332-2344.
- [7] Nikolaeva A., Huber T.E., Gitsu D., and Konopko L. Phys. Rev. B 2008, vol. 77, p.035422.

Surface States Transport in Topological Insulator $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ Nanowires

L.A. Konopko^{1,2}, A.A. Nikolaeva^{1,2}, T.E. Huber³, J.P. Ansermet⁴

¹Ghitu Institute of Electronic Engineering and Nanotechnologies, Chisinau 2028, Moldova

²International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland

³Howard University, 500 College St. N.W., Washington, DC 20059, USA

⁴ICMP, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH-1015 Lausanne, Switzerland

e-mail: l.konopko@nano.asm.md

A topological insulator is a material with a bulk electronic excitation gap generated by the spin-orbit interaction, which is topologically distinct from an ordinary insulator. This distinction, characterized by a Z_2 topological invariant, necessitates the existence of gapless electronic states on the sample boundary. The strong topological insulator is predicted to have surface states whose Fermi surface encloses an odd number of Dirac points and is associated with a Berry's phase of π . This defines a topological metal surface phase, which is predicted to have novel electronic properties. The semiconducting alloy $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ is a strong topological insulator due to the inversion symmetry of bulk crystalline Bi and Sb [1]. At $0.09 < x < 0.18$, the system evolves into a direct-gap insulator whose low-energy physics is dominated by the spin-orbit coupled Dirac particles at L-point in the Brillouin zone.

In the present paper we report measurements of temperature dependences of resistance as well as magnetic field dependences of magnetoresistance of topological insulator $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ nanowires in glass coating.

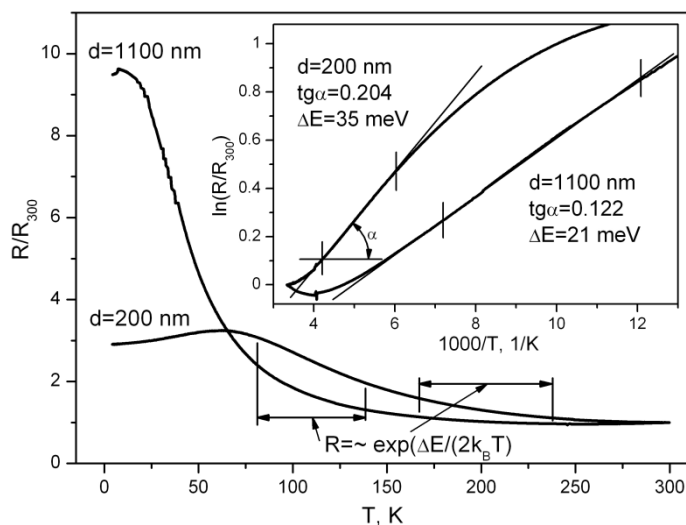


Fig. 1. Temperature dependencies of the relative resistance for 1100 nm and 200 nm $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ nanowires. The temperature ranges, within which the law of resistance exponential growth is valid, are also shown. Insert: The Arrhenius plot of R/R_{300} in 1100 nm and 200 nm $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ nanowires indicates a thermal activation behavior with an activation gap $\Delta E = 21$ and 35 meV, respectively.

Individual $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ nanowires were fabricated using the Ulitovsky technique [2]. The nanowire samples in the diameter range $75 \text{ nm} - 1.1 \mu\text{m}$ were cylindrical single-crystals with $(10\bar{1}1)$ orientation along the wire axis. In this orientation, the wire axis makes an angle of 19.5° with the bisector axis C_I in the bisector-trigonal plane. Bulk Bi-Sb crystals are difficult to grow without the segregation, however, in the Ulitovsky technique due to the high frequency stirring and high speed crystallization ($> 10^5 \text{ K/s}$) is possible to obtain homogeneous monocrystalline $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ nanowires.

Quantum confinement effect in semiconducting $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ nanowires increases the energy gap ΔE and thus increases the resistance. However, at low temperature conductivity of the topological surface states reduces the resistance. The greater the relative amount of surface states volume with decreasing nanowires diameter, the stronger the effect of reducing resistance. Temperature dependencies of the relative resistance R/R_{300} for 1100 nm and 200 nm $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ nanowires are shown in Fig. 1. The temperature ranges, within which the law

of resistance exponential growth ($R \sim \exp(\Delta E / (2k_B T))$) is valid, are also shown. The Arrhenius plot (see the insert) of R/R_{300} in 1100 nm and 200 nm $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ nanowires indicates a thermal activation behaviour with an activation gap $\Delta E = 21$ and 35 meV, respectively. With decreasing diameter of the nanowires, the temperature range of exponential growth of resistance shifts into a higher temperature region.

Since there is a bulk energy gap, transport in wires samples at low temperature will be dominated by the surfaces states, which can be probed by the geometry dependence of the conductance. Thus, the linear dependence of low temperature conductivity on the nanowires diameter proves the existence of two-dimensional surface states on nanowires boundary (Fig.2a).

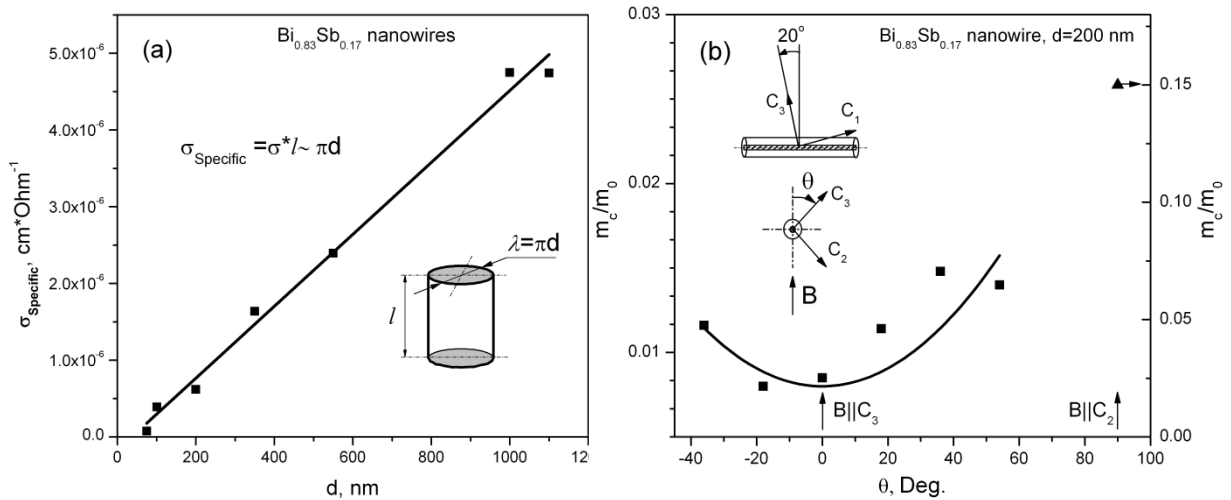


Fig.2.(a) Dependence of conductivity of surface states at $T=1.5$ K on $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ nanowires diameter. (b) Angular dependence of cyclotron mass m_c of carriers for 200 nm $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ nanowire. $B \perp I$

Two-dimensional Fermi surfaces on the surface of bulk topological insulator $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ were discovered early [3,4]. We have measured transverse magnetoresistance when $B \perp I$ in $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ nanowires, in these case Shubnikov de Haas oscillations at various orientations of magnetic field were observed. Cyclotron mass for different direction of transverse magnetic field were calculated. Fig. 2b shows angular dependence of cyclotron mass m_c of carriers for 200 nm $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ nanowire. For $B \parallel C_3$ and $B \parallel C_2$ directions of magnetic fields, the cyclotron masses and Dingle temperatures equal $8.5 \cdot 10^{-3} m_0$, 9.4 K, and $1.5 \cdot 10^{-1} m_0$, 2.8 K respectively. The presence of very small masses in a wide range of magnetic field deviation angles confirms the two-dimensional character of the surface states in the nanowires.

For the first time the Aharonov-Bohm oscillations in $\text{Bi}_{0.83}\text{Sb}_{0.17}$ 100 nm nanowire were observed. The oscillation period, as predicted by the theory of magnetic flux quantization oscillations, governed by the law $\Delta B = \Delta B_{\text{parallel}} / \cos \alpha$, where α - angle of magnetic field inclination relative to the nanowires axis.

This work was supported by STCU grant #5986 and US National Science Foundation PREM#1205608.

- [1] D. Hsieh, D. Qian, L. Wray, Y. Xia, Y.S. Hor, R.J. Cava, M.Z. Hasan, Nature **452**, 970 (2008).
- [2] D. Gitsu, L. Konopko, A. Nikolaeva, and T.E. Huber, Appl. Phys. Lett. **86**, 102105 (2005).
- [3] A. Taskin and Y. Ando, Phys. Rev. B **80**, 085303 (2009).
- [4] D. Qu, S. Roberts, and G. Chapline, Phys. Rev. Lett. **111**, 176801 (2013).

The Bottom-Up Design of Thin Nanowires in Superfluid Helium

Eugene B. Gordon

Institute of Problems of Chemical Physics, 142432, 1 Semenov pr., Chernogolovka, Russia

e-mail: Gordon@icp.ac.ru

In order to produce the nanowire it is necessary in general to create a template preventing the precursor growth in transverse direction. Quasi-1D quantized vortices nucleated by small perturbation of superfluid helium (He II) represent such ideal templates for any embedded guest particles [1]. Using the laser ablation of submersed metal targets for the impurity introduction into He II we have grown at $T = 1.5 - 2.0$ K the nanowires made of many metals and alloys [2]. Their diameters D dependent on the metal thermodynamic properties ranged from 8 nm for fusible metals to 3 nm for refractory ones, and the structure and shape of nanowires were quite perfect. Generally, the synthesis product represents a three-dimensional web of nanowires interconnected by metal manner. The total area of the sample grown in one experiment was as high as 10 cm^2 . The dependence of the nanowires resistivity $R(T)$ on temperature has shown that for all metals the value of $R(T)$ up to $T = 300$ K was determined by electron scattering on the nanowires surface. In superconducting nanowires the transition from the superconducting state to the normal one was broadened up to 0.5 K, and usually not shifted substantially in temperature [3]. Under certain conditions the nanowires may form the planar metal strips of perfect shape; their thickness was several nm, whereas their width and length reached 0.7 and 20 microns, respectively.

Nanowires with thickness of few nanometers are of interest for many applications. In particular they appear to be excellent nanocatalysts: the efficiencies of nanowires made of gold doped by copper and of palladium in the catalytic oxidation of CO were found to be higher than that for the nanoparticles immobilized on alumina. Niobium nanowires demonstrated the size effect of superconductivity suppression by the mechanism of quantum phase slip; thus they can be used to create the qubits as well as the pointed SQUID. Under nanowire design from quasi-eutectic alloys the metals separation along the wire core led to the nano-heterostructures formation possessing the unique properties. The negative feature of thin ($D < 4$ nm) nanowires is their unexpectedly low thermal stability: they decay to the chains of separate nanoclusters at temperatures being 2 - 3 times lower than the melting point of corresponding metal [4]. The model explaining this effect has been proposed and tested, and the ways to overcome this defect have been found [5].

[1] Gordon, E.B., Okuda Y., *Low Temp. Phys.* **2009**, 35(3), 209-213.

[2] Gordon, E.B., Karabulin, A.V., Matyushenko, V.I., Sizov, V.D., Khodos, I.I. *Chem. Phys. Lett.*, **2012**, 519–520, 64–68.

[3] Gordon, E.B., Karabulin, A.V., Matyushenko, V.I., Sizov, V.D., Khodos, I.I., *Appl. Phys. Lett.* **2012**, 101(5), 052605.

[4] Gordon, E.B., Karabulin, A.V., Matyushenko, V.I., Sizov, V.D., Khodos, I.I. *Phys. Chem. Chem. Phys.* - **2014**, 16 (46), 25229 – 25233.

[5] Gordon, E.B., Karabulin, A.V., Matyushenko, V.I., Khodos, I.I. *J. Phys. Chem. A*, [Online early access] DOI: 10.1021/jp5087834. Published Online: Nov 6, 2014.

Confinement Effects on the Transport Properties of a Quasi-1D Electron System on Liquid Helium

N.R. Beysengulov^{1,2}, D.G. Rees^{1,3}, Y. Teranishi³, D.A. Tayurskii^{1,2}, J.J. Lin³, and K. Kono^{1,2,3}

¹RIKEN Center for Emergent Matter Science, Wako, Saitama 351-0198, Japan

²Institute of Physics, Kazan Federal University, Kazan 420008, Russia

³Institute of Physics, National Chiao Tung University, Hsinchu 300, Taiwan

e-mail: n.beysengulov@gmail.com

The experimental study and theoretical description of the electron systems in reduced dimensionality are one of the milestones in condensed matter physics [1]. The qualitative description of such systems is different from that in 3D due to the enhancement of the interactions in a confined geometry. Interactions become even more important in the limit when the long-rang Coulomb potential predominates over kinetic energy and the electron system is expected to become a periodically ordered solid known as the Wigner crystal.

Here we present an experimental study of Wigner crystallization of surface state electrons (SSE) formed on liquid helium and confined in a microchannel (Fig.1). Quasi-1D confinement was created by applying voltages to several electrodes: Bottom-Gate (V_{bg}) and top Split-Gate (V_{sg}) electrodes. Application of different voltages to these electrodes allows us to precise control of the confinement parameters: the potential depth, which controls the density of the electron system, and the effective width of the channel. The electric current was measured as a function of voltages applied to these electrodes. SSE in the Wigner crystal state form specific bound states with ripples (surface capillary waves), which effectively increases the mass of electron system. Thus, the transition of the electron system into the ordered state was detected by an appearance of strong nonlinear features in the transport characteristics.

Detailed transport measurements at different temperatures ($T = 0.6 - 1.3$ K) enable us to build a liquid/solid phase diagram of electron system in a q-1D confinement geometry. The observation of a unique behaviour of interacting systems in confinement - reentrant melting [2] - allows us to identify the number of electron rows formed in the microchannel (from a single chain up to 20 electron rows). The structural phase diagram based on a simple electrostatic model is in good agreement with the experimental observations.

[1] V.V. Deshpande et. al., *Nature* **464**, 209–16 (2010).

[2] H. Ikegami et al., *Phys. Rev. Lett.* **109**, 236802 (2012).

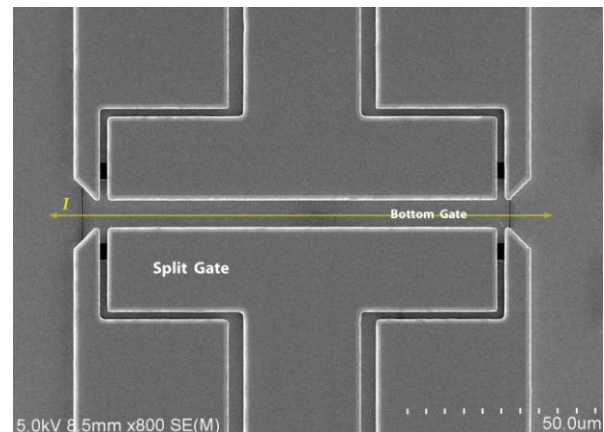


Fig.1. SEM image of the central microchannel (7 μm - wide) of the microdevice. All sample was covered with a thin film of superfluid ^4He . The current of SSE I was measured as a function of Bottom-Gate voltage V_{bg} and Split-Gate voltage V_{sg} at different temperatures.

Низкотемпературные аномалии зарядового транспорта в YbV_6

В.В. Глушков^{1,2}, А.Д. Божко¹, Н.О. Жаднов², С.В. Демишев^{1,2}, В.В. Воронов¹,
А.В. Кузнецов³, И.И. Санников³, А.В. Духненко⁴, А.В. Левченко⁴, В.Б. Филипов⁴,
Н.Ю. Шицевалова⁴, Н.Е. Случанко¹

¹ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, 119991, ул. Вавилова, 38, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт, 141700, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Россия

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, Каширское шоссе, 31, Москва, Россия

⁴ Институт проблем материаловедения им. И.Францевича НАНУ, 03142, ул. Кржижановского, 3, Киев, Украина

e-mail: glushkov@lt.gpi.ru

Предсказание состояния коррелированного Z_2 топологического изолятора (ТИ) в YbV_6 [1] вызвало всплеск интереса научного сообщества к этому немагнитному узкозонному полупроводнику ($\epsilon_g \approx 0,1$ эВ) [1-5]. Гипотеза ТИ [1] подтверждается экспериментами по фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES), которые выявили дираковские состояния в точках Γ и X зоны Бриллюэна [2-3]. Зонные расчеты [3] показывают, что в случае YbV_6 ненулевой топологический инвариант может быть связан с инверсией $5d(\text{Yb})$ и $2p(\text{V})$ зон, возникающей под влиянием сильного кулоновского взаимодействия ($U \sim 4$ эВ). С другой стороны, квадратичный закон дисперсии поверхностных электронов, установленный по данным ARPES исследований монокристаллов YbV_6 [5], полностью исключает модель ТИ [1-3].

Противоречивые результаты фотоэмиссионных экспериментов могут объясняться различием свойств монокристаллов YbV_6 , выращенных раствор-расплавным методом [2-4] и зонным плавлением [5]. Известно, что небольшие отклонения от стехиометрического состава значительно меняют коэффициент термоэдс поликристаллических образцов YbV_6 (от $S = -120$ мкВ/К для $\text{YbV}_{5,7}$ до $S = +90$ мкВ/К для $\text{YbV}_{6,3}$ при комнатной температуре) [6]. Разница в значениях термоэдс, по-видимому, связана с изменением химического потенциала, положение которого зависит от степени дефектности образца и по данным рентгеновской фотоэмиссии может достигать 0,5 эВ [4]. Ситуацию осложняет наличие поверхностных состояний неизвестной природы, определяющих слабый ферромагнетизм в $\text{YbV}_{6-\delta}$ [7]. В этой связи особую актуальность приобретает вопрос о влиянии примесей и собственных дефектов на параметры зонного спектра YbV_6 .

В работе представлены результаты исследований транспортных и магнитных свойств монокристаллических образцов YbV_6 , выращенных методом зонного плавления с переплавом в атмосфере аргона. Для изменения концентрации собственных дефектов приготавливались исходные стержни с небольшим избытком (образец 1) и дефицитом (образец 2) бора. Поверхностные дефекты, вызванные электроэрозионной резкой и шлифовкой образцов, устранялись их травлением в водном растворе азотной кислоты. Для измерений транспортных свойств в интервале 4,2–400 К в магнитном поле до 80 кЭ использовалась стандартная 4-х зондовая схема. Намагниченность монокристаллов в интервале 4,2–300 К измерялась на СКВИД-магнитометре оригинальной конструкции.

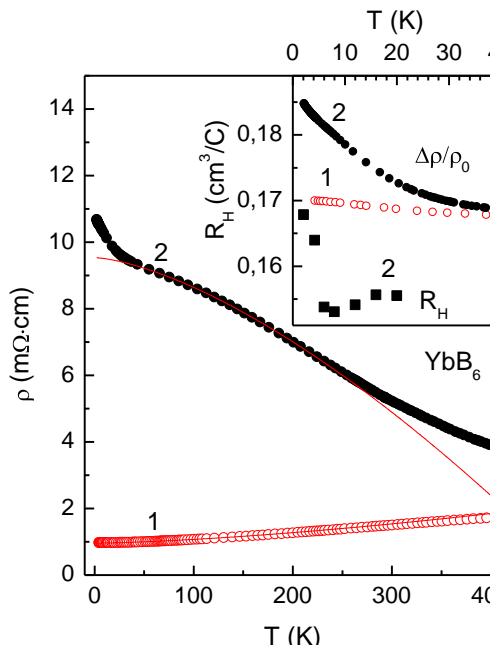


Рис.1 Удельное сопротивление YbB_6 с разной степенью дефектности по бору (см. текст). Линиями обозначены результаты подгонки экспериментальных данных выражением $\rho_{\text{fit}}(T) = \rho_0 + AT^{3/2}$. Вставка: низкотемпературные вклады $\Delta\rho/\rho_0 = (\rho(T) - \rho_{\text{fit}}(T))/\rho_0$ (образцы 1 и 2) и коэффициент Холла $R_H(T)$ (образец 2).

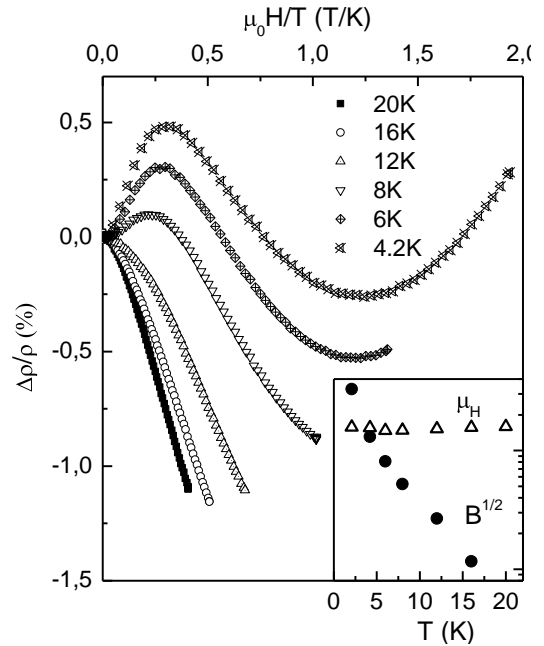


Рис.2 Магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho(H)$ YbB_6 (образец 2) как функция $\mu_0 H/T$. На вставке приведены холловская подвижность $\mu_H(T) = R_H/\rho$ и коэффициент $B^{1/2}$, определяющий низкополевую асимптотику положительного вклада в магнитосопротивление YbB_6 (образец 2).

В работе показано, что рост концентрации вакансий бора инициирует качественное изменение поведения удельного сопротивления с переходом к зависимости полупроводникового типа (рис.1). Положительный знак коэффициентов Холла и термоэдс указывает на доминирующий вклад дырочных состояний (подвижность $\mu_H \approx 15 \text{ cm}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и приведенная концентрация $n \approx 2,9 \cdot 10^{-3}$) в зарядовый транспорт в YbB_6 при гелиевых и промежуточных температурах. В интервале $T < 50 \text{ K}$ обнаружен рост удельного сопротивления $\Delta\rho$ (вставка на рис.1), усиливающийся по мере роста дефектности подрешетки бора. Из анализа магнитосопротивления (рис.2) показано, что коэффициент, определяющий положительный вклад $\Delta\rho/\rho(H) = \text{ВH}^2$ в слабых полях (вставка на рис.2), не связан с дрейфовой подвижностью носителей заряда. При этом скоррелированный рост $\Delta\rho/\rho_0$, R_H и В (вставки на рис.1-2) указывает на общую природу низкотемпературных аномалий зарядового транспорта, что требует проведения дополнительных исследований транспортных свойств YbB_6 при сверхнизких температурах.

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

- [1] H. Weng et al., Phys. Rev. Lett., **112**, 016403 (2014).
- [2] M. Xia et al., Sci. Reports, **4**, 5999 (2014).
- [3] M. Neupane et al., Phys. Rev. Lett., **114**, 016403 (2015).
- [4] D.J. Kim et al., Nat. Mater., **13**, 406 (2014).
- [5] E. Frantzeskakis et al., Phys. Rev. B, **90**, 235116 (2014).
- [6] K Kaymura, M Takeda, IOP Conf. Series: Mater. Science Engin., **20**, 012007 (2011).
- [7] J.Y. Kim et al., J. Appl. Phys. **101**, 09D512 (2007).

Увеличенное и регулируемое перекрытие электронной и дырочной подзон в двойной квантовой яме HgTe

М.В. Якунин¹, А.В. Суслов², М.Р. Попов¹, Е.Г. Новик³,
Н.Н. Михайлов⁴, С.А. Дворецкий⁴

¹ИФМ УрО РАН, 620137, ул. С. Ковалевской 18, Екатеринбург, Россия

²NHMFL, FSU, 1800 East Paul Dirac Drive, Tallahassee, Florida 62310, USA

³Physical institute, University of Wurzburg, D-97074 Wurzburg, Germany

⁴ИФП СО РАН, 630090, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия

e-mail: yakunin@imp.uran.ru

Гетероструктуры, содержащие слой HgTe шириной более 6.3 нм, имеют инвертированную структуру подзон размерного квантования, при этом подзона проводимости построена из состояний Γ_8 , в отличие от традиционных полупроводников. В широких слоях HgTe подзоны проводимости и валентная перекрываются, что ведет к сосуществованию двумерных электронной и дырочной систем [1]. Это создает новые физические условия, в которых возможно формирование состояний топологического изолятора, коррелированных электронно-дырочных фаз, таких как состояние экситонного изолятора и т.п. Мы предлагаем способ усилить и регулировать степень перекрытия электронной и дырочной подзон, комбинируя собственное перекрытие с межслойным в двойной квантовой яме (ДКЯ), состоящей из двух слоев HgTe с инвертированной дисперсией, разделенных тонким барьером. Сдвиг по энергии между двумя идентичными картинами дисперсии в слоях может быть изначально встроен в систему вследствие градиента примеси вдоль оси роста либо из-за поверхностных зарядов, но может быть и реализован целенаправленно путем приложения напряжения V_g между слоями HgTe и нанесенным на поверхность затвором. Смещение энергии происходит только в верхнем, ближайшем к затвору, слое вследствие межслойного экранирования [2].

Мы исследовали холловское и продольное магнитосопротивления (МС) ρ_{xy} и ρ_{xx} в функции поля B и V_g при температуре 0.3 К. Образцы выращены молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке GaAs ориентацией (013) и состоят из двух слоев HgTe шириной 20 нм, разделенных барьером $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, $x \approx 0.7$, шириной 6-10 нм, размещенных между барьерами того же $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, δ -легированными In симметрично с двух сторон на расстоянии 10 нм от внешних гетерограниц.

Перекрытие подзон проявляется в N -образной форме холловского МС $\rho_{xy}(B)$ в слабых полях при одновременном параболическом виде $\rho_{xx}(B)$. Эти зависимости хорошо воспроизводятся расчетами в модели классического МС с двумя типами носителей: высокой плотностью p малоподвижных дырок и малым количеством n высокоподвижных электронов (рис. 1), откуда эти величины, включая подвижности $\mu_{n,e}$, были извлечены. Так, при $V_g = 0$:

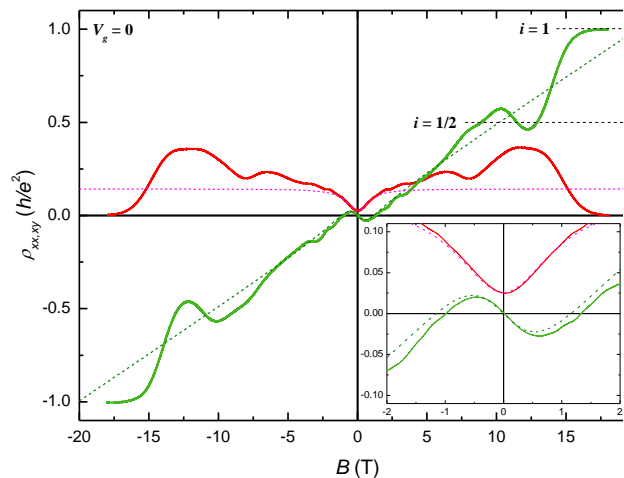


Рис. 1. $\rho_{xy}(B)$ и $\rho_{xx}(B)$ при $V_g = 0$ в сравнении с результатами подгонки для двух типов носителей (штриховые).

$p = 6.5 \times 10^{15} \text{ м}^2$, $n = 1.5 \times 10^{15} \text{ м}^2$, $\mu_h = 0.5 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $\mu_e = 4.5 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Указанное согласие, однако, имеет место только при существенном преобладании количества дырок, $p \gg n$, что реализуется при величинах V_g отрицательных и близких к нулю. При сопоставимых же величинах и их обратном соотношении (при $V_g > 0$) мы получили более сложные зависимости, в том числе с многократной инверсией $\rho_{xy}(B)$, из которых только можно в самых слабых полях извлечь приближенную величину n . Сопоставимые величины n во всем диапазоне V_g также получены из Фурье-анализа осцилляций $\rho_{xx}(B)$, которые извлекались из экспериментальных кривых двойным дифференцированием по полю. Общий вывод: величина n почти не меняется с V_g , только слабо возрастает при максимальных V_g . Тогда как p с ростом V_g существенно падает, как это следует из анализа в модели двух типов носителей при $V_g \leq 0$, а также из полной смены знака $\rho_{xy}(B)$ на отрицательный во всем достижимом интервале полей $B \leq 18 \text{ Т}$ при $V_g \geq +3.5 \text{ В}$. Такое поведение объясняется существенно большей плотностью состояний у вершины валентной подзоны по сравнению с подзоной проводимости [3]. Энергия верхнего слоя изначально выше, и дырки присутствуют только в нем. С ростом V_g его энергия понижается, валентная подзона опустошается, при этом n повышается, но незначительно из-за малой плотности состояний в подзоне проводимости.

На изначально несимметричность профиля потенциала ДКЯ указывает и наличие в дырочной компоненте проводимости плато квантового эффекта Холла (КЭХ) с номером $i = 1$ (рис. 1), поскольку по расчетам туннельная щель между состояниями Γ_8 стремится к нулю. С увеличением V_g в области его отрицательных значений это плато смещается в меньшие поля, отображая уменьшение p . Однако при дальнейшем росте V_g в область положительных значений плато более не смещается, так что его левый край останавливается вблизи $B = 15 \text{ Т}$, а опускается вниз в сторону отрицательных ρ_{xy} . На основе рассчитанной картины магнитных уровней [3] показано, что такое поведение КЭХ соответствует вхождению уровня Ферми в область перекрывающихся разнонаправленных вееров магнитных уровней электронов и дырок по мере приближения p к n , то есть по мере приближения к точке зарядовой нейтральности. Таким образом, поле B_c , в котором с ростом V_g останавливается плато $i = 1$, есть поле закрытия щели между крайними магнитными уровнями электронов и дырок. При $B > B_c$ перекрытие подзон снимается и между указанными уровнями открывается щель, формально соответствующая фактору заполнения $i = 0$. По расчетам в одиночном слое $B_c = 5\text{--}6 \text{ Т}$ при перекрытии подзон до $\sim 6 \text{ мэВ}$. В эксперименте [4] на одиночном слое HgTe аналогичное поведение плато $i = 1$ наблюдалось в окрестностях $B_c \approx 2 \text{ Т}$. Сместить эту точку к наблюдаемой в наших экспериментах на ДКЯ величине $B_c \geq 15 \text{ Т}$ можно, только наложив две идентичные картины уровней со смещением по энергии примерно на 17 мэВ , что в сумме с собственной величиной перекрытия в слое дает величину $\sim 23 \text{ мэВ}$. Таким образом, показана возможность увеличения перекрытия зон в ДКЯ. Также продемонстрировано сложное поведение КЭХ в системе перекрывающихся зон в окрестности точки зарядовой нейтральности.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330 (проект № 15-9-2-21) и поддержана РФФИ, проект 14-02-00151.

- [1] З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Д.А. Козлов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ, **87**, 588 (2008).
- [2] X. Yinget *et al.*, Phys. Rev. B, **52**, 11611 (1995); A.R. Hamilton, M.Y. Simmons *et al.*, Phys. Rev. B, **54**, 5259 (1996); R. Fletcher *et al.*, Phys. Rev. B, **71**, 155310 (2005).
- [3] E.G. Novik *et al.*, Phys. Rev. B, **72**, 035321 (2005).
- [4] O.E. Raichev, G.M. Gusev, E.B. Olshansky, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, J.C. Portal, Phys. Rev. B, **86**, 155320 (2012).

Изобестическая точка и магнитный вклад в теплоёмкость $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$

А.Н. Азаревич^{1,2}, М.А. Анисимов¹, А.В. Богач¹, С.Ю. Гаврилкин³, В.В. Глушков^{1,2},
С.В. Демишев^{1,2}, В.Б. Филиппов⁴, Н.Ю. Шицевалова⁴, С. Габани⁵, К. Флахбарт⁵,
Н.Е. Случанко¹

¹Институт общей физики РАН, 119991, ул. Вавилова 38, Москва, Россия

²Московский Физико-Технический Институт (гос. университет), 141700, Институтский пер. 9, Долгопрудный, Московская область, Россия

³Физический институт РАН, 119991, Ленинский проспект 53, Москва, Россия

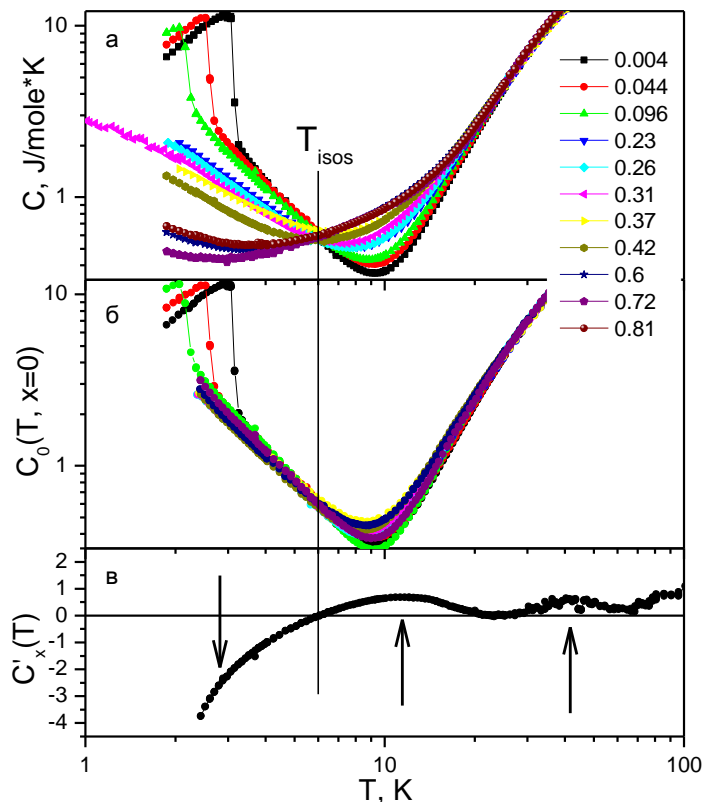
⁴Ин-т проблем Материаловедения НАНУ, 03680, ул. Кржижановского 3, Киев, Украина

⁵Институт Экспериментальной физики САН, 04001, Ватсонова 47, Кошице, Словакия

e-mail: azarevich@lt.gpi.ru

В ряду редкоземельных додекаборидов соединение TmB_{12} находится вблизи области антиферромагнитной неустойчивости. Исследование твёрдых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ позволяет подробно изучить переходы металл-изолятор и антиферромагнетик-парамагнетик, наблюдающиеся с ростом концентрации Yb . В данной работе на высококачественных монокристаллических образцах проведены измерения теплоёмкости в магнитном поле до 9 Тл при температурах 0.04 – 300 К. Особенности на кривых $C(T, H)$ в точках фазовых переходов позволили построить магнитную фазовую H - T - x диаграмму и выделить, помимо антиферромагнитной и парамагнитной областей, фазу спинового стекла в диапазоне концентраций $0.23 \leq x \leq 0.42$. Семейство кривых $C(T)$ для $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ с концентрациями иттербия $0.004 \leq x \leq 0.81$, показанное на рис.1а, имеет общую точку пересечения $T_{isos} \approx 6$ К. В рамках подхода, развитого в [1], нами показано, что во всём диапазоне исследуемых составов наблюдается линейная зависимость $C(x)$, при этом зависимости

$$C_0(T) = C(T, x) - xC'_x(T)$$



(рис. 1б) построенные для каждой концентрации с хорошей точностью совпадают в интервале 3 - 40 К. Найденная зависимость производной теплоёмкости по концентрации от температуры

$$C'_x(T) \approx \frac{C(T, x_2) - C(T, x_1)}{x_2 - x_1}$$

(рис.1в) позволяет выделить температурные диапазоны, в которых теплоёмкость наиболее сильно зависит от концентрации Yb (см. стрелки на рис.1в).

Рис.1 Экспериментальные кривые $C(T, x)$ (а), масштабирование теплоёмкости по концентрации (б), производная теплоёмкости по концентрации иттербия (в). Стрелками показано направление линейного изменения $C(x)$.

Для выделения магнитного вклада в теплоёмкость из экспериментальных кривых вычиталась зависимость $C(T)$ немагнитного додекаборида LuB_{12} (см. [2]). Было обнаружено, что результирующий разностный вклад имеет несколько особенностей, которые не удаётся описать в модели точечных зарядов. В частности, максимум в окрестности $T \sim 60$ К, который для составов, близких к TmB_{12} , удовлетворительно описывается вкладом от основного состояния иона $\text{Tm}^{3+} \ ^3\text{H}_6$, расщеплённого в кристаллическом электрическом поле, оказывается практически не зависящим от состава x и внешнего магнитного поля. Данная особенность теплоёмкости наблюдается в окрестности температуры перехода в фазу каркасного стекла (см. [3]), и, по-видимому, имеет магнито-колебательную природу.

При низких температурах для всех составов удаётся надёжно выделить зеемановский вклад,

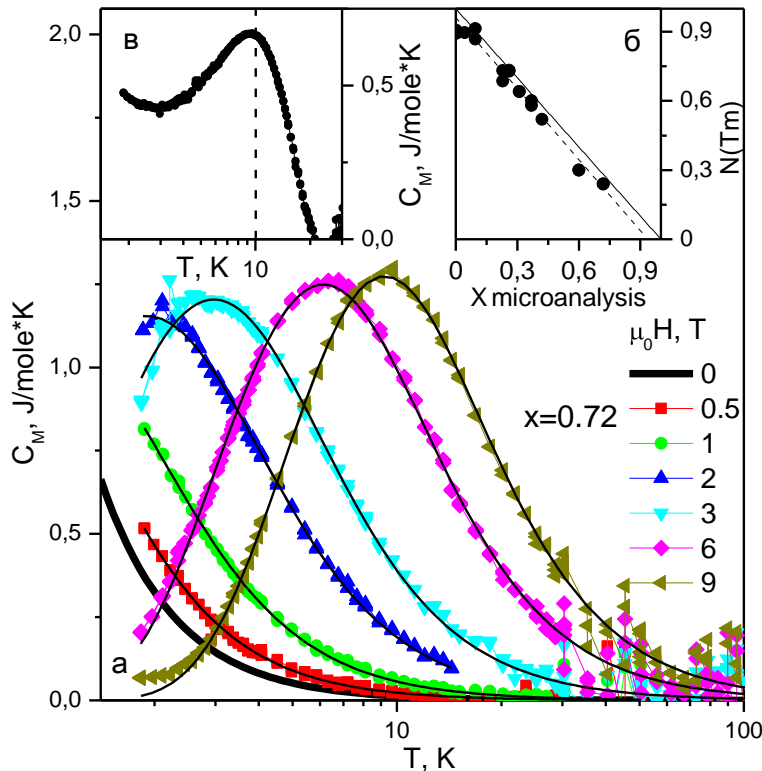


Рис.2 (а) – выделенный Зеемановский вклад от ионов Tm, (б) концентрация, полученна из аппроксимации формулой Шоттки, (в) – вклад от кластеров ионов Yb.

связанный с расщеплением триплета $\Gamma_5^{(1)}$ основного состояния иона Tm во внешнем магнитном поле. На рис.2а для $x=0.72$ показана аппроксимация этого вклада формулой Шоттки для системы с тремя уровнями энергии. Найденные из аппроксимации значения концентрации магнитных центров практически совпадают с концентрацией ионов Tm (рис.2б). Таким образом этот вклад, зависящий от магнитного поля полностью определяется магнитными моментами ионов Tm. Напротив, вклад в теплоёмкость от ионов Yb оказывается не зависящим от магнитного поля и при низких температурах соответствует максимуму в окрестности $T \sim 10$ К (рис.2в). Такое поведение связывается нами с

образованием из ионов Yb в соседних ячейках кристаллической решетки магнитных кластеров с антиферромагнитным обменом, что приводит к неприменимости модели точечных зарядов.

Работа выполнена при поддержке программы ОФН РАН “Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах”.

[1] M. Greger, M. Kollar, D. Vollhardt, Phys. Rev. B, **87**, 195140 (2013).

[2] Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, М.А. Анисимов и др. Письма в ЖЭТФ, **100**, 525 (2014).

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

Анизотропия магнитосопротивления и H - T -х магнитная фазовая диаграмма $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$

А.Н. Азаревич^{1,2}, А.В. Богач¹, С.Ю. Гаврилкин³, В.В. Глушков^{1,2}, С.В. Демишев^{1,2},
В.Б. Филиппов⁴, Н.Ю. Шицевалова⁴, С. Габани⁵, К. Флахбарт⁵, Й. Ванакен⁶,
В.В. Мошалков⁶, Н.Е. Случанко¹

¹Институт общей физики РАН, 119991, ул. Вавилова 38, Москва, Россия

²Московский Физико-Технический Институт (гос. университет), 141700, Институтский пер. 9, Долгопрудный, Московская область, Россия

³Физический институт РАН, 119991, Ленинский проспект 53, Москва, Россия

⁴Ин-т проблем Материаловедения НАНУ, 03680, ул. Кржижановского 3, Киев, Украина

⁵Институт Экспериментальной физики САН, 04001, Ватсонова 47, Кошице, Словакия

⁶Институт Физики и Химии Наномасштаба Католического Университета Лёвена, Celestijnenlaan 200D B-3001 Leuven Belgium

e-mail: azarevich@lt.gpi.ru

В твёрдых растворах $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ с изменением концентрации Yb x наблюдается переход металл-изолятор и антиферромагнетик-парамагнетик. При этом, несмотря на кубическую (гцк) кристаллическую структуру, выполненные нами измерения магнитосопротивления показали сильную анизотропию фазовых границ в этих соединениях. В работе поперечное магнитосопротивление измерялось на монокристаллических образцах составов $0.004 \leq x \leq 0.81$ при температурах 2-300 К при вращении образца в магнитном поле до 12 Т на 360° вокруг направления тока с пошаговой фиксацией положения с точностью 1.8° . На рис.1 для состава с $x=0.004$ полученная зависимость магнитосопротивления от направления и величины магнитного поля $\Delta\rho/\rho(H)$ при $T=2.1$ К показана в виде трёхмерной диаграммы (а), и полевых зависимостей вдоль основных кристаллографических направлений (б). В малых полях наблюдается сложное немонотонное поведение с несколькими особенностями, соответствующими ориентационным переходам между несколькими

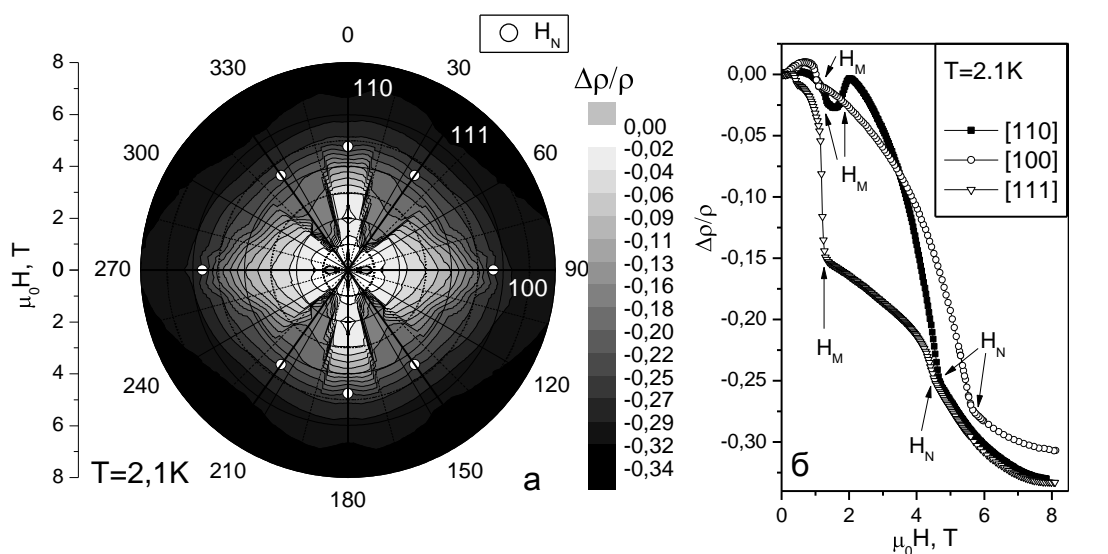


Рис.1 (а) 3D-диаграммы зависимости магнитосопротивления от магнитного поля $\Delta\rho/\rho(H)$ для состава $Tm_{0.004}Yb_{0.996}V_{12}$ и (б) её разрезы вдоль основных кристаллографических направлений. H_N – поле Нееля (переход антиферромагнетик-парамагнетик), H_M – ориентационные фазовые переходы АФ1-АФ2

антиферромагнитными фазами.

Доминирующим эффектом во всём диапазоне концентраций x является отрицательное магнитосопротивление (ОМС), с квадратичной зависимостью в малых полях вида $\frac{\Delta\rho}{\rho} \sim -H^2$, которое интерпретируется нами в рамках модели Иосиды [1] как рассеяние носителей заряда на локализованных магнитных моментах. Детальный анализ антиферромагнитного участка кривых магнитосопротивления в промежуточных полях показал также присутствие наряду с ОМС положительного линейного по магнитному полю вклада в магнитосопротивление, что может свидетельствовать о рассеянии носителей на структуре волны спиновой плотности, как это наблюдается в металлическом хrome [2].

В парамагнитной фазе с увеличением магнитного поля для составов, близких к TmB_{12} , наблюдается тенденция к насыщению магнитосопротивления. В соединениях с $x > 0.3$, напротив, с ростом поля появляется ещё один квадратичный участок зависимости ОМС. Вклад с насыщением, соответствующий рассеянию на ЛММ, был выделен для всех концентраций и аппроксимировался квадратом функции Ланжевена. Зависимость полученного из аппроксимации эффективного магнитного момента рассеивающих центров от температуры и концентрации (рис.2б и в) указывает на формирование при низких температурах магнитных кластеров из РЗ-ионов в соседних ячейках, по-видимому, представляющих собой области ближнего магнитного (АФ) порядка.

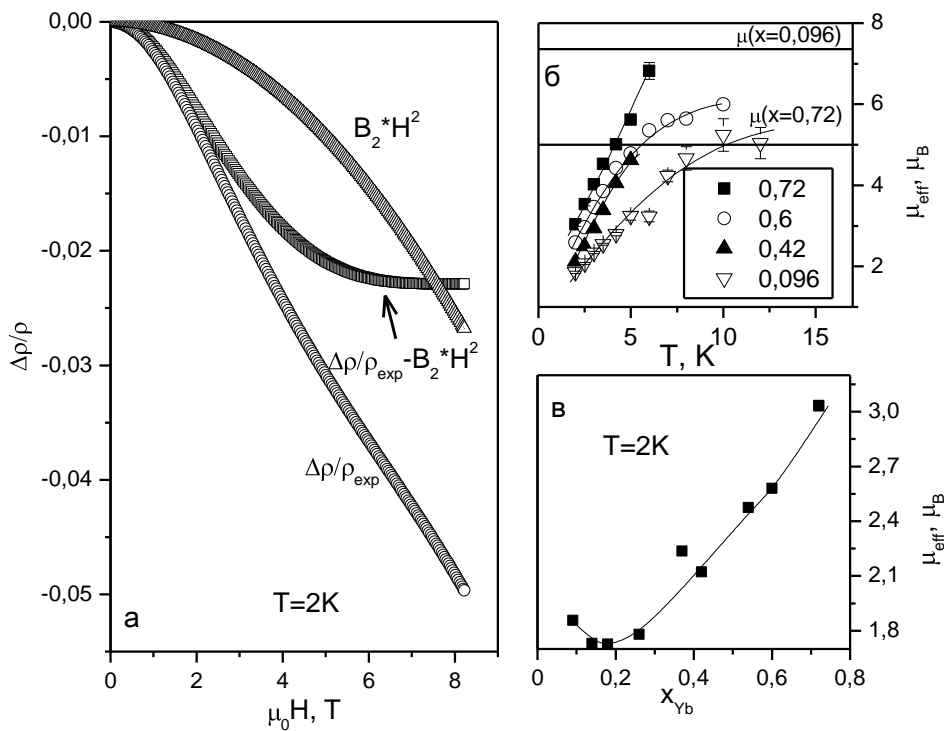


Рис.2 Разделение вкладов в магнитосопротивление (а), эффективный магнитный момент, полученный из аппроксимации вклада с насыщением в зависимости от температуры (б) и концентрации (в). На панели (б) для сравнения показаны значения магнитного момента, соответствующего изолированным ионам Tm и Yb для концентраций $x=0.096$ и 0.72

Работа выполнена при поддержке программы ОФН РАН “Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах”.

[1] K. Yosida Phys. Rev. **107**, 396 (1957).

[2] S. Arajs, G.R. Dunmyre, J. Appl. Phys. **36**, 3555 (1965).

Аномальный эффект Холла в каркасном стекле $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$

**В.Н. Краснорусский¹, А.В. Богач¹, В.В. Глушков^{1,2}, С.В. Демишев^{1,2},
Н.Ю. Шицевалова³, В.Б. Филипов³, А.Л. Хорошилов², С. Габани⁴, К. Флахбарт⁴,
Н.Е. Случанко¹**

¹Институт общей физики РАН, 119991, Вавилова, 38, Москва, Россия

²Московский Физико-Технический Институт, 141700, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская область, Россия

³Ин-т Проблем Материаловедения НАНУ, 03680, Кржижановского, 3, Киев, Украина

⁴Институт Экспериментальной Физики САН, 04001, Ватсонова, 47, Кошице, Словакия

e-mail: krasnorusky@mail.ru

Аномальный эффект Холла (англ. АНЕ) наиболее часто наблюдается в проводниках с ферромагнитным упорядочением. В то же время, фрустрированные трехмерные антиферромагнетики (АФ) с *gic* кристаллической и *3k*-магнитной структурой также демонстрируют АНЕ, который в этих проводниках принято связывать с некопланарными спиновыми конфигурациями, приводящими к скалярной спиновой хиральности [1]. Среди примеров *gic* АФ с АНЕ приводятся NiS_2 [1-2], $\gamma\text{-Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ [1,3] и др. В настоящей работе показано, что в твердых растворах замещения $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$, являющихся АФ металлами с *gic* структурой, в АФ-состоянии также наблюдается АНЕ. С этой целью нами выполнены низкотемпературные измерения эффекта Холла и удельного сопротивления (ρ) в интервале температур $1.9 \div 20$ К в магнитном поле до 80 кЭ на монокристаллических образцах $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$, синтезированных методом зонного плавления в атмосфере аргона.

Для примера на рис.1 представлены температурные зависимости ρ и коэффициента Холла (R_H) додекаборида $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ (температура Нееля $T_N \approx 3.45$ К, [4]) измеренные в магнитном поле $H = 10$ кЭ. Как видно из рис.1, аномальные компоненты $\Delta\rho(T)$ и $\Delta R_H(T)$ появляются ниже T_N и отвечают

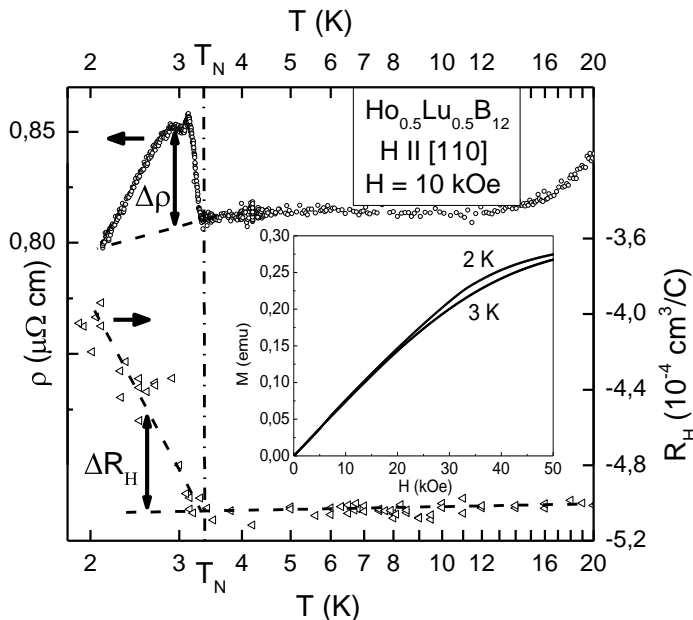


Рис.1. Температурная зависимость сопротивления (ρ) и коэффициента Холла (R_H) $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$, измеренные в поле $H = 10$ кЭ. На вставке представлены кривые намагниченности $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ при $T = 2$ К и 3 К. Штрихпунктиром обозначена T_N .

(i) росту удельного сопротивления в АФ-фазе и (ii) возникновению дополнительного положительного вклада в коэффициент Холла (пунктиром показана экстраполяция парамагнитного вклада в $\rho(T)$ и $R_H(T)$ ниже T_N). На вставке к рис.1 представлены также данные намагниченности образца при температурах 2 К и 3 К, используемые ниже при анализе результатов. На рис. 2 приведены полевые зависимости $\rho(H)$ и $R_H(H)$ при температурах 1.9 К и 2.1 К, измеренные в полях $H \leq 80$ кЭ.

Для выделения аномальных резистивного $\Delta\rho(H)$ и холловского $\Delta R_H(H)$ вкладов здесь также применялась процедура

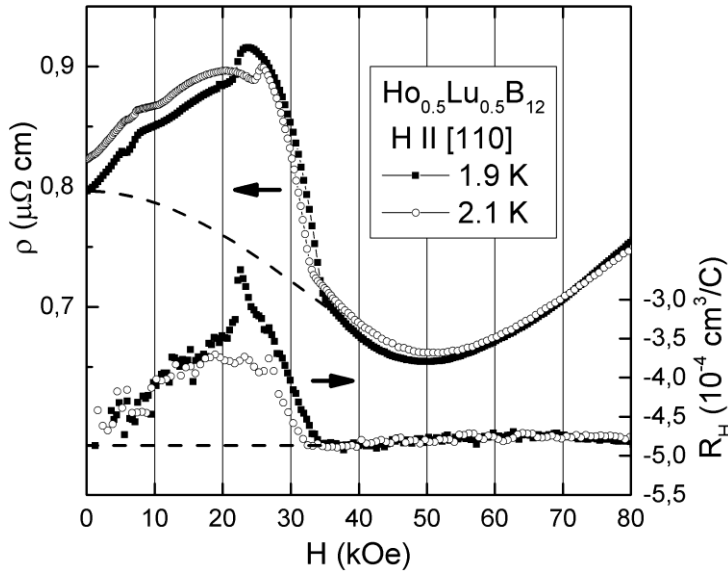


Рис.2. Полевые зависимости сопротивления и коэффициента Холла $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$, измеренные при $T = 1.9, 2.1$ К. Пунктиром показаны экстраполяции из парамагнитной фазы (см. текст) для зависимостей при $T = 1.9$ К.

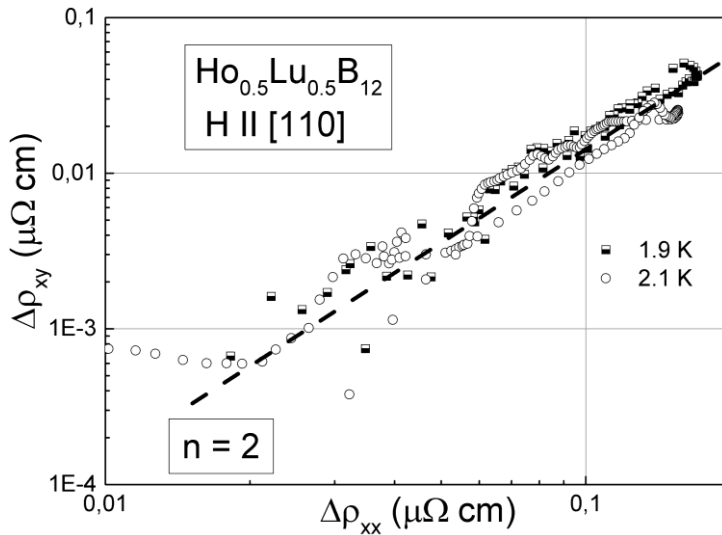


Рис.3. Зависимость $\Delta\rho_{xy}$ от $\Delta\rho_{xx}$ образца $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ при $T = 1.9, 2.1$ К. Пунктиром проведена прямая линия с наклоном, представляющим квадратичную зависимость ($n=2$).

экстраполяции кривых $\rho(H)$ и $R_H(H)$ из парамагнитной области в упорядоченную (см. пунктир на рис.2), аналогичная приведенной в [4]. Для выяснения механизма, определяющего возникновение АНЕ в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$, в рамках стандартного соотношения

$$\rho_H = R_0 H + R_s M \quad (1),$$

где ρ_H – измеряемое в эксперименте холловское сопротивление, R_0 – классический коэффициент Холла, зависящий от концентрации носителей заряда, R_s – спонтанный, или аномальный коэффициент Холла, M – намагниченность. Данные рис.1 и 2 были представлены в виде зависимости

$$\Delta R_H H = \Delta\rho_{xy} = f(\Delta\rho_{xx}) = f(\Delta\rho) \quad (2)$$

(см., например, на рис. 3 данные полученные из полевых зависимостей при $T = 1.9$ К и 2.1 К). Как видно из рис. 3, в $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ АНЕ в интервале полей 4-32 кЭ определяется значением показателя $n = 2$ в соотношении $\rho^{ANE} \sim (\Delta\rho)^n$. Квадратичная зависимость ($n \sim 2$), таким образом, обнаруживает в данном соединении Berry-phase компоненту в аномальном эффекте Холла.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы ОФН РАН «Сильно коррелированные системы» и проекта VEGA 2/0106/13 (Словакия).

[1] R. Shindou and N. Nagaosa, Phys. Rev. Lett. **87**, 116801 (2001).
 [2] T. Thio, J.W. Benett, Phys. Rev. B **52**, 3555 (1995).
 [3] Y. Endoh and Y. Ishikawa, J. Phys. Soc. Jpn. **30**, 1614 (1971).
 [4] N.E. Sluchanko, A.L. Khoroshilov, M. A. Anisimov et. al., <http://arxiv.org/abs/1503.00854>.

Анизотропия магнетосопротивления в магнитоупорядоченной фазе CeB_6

В.Н. Краснорусский¹, А.В. Богач¹, А.В. Семенов¹, В.В. Глушков^{1,2}, С.В. Демишев^{1,2},
Н.Ю. Шицевалова³, В. Филипов³, Н.Е. Случанко¹

¹Институт общей физики РАН, 119991, ул. Вавилова, 38, Москва, Россия

²Московский Физико-Технический Институт, 141700, Институтский пер., 9,
Долгопрудный, Московская область, Россия

³Институт Проблем Материаловедения НАНУ, 03680, ул. Кржижановского, 3, Киев,
Украина

e-mail: krasnorusky@mail.ru

CeB_6 представляет собой тяжелофермионное соединение с антиферромагнитным основным состоянием ($T_N=2.3$ К, фаза III [1], рис.1), которому предшествует по температуре необычное квадрупольное магнитное упорядочение при $T_Q=3.3$ К (фаза II, [2]). Приложение внешнего магнитного поля приводит к расширению области II на магнитной H-T диаграмме гексаборида церия и, одновременно, к подавлению низкотемпературной неелевской фазы III (см. рис.1). Микроскопическая природа и магнитная структура фазы II до настоящего времени остаются невыясненными. Обнаружение низкотемпературного магнитного спинового резонанса в фазе II [4,5], а также ферромагнитный характер спиновых флуктуаций, найденный в [4,5] и в экспериментах по рассеянию нейтронов [6], ставят под сомнение общепринятую интерпретацию свойств этого материала, как концентрированной Кондо- системы [2,3].

Принимая во внимание, что амплитуда узкого электронного резонанса возрастает с понижением температуры в интервале $T < 3.5$ К, тогда как поле резонанса $H_{\text{res}}(60\text{GHz}) \sim 26$ кЭ практически не зависит от температуры [4,5], представляет интерес выяснить особенности рассеяния носителей заряда в резонансном поле. С целью изучения анизотропии зарядового транспорта в окрестности магнитного резонанса в данной работе выполнены измерения магнетосопротивления (МС) стандартным 4-х контактным методом на установке с вращением образца в поперечном магнитном поле 26 кЭ при гелиевых температурах (T).

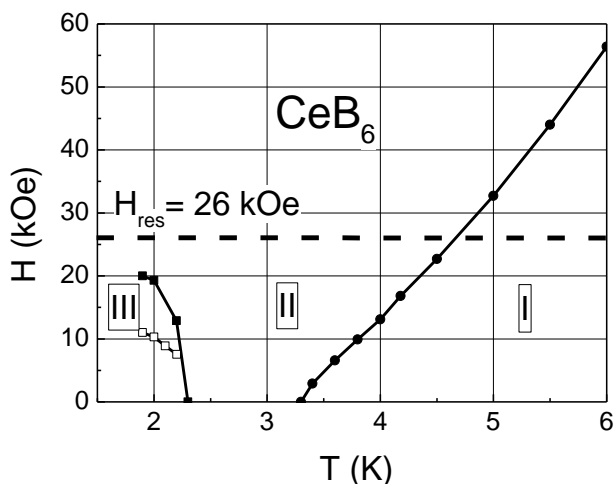


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма CeB_6 , построенная по результатам измерений магнетосопротивления [1]. Цифрами обозначены I – парамагнитная, II – антиферроквадрупольная и III – антиферромагнитная фазы.

На рис. 2 в виде полярной диаграммы представлены данные измерений изотермических угловых зависимостей поперечного МС, полученные на монокристаллическом образце CeB_6 с направлением оси вращения вдоль электрического тока в образце $I // \langle 1-10 \rangle$, в поле $H = 26$ кЭ, в диапазоне температур $1.9 \div 6$ К. Данные МС для каждой из измеренных температур нормированы на МС для направления $\langle 100 \rangle$ при данном значении T .

Из данных рис. 2 видно, что в парамагнитной фазе I и в фазе II до температур ~ 3.5 К (см. рис.1) анизотропии МС не наблюдается. С понижением температуры в интервале

$T < 3$ К анизотропия рассеяния носителей возникает и значительно усиливается (рис.2), причем это происходит практически одновременно с ростом амплитуды магнитного резонанса [4,5]. Подчеркнем, что при усилении анизотропии МС наибольшие различия (~10-15%) наблюдаются между направлениями поля вдоль диагоналей куба $H // \langle 111 \rangle$ и квадрата $H // \langle 110 \rangle$, с одной стороны, и направлением вдоль ребра $H // \langle 100 \rangle$, с другой, что полностью коррелирует с результатами [4,5]. Поскольку эффект положительного МС, который оказывается максимальным для $H // \langle 111 \rangle$, оказывается обусловленным быстрыми нацентровыми ферромагнитными [4-6] спиновыми флуктуациями в CeV_6 , представляется естественным связать наблюдаемый в [4,5] спиновый резонанс в фазе II с формированием спиновой поляризации в $5d$ -полосе зоны проводимости.

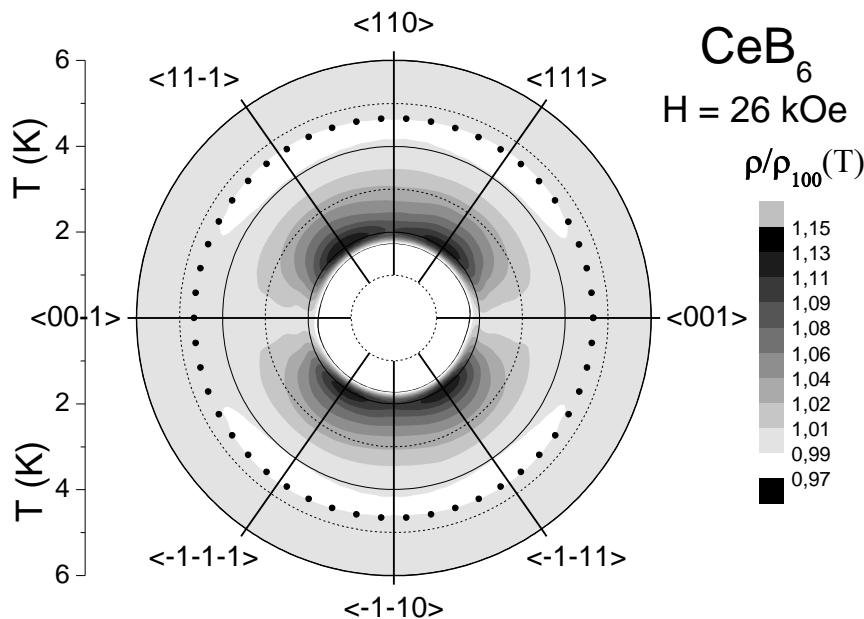


Рис.2. Угловая зависимость магнетосопротивления (МС) монокристалла CeV_6 в поле $H = 26$ кЭ, в диапазоне температур $T = 1.9 \div 6$ К, представленная в полярных координатах. Ток через образец пропусклся вдоль оси вращения, $I // \langle 1-10 \rangle$. Для каждой измеренной температуры угловые значения МС нормированы на значение МС для направления $\langle 110 \rangle$. Сплошные прямые обозначают основные направления в *оцк* кристалле. Черными точками обозначена фазовая граница I – II.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы ОФН РАН «Сильно коррелированные системы».

- [1] Н.Е. Случанко, А.В. Богач, В.В. Глушков et.al. ЖЭТФ **131**, 133, (2007).
- [2] N. Sato, S. Kuni, I. Oguro, et.al., J. Phys. Soc. Jpn. **53**, 3967, (1984).
- [3] N. Foroozani, J. Lim, G. Fabbris, et.al., Physica B **457** 12-16 (2015).
- [4] S.V. Demishev, et.al., Phys. Status Solidi B **242**, R27 (2005).
- [5] S.V. Demishev, et.al., JMMM **300**, e534 (2006).
- [6] H. Jang, et.al., Nature Materials, **13**, 682 (2014).

Heavy Fermions in Diluted Magnetic System $Ce_xLa_{1-x}B_6$ ($x \leq 0.1$)

M.A. Anisimov¹, A.V. Bogach¹, V.V. Glushkov¹, S.V. Demishev¹, N.A. Samarin¹,
S.Yu. Gavrilkin², K.V. Mitsen², N.Yu. Shitsevalova³, A.V. Levchenko³, V.B. Filipov³,
S. Gabani⁴, K. Flachbart⁴, J. Stankiewicz⁵ and N.E. Sluchanko¹

¹ Prokhorov General Physics Institute of RAS, 38 Vavilov str., Moscow, 119991 Russia

² Lebedev Physical Institute of RAS, Leninskii pr. 53, Moscow, 119991 Russia

³ Institute for Problems of Materials Science of NASU, 3 Krzhizhanovskii str., Kiev, 03680 Ukraine

⁴ Institute of Experimental Physics of SAS, 47 Watsonova str., Košice, SK 040 01 Slovakia

⁵ Instituto de Ciencia de Materiales de Aragon and Departamento de Física de la Materia Condensada, CSIC–Universidad de Zaragoza, 50009 Zaragoza, Spain

e-mail: anisimov.m.a@gmail.com

The recent experiments, including the inelastic neutron scattering and electron spin resonance presented for CeB_6 in [1, 2] renewed question about validity of the traditional Kondo paradigm to this compound and also to the heavy fermion system $Ce_xLa_{1-x}B_6$. In current work we performed the complex investigation of $Ce_xLa_{1-x}B_6$ in the dilute magnetic limit ($x \leq 0.1$). This area of quasi isolated magnetic centers ($x \leq 0.1$) is very promising to research cerium on-site effects for better understanding of both mechanisms responsible for the appearance of mysterious phase II in CeB_6 and the formation of heavy fermions in $Ce_xLa_{1-x}B_6$ solid solutions.

In current work we present a complex investigation of magnetic (magnetization, magnetic susceptibility), transport (magnetoresistance, Hall effect) and thermal (specific heat, Seebeck coefficient) properties of $Ce_xLa_{1-x}B_6$ ($x \leq 0.1$). In order to estimate the boron vacancies contribution the samples of nonmagnetic $La^N B_6$ ($N=10, 11, nat$) with various boron isotope content have been additionally investigated. The experiments have been performed on the high quality single crystals of $Ce_xLa_{1-x}B_6$ in the wide temperature range 0.4–300K in magnetic field up to 9T.

The data obtained allow to detect the various anomalies unexplained in the framework of Kondo paradigm. In particular (i) the low temperature magnetic contribution to resistivity obeys to power law $\Delta\rho_m \sim T^{-\alpha}$ ($\alpha \approx 0.47-0.5$) instead the logarithmic asymptotic $\Delta\rho \sim \ln T$, expected for Kondo impurity approach. (ii) The behavior of Seebeck coefficient is described by the relation $S \sim -\ln T$. (iii) In the same temperature interval the Hall coefficient is found to be constant $R_H \approx -4.15 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3/\text{C}$ ($n/n_{Af} \sim 1$) whereas it changes drastically ($\Delta R_H/R_H \approx 50\%$) below 4.2K in the magnetic field $B \geq 3T$ [3]. The additional investigation of specific heat allows (iv) to estimate correctly the vibrational and electronic terms, including the effects of DOS renormalization at low temperatures, and also (v) to detect the presence of $n_{vac} \approx 1-2\%$ boron vacancies in RB_6 matrix [4]. The existence of boron vacancies in combination with loosely bounded state of R^{3+} ion leads to the displacement of some R^{3+} ions from their centrosymmetric positions (Fig.1a) resulting to the formation of two-level systems (TLS) with

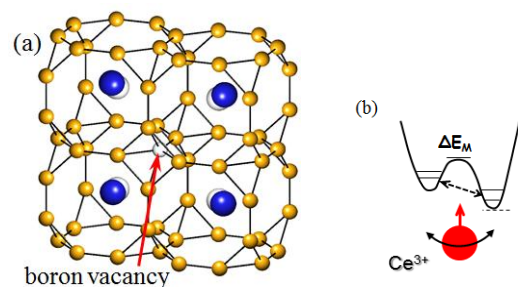


Fig.1. (a) The change in the position of Ce ions near the boron vacancy. (b) The tunneling of Ce ion between the states in double-well potential.

concentration $N=4 \cdot n_{vac}$ and barrier height $\Delta E \sim 90\text{K}$. The one more magnetic TLS ($N_m=x(\text{Ce})$, $\Delta E_m \sim 1\text{K}$) is detected below 8K only for the systems $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ with magnetic impurity [5]. The results obtained allow to propose the mechanism of heavy fermions formation that is alternative to Kondo model. This mechanism is based on the tunneling of Ce ions between the states in double-well potential (Fig.1b) which causes the fast spin fluctuations with $T_{sf} \sim 1\text{K}$ and is accompanied by the electron polaron effect (see [5-8]).

This work was supported by the Council of the President of the Russian Federation for Support of Young Scientists and Leading Scientific Schools (project № MK-6427.2014.2) and the Division of Physical Sciences, Russian Academy of Sciences (program “Strongly Correlated Electron Systems”).

- [1] G. Friemel et al., *Nature Com.*, DOI: 10.1038/ncomms1821 (2012).
- [2] S. Demishev et al., *Phys.Rev.B* **80**, 245 (2009).
- [3] N. Sluchanko et al., *Physica B* **403**, 1393 (2008).
- [4] M. Korsukova et al., *J. Less-Common. Met.*, **117**, 73 (1986).
- [5] M. Anisimov et al., *JETP* **116**, 760 (2013).
- [6] M. Kagan et al *JETP* **93**, 415 (2001).
- [7] N. Sluchanko, M. Anisimov et al., *JETP Lett.* **101**, 36 (2015).
- [8] N. Sluchanko, *arXiv Cond. Mat.* 1503.00854.

Spin Polarons and Magnetic Ground State Formation in PrB₆

M.A. Anisimov¹, V.V. Glushkov^{1,2}, A.V. Bogach¹, S.V. Demishev^{1,2}, N.A. Samarin¹,
A.V. Kuznetsov³, E.I. Hairullin², N.Yu. Shitsevalova⁴, V.B. Filipov⁴, A.V. Levchenko⁴,
S. Gabani⁵, K. Flachbart⁵, and N.E. Sluchanko¹

¹ A.M. Prokhorov General Physics Institute of RAS, 38 Vavilov str., Moscow 119991, Russia

² Moscow Institute of Physics and Technology, 9 Institutskii per., Dolgoprudnyi 141700 Russia

³ National Research Nuclear University “MEPhI”, 31 Kashirskoe Shosse, Moscow 115409, Russia

⁴ Frantsevich Institute for Problems of Materials Science of NASU, 3 Krzhyzhanovsky str., Kiev 03680, Ukraine

⁵ Institute of Experimental Physics of SAS, 47 Watsonova str., Košice SK 040 01, Slovakia

e-mail: anisimov.m.a@gmail.com

Praseodymium hexaboride (PrB₆) exhibits a rather complex magnetic H-T phase diagram and considerable anisotropy of its transport and magnetic properties [1-7]. In zero magnetic field this system is characterized by two successive antiferromagnetic (AFM) transitions into incommensurate (IC1) and commensurate (C) phases at $T_{N1} \approx 6.7\text{K}$ and $T_{N2} \approx 4.6\text{K}$, respectively. The strong anisotropy in PrB₆ is traditionally explained by the competition between O_{xy}-type antiferroquadrupolar and indirect exchange interactions. However, the nature of the ground state of PrB₆ is still under discussion.

In current work we present a complex investigation of magnetic (magnetization, magnetic susceptibility), transport (magnetoresistance, Hall effect) and thermal (specific heat, Seebeck coefficient) properties of PrB₆. The measurements have been performed on high quality single crystals of Pr^NB₆ with various isotope content ($N=11$, nat.) of boron, and before and after high temperature annealing. In order to investigate the magnetic anisotropy of PrB₆, specific heat, magnetoresistance (MR) and magnetization have been measured in external magnetic field oriented along main axis $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$. This work finalizes our previous investigations of PrB₆ [1-7].

Based on our measurements, several fundamental results have been obtained for the first time. (i) – above Neel temperature in the range $T_{N1} - 21\text{K}$ an unusual low temperature maximum of resistivity ($\Delta\rho_{max} \approx 0.03\mu\Omega\cdot\text{cm}$) was observed in combination with spontaneous magnetization $M_{sp} \sim 1.6\text{emu/mol}$ for the initial state (before annealing) of PrB₆ samples. The anomalies detected may be explained in terms of ferromagnetic (FM) fluctuations and itinerant ferromagnetism developed in the presence of boron vacancies $n_{vac} \approx 1-2\%$ in the PrB₆ matrix. Moreover, it was found that this FM state is totally destroyed by 10 hours annealing at $T_{an} \approx 1700^\circ\text{C}$. (ii) – below T_{N1} , in the IC1 phase, a second harmonic contribution ρ_{H2} to Hall resistivity $\rho_H(\varphi)$ was observed in magnetic fields $B \leq 2.5\text{T}$. It was also found that the increase of external magnetic field in the range 2.5-8T leads to a depression of the ρ_{H2} amplitude which results into a drastic switch-on of angular dependences of both Hall resistivity $\rho_H(\varphi)$

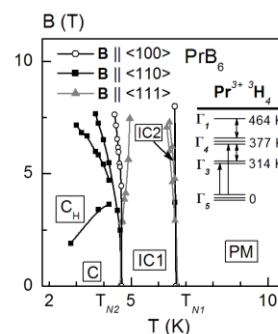


Fig.1. Magnetic H-T phase diagram of PrB₆ for the various directions of magnetic field $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$.

and magnetoresistance $\rho(\varphi)/\rho(0)$. (iii) In the vicinity of T_{N2} a considerable hysteresis is observed on $\Delta\rho/\rho(H)$ curves. The performed study of $\Delta\rho/\rho(H)$ allowed us to estimate the magnetic parameters including the local susceptibility $\chi_{loc}(T)$ and the effective magnetic moment μ_{eff} . The μ_{eff} depends on the orientation of magnetic field and reaches maximal values $\mu_{eff}=2.5\mu_B$ for $\mathbf{B}||\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ and $\mu_{eff}=4\mu_B$ for $\mathbf{B}||\langle 100 \rangle$, whereas the value of Γ_{51} ground state moment of Pr^{3+} ions is expected to be $\mu(\Gamma_5)=2\mu_B$. The results obtained may be attributed to the formation of magnetic clusters which are constructed from magnetic moments of Pr^{3+} ions and spin polarized domains in the conduction band of PrB_6 ($5d$ -component of magnetism). These spin polarons of small radius $a_{sp}\sim 5\text{\AA}$ appear below 21K and are responsible for the itinerant ferromagnetism in PrB_6 . Moreover, the anisotropy of PrB_6 may be explained in terms of coexistence of $4f$ - (local) and $5d$ - (itinerant) components of the magnetic structure of this unusual antiferromagnet [8].

- [1] M. Anisimov et al., *JETP* **107**, 120 (2007).
- [2] M. Anisimov et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **150**, 42005 (2009).
- [3] M. Anisimov et al., *arXiv Cond Mat* 1006.0124.
- [4] N. Sluchanko, M. Anisimov et al., *JETP Lett.* **90**, 152-155 (2009).
- [5] M. Anisimov et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **400**, 032003 (2012).
- [6] M. Anisimov et al., *Sol. St. Sci.* **14**, 1601e1603 (2012).
- [7] M. Anisimov et al., *Sol. St. Phenom.* **190**, 221 (2012).
- [8] M. Anisimov et al., *PRB* to be published.

Photoconduction and Low-Temperature Ohmic Conduction of Peierls Conductor o -TaS₃ under Uniaxial Strain

V.E. Minakova¹, A.N. Taldenkov², S.V. Zaitzev-Zotov¹

¹Kotel'nikov Institute of Radio Engineering & Electronics of RAS, 125009, Mokhovaya 11-7, Moscow, Russia

²National Research Centre «Kurchatov Institute», 123182, 1, Akademika Kurchatova pl., Moscow, Russia

e-mail: mina_cplire@mail.ru

It is well known [1] that in quasi-one-dimensional conductor orthorhombic TaS₃ (o -TaS₃) below the Peierls transition temperature, $T_P \approx 220$ K, all conduction electrons are condensed into a charge-density-wave (CDW) state and at low electric field, E , do not contribute to the conductance, $G(T)$, provided by quasi-particles thermally excited over the Peierls gap and obeying an activation law with the activation energy $E_A \approx 800$ K (Ohmic conductance). $G(T)$ becomes strongly non-linear at $E > E_T$ (E_T – the threshold field for CDW depinning) due to CDW sliding, which is accompanied by generation of narrow-band-noise (NBN), whose frequency is proportional to CDW velocity. Below $T \leq T_P/2$ the Ohmic conductance in the chain direction begins to deviate from the initial activation law, a new activation energy, E_L , being approximately half [2], while the perpendicular conductance preserves the initial value $E_{A\perp} \approx 800$ K in all temperature range. A transition to the new activation law is often accompanied by an appearance of a plateau with a weakly dependent conductance connecting the different activation parts of $G(T)$ -curve. The nature of the low-temperature Ohmic conduction is attributed to collective excitations of the CDW, presumably solitons [2, 3].

At high T the CDW wave vector, q , is slightly incommensurate with the lattice one and tends to commensurability when T decreases to $T \approx 30$ K [4]. A strain, ε , applied in the chain direction, is a powerful tool of influence on q , leading to unusual changes in transport properties of o -TaS₃ [5-11], such as: different strain-dependences for the Ohmic conductance (with a maximum at a critical strain ε_c) and for the nonlinear one (with a minimum at ε_c); strain-induced decrease of T_P and an increase of E_A ; disappearing of NBN and an emergence of ultra-coherent CDW near ε_c . The results imply an increase of incommensurability value with a growth of the strain [11], i.e. a growth of solitons concentration. Till now all the strain-induced phenomena in o -TaS₃ were studied at high temperature range between $T = 66$ K and T_P . Here we present the results of the experimental study of the uniaxial strain influence on the low-temperature Ohmic conduction at $10 \text{ K} < T < 77 \text{ K}$ together with a first observation of the strain effect on the photoconduction, which appears at the same temperature region [3].

For the study we have prepared a structure (see insert in Fig. 1) on the base of high-quality o -TaS₃ crystal ($E_T \sim 0.5$ V/cm, cross section $S \sim 3 \mu\text{m}^2$) consisting of three segments: part A – without strain, central buffer part C, part B – with a strain $\varepsilon = \Delta L_B/L_B \approx 1\%$ (where ΔL_B is a change in a part B length L_B), a contact width was ~ 0.2 mm. All conductance measurements were done along the chain direction in two-probe configuration in the voltage-controlled regime. IR LED, providing light intensity $W = (10^{-4} - 30) \text{ mW/cm}^2$ at the sample position, was used; the photon energy $\hbar\omega = 1.3$ eV, optic Peierls gap value $2\Delta_{opt} = 0.25$ eV at $T = 40$ K [12]. The usual AC modulation method (modulation frequency $f = 4.5$ Hz, meander) was used for the photoconduction measurements.

Fig. 1 shows temperature dependences of the Ohmic conductance for the segments A, $G_A(T)$, (upper blue curve) and B, $G_B(T)$, (red curve) together with corresponding sets of temperature dependences of photoconductance, $\delta G_A(T)$ and $\delta G_B(T)$, at different W (all values

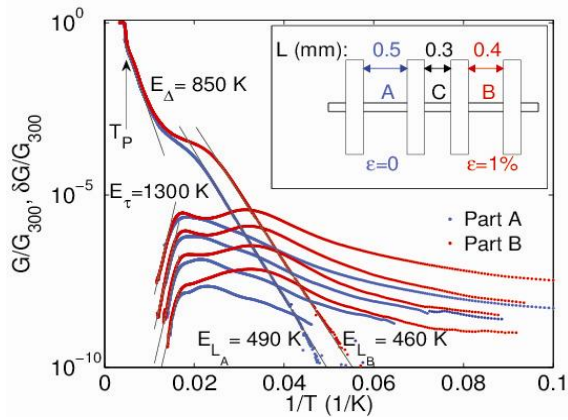


Fig. 1. Temperature dependences of Ohmic conductance $G(T)$ for the segments with and without strain (upper curves) together with corresponding sets of temperature dependences of photoconductance $\delta G(T)$ at following light intensities W , top down: 10, 1, 0.1, 0.01 mW/cm². The insert shows the drawing of the studied structure.

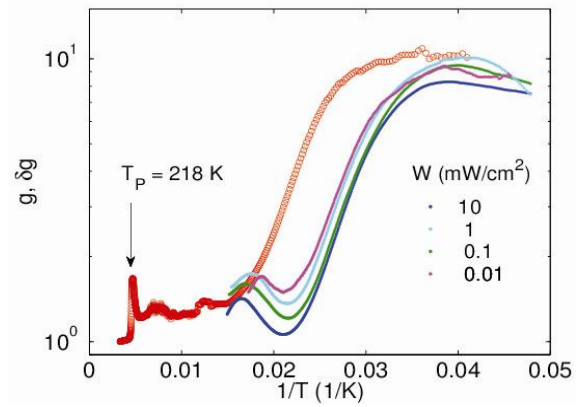


Fig. 2. Temperature dependence of the strain-induced relative change of the Ohmic conductance $g=G_B/G_A(T)$ (red circles) and a set of the similar dependences of the photoconductance change $\delta g=\delta G_B/\delta G_A(T)$ (dots) at different W .

G_A , G_B , δG_A , δG_B are normalized to corresponding room-temperature conductances, $G_{A_{300}}$ and $G_{B_{300}}$. At high T the strain-induced changes of the dependences are not so dramatic: one can see a smoothing of the Peierls transition, a T_P decrease ~ 6 K and a small ($\approx 30\%$) $G(T)$ growth, while E_D does not noticeably change for this sample. The activation energy of the photoconductance, E_τ , reflecting temperature dependence of the non-equilibrium current carrier recombination time [3], also does not show a noticeable change under the strain. The low-temperature changes are much more substantial: an additional large contribution to both the conductance and photoconductance (an increase of the main peak and an appearance of a new one) is observed. The value of E_L slightly ($\approx 7\%$) increases with the strain.

Fig. 2 shows temperature dependences of the strain-induced relative changes of both the conductance $g=G_B/G_A$ and photoconductance $\delta g=\delta G_B/\delta G_A$ (for each W). The sharp peak of g at T_P corresponds to suppression of T_P by the strain. Whereas g and δg experience a step-like growth at slightly different temperatures, the final low-temperature values of g and δg (for all W levels, which differ by 3 orders) being practically the same.

The observed features are consistent with a simple model implying strain-induced increase of concentration of solitons which contribute into both conduction and photoconduction. Further investigations are required to verify this assumption.

The work was supported by RFBR project 14-02-01236.

- [1] P. Monceau, Adv. Phys., **61**, 325 (2012); G. Grüner. Rev. Mod. Phys. **60**, 1129 (1988).
- [2] T. Takoshima et al. Sol. State Commun., **35**, 911 (1980).
- [3] S.V. Zaitsev-Zotov, V.E. Minakova, Phys.Rev.Lett., **97**, 266404 (2006).
- [4] K. Inagaki, M. Tsubota, K. Higashiyama et al., J. Phys. Sos. J., **77**, 093708 (2008).
- [5] V.B. Preobrazhensky, A.N. Taldenkov, I.Yu. Kal'nova, JEPT Lett., **40**, 944 (1984).
- [6] V.B. Preobrazhensky, A.N.Taldenkov, Synth.Met., **29**, F321 (1989) and references therein.
- [7] R.S. Lear, M.J. Skove, E.P. Stillwell, J.W. Brill, Phys.Rev.B, **29**, 5656 (1984).
- [8] T.A. Davis, W. Schaffer, M.J. Skove, E.P. Stillwell, Phys.Rev.B, **39**, 10094 (1989).
- [9] Z.G. Xu, J.W. Brill, Phys.Rev.B, **43**, 11037 (1991).
- [10] Kanta Das, M. Chung, M.J. Skove, G.X. Tessema, Phys.Rev.B, **52**, 7915 (1995).
- [11] S.G. Zybtev, V.Ya. Pokrovskii, Physica B, **460**, 34 (2015).
- [12] S.V. Zaitsev-Zotov, V.F. Nasretdinova, V.E. Minakova. Physica B, **460**, 185 (2015).

Природа тяжелофермионных состояний в LaB_6 в окрестности изолированной магнитной примеси церия и гольмия

М.А. Анисимов¹, А.В.Богач¹, В.В. Глушков¹, С.В. Демишев¹, Н.А. Самарин¹,
В.Н. Краснорусский¹, В.В. Воронов¹, В.Б. Филипов², Н.Ю. Шицевалова²,
А.В. Левченко², S. Gabani³, K. Flachbart³, Н.Е. Случанко¹

¹ Институт общей физики РАН, 119991, ул. Вавилова 38, Москва, Россия

² Институт проблем материаловедения НАНУ, 03680, ул. Кржижановского 3, Киев, Украина

³ Institute of Experimental Physics of SAS, 47 Watsonova str., Košice, SK 040 01 Slovakia

e-mail: alex@lt.gpi.ru

Для выяснения природы многочастичных состояний, возникающих в окрестности магнитных редкоземельных (РЗ) ионов в матрице гексаборида лантана (LaB_6) в данной работе выполнено комплексное исследование транспортных (магнитосопротивление) и магнитных свойств (намагниченность, магнитная восприимчивость) твердых растворов замещения $\text{R}_{0.01}\text{La}_{0.99}\text{B}_6$ ($\text{R}=\text{La}, \text{Ce}, \text{Ho}$). Заметим, что такой выбор объектов исследования был продиктован возможностью сравнения транспортных свойств $\text{R}_{0.01}\text{La}_{0.99}\text{B}_6$ с крамеровским ионом замещения Ce (конфигурация $4f^1$) и некрамеровским Ho (конфигурация $4f^{10}$). Поскольку, согласно исследованиям [1], эффекты взаимодействия между тяжелофермионными состояниями соседних ионов Ce^{3+} становятся существенными уже для составов с $x > 0.03$, нами исследовались гексабориды $\text{R}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ ($\text{R}=\text{Ce}, \text{Ho}$) с концентрацией $x_{\text{real}}(\text{Ce}) \approx 1.1\%$ и $x_{\text{real}}(\text{Ho}) \approx 0.5\%$.

Полученные данные позволяют (i) зарегистрировать схожее поведение удельного сопротивления с наличием участка низкотемпературного роста кривой $\rho(T)$ $\text{R}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ (рис.1). Установлено, что вместо логарифмической зависимости $\rho(T) \sim \ln T$, характерной для модели Кондо-примеси, кривые удельного сопротивления $\text{R}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ ($\text{R}=\text{Ce}, \text{Ho}$) описываются степенной зависимостью $\rho(T) \sim T^\alpha$. Полученные для примесей Ce и Ho значения показателя степени $\alpha=0.49$ и 0.36 , соответственно, с хорошей точностью отвечают предсказаниям модели слабой локализации [2]. (ii) Анализ отрицательного магнитосопротивления, наблюдаемого в $\text{R}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ ($\text{R}=\text{Ce}, \text{Ho}$) при гелиевых температурах (см. рис.1), также указывает на неприменимость модели Кондо. Для объяснения результатов (i-ii) в работе предложен новый подход, учитывающий возникновение многочастичных состояний спинполяронного типа в LaB_6 в окрестности редкоземельных ионов (см. также [3-5]).

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента РФ МК-6427.2014.2 и программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в

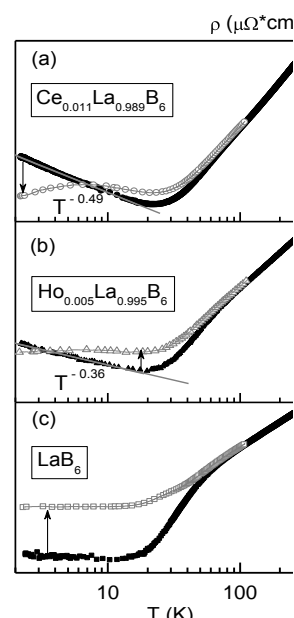


Рис.1. Температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ соединений $\text{R}_{0.01}\text{La}_{0.99}\text{B}_6$ в поле 0Тл (сплошные символы) и в поле 8Тл (открытые символы). Линиями на панелях (a) и (b) выполнен анализ соотношением $\rho(T) \sim T^\alpha$.

металлах, полупроводниках и магнитных материалах».

- [1] N. Sato et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 1923 (1985).
- [2] W.L. McMillan, *Phys. Rev. B* **24**, 2739 (1981).
- [3] M. Anisimov et al., *JETP* **116**, 760 (2013).
- [4] N. Sluchanko, M. Anisimov et al., *JETP Lett.* **101**, 36 (2015).
- [5] N. Sluchanko *arXiv Cond. Mat.* 1503.00854.

Аномальный эффект Холла и магнитная анизотропия в GdV_6

М.А. Анисимов¹, В.В. Глушков¹, С.В. Демишев¹, Н.А. Самарин¹, В.Б. Филипов²,
Н.Ю. Шицевалова², А.В. Левченко², А.В. Кузнецов³, Н.Е. Случанко¹

¹ Институт общей физики РАН, 119991, ул. Вавилова 38, Москва, Россия

² Институт проблем материаловедения НАНУ, 03680, ул. Кржижановского 3, Киев, Украина

³ Московский инженерно-физический институт, 115409, Каширское шоссе 31, Москва, Россия

e-mail: anisimov.m.a@gmail.com

Особое место в ряду редкоземельных (РЗ) гексаборидов RB_6 занимает гексаборид гадолиния (GdV_6). Данное соединение является ключевым при изучении механизмов формирования основного магнитного состояния всего класса RB_6 , поскольку ион Gd^{3+} не содержит орбитальной степени свободы (состоянию $^8S_{7/2}$ соответствуют $L=0, S=7/2$). Известно, что в GdV_6 реализуется два последовательных антиферромагнитных (АФМ) перехода (рис.1а) при $T_{N1} \approx 15.5K$ (фаза АФМ I) и при $T_{N2} \approx 4.6 \div 9K$ (фаза АФМ II) с одинаковой магнитной структурой, характеризуемой волновым вектором $k_m = [1/4, 1/4, 1/2]$, но со структурными искажениями различного типа [1]. Подчеркнем, что природа низкотемпературной АФМ(II) фазы до сих пор является объектом дискуссий [1-5].

Для прояснения ситуации в настоящей работе выполнены измерения угловых зависимостей холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$ и магнитосопротивления $\rho(\varphi, H_0, T_0)/\rho$ в широком диапазоне температур 2-200K, в магнитном поле до 80кЭ. Для изучения эффектов анизотропии были проведены дополнительные измерения полевых зависимостей магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho(H)$ для различных направлений магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle, \langle 110 \rangle, \langle 111 \rangle$.

Полученные угловые зависимости холловского сопротивления GdV_6 в постоянном магнитном поле $H_0 = 10kЭ$ представлены на рис.2а-б. Установлено, что в области температур, соответствующих парамагнитной (ПМ) и АФМ(I) фазам (рис.2б), кривые холловского сопротивления описываются простым гармоническим законом $\rho_H(\varphi) = \rho_{H0} + \rho_{HI} \cdot \cos\varphi$, отвечающим изменению при вращении образца на угол φ проекции вектора \mathbf{H} на нормаль \mathbf{n} к поверхности образца. Найденные в интервале температур $T_{N2} - 200K$ амплитудные значения ρ_{HI} использовались для вычисления нормального коэффициента Холла $R_H(T) = \rho_{HI}(T)/H$. Из полученных данных следует, что коэффициент Холла R_H оказывается отрицательным во всем диапазоне температур. При этом в ПМ фазе R_H не меняется от температуры, оставаясь постоянным ($R_H \approx -4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$), причем приведенная концентрация оказывается равной концентрации магнитных центров $n \approx n_{df}$. С переходом в АФМ(II) фазу GdV_6 ниже T_{N2} на кривых $\rho_H(\varphi)$ появляются протяженные участки $\rho_H(\varphi) = \text{const}$ с резкими (шириной менее 5°) переходами между ними, отвечающими ориентации магнитного поля вдоль диагонали куба ($\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$) в кристаллической ОЦК-структуре GdV_6 . Кроме того, в данной фазе наблюдается угловой гистерезис при вращении образца в противоположных направлениях $\Delta\varphi^+$ и $\Delta\varphi^-$, сопровождающийся значительным разбросом значений ρ_H вблизи 180° (рис.2а). Заметим, что подобные зависимости $\rho_H(\varphi)$ в форме меандра регистрировались ранее в АФМ фазе тяжелофермионного соединения CeV_6 и в низкотемпературной микромагнитной фазе $FeSi$. Предложенная в работе процедура разделения вкладов позволила рассчитать амплитуды нормальной $\rho_H(T)$ и аномальной $\rho_H^A(T)$ компонент холловского сопротивления и установить, что аномальный эффект Холла наблюдается только в области малых полей 0.5-1.5Т.

В такой ситуации представляет интерес проведение дополнительного исследования угловых зависимостей магнитосопротивления $\rho(\varphi)/\rho(0)$. Полученные данные, представ-

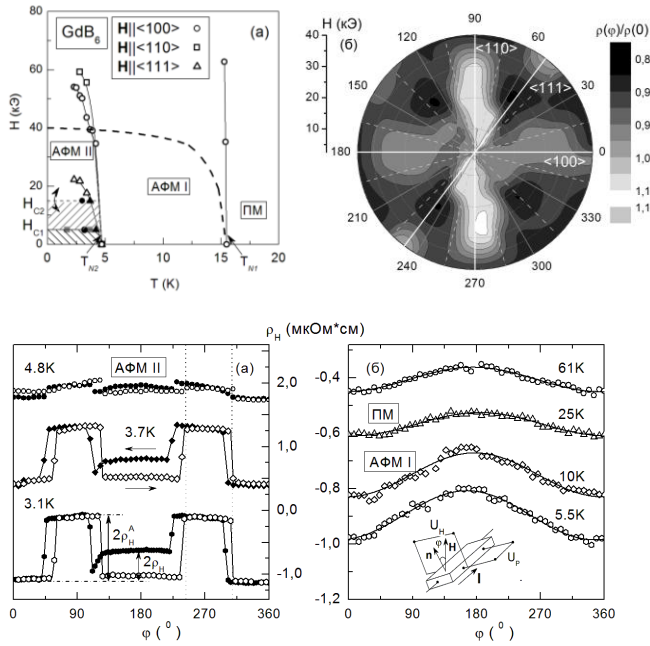


Рис. 1. (а) Магнитная фазовая диаграмма GdB_6 , восстановленная для ориентаций магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$. (б) Угловое распределение амплитуды поперечного магнитосопротивления $\rho(\varphi, T_0=3.7\text{K})/\rho(0)$.

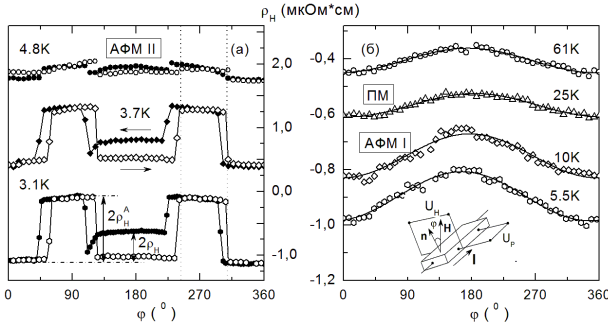


Рис. 2. Угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi, T_0, H_0=10\text{kЭ})$ в (а) АФМ(II) и (б) в АФМ(I) и ПМ фазах GdB_6 соответственно. Сплошной линией на панели (б) показана аппроксимация зависимостью $\rho_H \sim \cos\varphi$. На вставке представлена схема эксперимента (см. текст).

ленные на (рис.1б) в виде контурной 3D диаграммы, позволяют зарегистрировать дополнительный фазовый переход в поле $H_{C2} \approx 15\text{kЭ}$. Действительно, угловое распределение амплитуды магнитосопротивления принимает форму креста с максимальным рассеянием вдоль ориентации $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ и четырьмя спутниками-впадинами вблизи направлений $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$, также регистрируемым в диапазоне полей $H_{C2} \approx 15-55\text{kЭ}$ при $T < T_{N2}$. Анализ полученных данных позволил восстановить магнитную фазовую диаграмму GdB_6 для трех ориентаций магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ (рис.1а). Установлено, что поведение фазовых границ $H_{N1}(T)$ и $H_{N2}(T)$ согласуется с результатами [4], включая существенно меньшие значения $H_{N2}(T)$ для ориентации $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$ по сравнению с двумя другими направлениями магнитного поля. Заметим, что основные отличия полученных данных от результатов работы [4] касаются АФМ(II) фазы, в которой с ростом магнитного поля идентифицированы два дополнительных фазовых перехода при $H_{C1} \approx 5\text{kЭ}$ и $H_{C2} \approx 15\text{kЭ}$. При обсуждении данных рис.1-2 следует также учесть результаты работы [5], в которой представлен спин-поляронный подход к описанию магнитной анизотропии GdB_6 . Согласно выводам [5], в ПМ фазе GdB_6 происходит формирование спиновых поляронов малого радиуса, которые с переходом в АФМ фазы оказываются связанными с локализованными моментами Gd^{3+} . При этом обнаруженное в работе подавление компоненты R_H^A с ростом H может быть вызвано разрушением спин-поляронных многочастичных состояний во внешнем магнитном поле.

[1] M. Amara et al., *Phys. Rev. B* **72**, 064447 (2005).
 [2] S. Kunii et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **52**, 275 (1985).
 [3] D.F. McMorrow et al., *Physica B* **345**, 66 (2004).
 [4] R.M. Galera et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **104-107**, 1336 (1992).
 [5] M. Anisimov et al., *Sol. St. Phenom.* **190**, 77 (2012).

Прыжковая проводимость в области плато квантового эффекта Холла в квантовых ямах HgTe

Ю.Г. Арапов¹, С.В. Гудина¹, В.Н. Неверов¹, С.М. Подгорных¹, М.Р. Попов¹,
Г.И. Харус¹, Н.Г. Шелушина¹, М.В. Якунин¹, С.А. Дворецкий², Н.Н. Михайлов²

¹Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, 620041, ул. С.Ковалевской 18, Екатеринбург, Россия

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, проспект ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия

e-mail: svporova@imp.uran.ru

Квантовый эффект Холла (КЭХ) представляется универсальным явлением для всех двумерных (2D) электронных систем в сильном перпендикулярном магнитном поле. Уже в пионерских работах (см. обзор [1]), посвященных объяснению природы квантового эффекта Холла, было показано, что для существования КЭХ необходимо наличие узких полос делокализованных состояний вблизи центра каждого уровня Ландау при условии, что все остальные состояния являются локализованными. Переходы между плато на зависимости холловского магнитосопротивления в режиме КЭХ могут быть описаны последовательным прохождением уровня Ферми по полосам локализованных - делокализованных - локализованных состояний, что соответствует квантовым фазовым переходам диэлектрик - металл - диэлектрик. Эффекты локализации-делокализации в режиме квантового эффекта Холла подробно изучались в различных электронных 2D системах: InGaAs/InP [2], AlGaAs/GaAs [3], Ge/GeSi [4], а в последнее время и в монослойном графене [5].

В данной работе мы представляем исследования квантового магнитотранспорта для гетероструктуры HgTe/HgCdTe с инвертированным энергетическим спектром. Режим КЭХ в гетероструктурах на основе HgTe с инвертированной зонной структурой впервые был исследован в [6].

Исследованные нами структуры HgTe/HgCdTe с шириной квантовой ямы HgTe 20.3 нм выращены на подложке GaAs с ориентацией (013), симметрично легированы In по обе стороны квантовой ямы с шириной спейсеров около 10 нм. Концентрация электронов $n = 1.5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$, подвижность $\mu = 22 \text{ м}^2/\text{Вс}$. Выполнены измерения продольного ρ_{xx} и холловского ρ_{xy} сопротивлений в режиме КЭХ при $T=(2-60) \text{ К}$ в магнитных полях до $B=9 \text{ Т}$. Проведен анализ полученных данных как в области переходов плато-плато (металлическая проводимость по делокализованным состояниям), так и в областях плато КЭХ (прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям в щели подвижности между уровнями Ландау).

Теория, рассматривающая КЭХ [1], основана на предположении о степенной расходимости длины локализации $\xi(E)$, когда энергия электронов E приближается к центру уровня Ландау ($E=E_c$)

$$\xi(E) \sim |E - E_c|^{-\gamma}. \quad (1)$$

Для описания температурно-индуцированной проводимости в области плато КЭХ (в сильно локализованной системе электронов) используется представление о прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, которая является доминирующей в пределе низких температур [7]. Для взаимодействующих электронов в 2D системе зависимость прыжковой проводимости от температуры дается выражением [7]:

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 e^{-(T/T_0)^{1/2}}, \quad (2)$$

с префактором $\sigma_0 \sim 1/T$. Характеристическая температура T_0 определяется кулоновской энергией и обратно пропорциональна длине локализации $\xi(\nu)$ для данного значения фактора заполнения ν :

$$T_0(\nu) = C \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 k_B \xi(\nu)}, \quad (3)$$

где C – безразмерная константа порядка единицы, а ϵ – диэлектрическая проницаемость.

Выполняя подгонку температурной зависимости σ_{xx} в области первого и второго плато КЭХ к выражению (2) для интервала температур $T=(2-60)$ К, мы получили значения T_0 , а также по формуле (3) оценили соответствующие величины длины локализации ξ . Комбинируя эти результаты с уравнением (1), при $0.2 < (\nu - \nu_c) < 0.35$ находим значение $\gamma = 1.2 \pm 0.2$ для первого и $\gamma = 1.4 \pm 0.2$ для второго плато КЭХ, что не соответствует универсальному значению критического индекса длины локализации $\gamma \cong 2.3$ [1], однако, находится в достаточно хорошем соответствии с результатом классической теории протекания для крупномасштабного примесного потенциала: $\gamma = 4/3$.

Для крупномасштабного примесного потенциала теоретические модели квантового туннелирования дают значение критического индекса $\gamma = 7/3 (\cong 2.3)$ в ближайшей окрестности критической энергии $E = E_c (\nu = \nu_c)$. С другой стороны, далеко от критической энергии зависимость ξ от $(E - E_c)$ (от $(\nu - \nu_c)$) определяется моделями классического протекания с $\gamma = 4/3$ [1]. Изучаемый нами режим прыжковой проводимости реализуется при достаточно большом удалении от центра уровней Ландау при $(\nu - \nu_c) > 0.2$. Поэтому вполне можно полагать, что мы наблюдаем режим прыжков по локализованным состояниям в хвостах уширенных уровней Ландау, вне полосы квантового туннелирования, то есть в области действия законов классического протекания.

[1] B. Huckestein, Rev. Mod. Phys. **67**, 367 (1995).

[2] H.P. Wei, D.C. Tsui, M.A. Paalanen, A.M.M. Pruisken, Phys. Rev. Lett. **61**, 1294 (1988).

[3] W. Li, J.S. Xia, C. Vicente, et al., Phys. Rev. B **81**, 033305 (2010).

[4] A.J.M. Giesbers, U. Zeitler, L.A. Ponomarenko, et al., Phys. Rev. **80**, 241411 (2009).

[5] Ю.Г. Арапов, Н.А. Городилов, В.Н. Неверов и др., ФТП, **31**, 271 (1997).

[6] E.V. Olshanetsky, S. Sassine, Z.D. Kvon et al., Письма в ЖЭТФ, **84**, 661 (2006).

[7] D.G. Polyakov and B.I. Shklovskii, Phys. Rev. B **48**, 11 167 (1993).

Новые возможности низкотемпературных гальваномагнитных исследований современных перспективных материалов

А.В. Богач^{1,2}, А.Д. Божко¹, В.В. Глушков¹, С.В. Демишев¹, В.Н. Краснорусский¹,
Н.А. Самарин^{1,2}, А.Н. Самарин¹, Н.Е. Случанко^{1,2}

¹Институт общей физики РАН, 119991, Вавилова, 38, Москва, Россия

²ООО «Криотехника и электроника», 119991, Вавилова, 38, Москва, Россия

e-mail: alex@lt.gpi.ru

Измерения гальваномагнитных свойств материалов (удельное сопротивление, коэффициент Холла, магнитосопротивление) позволяют получить информацию о механизмах рассеяния и концентрации носителей заряда, типе проводимости, характерных энергиях и особенностях электронной структуры, фазовых переходах, анизотропии и характере основного состояния системы, и, зачастую, являются ключевыми при создании и исследовании новых перспективных материалов. При этом, детальный анализ температурных, полевых и угловых зависимостей указанных характеристик, измеренных с высокой точностью при низких и промежуточных температурах в широком диапазоне магнитных полей, часто позволяет понять природу аномалий физических характеристик и описать основные взаимодействия, приводящие к тому или иному основному состоянию новых перспективных материалов, включая наноструктуры, низкоразмерные системы, ВТСП и т.д.[1-3].

Следует отметить, что импортные широкодиапазонные автоматизированные коммерческие установки для гальваномагнитных исследований стоят около 500 тысяч долларов США (например, MPMSQuantumDesign), а российские компании до недавнего времени установок такого уровня не производили. Самодельные установки, создаваемые учеными в научно-исследовательских лабораториях, как правило не могут полностью справиться с такой задачей, так как обладают низкой точностью измерений, недостаточным диапазоном магнитных полей и температур, низким уровнем автоматизации для организации потоковых исследований.

Для реализации таких исследований сотрудниками Отдела низких температур и криогенной техники ИОФ РАН совместно с российской компанией ООО «Криотехника и электроника» разработана и создана прецизионная криогенная установка для измерения гальваномагнитных свойств материалов работающая на постоянном токе в широком диапазоне температур (1.8-400К) и магнитных полей (до 14Т). При разработке установки особое внимание уделялось достижению максимальной чувствительности измерения полезных сигналов с образца (до 10нВ), измерения и стабилизации температуры (до 3мК) и магнитного поля (1Э), при условии полной автоматизации измерительных и вспомогательных процессов.

Установка изготовлена на базе заливного гелиевого криостата со сверхпроводящим магнитом на 14Т. В криостате установлена двустенная ампула с вакуумной изоляцией и гелиевым капилляром для перестройки температуры в диапазоне 1.8–400К. Внутри ампулы расположена оригинальная измерительная вставка, обеспечивающая вращение измерительной ячейки с образцом в магнитном поле на любой угол в интервале 540° с шагом 1.8° . Для регистрации сигналов и управления экспериментом используется набор специально разработанных электронных приборов и блоков, часть которых защищена патентом РФ [4-5]. Основой системы регистрации данных является Коммутатор GMDAC100, объединяющий в себе

непосредственно коммутатор Ван-дер-Пау, реализованный на твердотельных реле, регулируемый источник тока образца ($1\mu\text{A} - 100\text{mA}$), измеритель тока образца, прецизионные вольтметры AV1 и AV2, измеритель магнитной индукции, и вспомогательные коммутационные устройства. Благодаря использованию коммутатора в настоящей установке помимо классической схемы измерения также реализованы возможности измерения образца в схеме Ван-дер-Пау, а также измерения двух образцов в единой токовой цепи. Для повышения точности измерения в установке использовалась оригинальная схема экранирования сигнальных цепей и заземления приборов и блоков. В результате достигнуты следующие основные технические характеристики автоматизированной установки для измерения гальваномагнитных свойств материалов:

Диапазон температур	1.8-400К
Диапазон магнитных полей	-14 – 14Т
Точность измерения температуры	5мК±0.05%
Точность стабилизации температуры	1мК±0.003%
Диапазон токов образца	0.001-100 мА
Точность измерения сигналов с образца	10нВ±0.01%
Диапазон измеряемых сопротивлений	10^{-6} - 10^6 Ом

Дополнительно предусмотрена возможность использования в составе установки прецизионного источника Keithley 6220, расширяющего диапазон токов образца до 10 нА, и позволяющего с высокой точностью измерять ВАХ.

Для автоматизации эксперимента все приборы подключены через интерфейс RS-232 к компьютеру. Следует отметить, что выбор интерфейса опроса приборов обусловлен необходимостью одновременного опроса данных всех сигналов для повышения точности измерений и корректности полученных данных. Управление экспериментом осуществляется полностью автоматизированной программой от персонального компьютера, в набор функций которой входит следующие основные действия:

- опрос приборов и сбор информации о текущих значениях температуры, магнитного поля и напряжений с потенциальных контактов к образцу,
- управление матрицей реле коммутатора Ван-дер-Пау,
- управление источником тока образца,
- управление источником тока сверхпроводящего магнита,
- управление температурным контроллером,
- обсчет и визуализация полученных данных удельного и холловского сопротивления,
- построение по полученным данным графика зависимости указанных сигналов от температуры/магнитного поля/угла/времени и запись полученных данных в файл.

[1] S.V. Demishev, et al., Phys.Rev. B 85, 045131 (2012).

[2] М. Анисимов и др., ЖЭТФ 136, 943-961 (2009).

[3] N.E. Sluchanko, et al, Phys.Rev. B 64, 153103 (2001).

[4] А.В. Богач, Н.А. Самарин, Н.Е. Случанко, ООО «КРИОТЭЛ», Автоматический криогенный микропроцессорный контроллер для научных исследований // Патент РФ на полезную модель № 69617 (2007).

[5] Н.Е. Случанко, Н.А. Самарин, А.В. Богач, А.Д. Божко, С.В. Демишев, ООО «КРИОТЭЛ», Прецизионный источник тока сверхпроводящего соленоида// Патент РФ на полезную модель №122788 (2012).

Анизотропия подвижности двумерных носителей заряда в гетероструктурах GaAs/AlGaAs при одноосном сжатии

Е.В. Богданов, Н.Я. Минина

Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, 119991 Ленинские Горы 1,
Москва, Россия

e-mail: bev@mig.phys.msu.ru

При одноосном сжатии до $P = 5$ кбар в магнитных полях до 6 Тл выполнены исследования проводимости двумерных (2Д) электронов и дырок на гетерогранице (001) GaAs/Al_xGa_{1-x}As в направлениях [110] и [1-10]. Изучались сопротивление, эффект Холла и осцилляции Шубникова-де Гааза, что позволяло определять барические зависимости концентрации и подвижности носителей.

Гетероструктуры n-(001) GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As и p-(001) GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As были синтезированы на ориентированных по (001) подложках из полуизолирующего монокристаллического GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии с применением для легирования активного слоя, соответственно, Si и Be. Все исследованные структуры имели один двумерный слой, но характеризовались разным типом проводимости и концентрации носителей заряда. При этом носители занимали только основной уровень размерного квантования. Ориентированные вдоль [110] или [1-10] образцы с характерными размерами 0.5x0.8x3.0 мм³ выкалывались вдоль плоскостей спайности. Для исследования анизотропии подвижности в плоскости (001) в центральной части образцов вытравливались две одинаковых (450 мкм на 50 мкм), но взаимноперпендикулярных мезы в холловской конфигурации (далее считается, что меза S1 ориентирована вдоль образца, а меза S2 перпендикулярна S1). Сжатие образцов вдоль их длины до напряжений 5 кбар осуществлялось ранее предложенным методом [1]. Измерения проводились при температурах 1.4-4.2 К и в магнитных полях до 6 Тл.

Концентрация носителей определялась как из данных о периоде осцилляций Шубникова-де Гааза, так и по эффекту Холла. При этом результаты не только совпадали для каждой мезы, что прямо указывает на занятость только одного уровня размерного квантования, но для каждого образца не отмечалось также превосходящего ошибки измерений различия в значениях концентрации, получаемых из результатов измерений на мезах S1 и S2 (Рис.1а и 2а). Это указывает на высокую однородность структур и позволяет просто определять анизотропию подвижности на основании данных об анизотропии удельного сопротивления R_{sq} . Действительно, поскольку подвижности носителей заряда вдоль направлений [1-10] и [110] могут быть определены соответственно из выражений $\mu_{[1-10]} = 1/(neR_{sq,[1-10]})$ и $\mu_{[110]} = 1/(neR_{sq,[110]})$, где n – концентрация носителей заряда, то для анизотропии подвижности справедливо: $\mu_{[1-10]}/\mu_{[110]} = R_{sq,[110]} / R_{sq,[1-10]}$.

Типичные для исследованных структур n- и p-типа барические зависимости подвижности при 4.2 К приведены на Рис.1б и 2б,в, соответственно. В недеформированных гетероструктурах как p-, так и n-типа проводимости подвижность носителей выше в направлении [1-10], а отношение $\mu_{[1-10]}/\mu_{[110]}$ лежит в интервале 1.25 - 1.65. Эти данные находятся в согласии с известными [2] особенностями рассеяния на неоднородностях гетерограниц, которые обусловлены главным образом разницей химического состава плоскостей (110) и (1-10) в материалах со структурой цинковой обманки. Одноосное сжатие приводит к появлению существенной разницы в анизотропии подвижности 2Д-электронов и 2Д-дырок.

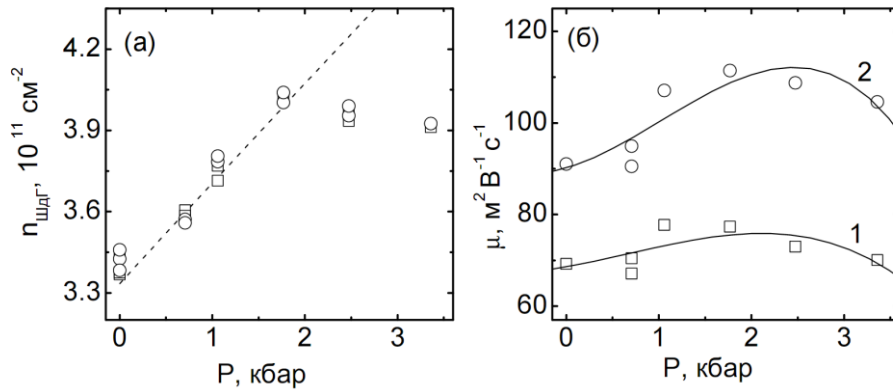


Рис. 1. Барическая зависимость концентрации электронов, рассчитанной на основании исследований осцилляций Шубникова – де Гааза, для n-GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As: меза S1 – □, S2 – ○, штриховая линия – результаты расчета по эффекту Холла (а). Барические зависимости подвижности электронов в n-GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As для направлений [011] (1) и [0-11] (2) (б).

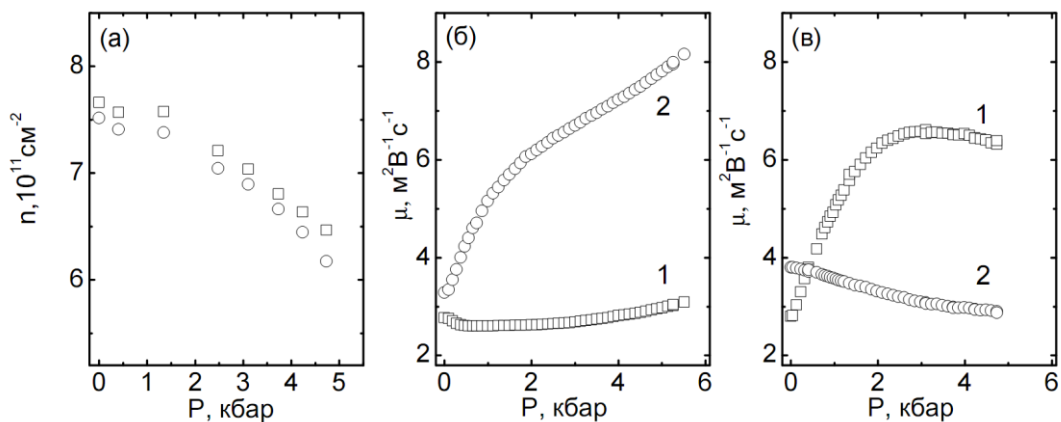


Рис. 2. Барические зависимости концентрации носителей заряда, рассчитанные по осцилляциям Шубникова – де Гааза и данным Холловских измерений, для p-GaAs/Al_{0,5}Ga_{0,5}As: меза S1 – □, S2 – ○ (а). Барические зависимости подвижности дырок в p-GaAs/Al_{0,5}Ga_{0,5}As для направлений [011] (1) и [0-11] (2) при одноосном сжатии вдоль [110] (б) и вдоль [1-10] (в).

Как видно из Рис.2б и 2в, при сжатии вдоль [1-10] анизотропия подвижности 2Д-дырок монотонно возрастает, и величина $\mu_{[1-10]}/\mu_{[110]}$ может более чем в два раза превысить исходное значение, а при сжатии вдоль [110] отношение $\mu_{[1-10]}/\mu_{[110]}$ уменьшается, достигая значения 0.5 при $P \geq 3$ кбар. Такое поведение величины $\mu_{[1-10]}/\mu_{[110]}$ полностью объясняется ростом анизотропии эффективных масс, которая согласно расчетам энергетического спектра гетероструктур p-(001) GaAs/Al_xGa_{1-x}As появляется при одноосном сжатии [3]. Для образцов n-типа полученные на мезах S1 и S2 барические зависимости подвижности качественно сходны между и следуют барической зависимости концентрации электронов (Рис.1), а небольшое, порядка 10%, возрастание отношения $\mu_{[1-10]}/\mu_{[110]}$ вполне может быть обусловлено известным [2] влиянием концентрации носителей на рассеяние на неоднородностях гетерограницы.

[1] Н.Б. Брандт, В.С. Егоров, М.Ю. Лавренюк и др., *ЖЭТФ*, **89**, 2257 (1985).

[2] Y. Markus, U. Meirav, H. Shtrikman et al., *Semicond.Sci.Technol.*, **9**, 1297 (1994).

[3] K.I. Kolokolov, A.M. Savin, S.D. Beneslavski et al., *Phys.Rev. B*, **59**, 7537 (1999).

Период осцилляций фотопроводимости и динамика переноса носителей через квантовые точки в p-i-n GaAs/AlAs гетероструктурах

Ю.Н. Ханин¹, Е.Е. Вдовин¹, М. Henini²

¹ИПТМ РАН, ул. Академика Осипьяна 6, г. Черноголовка, 142432, Россия

²The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, NG72RD, UK

e-mail: vdov62@yandex.ru

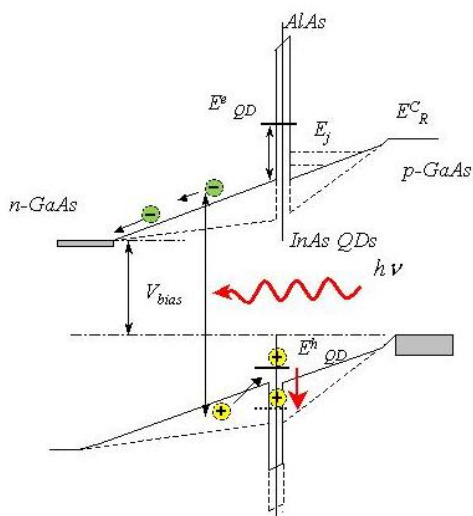


Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма активной области структуры «А» при напряжении менее 1.5 В (сплошные линии). Уровни E_y в треугольной яме справа от барьера соответствуют квантованию движения фотовозбужденных электронов. Пунктирные линии показывают изменение зонной структуры при накоплении заряда на квантовых точках.

появилось предположение, что появление короткопериодных участков осцилляций может быть связано со скачкообразным перераспределением потенциала вдоль структуры из-за захвата носителей и накопления заряда в её активной области. Для проверки этой гипотезы нами были проведены исследования фототока в нескольких p-i-n гетероструктурах с преднамеренно встроенными в центральной части квантовыми точками, различающихся положениями электронных и дырочных уровней точек относительно краев запрещенной зоны, и позволяющих, в результате, реализовывать различные сценарии захвата и рекомбинации фотовозбужденных носителей на этих уровнях в центральной части структуры.

На Рис.2 представлены ВАХ образцов «А», «В», «С» в интервале ниже напряжения плоских зон при двух интенсивностях излучения. Когда длина световой волны превышает 840 нм (что соответствует ширине запрещенной зоны GaAs), обратная ветвь зависимости фототока от напряжения начинает демонстрировать неожиданную в

Квантовые осцилляции фотопроводимости от смещающего напряжения в p-i-n GaAs/AlAs гетероструктурах были обнаружены совсем недавно [1] и объяснены, как результат квантованного движения фотовозбужденных носителей в нелегированных околобарьерных областях гетероструктуры. При этом на части структур наблюдались два участка осциллирующих зависимостей с сильно различающимися периодами и было показано, что больший период обусловлен квантованием движения фотовозбужденных электронов и их последующей рекомбинацией. Относительно же причин появления участков осцилляций с меньшим периодом при увеличении интенсивности излучения было лишь сделано предположение, что они вызваны аналогичными процессами для фотовозбужденных дырок. Однако их действительная природа до сих пор оставалась не выяснена. Недавно у нас

системах такого типа осциллирующую составляющую, пропорциональную интенсивности и слабо зависящую от длины волны излучения, аналогично [1]. В структуре «А» наблюдалось более 20 осцилляций в фототоке как функции приложенного напряжения смещения при температурах в диапазоне от 4 до 80 К с амплитудой модуляции до 20% от общего фототока. Период и амплитуда этих осцилляций были описаны в терминах квантованного движения фотовозбужденных электронов, ограниченных в треугольной потенциальной яме, образованной сильным электрическим полем вблизи AlAs барьера. Модель основана на предположении

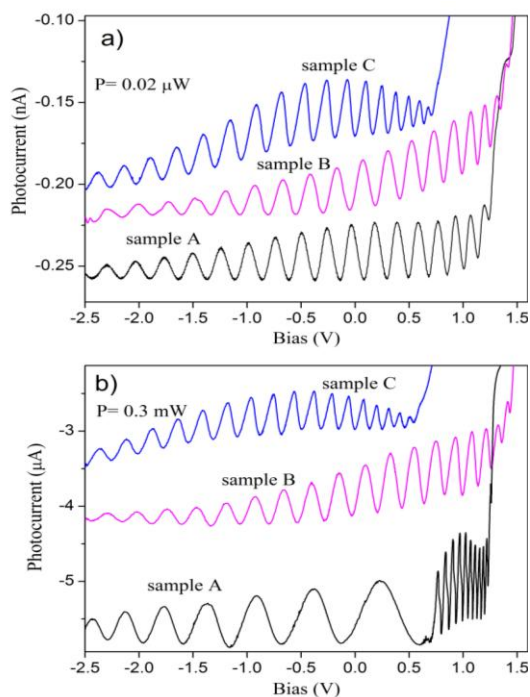


Рис. 2. ВАХ образцов «А», «В», «С» при двух интенсивностях излучения.

резкого изменения перекрытия волновых функций фотовозбужденных электронов, движущихся в области активной фотоабсорбции, со свободными дырками контактов в моменты достижения их состояниями E_j потолка ограничивающего контактного потенциала E_R^C , приводящего к росту темпа рекомбинации фотовозбужденных носителей и соответствующей модуляции измеряемой дифференциальной проводимости. Количество наблюдаемых осцилляций фототока зависит от длины нелегированного приборьерного слоя со стороны p контакта, полный фототок был пропорционален общей длине нелегированного (i) слоя. Для всех структур «А», «В» и «С» количество и амплитуды зарегистрированных осцилляций при слабом освещении $P=0.02 \text{ мкВт}$ приблизительно совпадает (см. Рис.2а), что определяется равенством длин соответствующих приборьерных слоев [1].

Данная работа представляет результаты исследования фотопроводимости в этих трех видах p - i - n GaAs/AlAs гетероструктур с различным расположением по энергии электронных и дырочных уровней квантовых точек по отношению к краям запрещенной зоны в их центральной части, что принципиально изменяло возможности как захвата и ухода с них фотовозбужденных носителей, так и последующей прямой рекомбинации с участием на этих уровнях. Продемонстрировано, что короткопериодные осцилляции проявляются только при таком сочетании процессов переноса через нелегированную область структуры, захвата/ухода на состояния квантовых точек и, когда на них может происходить интенсивная аккумуляция дырок, приводящая к резкому перераспределению потенциала вдоль структуры. То есть, причиной короткопериодных осцилляций фототока является квантование движения электронов и их рекомбинация в приконтактном слое при условии накопления дырок в центральной части структуры. Положения максимумов осцилляций на экспериментальных зависимостях показали хорошее совпадение с нашими расчетами, учитывающими скачкообразное перераспределение потенциала.

- [1] E.E. Vdovin, M. Ashdown, A. Patane, L. Eaves, R.P. Champion, Yu.N. Khanin, M. Henini and O. Makarovskiy, Quantum oscillations in the photocurrent of GaAs/AlAs p - i - n diodes, Physical Review B, 89, 205305 (2014).

Расчёт электронных вольт-амперных характеристик в твёрдых растворах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$

А.В. Дмитриев, Н.А. Масюков

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, 119991, Россия

e-mail: dmitriev@lt.phys.msu.su

Исследование электрофизических свойств бинарных сплавов на основе нитрида индия: $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ с решеткой типа вюрцита, стало особенно актуально после того, как в работах [1, 2] было предложено новое значение ширины запрещенной зоны 0.7 эВ, а не 2 эВ, как считалось ранее. Современные экспериментальные данные, которые лежат в основе этого взгляда, подробно изложены в обзорах [3, 4]. Меньшая величина запрещенной зоны открывает перспективы широкого применения сплавов нитрида индия и более широкозонного нитрида галлия: $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ - в оптоэлектронике, в частности, в качестве высокоэффективных источников освещения [5]. Соответственно, возрастает интерес к исследованию электронных свойств полупроводников-нитридов и, в частности, к изучению их транспортных свойств в сильных электрических полях.

В данной работе теоретически исследован нелинейный электронный транспорт в сильных электрических полях в массивных образцах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ n-типа с учётом всех важнейших механизмов рассеяния электронов: столкновений с заряженными примесями, акустическими и оптическими фононами. Для вычислений была применён численный итерационный метод решения кинетического уравнения Больцмана, предложенный и развитый авторами в работах [6, 7].

В литературе встречаются различные наборы физических параметров исследуемых материалов. Расчёты для чистого InN были проведены для четырех таких наборов в условиях, соответствующих условиям эксперимента [8], и результаты были сопоставлены с данными, полученными в этом эксперименте. Одинаково хорошее согласие было получено для двух наборов параметров, в одном из которых, более позднем, $\epsilon_g=0.7$ эВ, а в другом, более раннем, $\epsilon_g=2$ эВ.

С использованием более современного набора параметров, обеспечивающего очень хорошее соответствие результатов вычислений и эксперимента, были вычислены полевые зависимости дрейфовой скорости электронов в двух семействах бинарных сплавов: $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$, в широком диапазоне температуры решётки, начиная от азотной и вплоть до комнатной, и концентрации свободных электронов. Исследован диапазон полей вплоть до 30 кВ/см. В отличие от предыдущих работ, была изучена область низких электронных концентраций, а также выяснено влияние уровня компенсации, что позволило чётко определить относительную роль отдельных механизмов рассеяния в различных условиях. Найдены дифференциальные подвижности электронов в слабых и сильных полях. Подвижности и дрейфовые скорости электронов в поле уменьшаются с уменьшением относительного содержания нитрида индия в твёрдом растворе.

[1] V.Yu. Davydov, A.A. Klochikhin et al., *phys. stat. sol. (b)* **229**, R1 (2002).

[2] V.Yu. Davydov, A.A. Klochikhin et al., *phys. stat. sol. (b)* **230**, R4 (2002).

[3] В.Ю. Давыдов, А.А. Клочихин, *ФТП* **38**, 897 (2004).

[4] W. Walukiewicz, J.W. Ager III, K.M. Yu et. al., *J. Phys. D* **39**, R83 (2006).

[5] C.J. Humphreys, *MRS BULL* **33**, 459 (2008).

[6] Н.А. Масюков, А.В. Дмитриев, *ВМУ (Серия 3)* в.4, 63 (2009).

[7] Н.А. Масюков, А.В. Дмитриев, *Фундам. и прикладн. матем.* **15**, 77 (2009).

[8] D. Zanato, N. Balkan, B.K. Ridley et al., *Semicond. Sci. Technol.* **19**, 1024 (2004).

Влияние тяжёлых дырок на термоэлектрические характеристики PbTe

А.В. Дмитриев, Е.С. Ткачёва

Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, 119991, Россия

e-mail: Dmitriev@lt.phys.msu.su

Термоэлектрические преобразователи энергии в настоящее время привлекают большое внимание в связи с их высокой надёжностью, бесшумностью работы и возможностью миниатюризации без потери эффективности. Одними из важнейших современных термоэлектрических материалов являются PbTe и сплавы на его основе.

В настоящей работе рассчитаны зависимости термоэлектрических характеристик теллурида свинца n- и p-типа в широком диапазоне температуры и уровня легирования при учёте всех основных механизмов рассеяния носителей заряда в этом материале: на оптических и акустических фонах и на заряженных примесях.

В вычислениях учтён транспорт не только по зонам лёгких электронов и дырок в L-экстремумах электронного спектра, но и тяжёлых дырок в его Σ -экстремумах. Принята во внимание непараболичность законов дисперсии носителей заряда. Учёт всех трёх ближайших к уровню Ферми разрешённых зон позволил единым образом провести расчёты термоэлектрических коэффициентов PbTe при изменении температуры и уровня легирования в широких пределах.

Вычисления проведены путём решения уравнения Больцмана. Совокупные кинетические коэффициенты всех трёх зон находились по известным формулам [1-3].

В результате расчётов получены температурные зависимости проводимости, коэффициента Зеебека, полной теплопроводности и термоэлектрической эффективности в широком интервале температуры. Концентрация электронов и дырок при вычислениях изменялась в пределах от 10^{17} до 10^{19} см⁻³.

В материале n-типа наивысшая термоэлектрическая эффективность $ZT \approx 0.56$ получена при $n = 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Максимальное значение термоэлектрической эффективности в p-типе выше: $ZT \approx 0.71$ при $p = 1 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Оно соответствует ситуации, когда уровень Ферми расположен вблизи максимума Σ -зоны, где значительная асимметрия плотности состояний и её быстрые изменения приводят к заметному возрастанию эффективности. Наивысшие значения ZT соответствуют выбору эффективной массы Σ -дырок, равной массе свободного электрона. Полученные величины ZT находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [4-6]. Значения прочих кинетических коэффициентов материала вполне удовлетворительно согласуются с экспериментом. В целом модель несколько точнее описывает свойства материалов p-типа, в которых Σ -экстремумы играют значительную роль, чем n-типа.

[1] G.D. Mahan, J.O. Sofo, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, **93**, 7436 (1996).

[2] И.А. Смирнов, В.И. Тамарченко. Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках, Наука, Л., 1974.

[3] Б.М. Могилевский, А.Ф. Чудновский. Теплопроводность полупроводников, Наука, М., 1972.

[4] J. Androulakis, I. Todorov, D.-Y. Chung et al. Phys. Rev. B, **82**, 115209 (2010).

[5] А.В. Дмитриев, И.П. Звягин, УФН, **180**, 821 (2010).

[6] H. Ohita, Mater. Today, **10**, 44 (2007).

Спиновый фазовый переход в режиме дробного квантового эффекта Холла при числе заполнения $\nu=2/3$ в структуре n-GaAs/AlGaAs: Акустические исследования

И.Л. Дричко¹, И.Ю. Смирнов¹, А.В. Суслов², L.N. Pfeiffer³, K.W. West³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, Россия

²NHMFL, 32310, 1800 E. Paul Dirac Dr., Tallahassee, FL, USA

³Princeton University, 08544, Olden Street, Princeton, NJ, USA

e-mail: ivan.smirnov@mail.ioffe.ru

В структурах n-GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью в сильных магнитных полях и при низких температурах наблюдается дробный квантовый эффект Холла. При числе заполнения $\nu=2/3$ в этом режиме наблюдается переход из неполяризованного в поляризованное по спину состояние либо при изменении магнитного поля, либо концентрации. В картине композитных фермионов (КФ) числу заполнения $\nu=2/3$ соответствует состояние $\nu^{КФ}=2$. Энергетическое расстояние между уровнями Ландау КФ определяется малой частью кулоновской энергии $E_c = \alpha_c e^2 / \epsilon l_B \sim B^{1/2}$, где l_B - магнитная длина, $\alpha_c \ll 1$ - критический параметр [1]. Каждый уровень КФ, в свою очередь, может испытывать спиновое расщепление на уровни, разделенные Зеемановской энергией $E_z = g^{КФ} \mu_B B$, где μ_B - магнетон Бора, причем $g^{КФ} = g = -0.44$. Энергетическая щель между ближайшими уровнями Ландау КФ при $\nu^{КФ}=2$ с разными направлениями спинов $\Delta E_{2/3} = \alpha_c E_c - g \mu_B B$. Из-за разной зависимости энергий E_c и E_z от магнитного поля эти уровни могут пересекаться при некотором критическом магнитном поле B_c , при этом $\Delta E_{2/3} \rightarrow 0$, и под уровнем Ферми окажутся два уровня Ландау КФ с одинаковым направлением спина. Система становится полностью поляризованной по спину. Этот переход исследовался многими авторами при использовании разных методик [1-7]. На рис.1 приведены данные различных работ [2-7] по определению критического магнитного поля спинового перехода B_c , из которого видно, что при увеличении концентрации электронов критическое поле перехода растет.

Целью данной работы было определение B_c при числе заполнения $\nu=2/3$ бесконтактным акустическим методом в наклонном магнитном поле в структуре с единичной 65 нм квантовой ямой n-GaAs/AlGaAs с подвижностью $\mu = 8.5 \times 10^6$ см²/Вс. Относительно низкая концентрация электронов в образце ($n = 5 \times 10^{10}$ см⁻²) определяла положение состояния, соответствующего $\nu=2/3$, в магнитном поле $B_{\perp} = 3.2$ Тл. Таким образом, согласно рис.1, оказывается возможным, изменяя угол наклона магнитного поля относительно нормали к поверхности образца, пройти через переход из неполяризованного в поляризованное по спину состояние.

В эксперименте проводились измерения акустоэлектронных эффектов [8] в перпендикулярном и наклонном магнитных полях до 18 Тл в области температур 0.1-1.5 К. Из этих данных вычислялась σ_1 - реальная компонента высокочастотной

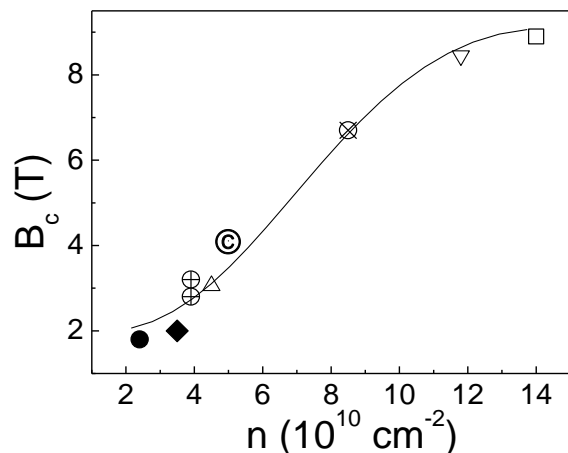


Рис. 1. Зависимость критического поля спинового перехода от концентрации электронов. (⊕) – данные [2], (●) – [3], (▽) – [4], (Δ) – [5], (⊗, □) – [6], (◆) – [7], (⊙) – настоящая работа.

проводимости $\sigma^{AC} = \sigma_1 - i\sigma_2$ и ее зависимость от температуры, магнитного поля и угла его наклона. Наблюдались осцилляции проводимости в магнитном поле, соответствующие режиму целочисленного и дробного квантовых эффектов Холла. Наклон магнитного поля относительно нормали к поверхности квантовой ямы на угол Θ приводил к смещению положения минимумов осцилляций в полном поле. Для состояния $\nu=2/3$, осуществляющегося при $B_{\perp} = B_{TOTAL} \cos(\Theta) \approx 3.2$ Тл, были определены температурные зависимости реальной компоненты σ_1 для каждого угла наклона магнитного поля и $f=86$ МГц. В той области температур, где $\sigma_1 \sim \exp(-\Delta E_{2/3}/2kT)$ для $\nu=2/3$, были определены энергия активации $\Delta E_{2/3}$ и ее зависимость от угла наклона магнитного поля. В зависимости $\Delta E_{2/3}$ от полного магнитного поля наблюдался минимум, соответствующий спиновому фазовому переходу, при $B_{TOTAL} \approx 4.2$ Тл, что проиллюстрировано на рис.2.

В точке пересечения уровней Ландау КФ $(0, \downarrow)$ с $(1, \uparrow)$ с разным направлением спинов энергия активации должна быть $\Delta E_{2/3} = 0$. Поскольку этого не происходит, то можно предположить, что в минимуме $\Delta E_{2/3}$ наблюдается расталкивание уровней (антикроссинг), являющееся следствием электронного обменного взаимодействия. Значение поля перехода, определенное в данной работе приведено на рис.1 (©), и укладывается на общую зависимость B_c от концентрации.

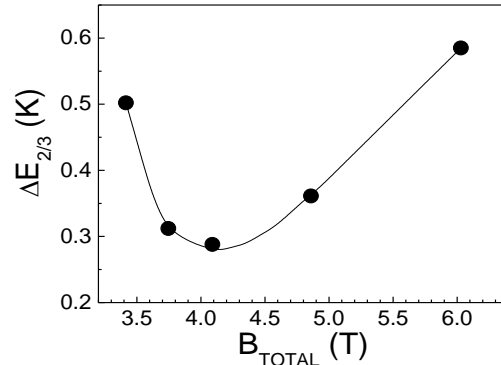


Рис 2. Зависимость энергии активации для $\nu=2/3$ от полного магнитного поля.

Используя значение g -фактора $|g|=0.44$, в точке спинового перехода $B_c=4.2$ Тл можно оценить величину критического параметра $\alpha_c = E_z/E_c = 0.012$, которая оказывается близкой к значению $\alpha_c \approx 0.008$, найденному в [1] для широкой (65 nm) квантовой ямы для $\nu=2/3$.

Таким образом, в работе с помощью бесконтактной акустической методики определено критическое поле спинового перехода в состоянии, соответствующем $\nu=2/3$, в широкой квантовой яме n-GaAs/AlGaAs с концентрацией $n=5 \times 10^{10}$ см⁻² в наклонном магнитном поле.

- [1] Yang Liu, S. Hasdemir, A. Wójs, J.K. Jain, L.N. Pfeiffer, K.W. West, K.W. Baldwin, and M. Shayegan, Phys. Rev. B 90, 085301 (2014).
- [2] J.P. Eisenstein, H.L. Stormer, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. B 41, 7910(R) (1990).
- [3] L.W. Engel, S.W. Hwang, T. Sajoto, D.C. Tsui, and M. Shayegan, Phys. Rev. B 45, 3418 (1992).
- [4] O. Stern, 2004 *Ph.D. thesis* (Stuttgart: Max Planck Institute).
- [5] R.G. Clark, S.R. Haynes, J.V. Branch, A.M. Suckling, P.A. Wright, P.M.W. Oswald, J.J. Harris, and C.T. Foxon, Surf. Sci. 229, 25 (1990).
- [6] N. Freytag, Y. Tokunaga, M. Horvatić, C. Berthier, M. Shayegan, and L. P. Lévy Phys. Rev. Lett. 87, 136801 (2001).
- [7] I.V. Kukushkin, K. von Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. Lett. 82 3665 (1999).
- [8] I.L. Drichko, I.Yu. Smirnov, A.V. Suslov, and D.R. Leadley, Phys. Rev. B 83, 235318 (2011).

Обнаружение низкотемпературного смягчения поперечного упругого модуля кристалла селенида ртути, вызванного примесями кобальта

И.В. Жевстовских^{1,2}, В.И. Окулов¹, В.В. Гудков², М.Н. Сарычев², К.А. Медведев²,
М.Д. Андрийчук³, Л.Д. Паранчич³

¹Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, 620137, ул. С. Ковалевской 18, Екатеринбург, Россия

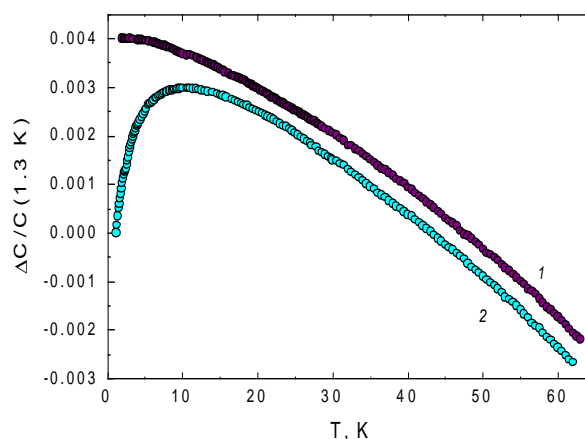
² Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, ул. Мира 19, Екатеринбург, Россия

³Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича, 58012, ул. Коцюбинского 2, Черновцы, Украина

e-mail: zhevstovskikh@imp.uran.ru

В кристаллах селенида ртути, содержащих примесь кобальта малой концентрации, в интервале температур 4-20 К наблюдались эффекты, связанные с проявлением гибридизации донорных электронных d -состояний примесных атомов [1]. В этом же интервале температур на частоте 53 МГц были обнаружены обусловленные гибридизацией аномалии электронного коэффициента поглощения медленной поперечной волны, характеризуемой поперечным модулем $(C_{11}-C_{12})/2$. Для быстрой поперечной волны (модуль C_{44}) и продольной волны (модуль $(C_{11}+C_{12}+2\cdot C_{44})/2$) наблюдались монотонные температурные зависимости коэффициента поглощения [2]. В настоящей работе выполнены исследования температурных зависимостей скоростей всех трех нормальных волн, распространяющихся в кристаллографическом направлении $\langle 110 \rangle$, в кристаллах HgSe и HgSe:Co с концентрацией кобальта $n_{Co}=5\cdot 10^{20}$ см⁻³ в интервале температур 1.3-60 К. В кристалле, содержащем примесь кобальта, обнаружено резкое уменьшение ниже 10 К скорости медленной поперечной волны, вызванное примесным вкладом в соответствующий поперечный модуль упругости (рис.1). Температурные зависимости скоростей быстрой поперечной и продольной волн не выявили такого смягчения и представляли собой монотонные кривые, подобные кривой 1. Такой низкотемпературный эффект связан с аномалией электронного вклада в упругие модули кристалла и может объясняться проявлением гибридизации примесных электронных состояний в полосе проводимости.

Рис. 1 Температурные зависимости упругого модуля $(C_{11}-C_{12})/2$, измеренные на частоте 52 МГц, в кристалле HgSe (кривая 1) и HgSeCo (кривая 2). $\Delta C=C(T)-C(1.3K)$. Положение кривой 2 смещено по вертикали вверх.



Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-02-08909-а).

[1] В.И. Окулов, Г.А. Альшанский, Г.Е. Говоркова, А.Т. Лончаков, К.А. Окулова, Е.А. Памятных, Л.Д. Паранчич, С.М. Подгорных. ФММ **113**, 347 (2012).

[2] И.В. Жевстовских, В.И. Окулов, В.В. Гудков, В.И. Маякин, М.Н. Сарычев, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич. ФТТ **57**, вып.5, 866 (2015).

Скейлинг в режиме квантового эффекта Холла в гетероструктуре n-InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой после подсветки инфракрасным светом

Клепикова А.С., Неверов В.Н., Шелушина Н.Г., Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Якунин М.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, 620990, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, Россия

e-mail: as_klepikova@mail.ru

Кантовый эффект Холла (КЭХ) можно рассматривать как последовательность квантовых фазовых переходов между локализованными и делокализованными состояниями в спектре неупорядоченной 2D системы в квантующем магнитном поле. В рамках концепции скейлинга [1] ширина перехода между соседними плато КЭХ должна стремиться к нулю при уменьшении температуры по степенному закону T^κ , где κ - критический индекс.

Проведены измерения продольного $\rho_{xx}(B)$ и холловского $\rho_{xy}(B)$ магнитосопротивлений в режиме КЭХ, и исследована температурная зависимость ширины переходов плато-плато $\nu_0(T)$ в гетероструктуре n - InGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой в диапазоне магнитных полей $B = (0 \div 16)$ Т и температур $T = (0.05 \div 4.2)$ К, после ИК - подсветки.

На образец светили инфракрасным светодиодом с длиной волны 0,74 мкм порядка 10 минут, затем прекращали освещение, так получали максимальную концентрацию носителей заряда, после чего образец нагревался для получения конкретной концентрации носителей заряда.

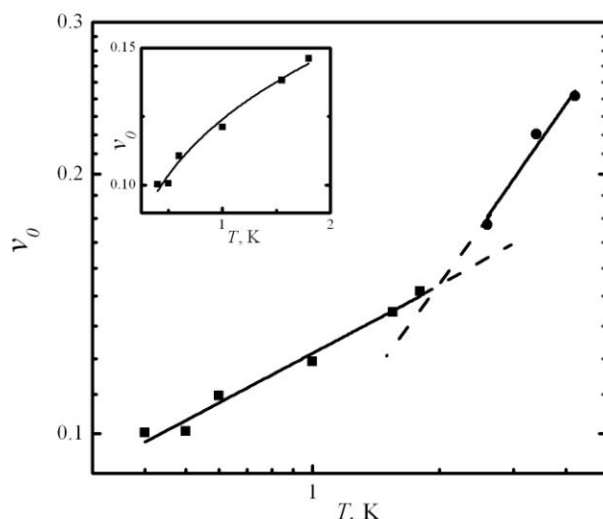


Рис.1. Зависимость ширины полосы делокализованных состояний от температуры для засвеченного образца: \blacksquare - данные для $T = (0.4 \div 1.8)$ К, \bullet - данные для $T = (2.6 \div 4.2)$ К в двойном логарифмическом масштабе. На вставке: зависимость $\nu_0(T)$ при $T \leq 1.8$ К в линейном масштабе.

На Рисунке 1 представлены зависимости ширины полосы делокализованных состояний от температуры для засвеченного образца в двойном логарифмическом масштабе.

Полученные экспериментальные данные описываются степенной зависимостью $\nu_0(T) \sim \left(\frac{T}{T_0}\right)^\kappa$ с параметрами $\kappa = 0,25 \pm 0,02$, $T_0^k = 8,1$ при $T = (0,4 \div 1,8)$ К и $\kappa = 0,70 \pm 0,12$, $T_0^k = 10,9$ при $T = (2,6 \div 4,2)$ К. Температура кроссовера T_{cross} от одного температурного режима к другому, полученная путем экстраполяции, равна 2 К.

Отметим, что наблюдаемое при низких температурах значение $\kappa = 0,25 \pm 0,02$ достаточно хорошо соответствует оценкам теоретических работ для короткодействующего потенциала электрон-электронного взаимодействия, $\kappa_{teor} = 0,21$ [2]. Наблюдаемое при высоких температурах значение $\kappa = 0,70 \pm 0,12$ достаточно хорошо соответствует квазиклассическому результату для крупномасштабного примесного потенциала.

Таким образом, обнаруживается неуниверсальный скейлинговый режим при сравнительно высоких температурах, $T > T_{cross}$, и универсальный скейлинговый режим при низких температурах, $T < T_{cross}$. Такое поведение интерпретируется как переход от процесса термического возбуждения через потенциальные барьеры в седловых точках хаотического примесного потенциала при $T > T_{cross}$ к процессу квантового туннелирования при $T < T_{cross}$. Универсальный скейлинг становится наблюдаемым лишь при достаточно низких температурах, когда при $T < T_{cross}$ длина фазовой когерентности L_ϕ превышает типичный размер флуктуаций примесного потенциала (потенциала беспорядка) и процессы когерентного туннелирования преобладают [2].

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330 и при поддержке РФФИ (проекты № 14-02-31164 и № 14-02-00151).

[1] Pruisken A.M.M., Phys. Rev. Lett. **61**, 1297 (1988).

[2] Li W., Xia J.S., Vicente C., Sullivan N.S. et al, Phys. Rev. B **81**, 033305 (2010).

Влияние примеси кобальта на гальвано-магнитные свойства тонких плёнок оксида цинка

В.Г. Кытин, О.В. Реукова, В. А. Кульбачинский, Д.А. Муфтиева, Л.И. Бурова, А.Р. Кауль

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, ГСП-1,
Москва, Российская Федерация

e-mail: kytin@mig.phys.msu.ru

Согласно имеющимся литературным данным, электрофизические и гальвано-магнитные свойства плёнок оксида цинка могут существенно изменяться при добавлении примеси кобальта. Одним из эффектов, наблюдающихся в оксиде цинка, легированного кобальтом, является аномально большое магнетосопротивление, наблюдающееся при низких температурах [1-2]. Данное магнетосопротивление наблюдается как при прыжковом механизме проводимости, так и в плёнках с механизмом проводимости, близком к зонному. До настоящего времени природа данного эффекта остаётся предметом обсуждения.

В докладе представлены результаты исследования электрофизических и гальваномагнитных свойств плёнок оксида цинка, легированного кобальтом. Исследованные плёнки были синтезированы методом химического осаждения из газовой фазы на подложках из монокристаллического сапфира и оксида циркония, стабилизированного иттрием. При этом часть плёнок была синтезирована в окислительных условиях с использованием кислорода в качестве реакционного газа. Другая часть плёнок была осаждена в условиях пиролиза, когда в качестве реакционного газа использовались пары воды.

Согласно данным рентгенофазового анализа, плёнки, осаждённые в окислительных условиях, были эпитаксиальными, с ориентацией кристаллитов, определяемой подложкой. Плёнки, осаждённые в условиях пиролиза, были поликристаллическими. Положение атомов кобальта в кристаллической решётке оксида цинка было исследовано методом анализа тонкой структуры края поглощения рентгеновского излучения. Согласно полученным данным, кобальт находится преимущественно в тетраэдрическом окружении в зарядовом состоянии $+2$, что соответствует позиции цинка в кристаллической решётке. Это согласуется с наблюдаемым увеличением постоянной решётки при увеличении содержания кобальта.

Типичные температурные зависимости сопротивления плёнок, синтезированных в окислительных условиях, представлены на рис. 1. При увеличении содержания кобальта сопротивление плёнок, синтезированных в условиях пиролиза, значительно увеличивается. Во всех исследованных плёнках сопротивление увеличивается при понижении температуры. Это увеличение было выражено тем сильнее, чем больше было содержание кобальта в плёнке. Для плёнки с максимальным содержанием кобальта 7,1 ат. % температурная зависимость сопротивления в широком диапазоне температур описывалась законом Мотта, что указывает на прыжковый механизм проводимости. Температурная зависимость сопротивления плёнок, синтезированных в условиях пиролиза, описывались также законом Мотта. Однако удельное сопротивление данных плёнок нерегулярно зависело от содержания кобальта.

Во всех исследованных плёнках с содержанием кобальта более 1,0 ат. % при температуре кипения жидкого гелия в магнитных полях до (3-4) Тл наблюдалось положительное магнетосопротивление (рис. 2). В более сильных магнитных полях

зависимость сопротивления от магнитного поля выходила на насыщение или магнетосопротивление переходило в отрицательное.

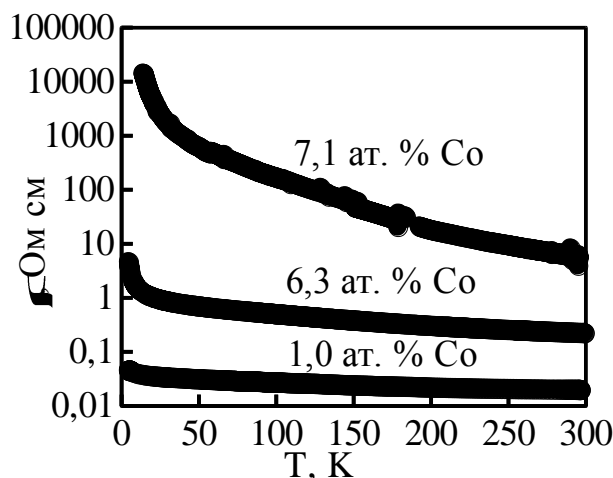


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления плёнок, осаждённых в окислительных условиях на подложки из R-сапфира.

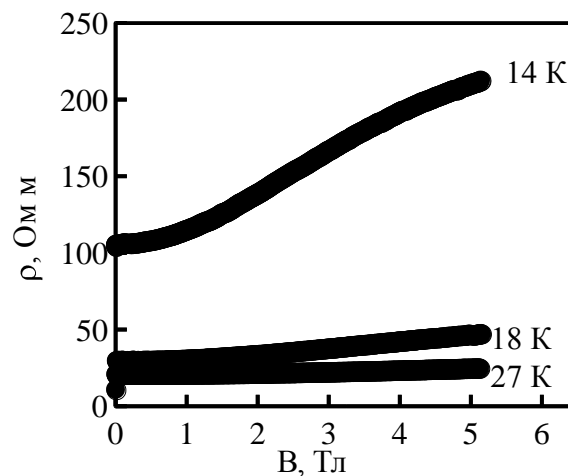


Рис. 2. Магнетосопротивление плёнки с содержанием Co 7,3 ат. %, осаждённой в окислительных условиях на подложку из R-сапфира

При повышении температуры величина положительного магнетосопротивления уменьшалась. При увеличении содержания кобальта наблюдалась тенденция увеличения величины положительного магнетосопротивления. Для анализа положительного магнетосопротивления в плёнках, в которых наблюдался закон Мотта, была использована модель, основанная на уменьшении плотности состояний вблизи уровня Ферми в магнитном поле [3]. Уменьшение плотности состояний обусловлено дополнительным разбросом энергии донорных уровней вследствие обменного взаимодействия с электронами магнитной примеси. Интерпретация наблюдаемого магнетосопротивления в рамках данной модели даёт разумное значение радиуса локализации донорных состояний 1,2 нм для плёнки с содержанием кобальта 1,9 ат. %, синтезированной в условиях пирогидролита. Для остальных плёнок описание магнетосопротивления в рамках данной модели не приводит к разумным значениям параметров. Кроме этого, модель предсказывает слишком резкое увеличение магнетосопротивления в магнитном поле до 0,8 Тл и не описывает насыщение и переход к отрицательному магнетосопротивлению в магнитных полях свыше 4 Тл. Эти отклонения указывают на то, что зависимость плотности электронных состояний на уровне Ферми от магнитного поля отличается от предсказанной в [3] и может быть немонотонной. Такое отличие можно объяснить изменением локальной намагниченности вблизи донорного состояния при его заполнении электроном.

- [1] Y.F. Tian, J. Antony, R. Souza, S.S. Yan, L.M. Mei, Y. Qiang Giant positive magnetoresistance in Co-doped ZnO nanocluster films Appl. Phys. Lett, 92 (2008) 192109.
- [2] Q. Xu, L. Hartmann, H. Schmidt, H. Hochmuth, M. Lorenz Magnetoresistance and anomalous Hall effect in magnetic ZnO films J. of Appl. Phys. 101 (2007) 063918.
- [3] A.V. Nenashev, F. Jansson, M. Wiemer, S. Petznick, P.J. Klar, M. Hetterich Scaling approach to hopping magnetoresistivity in dilute magnetic semiconductors Phys. Rev. B 88 (2013) 88115210.

Исследование особенностей электронной плотности состояний слабо нестехиометрических сплавов Гейслера Fe-V-Al с помощью анализа низкотемпературной теплоемкости

А.Т. Лончаков, В.В. Марченков, С.М. Подгорных, В.И. Окулов, К.А. Окулова,
Т.Е. Говоркова, В.С. Гавико, С.М. Емельянова

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

e-mail: lonchakov@imp.uran.ru

Актуальность исследования сплавов железо-ванадий-алюминий связана с возможностью сочетания в них полупроводниковых свойств с магнетизмом $3d$ -переходных металлов, проявляющегося в необычном поведении кинетических и термодинамических параметров. Значительный интерес при этом представляет изучение электронной плотности состояний, важную информацию о которой даёт низкотемпературная теплоемкость $C(T)$. В теплоемкости $C(T)$ сплавов $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ как обогащенных, так и обедненных ванадием, имеет место общая особенность – резкий подъем величины C/T при понижении температуры T ниже 10К, природа которого для сплава с $x = 0.1$ подробно обсуждалась нами в работе [1]. До настоящего времени отсутствовали исследования низкотемпературной теплоемкости сплавов железо-ванадий-алюминий с разной степенью нестехиометричности по составу атомов Al. Цель настоящей работы – проведение сравнительного анализа низкотемпературных зависимостей $C(T)$ для сплавов, обогащенных ванадием и алюминием.

Сплавы железо-ванадий-алюминий разных составов были выплавлены в индукционной печи в атмосфере очищенного аргона с трехкратным переплавом для получения лучшей однородности и охлаждены вместе с печью. По данным рентгеноструктурных исследований все сплавы являлись однофазными и обладали упорядоченной структурой по типу $L2_1$, характерной для стехиометрических сплавов. Реальный химический состав вырезанных из слитков образцов определялся методом энерго-дисперсионной рентгеновской спектроскопии с точностью не хуже 1%. По итогам анализа для исследования теплоемкости были выбраны две группы образцов. Первая группа: образцы, обогащенные алюминием, $\text{Fe}_{1.99}\text{V}_{0.89}\text{Al}_{1.12}$ (образец 1) и $\text{Fe}_{1.98}\text{V}_{0.87}\text{Al}_{1.15}$ (образец 2), в которых атомы алюминия замещают в основном атомы ванадия. Вторая группа: образцы, обогащенные преимущественно ванадием, $\text{Fe}_{1.87}\text{V}_{1.1}\text{Al}_{1.03}$ (образец 3) и $\text{Fe}_{1.76}\text{V}_{1.19}\text{Al}_{1.05}$ (образец 4), в которых атомы ванадия замещают в основном атомы железа. Измерения эффекта Холла и термоэдс при температуре жидкого гелия показали, что все образцы обладают p - типом проводимости. Измерения теплоемкости были выполнены на установке PPMS-9 (Quantum Design) центра коллективного пользования ИФМ УрО РАН.

Температурные зависимости $C(T)$ для образцов 1 – 4 представлена на рис.1. Для образцов 1 и 2 теплоемкость удовлетворяет линейному закону $C(T) = \gamma T$ с близкими коэффициентами Зоммерфельда $\gamma = 6.6$ и 6.3 мДж/(г-атом·К²) соответственно, которые дают величину плотности состояний дырок на уровне Ферми $g(E_F) \approx 11$ (эВ·форм.ед.)⁻¹. Такая четкая линейная зависимость теплоемкости от температуры в сплавах железо-ванадий-алюминий получена впервые. Поскольку замещение небольшой части атомов V на атомы Al вряд ли может привести к существенному изменению электронной плотности состояний на уровне Ферми, то данную оценку величины $g(E_F)$ следует признать вполне реалистичной и для стехиометрического сплава Fe_2VAl .

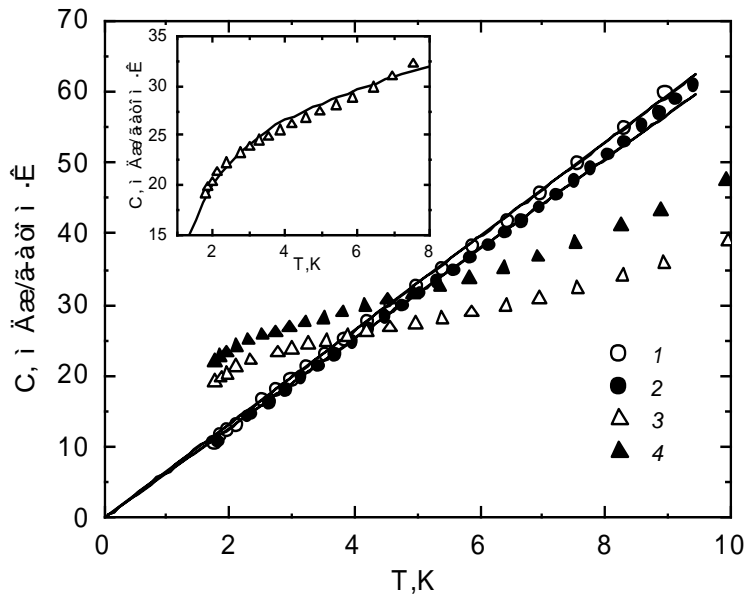


Рис. 1. Зависимость теплоемкости от температуры для образцов 1 – 4. Цифры рядом с символами – номера образцов. Сплошные прямые – аппроксимация теплоемкости для образцов 1 и 2 линейным законом $C(T) = \gamma T$. На вставке: сплошная кривая – подгонка зависимости $C(T)$ (символы) для образца 3.

Для образцов 3 и 4, обогащенных ванадием, теплоемкость слабо зависит от его содержания (рис. 1). Для таких образцов применима модель разбавленного магнитного сплава, в котором магнитные моменты возникают за счет дефектов – перестановки местами атомов $Fe \leftrightarrow V$ [2]. В работе [1] нами показано, что для образца $Fe_{1.9}V_{1.1}Al$ теплоемкость можно представить в виде суммы: $C(T) = \gamma T + c_{AK}(T) + c_{add}(T)$, где $c_{AK}(T) = bT \ln(T_K/T)$ – вклад Апфельбаума-Кондо (T_K – температура Кондо, b – подгоночный параметр порядка γ), $c_{add}(T)$ – дополнительный немонотонный вклад, природа которого связана с образованием узкой псевдощели шириной Δ на уровне Ферми. На вставке к рис.1 сплошной кривой показана подгонка экспериментальной зависимости $C(T)$ для образца 3 с использованием формул работы [1]. При этом получены следующие значения подгоночных параметров: $\gamma = 2.05$ мДж/(г·атом·К²), $T_K = 17$ К, $b = 2.2$ мДж/(г·атом·К²), $\Delta = 20$ К, которые хорошо согласуются с данными [1]. Обращает на себя внимание тот факт, что значение коэффициента Зоммерфельда (а значит и плотность состояний на уровне Ферми) для образца 3 в три с лишним раза меньше, чем для образца 1, что служит подтверждением существования узкой псевдощели на уровне Ферми в обогащенных ванадием сплавах железо-ванадий-алюминий.

Таким образом, по результатам исследования низкотемпературной теплоемкости нестехиометрических по ванадию и алюминию сплавов Fe-V-Al подтверждена природа определяющих ее различных вкладов и сделаны оценки параметров электронных состояний.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-02-01238.

- [1] A.T. Lonchakov, V.V. Marchenkov *et al*, JPCS, **568**, 052018 (2014).
- [2] Daniel I. Bilic, Philippe Ghosez, Phys. Rev. **B 83**, 205204 (2011).

Электронные топологические переходы $3\frac{1}{2}$ рода в металлах

Г.П. Микитик, Ю.В. Шарлай

Физико-технический институт низких температур НАН Украины, 61103, пр. Ленина 47,
г. Харьков, Украина

e-mail: mikitik@ilt.kharkov.ua

Хорошо известны электронные топологические переходы 2.5 рода в металлах [1-4]. Они имеют место в тех точках зоны Бриллюэна, в которых закон дисперсии энергии электронов от квазиимпульса имеет минимум, максимум или седловую точку. В этих точках при критическом значении энергии появляется (исчезает) новая полость поверхности Ферми или рвется (образуется) перемычка на ней. Еще один тип электронных топологических переходов возможен, если в зоне Бриллюэна существует линия вырождения двух энергетических зон. В этом случае поверхность Ферми металла может иметь самопересекающийся вид, и точки линии вырождения, в которых такая поверхность появляется или исчезает, соответствуют этим электронным топологическим переходам [2]. В этих точках общая энергия двух вырожденных зон достигает своего минимума или максимума.

В настоящей работе детально исследованы электронные топологические переходы, связанные с появлением (исчезновением) самопересекающихся поверхностей. Мы отмечаем, что в металлах с центром инверсии и слабым спин-орбитальным взаимодействием таких переходов должно быть достаточно много: их число сопоставимо с числом переходов 2.5 рода. Действительно, на осях симметрии даже простых металлов весьма много точек пересечения двух энергетических зон [5]. Через каждую такую точку, как правило, всегда проходит перпендикулярная оси линия случайного вырождения этих зон [6]. На всякой такой линии энергия вырожденных зон есть периодическая функция квазиимпульса, и поэтому всегда имеются точки её минимума и максимума.

В окрестностях этих точек зависимости энергий двух близких к вырождению зон от квазиимпульса \mathbf{p} всегда могут быть представлены в виде [7]:

$$\varepsilon_{1,2}(\mathbf{p}) = \varepsilon_c + \text{sgn}(B)p_z^2 + ap_x \pm \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (1)$$

где a – постоянный параметр спектра, ε_c – критическое значение энергии, отвечающее точке минимума или максимума энергии вырожденных зон, $\text{sgn}(B) = \pm 1$ для точек минимума и максимума, соответственно, и ось p_z направлена по касательной к линии вырождения зон в точке топологического перехода. При близости уровня Ферми ε_F к критическому значению энергии ε_c для положительных значений разности $\Delta\varepsilon_F \equiv \text{sgn}(B)(\varepsilon_F - \varepsilon_c)$ плотность состояний электронов содержит особый вклад $\delta\nu$:

$$\delta\nu(\Delta\varepsilon_F) = C (1 - a)^{-\frac{3}{2}} \Delta\varepsilon_F^{\frac{3}{2}}, \quad (2)$$

Где C – положительная постоянная. Интересно, что этот особый вклад существует только при $a < 1$, а при $a > 1$ он отсутствует. Формула (2) показывает, что при $a < 1$ имеет место электронный топологический переход 3.5 рода по классификации Лифшица [1]. Анализ изоэнергетических поверхностей, соответствующих законам дисперсии (1) при $a > 1$, обнаруживает, что хотя в этом случае самопересекающиеся поверхности появляются или исчезают при $\varepsilon_F = \varepsilon_c$, но при этом не происходит изменение их топологии [7]. Именно поэтому в этом случае отсутствует особый вклад в плотность состояний электронов.

Особенность в электронной плотности состояний (2) более слабая, чем при обычных электронных топологических переходах 2.5 рода, для которых $\delta\nu(\Delta\varepsilon_F) \propto \sqrt{\Delta\varepsilon_F}$.

Поэтому при электронных топологических переходах 3.5 рода будут более слабыми особенности всех тех физических величин, которые пропорциональны электронной плотности состояний или её производной по энергии. Это усложняет экспериментальное обнаружение таких переходов на основе измерения этих величин. Однако, как следует из результатов работ [8,9], при электронных топологических переходах 3.5 рода магнитная восприимчивость χ испытывает гигантскую диамагнитную аномалию при низких температурах: $\chi \propto -\Delta\varepsilon_F^{-\frac{1}{2}}$. Интересно, что эта аномалия имеет тот же тип, что и особенность в термо-э.д.с. при электронных топологических переходах 2.5 рода [3]. Это свойство магнитной восприимчивости открывает возможность экспериментального исследования электронных топологических переходов 3.5 рода. В заключение отметим, что точки топологических переходов 3.5 рода, критические энергии которых близки к уровню Ферми, существуют в бериллии, алюминии и графите.

- [1] И.М. Лифшиц, ЖЭТФ **38**, 1569 (1960).
- [2] И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов, *Электронная теория металлов* (Наука, Москва, 1971).
- [3] A.A. Varlamov, V.S. Egorov, A.V. Pantsulaya, *Advances in Physics* **38**, 469 (1989).
- [4] Ya.M. Blanter, M.I. Kaganov, A.V. Pantsulaya, A.A. Varlamov, *Physics Reports* **245**, 159 (1994).
- [5] C. Herring, *Phys. Rev.* **52**, 365 (1937).
- [6] D.A. Papaconstantopoulos, *Handbook of the Band Structure of Elemental Solids* (Plenum, New York, 1986).
- [7] G.P. Mikitik, Yu.V. Sharlai, *Phys. Rev. B* **90**, 155122 (2014).
- [8] Г.П. Микитик, И.В. Свечкарев, ФНТ **15**, 295 (1989).
- [9] Г.П. Микитик, Ю.В. Шарлай, ФНТ **22**, 762 (1996).

Релаксация фазы волновой функции электронов в тонких плёнках ZnO:Ga

О.В. Реукова, В.Г. Кытин, В.А. Кульбачинский, Л.И. Булова, А.Р. Кауль

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, ГСП-1, Москва, Российская Федерация

e-mail: reukova@physics.msu.ru

Время релаксации фазы волновой функции является самым коротким временем неупругой релаксации электронной системы и определяет время жизни квази-частицы, поэтому является одним из ключевых параметров теории Ферми-жидкости [1]. Время релаксации фазы волновой функции определяет температурную и полевую зависимость квантовых поправок к проводимости для эффекта слабой локализации. В вырожденных полупроводниках и разупорядоченных металлах слабая локализация проявляется при низких температурах в температурной зависимости сопротивления и в отрицательном магнетосопротивлении (ОМС) [2].

Несмотря на то, что явления переноса в пленках ZnO изучаются давно, в литературе практически отсутствуют данные об исследовании времени релаксации фазы в данных пленках. Кроме того, не проводился анализ времени релаксации фазы волновой функции электронов в ZnO в условиях изменения размерности электронной системы под действием магнитного поля

В данной работе представлены результаты исследования времени релаксации фазы в пленках ZnO:Ga с различной концентрацией галлия. Пленки были синтезированы методом химического осаждения из газовой фазы на сапфировые подложки. Толщина пленок варьировалась от 30 нм до 90 нм. В пленках было выполнено условие Иоффе-Регеля ($k_F l \gg 1$), где k_F – волновое число электронов с энергией Ферми, l – длина свободного пробега электронов, и наблюдалось характерное для слабой локализации поведение температурной зависимости сопротивления и ОМС при низких температурах (рис.1). ОМС было описано в рамках теории слабой локализации в условиях изменения размерности электронной системы [3], откуда были получены значения для времени релаксации фазы волновой функции.

На рисунке 2 представлены температурные зависимости времени релаксации фазы волновой функции в исследованных пленках. Характер температурной зависимости позволяет сделать вывод о механизме неупругой релаксации в электронной системе [1]. В пленках ZnO:Ga толщиной 60 нм и 90 нм была получена температурная зависимость обратного времени релаксации вида $1/\tau_\phi \sim T^{3/2}$, что, согласно существующим теоретическим представлениям, указывает на электрон-электронный механизм рассеяния в трехмерной системе [1]. Длина когерентности ($L_T = \sqrt{D\hbar/kT}$) определяет размерность электронной системы по отношению к электрон-электронному взаимодействию [2], и в данных пленках составляет порядка 30 нм при 4,2 К. Таким образом, полученный результат согласуется с трехмерностью пленок по отношению к электрон-электронному взаимодействию. Для пленки толщиной 30 нм температурная зависимость имеет вид $1/\tau_\phi \sim T$. Линейная зависимость обратного времени релаксации фазы от температуры характерна для электрон-электронного взаимодействия в двумерных системах [1], что не выполнено для данной пленки, так как толщина пленки (30 нм) больше длины когерентности (22 нм). В работе [4] показано, что в трехмерных

сильно разупорядоченных проводниках вблизи порога подвижности электрон-электронное рассеяние может быть доминирующим механизмом релаксации фазы, в этом случае наблюдается линейная зависимость обратного времени релаксации от температуры.

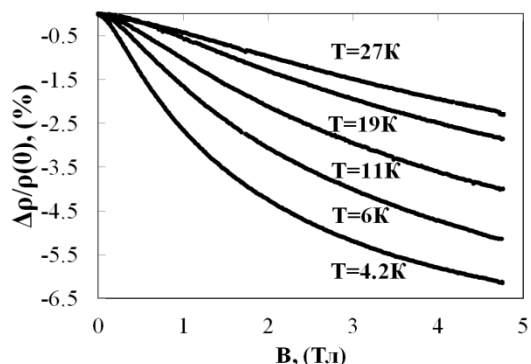


Рис.1 Отрицательное магнетосопротивление в пленке ZnO:Ga, d=30 нм

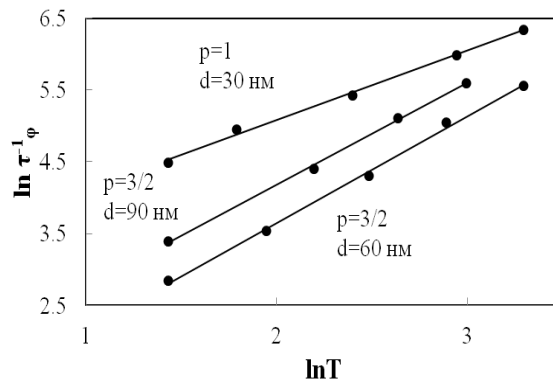


Рис.2 Зависимость логарифма обратного времени релаксации фазы волновой функции от логарифма температуры, d – толщина пленки, $1/\tau_\phi \sim T^p$

Таким образом, наблюдавшееся ОМС в пленках ZnO:Ga было описано в рамках теории слабой локализации в условиях изменения эффективной размерности системы под действием магнитного поля и температуры. Полученные температурные зависимости времен релаксации фазы волновой функции указывают на электрон-электронный механизм рассеяния в данных пленках.

- [1] Al'tshuler B.L., Aronov A.G. 1985 *Modern Problems in Condensed Matter Sciences* v 10 ed Efros A L, Pollak M (Amsterdam:Elsevier Science Publishers B V) p 1.
- [2] Полянская Т.А., Шмарцев Ю.В. 1989 ФТП **23** с. 3.
- [3] Реукова О.В., Кытин В.Г., Кульбачинский В.А. 2015 Письма в ЖЭТФ **101** с. 207.
- [4] Belitz D., Wysokinski K.I. 1987 Phys. Rev. B **36** 17 p 9333.

Термодинамические свойства электронов в квазипериодических структурах

А.А. Хамзин, Д.Е. Грошев

Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, 420008, Кремлевская 18, Казань, Россия

e-mail: groshevdmitri@mail.ru

Большой интерес к квазипериодическим структурам возник после открытия Шехтманом квазикристаллов [1]. В общем случае, квазикристаллы проявляют промежуточные свойства между чистыми периодическими структурами (системы Блоха) и случайными материалами, несмотря на детерминированные правила, используемые для их создания. Эти материалы весьма привлекательны для изучения, потому что их макроскопические свойства можно моделировать и контролировать путем изменения толщины и состава образующей их пленки. В самом деле, некоторые из этих свойств являются уникальными в многослойных структурах и обеспечивают возможность их применения в различных устройствах. Для того чтобы получить понимание физики общих свойств этих материалов, подробно изучаются одномерные последовательности, такие как Фибоначчи, Туэ-Морза и многие другие. Они известны как квазипериодические последовательности и реализованы экспериментально на сверхрешетках [2]. Привлекательность изучения таких структур заключается в том, что они обладают сильно фрагментированным энергетическим спектром, который проявляет свойства самоподобия. Именно изучению влияния самоподобия энергетического спектра на термодинамику свободного электронного газа в квазипериодических структурах и посвящена данная работа.

В данной работе авторами для простой модели спектра в виде обобщенного одномасштабного множества Кантора проводится строгий аналитический расчет теплоемкости свободного электронного газа, используя современный метод математической физики, основанный на применении преобразования Меллина. В результате аналитических вычислений показано, что теплоемкость проявляет аномальное поведение – логопериодические осцилляции около фрактальной размерности спектра в зависимости от температуры в низкотемпературном регионе (область колебательного режима). Найдено значение граничной температуры, которая зависит от структурных параметров спектра, а также явное выражение для теплоемкости вне области колебательного режима, которая проявляет монотонное или немонотонное поведение в зависимости от структуры спектра.

[1] D. Shechtman, I. Blech, D. Gratias, and J.W. Cahn, Phys. Rev. Lett. **53**, 1951 (1984).

[2] R. Merlin, K. Bajema, R. Clarke, F.Y. Juang, and P.K. Bhattacharya, Phys. Rev. Lett. **55**, 1768 (1985).

Подвижности и эффективные массы электронов в НЕМТ-структурах InGaAs/InAlAs с повышенным содержанием In

Н.А. Юзеева¹, А.В. Сорокоумова², Р.А. Лунин², Л.Н. Овешников³,
Г.Б. Галиев¹, Е.А. Климов¹, В.А. Кульбачинский^{2,3}

¹ ИСВЧПЭ РАН, 117105, Нагорный проезд, 7, стр.5, Москва, Россия

² МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, ГСП-1, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, Россия

³ НИЦ «Курчатовский Институт», 123182, пл. Академика Курчатова, 1, Москва, Россия

e-mail: yuzeeva.nataliya@gmail.com

НЕМТ-структуры InGaAs/InAlAs с повышенным содержанием In используются для создания приборов сверхвысококачественной электроники и оптоэлектроники. При увеличении мольной доли In эффективная масса электронов m^* понижается как в квантовой яме, так и в барьере, а глубина квантовой ямы растёт. А значит, в таких структурах могут быть одновременно достигнуты большие значения и концентраций, и подвижностей электронов. Важной задачей является экспериментальное определение m^* .

В работе были экспериментально определены подвижности, концентрации и эффективные массы электронов отдельно в каждой из подзон размерного квантования в δ -легированных Si НЕМТ-структурах InGaAs/InAlAs на подложках InP. Образцы отличались содержанием In в барьере и квантовой яме. Все НЕМТ-структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Для определения концентраций и подвижностей носителей заряда были измерены квантовый эффект Холла и эффект Шубникова – де Гааза (ШдГ) в магнитных полях до 7 Тл и при температуре 4.2 К. Концентрация электронов в каждой подзоне размерного квантования i определяется по частоте осцилляций ШдГ $F_i: N_{sdHi} = eF_i / \pi\hbar$. Во всех исследуемых образцах заполнено несколько подзон размерного квантования. Для определения эффективной массы m^*_i электронов обычно необходимы измерения амплитуд эффекта ШдГ при двух температурах, отличающихся в два раза, и наличие монохроматических осцилляций [1]. Нами разработана методика определения m^*_i в каждой из подзон размерного квантования по измерению амплитуд эффекта ШдГ при наличии биений в осцилляциях и при температурах, отношение которых не равно двум. Для определения эффективных масс m^*_i электронов в каждой подзоне размерного квантования был измерен эффект ШдГ в магнитных полях до 7 Тл и при двух температурах $T_1 = 4.2$ К и $T_2 = 1.6$ К. В качестве примера на рис. 1 представлены осцилляции ШдГ и их Фурье-преобразование для одного из образцов. Из рис. 1 видно, что частот две, это соответствует двум заполненным подзонам, поэтому, используя полосно-пропускающий цифровой фильтр, осцилляции были разделены на две монохроматические частоты, соответствующие каждой из подзон размерного квантования. На рис. 2 приведены разделённые осцилляции ШдГ. Отношение амплитуд осцилляций $A^n(T_2)$ и $A^n(T_1)$ при одном и том же значении магнитного поля B^n в экстремуме n при T_2 и T_1 и независимости температуры Дингла от температуры равно

$$\frac{A^n(T_2)}{A^n(T_1)} = \frac{T_2}{T_1} \frac{\text{sh}\left(\frac{2\pi^2 k_B T_1}{\hbar \omega_{c_i}^n}\right)}{\text{sh}\left(\frac{2\pi^2 k_B T_2}{\hbar \omega_{c_i}^n}\right)}, \quad (1)$$

где $\omega_{c_i}^n = eB^n / m_i^*$ – циклотронная частота. Из выражения (1) эффективная масса m_i^* носителей заряда в каждой из подзон размерного квантования была найдена как подгоночный параметр при использовании монохроматических осцилляций (см. рис. 2) при двух температурах, отношение которых не равно двум. Получено, что с увеличением содержания In в квантовой яме экспериментальные значения m_i^* уменьшаются. Также получено, что вне зависимости от состава квантовой ямы в верхней подзоне размерного квантования $m_2^* > m_1^*$, что связано с большей непараболичностью закона дисперсии в верхней подзоне.

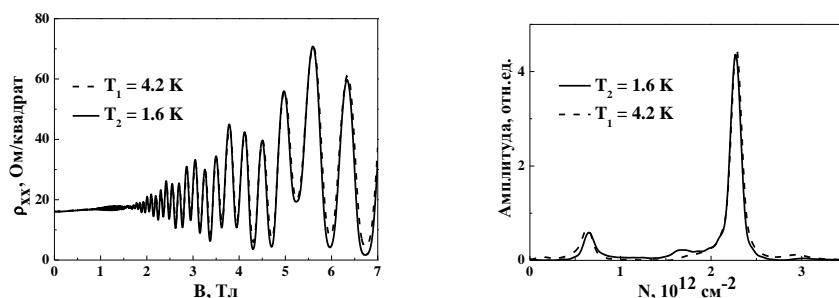


Рис. 1. Осцилляции ШдГ для одного из образцов при $T_1 = 4.2$ К и $T_2 = 1.6$ К и их Фурье-преобразования.

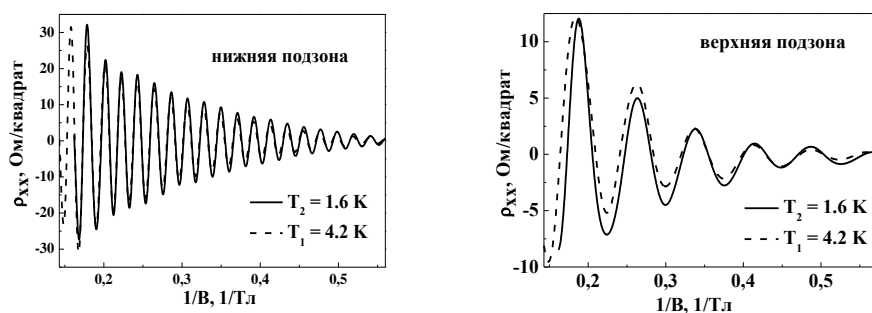


Рис. 2. Монохроматические осцилляции магнетосопротивления при $T_1 = 4.2$ К и $T_2 = 1.6$ К, соответствующие нижней и верхней подзонам.

Кроме того, в работе были рассчитаны зонные диаграммы и волновые функции электронов методом самосогласованного численного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона в приближении эффективной массы. В расчётах учитывались отклонение от параболического закона дисперсии и нелинейные зависимости параметров твёрдых растворов (из которых состоит НЕМТ-структура) от мольной доли компонента твёрдого раствора. Также были определены квантовая и транспортная подвижности электронов в каждой из подзон размерного квантования при учёте рассеяния на ионизированных примесях и межподзонного рассеяния.

Итак, нами предложена методика определения эффективных масс электронов m_i^* в каждой из подзон размерного квантования по температурной зависимости амплитуд эффекта Шубникова – де Гааза при наличии биений в осцилляциях и температурах, отношение которых не равно двум. В НЕМТ-структурах InGaAs/InAlAs показано, что m_i^* уменьшается с ростом содержания In в квантовой яме. У образца с наибольшим содержанием In в квантовой яме зафиксирована наибольшая подвижность электронов.

Monte Carlo Simulation of Two-Dimensional Electron Gas in a Parabolic Confining Potential

Lysogorskiy Yu.V., Galiullin N.K., Vazjukov A.S., Tayurskii D.A.

Institute of Physics, Kazan Federal University, 420034 Kazan, Russia

e-mail: yura.lysogorskii@gmail.com

Great interest to the studying of two-dimensional electron gas (2DEG), for example, electrons in quantum wires, or on the surface of liquid helium [1, 2] was revived during last years. One of the reasons is that electrons behave as a classical particle in planar direction due to rather large interparticle distance and as a quantum particle in perpendicular direction, so they could be considered as qubits. The natural question arises - how to manipulate by individual electron in 2DEG. In Ref. [1] the process of moving electrons on the surface of liquid helium through a narrow channel in a parabolic confining potential was considered. At low temperatures Wigner crystallization of 2DEG could happens. This phase transition could be detected by transport properties measurements. On the other side, computer simulation could be considered as a very powerful tool to study this system, because it allows us to observe the structure of 2DEG on the microscopic scale and to study its behavior under different conditions [3].

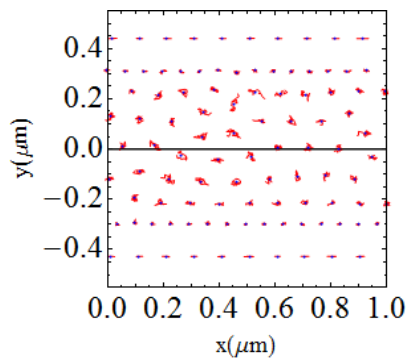


Fig.1. The thermal motion of electrons for $N_{\text{elec}}=100$ and $T = 1.4$ K.

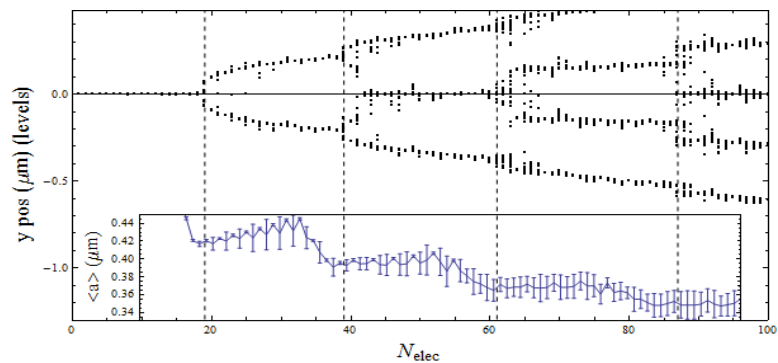


Fig.2. Structural phase transition of 2DEG with increasing the number of electrons in simulation cell of fixed length $L=1$ μm . Inset – the average distance to nearest neighbor electron. Vertical dashed lines - eye guides for «n to n+1 row» transition.

In order to investigate the ordering of the two-dimensional electron system in a parabolic confining potential we have used Monte Carlo (MC) simulation, which was implemented in a C/C++ code. The parallel tempering method [4] was used in order to find the minimum energy configuration. Wigner crystallization and melting of 2DEG was observed (Fig. 1). We have studied the structural phase transitions (SPT) due to increasing the linear electron density (Fig. 2) which leads to increasing the number of electron rows.

It has been found that at SPT in 2DEG the interelectron distance decreases in order to decrease the potential energy. Further studying of SPT in 2DEG could help to understand and complement the experimental data on transport properties measurements.

[1] J.S. Meyer, K.A. Matveev. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2009, **21**, 023203.

[2] Y.Z. Kovdrya. *Low Temperature Physics*, 2003, **29**, 77-104.

[3] Piacente G. et al. *Physical Review B*, 2004, **69** (4), 045324.

[4] D.J. Earl, M.W. Deem. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2005, **7**, 3910-3916.

Electronic Structure Analysis of Heterointerfaces Based on LaAlO₃ and SrTiO₃

Varlamova I.I., Kiiamov A.G., Piyanzina I.I., Nedopekin O.V., Tayurskii D.A.

Institute of Physics, Kazan Federal University, Kazan, Russia, 420034

e-mail: varlamova.irina93@gmail.com

Since the discovery of high temperature superconductivity a great effort has been made to study the behavior of strongly correlated electrons in transition metal oxides. Various types of the impurities, crystal structure defects, stoichiometry variations, external electric and magnetic fields, light illumination, uniaxial or hydrostatic pressure can serve as the way of control the transition metal oxide properties. Such a variability of the transition metal oxides with respect to different perturbations obviously provides one with a possibility of the "new state engineering" - fine multidimensional tuning to the phenomena predicted by theory. As a result of structural tuning during the heterointerface growing a variety of outstanding many-body phenomena could be observed. Most of the efforts have concentrated on the study of the high-mobility 2D electron gas appearing in heterostructures combining two band insulators. The most studied combination is two band insulators LaAlO₃ and SrTiO₃ (LAO/STO). In 2004 Ohtomo and others found conductivity in this heterointerface [1].

In the present work the electronic properties of heterointerface based on two insulator LAO/STO have been investigated by means of ab-initio calculations within the density functional theory (DFT) [2], implemented into MedeA-VASP 5.3 [3] program. The exchange-correlation functional was considered at the level of the generalized gradient approximation (GGA) [5]. Considered structures consisted of central region of SrTiO₃ (5.5 layers) bounded on both sides with varying layers of LaAlO₃. Two types of contact have been considered (n-type with TiO₂ – (LaO)⁺ layers in the interface and p-type with SrO – (AlO₂)⁻ layers). It was shown that there is a dependence of band-gap on the number of LAO layers. Obtained results agree well with previously available experimental and theoretical data [1, 5, 6]. Also, we have identified the layers which demonstrate non-zero density of states on the Fermi level. Further, the effect of oxygen vacancies on conductivity in the heterointerface will be analyzed.

- [1] A. Ohtomo, H.Y. Hwang. *Nature* **427**, 423-426 (2004).
- [2] P. Hohenberg, W. Kohn, *Phys. Rev. B* **136**, 864 (1964).
- [3] J.P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3865 (1996).
- [4] MedeA® and Materials Design®, 2013. www.materialsdesign.com.
- [5] F. Cossu, U. Schwingenschlögl, V. Eyert. *Phys. Rev. B* **88**, 045119 (2013).
- [6] R. Pentcheva, W.E. Pickett. *Phys. Rev. B* **78**, 205106 (2008).

Adsorption of Helium Atoms on Two-Dimensional Substrates

Burganova R.M., Lysogorskiy Y.V., Nedopekin O.V., Tayurskii D.A.

Institute of Physics, Kazan Federal University, Kazan, Russia, 420034

e-mail: bur.regina@gmail.com

The study of adsorption of helium monolayers on solid surfaces is important for both adsorption properties of substrates and for behavior of helium atoms. Moreover, restricted geometry provides new and unique features of helium [1] and novel materials as substrates can lead to a new helium behavior [2].

It was shown that at certain density and temperature helium monolayer on graphene and graphite is solid and form a 2D lattice [3] and such structures was investigated previously [4]. In the present work we have investigated adsorption and stability of helium monolayer on graphene substrate, by means of quasi harmonic approximation within density functional theory in order to examine the method. Calculations were performed within density functional theory [5, 6] implemented in VASP code [7] in MedeA [8] program. We have tested different computational approach in order to better reproduce the He-graphene interaction potential and identified PBE+D2 as optimal one. This computational approach demonstrates stable vibrational modes for C1/3 phase and imaginary frequencies of vibrational modes for C1/1 phase of He on graphene [9].

Further, in order to discover new possible adsorption properties of helium we have investigated adsorption of helium monolayer on another substrate – silicene. Silicene has honeycomb structure which is similar to graphene and based on silicon atoms. Electronic structure of this material is almost identical to graphene [10], but it has buckled surface and larger interatomic distance. So, one can expect, that similar solid phases of helium on silicene will be expanded. We have examined potential energy surface for He atom on silicene in parallel and perpendicular direction in order to find adsorption sites and evaluate potential depth of adsorption centers. Further investigation should be addressed to more detailed exploration of helium films to check vibrational stability of the adsorbed layers.

- [1] K. Yamamoto, Y. Shibayama, K. Shirahama, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 195301 (2008).
- [2] M. Nava, D.E. Galli, M.W. Cole, L. Reatto, *Phys. Rev. B* **86**, 174509 (2012).
- [3] A.D. Novaco, *Phys. Rev. A* **7(2)**, 678 (1973).
- [4] Y. Kwon, D.M. Ceperley. *Phys. Rev. B* **85(22)**, 224501 (2012).
- [5] P. Hohenberg, W. Kohn, *Phys. Rev. B* **136**, 864 (1964).
- [6] W. Kohn, L.J. Sham, *Phys. Rev. A* **140**, 1133 (1965).
- [7] G. Kresse, J. Furthmüller, *Phys. Rev. B* **54(16)**, 11169 (1996).
- [8] MedeA® and Materials Design®, 2013. www.materialsdesign.com.
- [9] J. Happacher, P. Corboz, M. Boninsegni, L. Pollet, *Phys. Rev. B* **87**, 094514 (2013).
- [10] G.G. Guzman-Verri, L.C. Lew Yan Voon, *Phys. Rev. B* **76**, 075131 (2007).