НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XVI международного симпозиума

12–16 марта 2012 г., Нижний Новгород

Том 1

Нижний Новгород
2012

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН

З.Ф. Красильник, д.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

А.Л. Асеев, академик РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
В.А. Бушуев, д.ф.-м.н., МГУ, Москва
В.А. Быков, д.ф.-м.н., ЗАО «НТ-МДТ», Москва
В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н., ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва
С.В. Иванов, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
В.В. Кведер, чл.-корр. РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
М.В. Ковальчук, чл.-корр. РАН, ИК РАН, Москва
А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
В.Л. Миронов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н., ИПТМ РАН, Черноголовка
В.В. Рязанов, д.ф.-м.н., ИФТТ РАН, Черноголовка
Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород, уч. секретарь Симпозиума
А.А. Саранин, чл.-корр. РАН, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
А.А. Снигирев, к.ф.-м.н., ESRF, Франция
Р.А. Сурис, академик РАН, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
В.Б. Тимофеев, академик РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
А.Н. Титков, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
В.В. Устинов, академик РАН, ИФМ УрО АН, Екатеринбург
А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н., ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

Организационный комитет

К.Е. Спирин, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
А.И. Кузьмичев, ИФМ РАН, Н. Новгород
Р.С. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
В.Л. Миронов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.С. Мотова, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Н.И. Чхало, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 4385120, (831) 4385226+257, факс: (831) 4385553,
e-mail: symp@ipm.sci-nnov.ru

Симпозиум проводится при поддержке

Российской академии наук
http://ras.ru

Российского фонда
фундаментальных исследований
http://www.rfbr.ru

Нижегородского государственного
университета им. Н. И. Лобачевского
http://www.unn.ru

ЗАО «НТ-МДТ»
http://www.ntmdt.ru

Omicron NanoTechnology GmbH
http://www.omicron.de
http://www.oxford-instruments.com

ООО «Брукер»
http://bruker.ru

ЗАО «Научное и технологическое
оборудование»
http://www.semiteq.ru

ООО «ОПТЭК»
http://www.optec.zeiss.ru

Научно-производственная компания
ЗАО «АСТОР»
http://www.astor.ru

SPECS Surface Nano Analysis GmbH
http://www.specs.com/

Visualization of localized superconductivity in mesoscopic superconductors and superconductor-ferromagnet hybrids by means of low-temperature scanning laser microscopy

A.Yu. Aladyshkin[1], R. Werner [2], J. Fritzsche [3], S. Guenon [2], I.M. Nefedov [1], A.V. Putilov [1], V.V. Moshchalkov [3], R. Kleiner [2], and D. Koelle [2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород.
[2] Physikalisches Institut - Experimentalphysik II and Center for Collective Quantum Phenomena, Universität Tübingen, Germany
[3] INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, Katholieke Universiteit Leuven, Belgium

aladyshkin@ipmras.ru

Introduction. The formation of surface bound states for the superconducting order-parameter wave function was considered by Saint-James and de Gennes in 1963. They showed that localized superconductivity at superconductor/vacuum or superconductor/insulator interfaces can appear at an applied magnetic field H above the upper critical field H_{c2} for bulk superconductivity. Alternatively localized states in plain superconducting films can be formed due to the effect of inhomogeneous magnetic field induced, e.g., by ferromagnetic elements. We present the experimental and theoretical studies [1-3] of the temperature- and field-induced crossover between the different regimes of bulk and localized superconductivity in mesoscopic superconductors and flux-coupled superconductor – ferromagnet (S/F) hybrids.

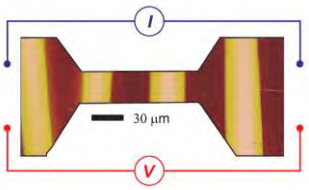


Fig. 1. Combined MFM and optical image of the short Pb bridge on top of the BFO crystal. The dark and bright stripes, corresponding to the different magnetic domains, are shown within the bridge.

Hybrid Pb/BFO sample, ⊥-case. . The considered planar S/F structures consist of a thin superconducting film on top of a bulk ferromagnetic $BaFe_{12}O_{19}$ (BFO) single crystal with a well-defined stripe-like domain structure. After polishing the cut-surfaces of the BFO crystals, we prepared lithographically an array of metallic Au markers on top of the ferromagnetic template. The location of the domain walls with respect to these markers was determined with a magnetic force microscope at room temperature. The amplitude of the stray magnetic field inside the evaporated lead film B_0 can be of the order of 5×10^2 Oe and thus sufficient for the spatial modulation of superconductivity. All superconducting bridges have the same width (30 μm) and thickness (40 nm) and differ only by their lengths and the orientation with respect to the domain walls (DW). To illustrate the topology of the stray magnetic field and the geometry of the Pb microbridge we refer to Fig. 1, where a combination of an optical and an MFM images is presented [1]. Measurements of the dc electrical resistance R as a function of temperature T and external magnetic field H applied perpendicularly were carried out using a conventional four-terminal configuration (Fig. 2). For rather large H ($|H|>B_0$) we explain the initial deviation of the resistance from the normal value by the formation of superconductivity near the sample edges in the areas with compensated magnetic field (so-called edge-assisted reverse-domain superconductivity). For moderate H ($|H|<B_0$), superconductivity can appear in the form of a complex state consisting of edge-assisted superconductivity and domain-wall superconductivity (DWS). The next stages of decreasing resistance with decreasing T at $|H|\sim B_0$ have to be associated with the appearance of bulk reverse-domain superconductivity (RDS) in the regions with compensated magnetic field. Finally, for lowest temperatures the areas of RDS, corresponding to the superconductivity above different magnetic domains start to overlap, leading to a vanishing the electrical resistance (complete superconductivity, CS). Typical current (I) – voltage (V) characteristics are presented in Fig. 3. Thus, in our transport measurements, we clearly observed the switching between different regimes of localized superconductivity upon varying H and T.

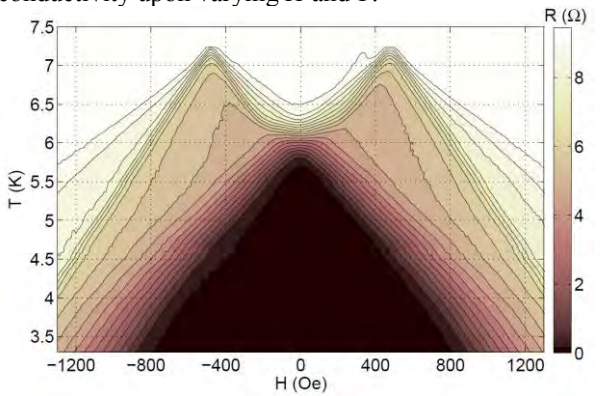


Fig. 2. Dc resistance R of the Pb bridge, fabricated on top of the F crystal and oriented perpendicular to the DW, as a function of H and T at the bias current I=100 μA.

In order to image the inhomogeneous superconducting states trapped by the nonuniform magnetic field we used low-temperature scanning laser microscopy (LTSLM). The incident beam intensity power on the sample surface appears to be high enough to provide a maximum beam-induced increase in temperature $\Delta T\sim0.2$ K, leading to a local suppression of superconductivity within this hot spot. In our LTSLM measure-

ments we apply a constant bias current and measure the beam-induced voltage drop ΔV along the entire bridge by lock-in technique. A set of scanning mirrors allows us to control the position (x,y) of the spot and thus, to obtain the position-dependent 2D map of the LTSLM signal: $\Delta V=\Delta V(x,y)$. We can attribute the maximal measured values of the beam induced voltage at the certain positions to the regions with weak (or partly suppressed) superconductivity, since neither fully developed superconductivity or fully depleted superconductivity cannot be responsible for the pronounced LTSLM signal. The evolution of the LTSLM signal upon increasing H is shown in Fig. 4.

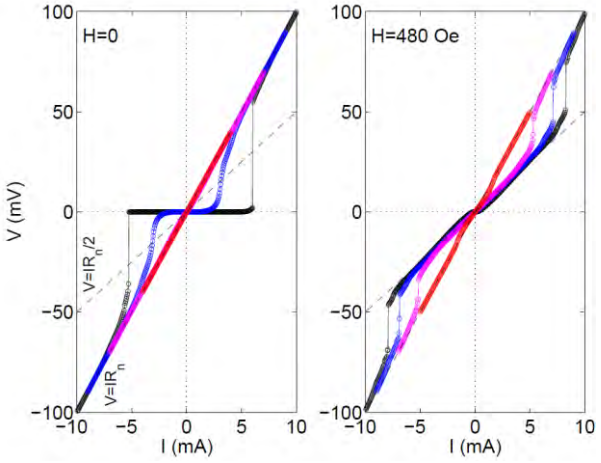


Fig. 3. Typical *I-V* dependencies measured at $H=0$ (left) and H=480 Oe (right) for the long Pb bridge at T=4.0, 5.0, 6.0 and 7.0 K; R_n is the normal-state resistance [1].

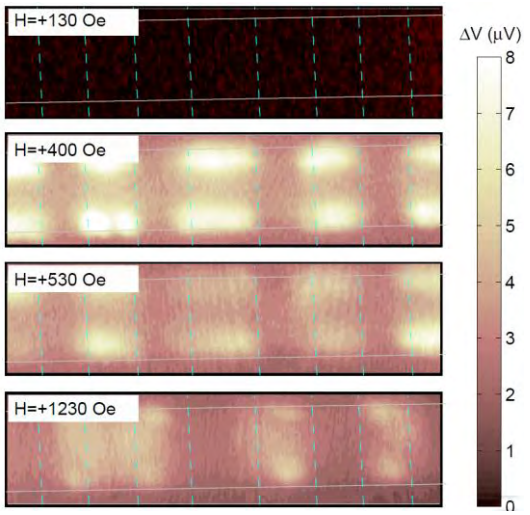


Fig. 4. LTSLM images obtained for the same area of the long Pb bridge at T=4.60 K and different H values [1]. The scanning area is about 120 μm × 40 μm. Vertical dashed cyan lines indicate the positions of the domain walls. The sample edges are marked by horizontal solid white lines.

Hybrid Pb/BFO sample, ||-case. For the Pb bridge fabricated on top of a BFO substrate, so that only a single domain wall is running along the center of the Pb bridge parallel to the current flow, we study the appearance of DWS [2]. Using LTSLM technique we successfully imaged the evolution of the DWS states with decreasing temperature, see Fig. 5 Using the external field as a control parameter, we demonstrated that superconductivity in a wide S bridge can be switched from the DWS to RDS state.

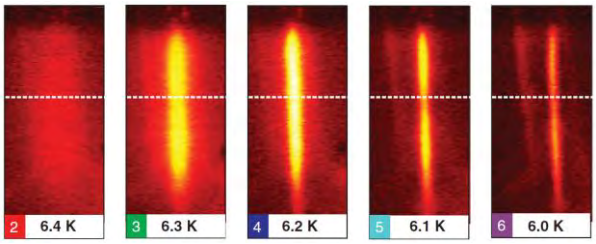


Fig. 5. Series of LTSLM voltage images $\Delta V(x,y)$ taken at different T and $H=0$ during cooling the Pb bridge through its resistive transition, demonstrating the evolution of DWS [2]; T_{c0}=7.25 K.

Plain Nb microbridge. The dependences $R(H)$ were also measured for plain Nb thin–film microbridge (40 μm wide) in a uniform magnetic field. Well below the transition temperature, integral $R(H)$ measurements show two distinct regions, which can be identified as bulk and edge superconductivity. The latter case appears when bulk superconductivity becomes suppressed at the upper critical field H_{c2} and below the critical field of edge superconductivity $H_{c3}\approx1.7H_{c2}$. This bridge shows a dominant LTSLM signal at its edges for $H>H_{c2}$, what points to the areas with enhanced superconducting properties (Fig. 6).

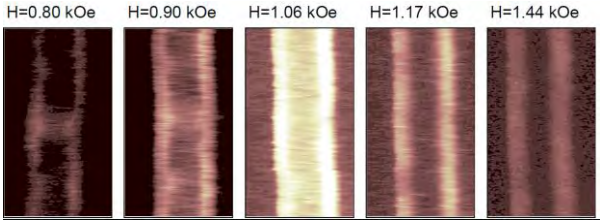


Fig. 6. Series of LTSLM voltage images $\Delta V(x,y)$ for plain Nb bridge at T=7.5K for different H [3]; T_{c0}=8.5 K, according to our estimates H_{c2}=1.08 kOe and H_{c3}=1.66 kOe at this temperature; the color scheme is identical to that in Fig. 3.

This work was supported by the Methusalem Fund of the Flemish Government, the NES - ESF program, the Belgian IAP, the Fund F.W.O. - Vlaanderen, Russian Fund for Basic research, RAS under the Program ``Quantum physics of condensed matter", FTP ``Scientific and educational personnel of innovative Russia in 2009-2013", Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) via grant no. KO 1303/8-1.

1. Aladyshkin A.Yu. Crossover between different regimes of inhomogeneous superconductivity in superconductor-ferromagnet bilayers / A.Yu. Aladyshkin, J. Fritzsche, R.B.G. Kramer, R. Werner, S. Guénon, R. Kleiner, D. Koelle, V.V. Moshchalkov // Phys. Rev. B. 2011. V. 84, 094523.

2. Werner R. Domain-wall and reverse-domain superconducting states of a Pb thin-film bridge on a ferromagnetic $BaFe_{12}O_{19}$ single crystal / R. Werner, A.Yu. Aladyshkin, S. Guénon, J. Fritzsche, I.M. Nefedov, V.V. Moshchalkov, R. Kleiner, and D. Koelle // Phys. Rev. B. 2011. V. 84, 020505(R).

3. Werner R. Edge superconductivity in Nb thin film microbridges revealed by integral and spatially resolved electric transport / R. Werner, A.Yu. Aladyshkin, I.M. Nefedov, A.V. Putilov, M. Kemmler, D. Bothner, A. Loerincz, K. Ilin, M. Siegel, R. Kleiner, and D. Koelle // arXiv 1112.2256; submitted to Phys. Rev. B. 2012.

Пиннинг абрикосовского вихря на малой цилиндрической полости

А.С. Мельников[1], А.А. Беспалов[1,2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Univ. Bordeaux, LOMA, France

bespalovaa@gmail.com

Сверхпроводник втогоро рода, находящийся в смешанном состоянии, вообще говоря, обладает конечным электросопротивлением. Это обстоятельство связано с явлением вязкого течения абрикосовских вихрей, которое происходит при пропускании транспортного тока через сверхпроводящий образец и сопровождается диссипацией. Течение вихрей может быть подавлено путѐм введения в материал дефектов – центров пиннинга. Некоторые дефекты способны притягивать вихри, препятствуя их движению и уменьшая, таким образом, мощность диссипации и сопротивление материала.

Известно, что наиболее эффективными центрами пиннинга являются протяжѐнные дефекты (см. [1], например). Пиннинг вихря на подобных дефектах рассматривался в ряде теоретических работ ([2-6]).

В настоящей работе исследовалось взаимодействие вихря с цилиндрической полостью или изоляторной областью с характерным размером поперечного сечения a, много меньшим длины когерентности. Анализ проводился в приближении теории Гинзбурга-Ландау. Уравнения Гинзбурга-Ландау для безразмерного параметра порядка ψ имеет вид

$$-\nabla^2\psi-\psi+|\psi|^2\,\psi=0. \qquad (1)$$

Здесь единицей длины является длина когерентности, а параметр порядка нормирован так, что в толще сверхпроводника $|\psi|=1$. Мы пренебрегаем векторным потенциалом, что является типичным приближением для сверхпроводника с большим параметром Гинзбурга-Ландау (см. [7]). Уравнение (1) следует дополнить граничными условиями

$$(\nabla\psi\cdot\mathbf{n})\big|_{\partial S}=0, \qquad (2)$$

$$|\psi|^2\,\nabla\theta\big|_{\rho\to\infty}=-\mathbf{j}_{tr}, \qquad (3)$$

где S – поперечное сечение полости, ∂S обозначает границу S, $\mathbf{n}$ – внешняя нормаль к ∂S, $\theta=\arg(\psi)$, $\boldsymbol{\rho}=(x,y)$, ось z параллельна оси вихря и образующей дефекта, а $\mathbf{j}_{tr}$ – безразмерная плотность транспортного тока. В наших единицах плотность тока распаривания равна $2/3\sqrt{3}$. Чтобы учесть, что вблизи полости находится вихрь, следует добавить условие на циркуляцию градиента фазы

$$\oint_L\nabla\theta\,d\mathbf{l}=2\pi, \qquad (4)$$

где L – достаточно широкий контур, охватывающий полость.

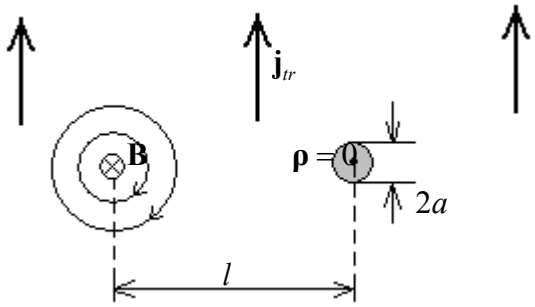


Рис. 1. Дефект и смещѐнный вихрь.

Система (1) – (4) решалась методом, подобным описанному в обзоре [7]. Было показано, что в равновесии вихрь смещѐн относительно состояния равновесия на некоторое расстояние l (см. рис. 1, начало координат находится внутри дефекта), при этом вектор смещения $\mathbf{l}$ определяется из соотношения

$$4\pi\,\mathbf{z}_0\times\mathbf{j}_{tr}-\nabla_{\mathbf{l}}U_p=0 \qquad (5)$$

Это соотношение, по сути, является уравнением баланса сил: сила Лоренца $4\pi\,\mathbf{z}_0\times\mathbf{j}_{tr}$ уравновешивается силой зацепления за дефект $-\nabla_{\mathbf{l}}U_p$. Потенциал пиннинга состоит из двух слагаемых: $U_p=U_1+U_2$, где

$$U_1=-S\left(|\nabla\psi_0|^2-|\psi_0|^2+\frac{|\psi_0|^4}{2}\right)\Big|_{\boldsymbol{\rho}=0} \qquad (6)$$

– вклад в энергию, связанный с тем, что внутри дефекта параметр порядка подавлен, а добавка

$$U_2=-\int_{\boldsymbol{\rho}\notin S}|\nabla\psi_1|^2\,d^2\boldsymbol{\rho} \qquad (7)$$

связана с искажением вихря вблизи дефекта. Здесь $\psi_0(\boldsymbol{\rho}-\mathbf{l})$ – решение уравнения (1), соответствующее невозмущѐнному вихрю, смещѐнному относительно начала координат на вектор $\mathbf{l}$, а функция ψ_1 описывает искажение вихря в окрестности полости: $\psi\approx\psi_0+\psi_1$ при $\rho\le1$. Поправка ψ_1 может быть найдена из следующей системы линейных уравнений:

$$\nabla^2\psi_1=0, \qquad (8)$$

$$(\nabla\psi_1\cdot\mathbf{n})\big|_{\partial S}=-(\nabla\psi_0\cdot\mathbf{n})\big|_{\partial S}, \qquad (9)$$

$$\psi_1\big|_{\rho\to\infty}=0. \qquad (10)$$

Отметим, что имеет место электростатическая аналогия: функции ψ_1 соответствует электрический потенциал, а добавке U_2 – электростатическая энергия со знаком минус. Данная аналогия позволяет использовать решения задач электростатики для определения потенциала пиннинга.

В случае круглого дефекта с радиусом a решение системы (8) – (10) имеет вид

$$\psi_1 = \frac{a^2(\nabla\psi_0 \cdot \boldsymbol{\rho})}{\rho^2}, \qquad (11)$$

а потенциал пиннинга равен

$$U_p = -\pi a^2 \left(2|\nabla\psi_0|^2 - |\psi_0|^2 + \frac{|\psi_0|^4}{2} \right)\Bigg|_{\boldsymbol{\rho}=0}. \qquad (12)$$

Профили силы пиннинга и потенциала пиннинга представлены на рис. 2.

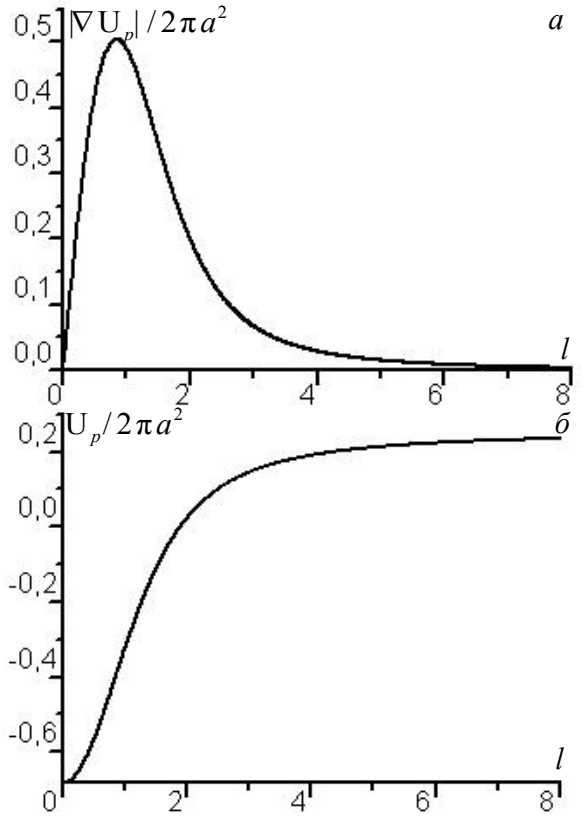


Рис. 2. Графики зависимости силы пиннинга (*а*) и потенциала пиннинга (*б*) от смещения вихря для круглого дефекта с радиусом a.

Из рис. 2а видно, что при достаточно малом токе уравнение баланса (5) имеет два решения. Можно показать, что решение, отвечающее большему смещению вихря, неустойчиво. Если же ток достаточно велик, то уравнение (5) не имеет решений, что соответствует депиннингу. Значение тока депиннинга, j_d, определяется по положению максимума на графике зависимости силы пиннинга от смещения вихря: $j_d = 0{,}252a^2$.

Теперь рассмотрим дефект с эллиптическим поперечным сечением:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} < 1. \qquad (13)$$

В этом случае удобно перейти к эллиптическим координатам (ζ,η), где

$$x = \sqrt{a^2 - b^2}\,\mathrm{ch}\,\zeta\cos\eta, \qquad (14)$$

$$y = \sqrt{a^2 - b^2}\,\mathrm{sh}\,\zeta\sin\eta. \qquad (15)$$

Решение системы (8) – (10) имеет вид

$$\psi_1 = \left(\frac{\partial\psi_0}{\partial x}(0) b\cos\eta + \frac{\partial\psi_0}{\partial y}(0) a\sin\eta \right) e^{\zeta-\zeta_0}, \qquad (16)$$

где

$$\zeta_0 = \mathrm{Arsh}\frac{b}{\sqrt{a^2 - b^2}}. \qquad (17)$$

Потенциал пиннинга равен

$$U_p = -\pi ab \left(|\nabla\psi_0|^2 - |\psi_0|^2 + \frac{|\psi_0|^4}{2} \right)\Bigg|_{\boldsymbol{\rho}=0} - \pi b^2 \left|\frac{\partial\psi_0}{\partial x}\right|^2 - \pi a^2 \left|\frac{\partial\psi_0}{\partial y}\right|^2. \qquad (18)$$

Таким образом, потенциал пиннинга может быть анизотропным, что приводит к зависимости величины тока депиннинга от его направления.

1. L. Civale, A.D. Marwick, T.K. Worthington, M.A. Kirk, J.R. Thompson, L. Krustin-Elbaum, Y. Sun, J.R. Clem, F. Holtzberg // Phys. Rev. B. 1991. V. 67, № 5, P. 648.

2. Мкртчан Г.С., Шмидт В.В. // ЖЭТФ . 1971. Т. 61, № 1, С. 367.

3. A. Buzdin, D. Feinberg // Physica C. 1996. V. 256, P. 303.

4. S.M. Maurer, N.-C. Yeh, T.A. Tombrello // Phys. Rev. B. 1996. V. 54, № 21, P. 15372.

5. D.J. Priour, Jr., H.A. Fertig // Phys. Rev. B. 2003. V. 67, P. 054504.

6. B. Rosenstein, I. Shapiro, B.Ya. Shapiro // Phys. Rev. B. 2010. V. 81, P. 064507.

7. Горьков Л.П., Копнин Н.Б. // УФН. 1975. Т. 116, № 3, С. 413.

Recovering the superconducting state of S/F structures by spin accumulation above the Pauli pair-breaking magnetic field

A.M. Bobkov, I.V. Bobkova

Institute of Solid State Physics, Moscow

bobkov@issp.ac.ru

One of the mechanisms destroying singlet superconductivity is the Zeeman interaction of electron spins with magnetic field. The behavior of a magnetic superconductor with an exchange field h was studied long ago. It was found that homogeneous superconducting state becomes energetically unfavorable above the paramagnetic (Pauli) limit $h = \Delta/\sqrt{2}$. It was predicted [1-2] that in a narrow region of exchange fields exceeding this value superconductivity can appear as an inhomogeneous state with a spatially modulated Cooper pair wave function (LOFF-state).

Superconductor/ferromagnet (S/F) hybrid structures also can behave analogous to magnetic superconductors. In particular, it was shown [3] that a thin S/F bilayer under conditions $d_F << \xi_F$ and $d_S << \xi_S$ is equivalent to a magnetic superconductor with an effective exchange field $h_{eff} = hN_F d_F / \left(N_F d_F + N_S d_S\right)$. Here $\xi_F = \sqrt{D_F / h}$ and $\xi_S = \sqrt{D_S / \Delta}$ are the magnetic and superconducting coherence lengths, $N_{F,S}$ denote the densities of states for the ferromagnet and superconductor and $D_{F,S}$ are the corresponding diffusion constants. Another way to "apply" an exchange field on a thin superconducting film is to contact it to a ferromagnetic insulator. It was observed experimentally and justified theoretically that the effective exchange field induced in the film scales with d_S^{-1}.

The simultaneous applying of the exchange field and creation of spin-dependent quasiparticle distribution in S/F heterostructures can lead to qualitatively new phenomena. In the present report we demonstrate that for a thin superconducting film the destructive effect of the exchange field can be fully compensated by the creation of spin-dependent quasiparticle distribution in it [4]. This effect takes place even if the exchange field exceeds the paramagnetic limit considerably, that is under the condition that superconductivity of the equilibrium film is fully suppressed.

As an example of a system, where the uniform exchange field and the spin-dependent quasiparticle distribution can be realized simultaneously, we propose here a voltage-biased half metal/superconductor/half metal (HM/S/HM) heterostructure. We consider a thin film ($d_S << \xi_S$) made of a dirty s-wave superconducting material, which is sandwiched between two half-metallic layers. We assume that the magnetization directions of the HM's are antiparallel. In-plane effective uniform exchange field h_{eff} in the film is supposed to be created by spin-active interfaces with half metals. The spin-dependent quasiparticle distribution in the film can be generated by applying a voltage bias $2V$ between the two half metals. In this case for spin-up subband the main voltage drop occurs at one of the HM/S interfaces, while for spin-down subband - at the other. As a result, the distribution functions for spin-up and spin-down electrons in the superconducting film are to be close to the equilibrium form with different electrochemical potentials.

As we consider a non-equilibrium system, we make use of Keldysh framework of the quasiclassical theory. The self-consistent order parameter in the film is expressed via the Keldysh part of the anomalous Green's function. Therefore, in order to obtain the order parameter, one needs to calculate the anomalous components of retarded and advanced Green's function and the distribution function. Solving Usadel equations supplemented by the appropriate boundary conditions for spin-active intefaces we obtain the anomalous components of Green's function in the film:

$$f^R_{\uparrow,\downarrow} = \pi\Delta / \sqrt{\Delta^2 - \left(\varepsilon \pm h_{eff} + i\Gamma\right)^2}$$

Here the decoherence factor Γ physically describes the leakage of superconducting correlations from the film into the HM regions. It is proportional to the total conductance of the both HM/S interfaces. The effective exchange energy h_{eff} is generated by S/HM interfaces. It is inversely proportional to the film width d_S and can be roughly estimated as $h_{eff} / \Delta \propto \left(\xi_S{}^2 / l d_S\right) d\phi$, where l is the mean free path in the film and $d\phi$ is the average phase difference betweeen wave functions of spin-up and spin-down electrons, acquired upon reflection from S/HM interface (per a transmission channel). In order to observe recovering of superconductivity, suppressed by the exchange field, one needs $h_{eff} / \Delta \geq 1$. It is seen that for dirty and thin enough superconducting films this condition can be accomplished even for $d\phi << 1$.

Now let us turn to the discussion of the distribution function. We neglect energy relaxation in the film, that is assume that the time $\tau_{esc} = \Gamma^{-1}$, which an electron spends in the film, is much less than the energy relaxation time. The infuence of spin relaxation processes is discussed below. Then the distribution function in the film takes the form $\varphi_{\uparrow,\downarrow}(\varepsilon) = \tanh\left[\left(\varepsilon \pm eV\right)/2T\right]$.

It is worth noting here that the distribution function has such a one-step shape (in each of the spin

susbbands) due to the fact that the leads are HM: the electrons from spin-up (spin-down) subband can flow only to/from the left (right) lead. This one-step form is very essential for the existence of the effect. In principle, the superconductivity recovering can be also observed if one takes strong ferromagnets instead of half metals, but in this case the nonequilibrium distribution function inside the film is represented by a sum of the distribution functions coming from the left and right leads, weighted by factors depending on the interface transparencies (this is a double-step structure). This would lead to only partial recovering of superconductivity, or even to the absence of the effect. So, in order to provide the appropriate distribution function in the film the resistances of the ferromagnets and S/F interfaces should obey quite strict conditions.

Having obtained the anomalous retarded and advanced Green's functions and the distribution function we come to the following self-consistency equation

$$\frac{1}{\lambda}=\int_{-\omega_D}^{\omega_D}\frac{d\varepsilon}{4}\sum_{\sigma}\mathrm{Re}\left[\frac{\mathrm{sgn}\left(\varepsilon+\sigma h_{eff}\right)}{\sqrt{\left(\varepsilon+i\Gamma+\sigma h_{eff}\right)^2-\Delta^2}}\right]\tanh\frac{\varepsilon+\sigma eV}{2T}$$

We assume that the paring constant λ is non-zero only for the singlet pairing channel. Then it is obvious how superconductivity in the film is recovered under the simultaneous influence of the exchange field and the spin-dependent quasiparticle distribution. At $h_{eff}=eV$ for each of the subbands we have practically the same situation as for the equilibrium non-magnetic film corresponding to $h_{eff}=eV=0$.

The resulting Δ as a function of eV is plotted in Fig.1(a) for different values of h_{eff}. It is clearly seen that the effect of superconductivity recovering only takes place if h_{eff} and the spin accumulation potential eV are very close to each other: their difference should be less than Δ_0. Here Δ_0 denotes the value of the superconducting order parameter in the film at $h_{eff}=0$. The physical reason for superconductivity recovering can be easily caught even without solving of a self-consistency equation, already on the level of consideration of the Cooper's problem of one electron pair. It can be shown that in the presence of the exchange field the lowest energy level E_0 for a pair of electrons with $\mathbf{p}_1=-\mathbf{p}_2$ and opposite spins gets lower upon increasing the spin accumulation potential. Finally, E_0 becomes exactly equal to its value for zero exchange field at $eV=h_{eff}$.

At eV=0 and $T,\Gamma\to 0$ the self-consistency equation has non-zero spatially uniform solution for $h_{eff}<\Delta_0$. However, it is well-known [1] that the uniform solution become metastable even earlier, at $h=\Delta_0/\sqrt{2}$ (Pauli limiting field) because of the fact that the paramagnetic state is more energetically favorable for higher exchange fields. In the considered case the paramagnetic state cannot be realized because the distribution function is created and supported by the external conditions in such a way that the populations of majority and minority subbands in the film remain equal. This is illustrated in the inset to Fig.1(a).

For the resonance value of $eV_{res}=h_{eff}$ the dependence of the superconducting order parameter on temperature is very similar to the original BCS one, giving practically the same ratio $2\Delta(T=0)/T_c$, as illustated in Fig.1(b). When eV deviates from eV_{res} the temperature suppresses the order parameter more sharply.

The influence of the spin relaxation processes on the effect can be roughly viewed as the effective reduction of the coupling constant $\lambda\to\lambda_{eff}=\lambda/\left(1+\tau_{esc}/\tau_{sf}\right)$, where τ_{sf} is the spin relaxation time. The reason of such reduction is the "damage" of the one-step distribution function due to spin relaxation, as is shown in Fig.1(c). The resulting influence of the spin-flip scattering on the order parameter is demonstrated in Fig. 1(d).

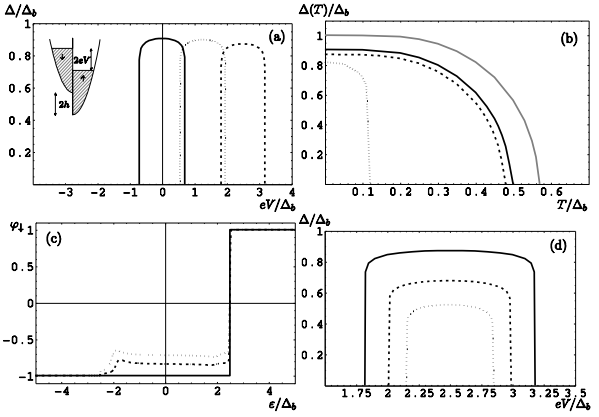


Fig. 1. {(a) The dependence of Δ on eV. Solid line: $h_{eff}=0$, dotted: $h_{eff}=1.25$, dashed: $h_{eff}=2.5$. All the quantities are measured in units of the bulk order parameter Δ_b Inset: population of majority and minority subbands for the given quasiparticle distribution. (b) The dependence of Δ on temperature. Gray solid line: $\Delta_b(T)$, black solid: $\Delta_0(T)$, dashed: $\Delta(T,h_{eff}=eV=2.5)$, dotted: $\Delta(T,h_{eff}=2.5,eV=3.1)$. For panels (a) and (b) $\tau_{sf}^{-1}=0$. (c) The distribution function $\varphi_{\downarrow}(\varepsilon)$ for $\tau_{sf}^{-1}=0$ (solid line), 0.01 (dashed) and 0.02 (dotted). $h_{eff}=eV=2.5$. $\varphi_{\uparrow}(\varepsilon)=-\varphi_{\downarrow}(-\varepsilon)$. (d) The dependence of Δ on eV for $h_{eff}=2.5$ and different spin relaxation rates [the same as in (c)].

1. Larkin A.I. and Ovchinnikov Yu.N. Sov. Phys. JETP **20**, 762 (1965).
2. Fulde P. and Ferrel R.A. Phys.Rev. **135**, A550 (1964).
3. Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. Phys. Rev. Lett. **86**, 3140 (2001).
4. Bobkova I.V. and Bobkov A.M. Phys. Rev. B **84**, 140508(R) (2011).

Long-range proximity effect for opposite-spin pairs in S/F heterostructures under non-equilibrium quasiparticle distribution

I.V. Bobkova, A.M. Bobkov

Institute of Solid State Physics, Moscow

bobkova@issp.ac.ru

It is well known that in a superconductor/ferromagnet (S/F) structure, if the superconducting pairing is singlet, the proximity effect is negligible at distances exceeding the magnetic coherence length $\xi_F = \sqrt{D/h}$ [1]. Here D is the diffusion constant and h is the exchange energy of the ferromagnet. For the most part of the ferromagnets, which are used for S/F heterostructures (including weak ferromagnetic alloys like CuNi and PdNi) this length is much shorter than the normal metal coherence length $\xi_N = \sqrt{D/2\pi T}$. This suppression of the proximity effect can be understood as follows. If the magnetization direction is homogeneous in the considered system, then the Cooper pairs, penetrating into the nonsuperconducting part of the structure, consist of electrons with opposite spins. Due to the nonzero total momentum, acquired by the pair in the ferromagnet, there is an extra decay of the condensate wave function in this case, which results from the impurity averaging of the oscillating Cooper pair wave function [2]. It leads, in particular, to the significant suppression of the Josephson current through a S/F/S junction by the factor $\exp\left[-d_F/\xi_F\right]$, where d_F is the length of the ferromagnetic region.

The situation changes if the magnetization orientation is not fixed. The examples are domain walls, spiral ferromagnets, spin-active interfaces, etc. In such a system in addition to the opposite-spin correlations the equal-spin superconducting correlations arise in the nonsuperconducting region. The latter component penetrates into the ferromagnet over a large distance, which can be of the order of ξ_N. Various superconducting hybrid structures, where this type of long-range proximity effect (LRPE) can arise, were considered in the literature. There are several experimental works, where the long-range Josephson effect is observed.

In the present report we show that LRPE at an S/F interface can be generated not only by equal-spin pairs. It is also created by opposite-spin pairs under the condition that the appropriate non-equilibrium and spin-dependent quasiparticle distribution is produced and maintained in the ferromagnet. At first we concentrate on the physical essence of the effect and after that turn to the calculation of the Josephson current through a S/F/S junction under the corresponding conditions.

As it was discussed above, the source of the rapid decay of an opposite-spin Cooper pair in the ferromagnet is the impurity averaging of the rapidly oscillating pair wave function. In turn, the reason of these rapid oscillations is the non-zero pair momentum Q. It is inevitably acquired by the pair of electrons, which have the same energy and opposite spins, upon entering the ferromagnet. Now let us assume that the spin-dependent quasiparticle distribution $f_{\uparrow,\downarrow}(\varepsilon) = 1/\left[1+\exp\left\{(\varepsilon \pm eV)/T\right\}\right]$ is created in the ferromagnet. The energy is counted from the chemical potential of the superconductor. Then the electrons forming a pair, located at the Fermi level $\varepsilon = 0$ in the superconductor, can only enter the F region with different energies $\varepsilon_{\uparrow,\downarrow} = \mp eV$, thus conserving the total energy of the pair. As a result, the difference between the spin-up and spin-down electron momenta is modified and in this case $Q \propto (h - eV)/v_F$. Therefore, the creation of appropriate spin-dependent quasiparticle distribution with $eV=h$ in the ferromagnet makes the electrons enter the F region with different energies, but with equal (in absolute value) momenta. Thus, the additional rapid decay of an opposite-spin Cooper pair in the ferromagnet is absent and the decay length can be close to ξ_N.

The discussed LRPE has a profound impact on the Josephson current through an S/F/S junction under the condition of the appropriate quasiparticle distribution in the F layer. Further we report the results of the calculation of this effect. In order to study this non-equilibrium and spatially inhomogeneous problem we make use of Keldysh framework of the quasiclassical theory. We consider a plane diffusive junction of two s-wave superconductors with the F interlayer, which is in the parameter range $\Delta << h << \varepsilon_F$, where ε_F is the Fermi energy of the ferromagnet. In order to create the spin-dependent quasiparticle distribution in the interlayer one can attach two additional half metal (HM) electrodes to the F region (see Fig.1(a)) and apply a voltage bias $2V$ between them. The magnetization of one of the HM's is directed along with the exchange field of the interlayer and the magnetization of the other one is opposite. We neglect energy relaxation in the interlayer. The influence of the spin relaxation processes is discussed below. Then the distribution function in the film takes the form $f_{\uparrow,\downarrow}(\varepsilon) = 1/\left[1+\exp\left\{(\varepsilon \pm eV)/T\right\}\right]$. This equation has a simple physical interpretation. For spin-up subband the main voltage drop occurs at one of HM, while for spin-down subband - at the other. As a result, the distribution functions for spin-up and spin-down electrons in the interlayer are to be close to the equilibrium form with different electrochemical potentials. For our special case of HM/F/HM structure the resulting chemical potential of the F region is equal to the chemical potential of the superconducting leads. The distribution function has such a one-step shape (in each of the spin subbands) due to the fact that the additional electrodes are

HM: the electrons from spin-up (spin-down) subband can flow only to/from the top (bottom) electrode. In this case the effect is maximal. However, the nonequilibrium LRPE can be also observed if one takes strong ferromagnets or even normal metals instead of HMs.

The dependence of the critical Josephson current on voltage V, controlling the degree of spin imbalance in the system, is represented in Fig.1(b) for two different values of the exchange field. In the vicinity of $eV=h$ the critical current rises strongly. The ratio of the maximal current j_h at $eV=h$ to the equilibrium critical current j_0 at $eV=0$ can be roughly estimated as $j_h / j_0 \propto \exp[d_F / \xi_F](\Delta / h)^2$. It grows strongly upon increasing d_F and can reach several orders of magnitude if d_F as large as several ξ_F. The reducing factor $(\Delta / h)^2$ is originated from the fact that the superconducting correlations in the leads are suppressed by the factor $(\Delta / \varepsilon)^2$ for large enough energies $\varepsilon \approx h$, which are important for the LRPE.

In addition to the sharp increase of the current at $eV=h$ the current manifests a number of $0-\pi$ transitions as a function of eV. The region of small voltages $eV < \Delta$ has been studied in detail in [3].

The dependence of the critical currents j_h and j_0 on the junction length is plotted in Fig.1(c) in the logarithmic scale. As it is well-known, j_0 exhibits oscillations with a period $2\pi\xi_F$ and simultaneously decays exponentially on the length scale of ξ_F. At the same time j_h does not oscillate. It decays exponentially on the length scale of ξ_N. In order to study in more detail this LRPE we plot in Fig.1(d) the supercurrent-carrying density of states (SCDOS). This quantity represents the density of states weighted by a factor proportional to the current that each state carries in a certain direction. The full current can be represented as the integrated over energy (and summed up over spin subbands) product of the SCDOS and the distribution function. It is seen from Fig.1(d) that the amplitude of the SCDOS low-energy part (corresponding to $\varepsilon \le \Delta$), which determines the Josephson current under equilibrium conditions, diminishes very strongly as a function of the junction length due to the suppression by the factor $\exp[-d_F / \xi_F]$. At the same time the SCDOS have sharp peaks at energies $\varepsilon = \pm h$, which correspond to the paired states with zero total momentum and, therefore, are not suppressed by the factor $\exp[-d_F / \xi_F]$. Under equilibrium conditions these parts of the SCDOS multiplied by the corresponding distribution function $\tanh[\varepsilon / 2T]$ give very small contribution into the current. On the contrary, shifting the argument ε of the distribution function by $\pm eV$ for spin-up and spin-down spin-subbands one makes the peaks to give the maximal contribution to the current.

Now we discuss briefly the influence of spin relaxation. It does not qualitatively modify the result for j_h, but only reduces its magnitude by the factor $(\tau_{sf} + \tau_{esc}) / (\tau_{sf} + 2\tau_{esc})$, where τ_{sf} is the spin relaxation time and τ_{esc} stands for the time, which an electron spends in the F region. The additional current peak of small height $j_h \tau_{esc} / (\tau_{sf} + 2\tau_{esc})$ can also appear at $eV=-h$.

Analogous modification of the Josephson current can be observed if one uses strong ferromagnets instead of HM's for generation of the spin-dependent quasiparticle distribution in the interlayer. In this case the nonequilibrium distribution function inside the interlayer is represented by a sum of the distribution functions coming from the top and bottom electrodes, weighted by factors depending on the interface transparencies (this is a double-step structure). In general, if inelastic energy relaxation can be neglected in the interlayer, the distribution function at low temperatures manifests n steps of different height at different energies ε_n. In this case instead of one peak of maximal height at $eV=h$ the LRPE generated critical current (as a function of V) would exhibit n peaks of the corresponding height. For example, if normal metals are used for additional electrodes instead of HMs, the resulting distribution function manifests a double-step spin-independent structure $\varphi(\varepsilon) = (1/2)\{\tanh[(\varepsilon - eV)/2T] + \tanh[(\varepsilon + eV)/2T]\}$. Under the nonequilibrium distribution of such type the LRPE generated critical current would manifests two peaks of the same height $j_h / 2$ at $eV = \pm h$ instead of one peak j_h at $eV=h$, as it should be for the one-step spin-dependent distribution.

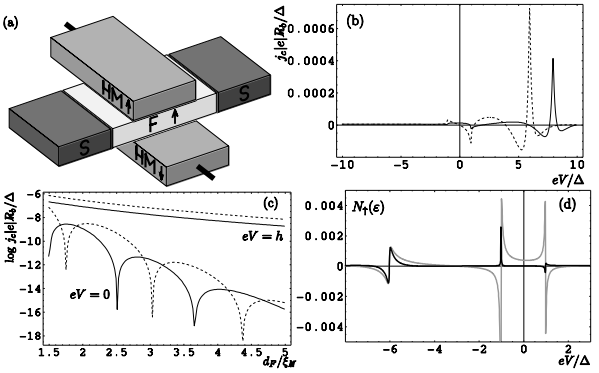


Fig. 1. (a) Scheme of the system under consideration. (b) Critical Josephson current as a function of eV. $h = 8\Delta$ (solid line), $h = 6\Delta$ (dashed line). $d_F = 3\xi_S$. (c) Critical Josephson current as a function of d_F. $h = 8\Delta$ (solid line), $h = 6\Delta$ (dashed line). (d) SCDOS $N_\uparrow$ for the spin-up subband as a function of ε at $h = 6\Delta$ and $d_F = 2.5\xi_S$ (black line), $d_F = 1.5\xi_S$ (gray line). $N_\downarrow(\varepsilon) = -N_\uparrow(-\varepsilon)$. $T = 0.01\Delta$ for all the plots.

1. Buzdin A.I. Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).

2.. Demler E.A, Arnold G.B., Beasley M.R. Phys. Rev. B **55**, 15174 (1997).

3. Bobkova I.V. and Bobkov A.M. Phys. Rev. B **82**, 024515 (2010).

Джозефсоновская магнитная память на основе переходов с ферромагнитной прослойкой

В.В. Больгинов, В.С. Столяров, В.В. Рязанов

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская область

bolg@issp.ac.ru

Дальнейшее развитие цифровых сверхпроводниковых схем сдерживается отсутствием постоянной сверхпроводниковой памяти, совместимой с элементами быстрой одноквантовой логики (БОК, RSFQ). Современные реализации сверхпроводниковой памяти [1,2] основаны на замораживании магнитного потока в сверхпроводящих петлях, индуктивно связанных с линиями передачи данных. Характерный размер таких петель составляет сотни микрон, что делает невозможной создание компактной, плотной и энергоэффективной памяти на их основе. В данной работе мы демонстрируем возможность создания элементов памяти, обладающих необходимыми характеристиками, на основе джозефсоновских переходов с ферромагнитной прослойкой.

В последние годы джозефсоновские переходы сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SFS) активно исследуются с различных точек зрения. Основные экспериментальные усилия были сосредоточены на демонстрации осцилляций сверхпроводящего параметра порядка, наведенного в ферромагнетике за счет эффекта близости. Отправной точкой большинства экспериментальных работ на эту тему [3] являлась демонстрация фраунгоферовой зависимости критического тока от внешнего магнитного поля $I_C(H)$. Наблюдение такой зависимости говорит о хорошем упорядочении доменной структуры прослойки и однородном распределении критической плотности тока по площади контакта. Однозначность зависимости $I_C(H)$ в предыдущих экспериментах позволяет называть ферромагнитную прослойку магнито-жесткой: ее намагниченность не зависит от внешнего магнитного поля в ходе измерений. Напротив, в данной работе мы демонстрируем свойства SFS-контактов с магнито-мягкой прослойкой, обладающей крупномасштабной доменной структурой по сравнению с размером образца. Полученные данные позволяют предложить практической использование таких контактов в качестве элементов магнитной памяти.

Мы исследовали свойства джозефсоновских переходов Nb-PdFe-Nb, с содержанием железа около 1%. Как известно, Pd и Pt являются почти ферромагнитными материалами, и добавление даже очень малого количества магнитных примесей приводит к возникновению ферромагнитного упорядочения. Эксперименты по наблюдению эффекта Холла показали, что использованный нами сплав является слабым ферромагнетиком с температурой Кюри 10-20 К. Однако магнитные характеристики прослойки (обменная энергия, коэрцитивная сила и т.д.) сильно зависят от толщины пленки и температуры.

Изготовление образца производилось по следующей методике. На первом этапе в едином вакуумном цикле осаждалась трехслойная заготовка Nb-PdFe-Nb путем ионно-плазменного осаждения в атмосфере аргона. Ниобий осаждался с использованием пт-магнетрона, для осаждения ферромагнетика использовался ВЧ-катод. Толщина слоев ниобия составляла 150 нм, толщина PdFe изменялась от 30 до 50 нм. Далее при помощи фотолитографии, а также последующего плазмохимического травления Nb и ионного травления PdFe в атмосфере аргона производилось формирование джозефсоновского перехода (мезы). Меза имела форму квадрата с размером стороны (рис. 1) от 10 мкм до 80 мкм. Затем формировалась нижняя сверхпроводящая шина при помощи фотолитографии и химического травления в смеси азотной и плавиковой кислот. Далее посредством термического осаждения оксида кремния SiO и взрывной фотолитографии (lift-off) формировался слой изолятора толщиной 350 нм. На последнем этапе формировалась верхняя сверхпроводящая шина (wiring) толщиной 450 нм с использованием магнетронного осаждения ниобия и взрывной фотолитографии (lift-off). Эксперименты проводились в криостате He^4, оборудованном сверхпроводящим соленоидом, создававшем магнитное поле, параллельное плоскости прослойки. Измерения проводились при помощи СКВИД-пиковольтметра.

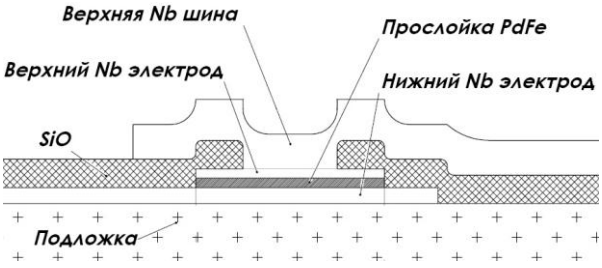
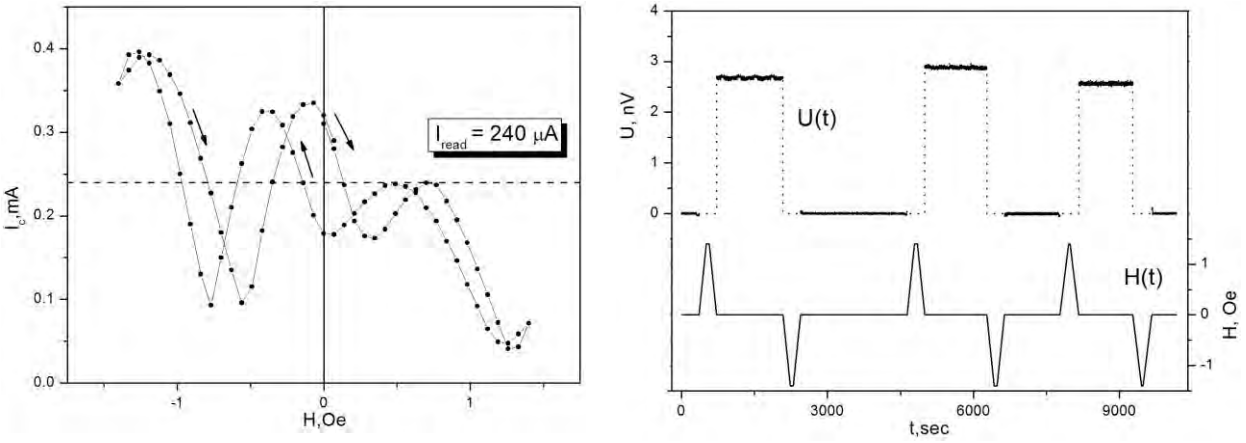


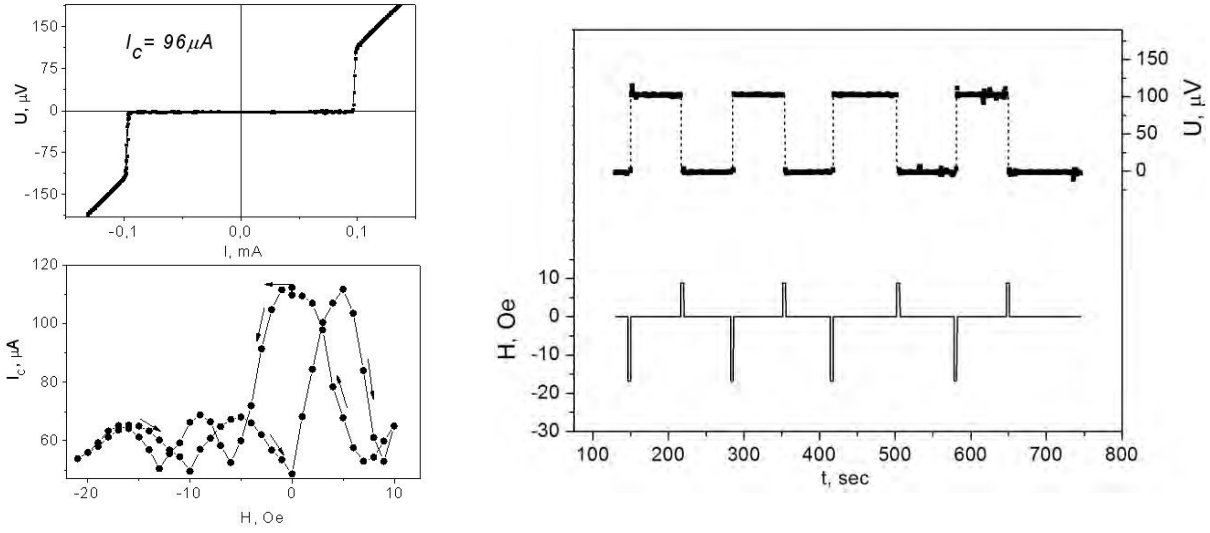
Рис. 1. Поперечное сечение SFS-контакта.

В ходе экспериментов мы обнаружили, что зависимость $I_C(H)$ для всех переходов является гистерезисной (рис. 2а). Важно отметить, что этот эффект наблюдается при приложении очень малых магнитных полей – порядка 1-2 Э. Форма зависимости $I_C(H)$ для переходов больших размеров (30-80 мкм) не удовлетворяет соотношению Фраунгофера, причем приложение магнитного поля порядка 3-5 Э приводит к изменению формы $I_C(H)$. Это говорит о наличии крупномасштабной доменной структуры, которая может изменять свою конфигурацию под действием внешнего магнитного поля.



а б

Рис. 2 а) Гистерезисная зависимость Ic(H) для перехода Nb-PdFe-Nb размером 30 мкм. б) Переключение данного джозефсоновского перехода импульсами внешнего магнитного поля. Температура эксперимента равна 4.2 К.



а б

Рис. 3 а) Гистерезисная зависимость Ic(H) для перехода Nb-AlOx-PdFe-Nb (SIFS) размером 10 мкм. б) Переключение данного джозефсоновского перехода импульсами внешнего магнитного поля длительностью 40 мкс. Температура эксперимента равна T = 4.2 К.

Уменьшение размера контакта до 10 мкм приводит к установлению магнитно-однородного состояния прослойки, что подтверждается наблюдением (квази-) Фраунгоферовой зависимости $I_C(H)$ (рис. 3а).

Гистерезисная зависимость $I_C(H)$ для исследованных нами контактов дает возможность использовать их в качестве джозефсоновских переключателей. Из рис. 2а видно, что после охлаждения в нулевом магнитном поле образец имел критический ток 310 мкА. После включения и выключения магнитного поля +1.4 Э критический ток образца уменьшился до 180 мкА. Приложение отрицательного магнитного поля такой же величины восстанавливает первоначальное значение критического тока. Во втором эксперименте мы пропускали через образец постоянный ток опроса 240 мкА и измеряли напряжение на переходе. Критический ток контакта изменялся при помощи импульсов внешнего магнитного поля ± 1,4 Э. Из рис. 2б видно, что эти импульсы переключают образец из резистивного состояния (состояние 1) в сверхпроводящее (состояние 0) и обратно.

На рис. 2 разница напряжений между состояниями 0 и 1 составляет около V =3 нВ, что соответствует джозефсоновской частоте $f = \Phi_0/V = 1.5$ МГц. Эта частота является слишком низкой по сравнению с характерными частотами БОК-схем (1-100 ГГц). Чтобы усовершенствовать наши контакты мы включили в состав прослойки SFS-контакта тунельный слой оксида алюминия AlO_x, сформированный путем окисления алюминия в атмосфере кислорода перед напылением слоя ферромагнетика (SIFS-контакт). Это дало нам возможность существенно увеличить сопротивление контакта и характерное напряжение $V=I_CR_N$ (рис. 3). Джозефсоновская частота для SIFS-контакта составляет уже 50 ГГц, что делает возможным использование таких переключателей в схемах БОК-логики в качестве элементов памяти. Вопрос о характерном времени переключения между двумя магнитными состояниями пока остается открытым, хотя уже известно, что оно не превышает 40 мс.

Работа выполнена при поддержка грантов РФФИ.

1. Mukhanov O.A. U.S. Patent, No. 5,365,476, 1994.

2. Hidaka M, Nasagawa S, Hinode K., Satoh T. IEICE Trans Elect 2008;**E91-C (3)**:318-24.

3. См. V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov et. al. Phys Rev Lett **96,** 197003 (2006) и ссылки в ней.

Расчет нормального и сверхпроводящего тока в гетероструктурах со сверхпроводящими пниктидами

А.В. Бурмистрова, И.А. Девятов

Научно-исследовательский институт ядерной физики, Москва

burangelina@yandex.ru

Изучение высокотемпературной сверхпроводимости в железосодержащих соединениях (ферропниктидах) [1] чрезвычайно интересно как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. С прикладной точки зрения интерес представляет относительно высокое значение критической температуры ферропниктидов, достигающее 50 K, а также, скорее всего, изотропия их параметра порядка. С фундаментальной точки зрения ферропниктиды интересны как многозонные сверхпроводники с возможно реализующимися в них или необычными симметриями параметра порядка, или необычными видами сверхпроводящего спаривания.

К настоящему моменту помимо теорий электронного транспорта в переходах нормальный металл - сверхпроводящий пниктид [2,3,4,5] предложены теории электронного транспорта в джозефсоновских переходах со сверхпроводящими пниктидами [3,6,7]. Однако эти теории не принимают во внимание существенно непараболическую и анизотропную форму спектра возбуждений в пниктидах [2,3,4] или все важные типы сверхпроводящего спаривания [2]. Теории джозефсоновского транспорта в сверхпроводящих переходах, содержащих пниктиды, обладают теми же недостатками. Кроме того, в теориях [6,7] используются некоторые виды метода туннельного гамильтониана. Однако хорошо известно [8], что метод туннельного гамильтониана не применим для адекватного описания когерентного транспорта в сверхпроводящих переходах со знакопеременным параметром порядка, что как раз имеет место в пниктидах. Таким образом, необходима такая теория когерентного электронного транспорта нормального и джозефсоновского тока в структурах со сверхпроводящими пниктидами, которая принимает во внимание особую форму спектра возбуждений в пниктидах и все важные типы сверхпроводящего спаривания.

Нами предложена такая теория. Мы рассматриваем одномодовое микросужение между сверхпроводящим пниктидом и нормальным металлом или обычным изотропным сверхпроводником БКШ-типа. Длина микросужения предполагается много меньшей длины когерентности в сверхпроводниках и упругой и неупругой характерных длин свободного пробега. В такой геометрии микросужения естественно пользоваться подходом Боголюбова-де-Жена, который корректно описывает когерентный транспорт в сверхпроводящих структурах с параметром порядка, являющимся знакопеременным в конфигурационном пространстве.

В рамках этой теории нами рассчитаны проводимости контактов нормального однозонного металла и сверхпроводящего пниктида для различных моделей сверхпроводящего спаривания (Рис. 1, 2).

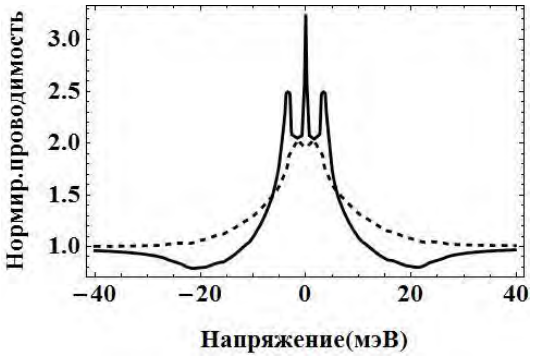


Рис. 1. Проводимость перехода нормальный металл – сверхпроводящий пниктид при нулевой температуре, нормированная на значение проводимости перехода в нормальном состоянии. Пниктид описывается моделью межорбитального спаривания

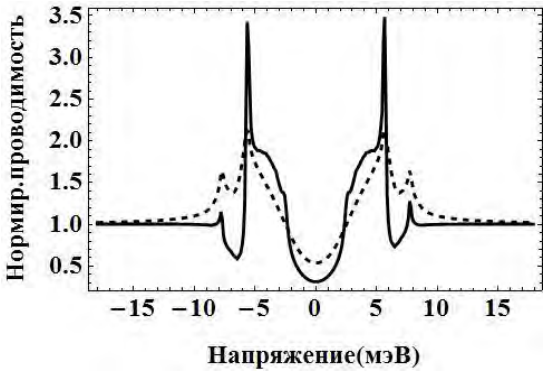


Рис. 2. Проводимость перехода нормальный металл – сверхпроводящий пниктид при нулевой температуре, нормированная на значение проводимости перехода в нормальном состоянии. Пниктид описывается s± моделью сверхпроводящего спаривания

Показано, что как для модели межорбитального спаривания [9], так и для s± модели [10], на зависимостях проводимости от приложенного напряжения будут наблюдаться как минимум две характерные особенности. Продемонстрировано, что по наличию пика при нулевом напряжении на зависимости проводимости от приложенного напряжения можно отличить эти две модели. Стоит отметить, что полученные результаты как для s± модели, так и для модели межорбитального спаривания согласуются с имеющимися экспериментальными данными, поскольку на настоящий момент они довольно проти-

воречивы. Возможно,это связано с использованием в экспериментах поликристаллических образцов пниктидов. Проведение экспериментов с более точными и однозначными результатами позволитчетко определить вид спаривания в пниктидах.

Также были рассчитаны фазовые зависимости джозефсоновского тока через переходы пниктида с однозонным сверхпроводником БКШ-типа с изотропным параметром порядка. Показано, что для s± модели будет наблюдаться зависимость тока от фазы, близкая к синусоидальной с устойчивым состоянием, которому соответствует нулевая разность фаз. Для модели межорбитального спаривания ток-фазовая зависимость более сложная и существенно зависит от выбранного направления. Для некоторых направлений в такой системе может реализовываться устойчивое состояние с ненулевой разность фаз. Таким образом продемонстрировано, что по зависимости джозефсоновского тока от фазы можно на эксперименте отличить две наиболее популярные модели спаривания в пниктидах - s± модель и модель межорбитально спаривания.

Авторы благодарны А.С. Мельникову, M.A.N. Araùjo, М.Ю. Куприянову и А.А. Голубову за полезное обсуждение проблемы. Авторы благодарны С.В. Бакурскому за помощь в численных расчетах температурной зависимости параметра порядка пниктидов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-12084-офи-м-2011.

1. Kamihara, Y., Watanabe T., Hirano M. and Hosono H., Journal of the American Chemical Society **130**, 3296 (2008).

2. Araùjo M.A.N., and Sacramento P.D., Phys.Rev. B **79**, 174529 (2009).

3. Sperstad I.B., Linder J., and Sudbø A., Phys.Rev. B **80**, 144507 (2009).

4. Golubov A.A. , Brinkman A., Tanaka Y., Mazin I.I. and Dolgov O.V. Phys.Rev. Lett. **103**, 077003 (2009).

5. Бурмистрова А.В., Карминская Т.Ю. Девятов И.А. Письма в ЖЭТФ. **93**, 133 (2011).

6. Chen W.-Q., Ma F., Lu Z.-Y., and Zhang F.-C., Phys. Rev. Lett. **103**, 207001 (2009)

7. Berg E., Lindner N. H., and Pereg-Barnea T., Phys. Rev. Lett. **106**, 147003 (2011).

8. Tanaka Y. and Kashiwaya S., Phys. Rev. B **56**, 892 (1997)

9. Moreo. A., Daghofer M., Riera J.A. and Dagotto E., Phys.Rev. B **79**, 134502 (2009).

10. Mazin I.I., Singh D.E., Johannes M.D., and Du M.H., Phys. Rev. Lett.. **101**, 057003 (2008).

Генератор шумовых сигналов на основе длинного джозефсоновского контакта для спектроскопии и метрологии ТГц диапазона

В.Л. Вакс [1], А.Л. Панкратов [1,2], Е.А. Матрозова [2], Л.С. Ревин [1,2], Е.А. Собакинская [1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Лаборатория криогенной наноэлектроники, Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Н. Новгород

vax@ipm.sci-nnov.ru

На сегодняшний день для многих приложений включая экологию и мониторинг атмосферы, *hi-tech* и системы безопасности, медицину и биологию, актуальна проблема неразрушающего анализа многокомпонентных газовых смесей. При этом для широкого класса задач, как, например, для мониторинга нормальных компонент и примесей атмосферы, необходимо проводить обнаружение микроконцентраций нескольких газов одновременно, что налагает жесткие требование на чувствительность и скорость работы прибора. Фактически, из имеющихся сейчас методов газоанализа приведенным выше требованиям в наибольшей степени удовлетворяет нестационарная микроволновая спектроскопия [1]. Практически реализуемая чувствительность таких спектрометров составляет в сканирующем режиме порядка 0.2 ppb. При необходимости измерений в широком диапазоне частот, как в случае одновременного обнаружения нескольких газов, используется генератор с быстрым свипированием частоты. При этом для работы спектрометра необходима сложная система автоподстройки частоты, что увеличивает габариты установки и усложняет ее использование. Альтернативой может стать применение в качестве источника излучения генератора шумового сигнала, обладающего широким спектром.

Проведенное в работе [3] исследование взаимодействия фазо-дифузионного поля (имеющего Лоренцеву форму линии, Рис. 1) с квантовыми системами показало, что шумовой сигнал с широким спектром может наводить макроскопическую поляризацию в системе, причем, сравнимую по величине с поляризацией в случае когерентного поля. При этом профиль поглощения квантовой системы остается неизменным. Реализация периодического взаимодействия такого шумового сигнала с газом позволит создать новый метод нестационарной спектроскопии ТГц диапазона на основе шумовых источников излучения.

В качестве источника излучения для такого спектрометра предлагается использовать генератор бегущей волны (ГБВ) на основе длинного Nb-AlOx-Nb джозефсоновского контакта.

Как следует из результатов экспериментальных [5] и теоретических исследований [6], джозефсоновский ГБВ обладает лоренцевой формой линии в широкой полосе частот от 200 до 700 ГГц.

В данной работе проведена оценка параметров ГБВ, необходимых для эффективного использования в спектроскопических приложениях. Путем

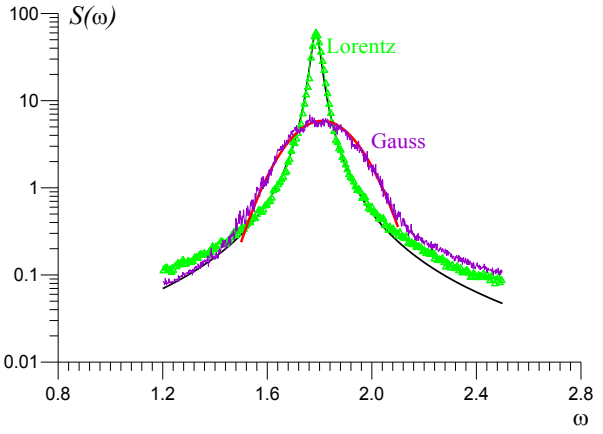


Рис. 1. Спектральная плотность мощности ГБВ при воздействии только теплового шума (сплошная кривая – Лоренцева форма линии) и при воздействии более интенсивного низкочастотного шума (пунктирная кривая – Гауссова форма линии).

численного моделирования уравнения синус-Гордона с шумовым источником проведена оптимизация профиля тока смещения ГБВ с целью увеличения ширины спектральной линии генератора при незначительном падении интегральной мощности излучения [7]. Пространственное распределение тока смещения во многом определяется конфигурацией питающего электрода, по которому подается ток. Простейший случай - равномерное распределение - достигается при равенстве длины питающего электрода длине контакта. Если электрод уже, чем джозефсоновский контакт, то ток будет спадать при удалении от краев электрода. В этом случае говорят, что контакт имеет «несмещенный край». На рисунке 2 показаны различные профили тока при изменении положения питающего электрода относительно длины контакта.

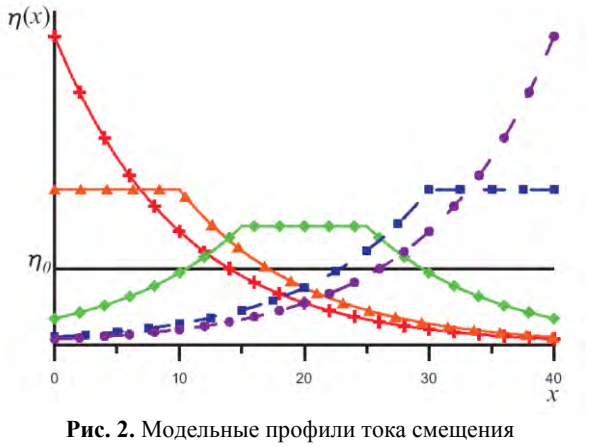


Рис. 2. Модельные профили тока смещения

Для различного положения электрода построены вольтамперные и спектральные характеристики (рисунок 3). Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы: ширина спектральной линии при неравномерных профилях тока значительно превышает ширину линии, достигаемую при равномерном профиле. При положении питающего электрода ближе к выходному (левому) краю контакта можно получить уширение линии приблизительно в 2 раза, а при положении электрода ближе к входному (правому) краю уширение доходит до 3 раз. Таким образом, подбор оптимального профиля тока смещения позволил получить значительное увеличение ширины спектральной линии без существенных потерь в мощности излучения.

Кроме того, в работе исследовалась возможность использование контактов торцевой геометрии в качестве шумового источника излучения [8]. Несмотря на то, что теоретическое и экспериментальное изучение ГБВ началось довольно давно, в большинстве работ исследуется планарная геометрия образца. На рисунке 4 показаны спектральные свойства таких контактов в сравнении с торцевой геометрией.

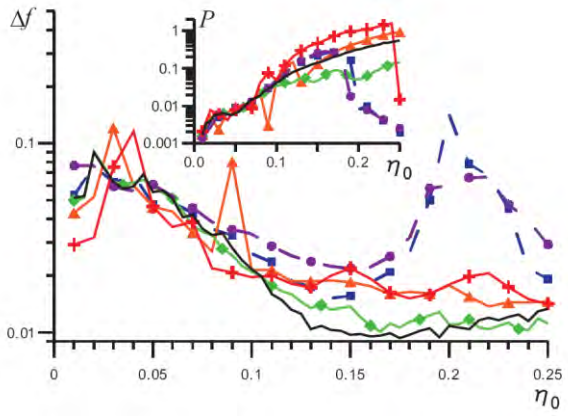


Рис. 3. Ширина спектральной линии и мощность излучения (вставка) для различных профилей тока смещения, обозначения как на рисунке 2.

В результате показано, что для торцевого контакта ширина линии в рабочем диапазоне в 2-2,5 раза больше чем для планарного контакта равномерного и неравномерного распределения тока, при этом максимально достижимая мощность излучения уменьшается не сильно (вставка рисунка 4).

Таким образом, использование дизайнов ГБВ с неоднородными профилями тока смещения позволит создавать генераторы с автономной шириной линии до 100-200 МГц. При этом, мощность генерации должна оставаться в пределах 0.1-0.01 мкВт, чего вполне достаточно для спектроскопических применений. Для тех приложений, где форма линии не важна (например, при калибровке приёмников и смесителей), ширина линии может быть существенно увеличена путём подачи низкочастотного шума на управляющие электроды ГБВ. В этом случае ширина спектральной линии может составить 1-3 ГГц, а форма спектральной линии трансформируется в гауссову [4], см. Рис. 1.

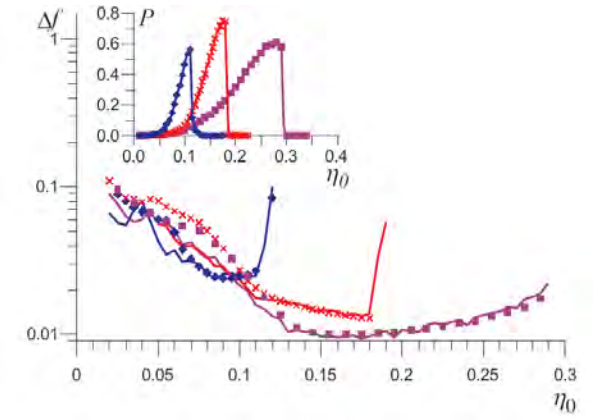


Рис. 4. Ширина спектральной линии и мощность (на вставке) для контактов L = 40. Ромбы – торцевой контакт, квадраты – планарный при равномерном распределении тока (идеальный случай), кресты – неравномерное распределение тока $\sim L/\pi\sqrt{x(L-x)}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 09-02-00491 и 10-08-01124), фонда «Династия», фонда «Научный потенциал», TeraDec 047.018.005 и постановления правительства РФ № 220 (25 проект).

1. Vaks, V.L. / Vaks, V.L., Khodos V.V., Spivak E.V. // Rev. Sci. Inst. 1999 V 70, 3447.

2. Koshelets, V.P. / Koshelets V.P., Shitov S.V. // Supercond. Sci. Technol. 2000, V 13, R53.

3. Sobakinskaya, E.A. / Sobakinskaya E.A., Pankratov A.L., Vaks V.L. // Phys. Lett. A 2012 V 376, 265.

4. Малахов А.Н. Флуктуации в автоколебательных системах / Малахов А.Н. // Наука 1968.

5. Koshelets, V.P. / Koshelets V.P., Dmitriev P.N., Ermakov A.B., Sobolev A.S., Baryshev A.M., Wesselius P.R. and Mygind J. // Supercond. Sci. Technol. 2001, V 14, 1040.

6. Matrozova, E.A. Spectral characteristics of noisy Josephson flux flow oscillator / Matrozova E.A., Pankratov A.L., Levichev M.Yu. and Vaks V.L. // J. Appl. Phys. 2011. V 110, 053922.

7. Matrozova, E.A. The effect of bias feed profile on spectral properties of noisy Josephson flux flow oscillator / Matrozova E.A., Pankratov A.L., Revin L.S. // condmat 1112.2803, submitted to Supercond. Sci. Technol. 2011.

8. Revin, L.S. Spectral and power properties of inline long Josephson junction / Revin L.S., and Pankratov A.L // condmat 1109.3087, submitted to Phys. Rev. B. 2011.

Эффект Джозефсона в SIFS контактах: между «чистым» и «грязным» пределом

Н. Г. Пугач [1,2], М.Ю. Куприянов [1], E. Goldobin [3], D. Koelle [3], R. Kleiner [3]

[1] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] Лаборатория криогенной наноэлектроники РГТУ им. Р.А. Алексеева, Н. Новгород
[3] Physikalisches Institut-Experimentalphysik II Universität Tübingen, Germany

pugach@magn.ru

Контакты Джозефсона с ферромагнитной прослойкой (SFS) активно изучались в течение последних двух десятков лет (см. обзоры [1,2]). При этом широко использовались приближения "чистого" (l » ξ) [3] и "грязного" (l « ξ) [4] предела, где l — средняя длина свободного пробега, ξ — длина когерентности. Делались попытки описать и промежуточный случай произвольного рассеяния [5,6], но полученные в них решения были или слишком сложны для анализа и сравнения с экспериментальными данными, или основывались на неконтролируемых допущениях.

Туннельные ферромагнитные джозефсоновские SIFS контакты, содержащие дополнительный диэлектрический слой (I), интересны с точки зрения применения как потенциальные логические элементы в сверхпроводящих устройствах, так как диэлектрический барьер сильно подавляет квазичастичный ток. С теоретической точки зрения, SIFS контакты это удобная система для изучения переходов между 0 и π состояниями при произвольном соотношении характерных длин: средней длины свободного пробега l, толщины ферромагнитного слоя d, магнитной $\xi_H=v_F/2H$ и немагнитной $\xi_0=v_F/2\pi T$ длины когерентности, где v_F — скорость Ферми, а H - обменная энергия в ферромагнетике, T - температура. Пространственная модуляция параметра порядка описывается комплексной длиной когерентности ферромагнетика

$$\xi^{-1}=\xi_1^{-1}+i\xi_2^{-1} \qquad (1)$$

где ξ_1 - длина затухания, а $2\pi\xi_2$ – период осцилляций. Хорошо известно, что в «грязном» пределе, т.е. когда l«ξ_1, ξ_2, d, обе длины совпадают $\xi_1^2=\xi_2^2=v_Fl/3H$.

В данной работе исследовалось пространственное распределение аномальной квазиклассической гриновской функции и тока Джозефсона в SIFS контакте при произвольной l. Для этого были решены линеаризованные уравнения Эйленбергера [7] с граничными условиями Зайцева [8].

Введем функции $\Phi_\pm=\left[f(x,\theta,\omega)\pm f^+(x,\theta,\omega)\right]/2$, где $f(x,\theta,\omega)$ и $f^+(x,\theta,\omega)$ квазиклассические функции Эйленбергера, $\theta_{s,f}$ - углы между вектором скорости $\mathbf{v}_{s,f}$ и осью ox перпендикулярной слоям, ω – мацубаровские частоты. Тогда линеаризованные уравнения Эйленбергера в сверхпроводнике имеют вид

$$\frac{k_s^2}{l_s^2\mu_s^2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\Phi_+-\Phi_+=-\frac{2\Delta\tau_s+\langle\Phi_+\rangle}{2|\omega|\tau_s+1} \qquad (2)$$

$$\Phi_-=-\frac{l_s\mu_s sign(\omega)}{k_s}\frac{\partial}{\partial x}\Phi_+, \qquad (3)$$

В ферромагнетике эти уравнения запишутся как

$$\frac{k_f^2}{l_f^2\mu_f^2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\Phi_+-\Phi_+=-\frac{\langle\Phi_+\rangle}{k_f},\quad \Phi_-=-\frac{l_f\mu_f sign(\omega)}{k_f}\frac{\partial}{\partial x}\Phi_+ \qquad (4)$$

где усредненные по углу $\theta_{s,f}$ функции

$$\langle\Phi_+\rangle=\int_0^1\Phi_+d\mu,\quad \mu_{s,f}=\cos(\theta_{s,f}), \qquad (5)$$

и волновые векторы

$$k_s=2|\omega|\tau_s+1,\quad k_f=2\left[|\omega|+iHsign(\omega)\right]\tau_f+1. \qquad (6)$$

Здесь $\tau = v_F\, l$ – среднее время свободного пробега, нижние индексы отвечают электронам в S или F слое соответственно. Граничные условия вдали от SF границ, соответствуют значению функции в объемном сверхпроводнике

$$\Phi_+(\theta_s,\omega)=\frac{\Delta_0}{\sqrt{\Delta_0^2+\omega^2}},\quad x\to\pm\infty. \qquad (7)$$

На диэлектрической границе, расположенной при x=0 поток электронов через тонкий I слой пренебрежимо мал

$$\frac{d}{dx}\Phi_+(\theta_f,\omega)\Big|_{x=0}=0. \qquad (8)$$

Прозрачность SF границы при $x=d$ предполагается малой $D(\mu_f)$<<1, что позволяет пренебречь подавлением сверхпроводимости в S электродах и использовать линеаризованные уравнения. Тогда граничное [8] условие будет иметь вид

$$\frac{l_f\mu_f}{k_f}\frac{\partial}{\partial x}\Phi_+=D(\mu_f)\frac{\Delta_0}{\sqrt{\Delta_0^2+\omega^2}}. \qquad (9)$$

Были исследованы разные виды зависимости коэффициента прозрачности от угла $D(\mu_f)$. Оказалось, что пространственные изменения функции Эйленбергера и критического тока SIFS контакта слабо зависят от ее конкретного вида. В дальнейших расчетах была принята форма $D(\mu_f)= D\cdot\mu_f$, как наиболее соответствующая экспериментальной ситуации когда скорости Ферми в S и F слоях сильно различаются, что реализуется для ниобиевых контактов с прослойкой из переходных металлов или их сплавов.

Решения уравнений (2-4) с граничными условиями (5-9) были найдены аналитически в виде сумм рядов. Проверено [9], что полученные выражения совпадают с известными формулами для «чистого» [3] и «грязного» [4] предела. При любой интенсивности электронного рассеяния пространственное распределение аномальной функции Грина с хорошей точностью аппроксимируется простой гиперболической функцией, удовлетворяющей граничному условию (8) $\Phi_+(x,\mu=1)\propto ch(x/\xi)$ с ком-

плексной характерной длиной (1). Эта аппроксимация может применяться и для вычисления критического тока при достаточно толстых I и F слоях, когда угловое распределение функции Эйленбергера играет меньшую роль.

На рис. 1 представлены зависимости ξ_1 и ξ_2 от магнитной длины ξ_H при различной длине свободного пробега l_f и толщине F слоя d. В достаточно чистых контактах с тонким F слоем $\xi_1(\xi_H)$ осциллирует (см. рис.1(b)). Это связано с интерференцией электронов между интерфейсами. В работе [10] предполагалось, что ξ_1 и ξ_2 получаются из решения уравнения $il_f/\xi=\arctan(il_f/k_f\xi)$. На рис. 1 эти решения обозначены *, они совпадают с точными решениями в «грязном» пределе.

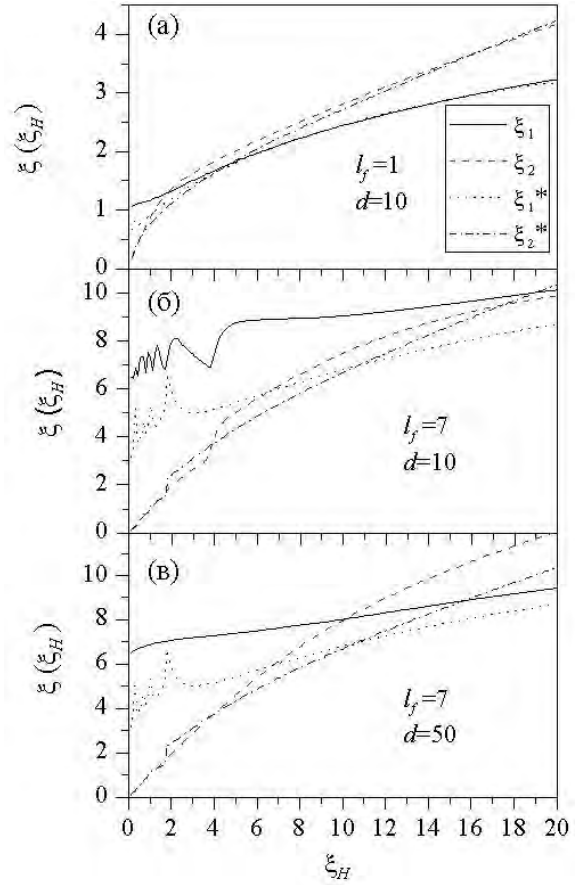


Рис. 1. Зависимости длины затухания ξ_1 и параметра осцилляций ξ_2 от магнитной длины ξ_H (все длины приведены в условных единицах)

Исследование произвольной величины рассеяния позволило установить границы применимости уравнений Узаделя, используемых в «грязном» пределе. Этот вопрос был интуитивно понятен, но требовал прояснения ввиду большого числа работ, где уравнения Узаделя применялись в довольно широких пределах. Решения уравнений Эйленбергера (4) совпадают с решениями уравнений Узаделя в толстом F слое при $l_f<0.1\xi_H$ [9].

Критический ток туннельного контакта задается выражением

$$J_C=\frac{8\pi T}{eR_N}\sum_{\omega>0}\Phi_+(\mu_s)\int_0^1 D_I(\mu_f)\,\mathrm{Re}\,\Phi_+(\mu_f)\mu_f d\mu_f, \quad (9)$$

где коэффициент прозрачности диэлектрического слоя имеет вид $D_I(\mu_f)= D_0\exp(-\alpha/\mu_f)$, α – параметр, зависящий от толщины I слоя.

Проведенный расчет применен для интерпретации экспериментальных результатов, полученных на Nb-Al2O3-Cu-Ni-Nb джозефсоновских контактах [11] с ферромагнитным слоем Ni с промежуточным значением l_f, полученные в работе [11]. На рис. 2 представлены два варианта сравнения экспериментальных данных из работы [11] и теоретического расчета при разной толщине предполагаемого «мертвого слоя». Это слой ферромагнитного материала, который ведет себя как немагнитный, аппроксимирующая линия для него тоже приведена на рис. 2. Из имеющихся данных нельзя точно заключить, какой вариант верен, но построенная теория позволяет объяснить соотношение $\xi_1>\xi_2$, наблюдаемое в эксперименте [11], которое не может быть получено из решения уравнений Узаделя.

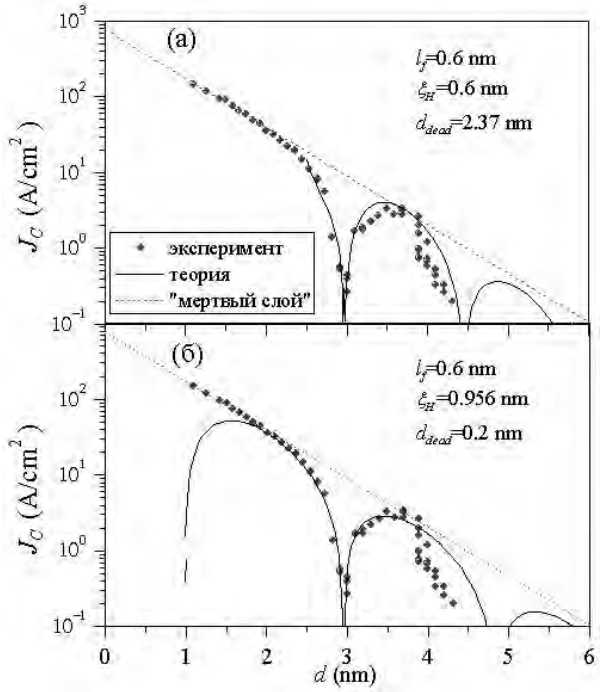


Рис. 2. Зависимость критического тока от толщины F-слоя

1. Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Il'ichev E. Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).

2. Buzdin A.I. Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).

3. Буздин А.И., Булаевский Л., Панюков С. Письма в ЖЭТФ **35**, 178 (1982).

4. Буздин А., Вуйчич Б., Куприянов М. Письма в ЖЭТФ **74**, 124 (1992).

5. Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. Phys. Rev. B **64**, 134506R (2001).

6. Linder J., Zareyan M., and Sudbo A. Phys. Rev. B **79**, 064514 (2009).

7. Зайцев А.В. Письма в ЖЭТФ **59**, 1015 (1984).

8. Pugach N.G., Kupriyanov M.Yu., Goldobin E., Kleiner R., and Koelle D. Phys. Rev. B **84**, 144513 (2011).

9. Gusakova D.Yu., Golubov A.A., Kupriyanov M.Y. Письма в ЖЭТФ **83**, 487 (2006).

11. Bannykh A.A., Pfeiffer J., Stolyarov V.S., Batov I.E., Ryazanov V.V., Weides M. Phys. Rev. B **79**, 054501 (2009).

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы из ультратонкой пленки NbN

И.Н. Флоря [1], А.А. Корнеев [1], Ю.П. Корнеева [1], А.В. Дивочий [1,2], К.В. Смирнов [2], Ю.Б. Вахтомин [2], А.В. Сергиенко [3], О.В. Минаева [3], Х. Танг [4], Г.Н. Гольцман [1]

[1] Московский государственный педагогический университет, Москва
[2] ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», Москва
[3] Бостонский университет, США
[4] Ельский университет, Нью-Хейвен, США

goltsman@mspu-phys.ru

Мы представляем последние достижения в развитии сверхпроводниковых однофотонных детекторов из ультратонкой плѐнки NbN: продвижение в средний ИК до длины волны 10 мкм, интеграция детектора с оптическим волноводом, позволяющим достичь эффективности детектирования 94%, в микросхему, разработка коммерческой приемной системы ИК-диапазона.

Сверхпроводниковый однофотонный детектор на основе плѐнки NbN (Superconducting Single-Photon Detector – SSPD) [1] – уникальный счетчик фотонов, работающий при температуре 2–4 К. SSPD представляет собой полоску сверхпроводника толщиной 4 нм и шириной 120 нм в форме меандра, покрывающего площадку размером в 10 мкм х 10 мкм. Технологический маршрут изготовления детектора основан на методах прямой электронной литографии и плазмохимического травления [2]. Чувствительный элемент охлаждается до температуры существенно меньшей температуры сверхпроводящего перехода, через него пропускают транспортный ток, близкий по величине к критическому току. Поглощение фотона приводит к формированию лавины квазичастиц и локальному подавлению сверхпроводимости, образуется нормальная область - «горячее пятно». В окрестностях этой области электрический ток перераспределяется, обтекая ее. В результате плотность тока начинает превышать критическую и всѐ сечение полоски переходит в нормальное состояние, что сопровождается появлением электрического напряжения на полоске. В результате процесса диффузии концентрация квазичастиц в нормальной области релаксирует к равновесному значению, и сверхпроводимость восстанавливается.

Нами был разработан метод пакетирования детектора с одномодовым оптоволокном с эффективностью согласования близкой к 100%. Лучшие характеристики детекторов, приведенные к оптическому входу оптоволокна показывают квантовую эффективность (QE) до 25% на длине волны 1.3 мкм и 15% на длине волны 1.55 мкм на уровне 10 темновых отсчетов в секунду при температуре 2 К. Временное разрешение (джиттер) менее 40 пс. Максимальная скорость счета более 70 МГц. Минимальная измеренная скорость темнового счѐта $10^{-4}c^{-1}$ [3], т.е. один темновой отсчѐт за несколько часов накопления.

В стремлении продвинуться в средний ИК мы разработали SSPD в виде параллельных полосок с шириной полоски 40 нм (рис. 1). С увеличением длины волны падающего излучения уменьшается энергия фотона, а значит, уменьшается размер горячего пятна, поэтому для повышения квантовой эффективности в среднем инфракрасном диапазоне требуются более узкие полоски. Однако уменьшение ширины полоски приводит к уменьшению величины критического тока и уменьшению амплитуды импульса напряжения, возникающего на детекторе при поглощении фотона, делая его неразличимым на уровне тепловых шумов. Поэтому мы вместо одной узкой полоски соединили несколько полосок параллельно. Принцип действия такого детектора основан на каскадном переключении полосок: переход одной полоски в резистивное состояние при поглощении фотона приводит к перераспределению тока между полосками. При этом в остальных полосках ток становиться выше критического, приводя к их переходу в резистивное состояние.

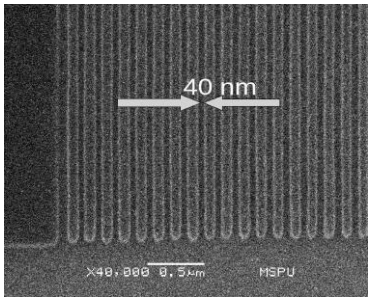


Рис. 1. Изображение NbN SSPD в виде параллельных полосок полученное с помощью растрового электронного микроскопа. Ширина полоски 40 нм, расстояние между полосками 80 нм.

Эти детекторы демонстрируют однофотонный отклик на длинах волн до 10 мкм. В качестве источника мы использовали газовый CO_2 лазер, излучение которого сильно аттенюировалось. Для проверки однофотонности отклика мы последовали методике, описанной в [1]: измерили зависимость числа фотоотсчѐтов от среднего числа падающих фотонов. Согласно распределению Пуассона при однофотонном отклике среднее число фотоотсчѐтов должно быть пропорционально числу падающих фотонов. На рис. 2 представлены зависимости отсчѐтов от аттенюации при разных токах смещения детектора при 2 К на длине волны 10 мкм. Отклик

однофотонный, поскольку число отсчѐтов пропорционально числу фотонов.

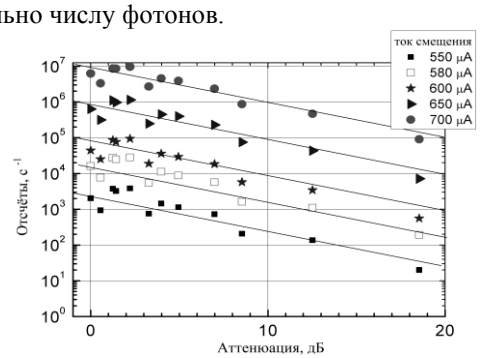


Рис. 2. Зависимость отсчѐтов от ослабления на длине волны 10 мкм.

Для современной квантовой оптики и квантовой коммуникации необходимо на одном чипе иметь все оптические компоненты (источники, детекторы, световоды и т.д.).

Последним развитием SSPD стала разработка детектора на кремниевом волноводе [4]. Мы показали, что SSPD обладает квантовой эффективностью до 94 % на телекоммуникационных длинах волн, высокой скоростью детектирования и малым джиттером 18 пс.

Детектор и интегрированные оптические компоненты реализованы на коммерческой кремниевой подложке с оксидированным подслоем толщиной 3 мкм и верхним слоем кремния 220 нм. Верхний слой Si путем окисления и травления уменьшили до 110 нм, поверх нанесли пленку NbN толщиной 3.5 нм. Методами электронной литографии и травления сформировали NbN меандр из двух полосок с шириной 100 нм и расстоянием между ними 120 нм и оптическую схему в верхнем слое Si.

Излучение от внешнего импульсного источника фокусировалось на входной порт чипа, шло по волноводу с малыми потерями и делилось в двух направлениях: один путь вѐл к детектору, другой - на калибровочный порт. После прохождения через детектор, весь проходящий свет собирался в дополнительный выходной порт. Таким образом, мы имели возможность измерить потери на входе в волновод, поглощение в NbN полоске и квантовую эффективность детектора.

На основе традиционных SSPD в форме меандра нами были реализованы приемники ИК-излучения, оптимизированные для телекоммуникационных и квантово-криптографических применений с использованием оптоволоконной техники.

Основной задачей при создании приемников являлась реализация эффективного оптического согласования используемого стандартного одномодового волокна (диаметр светонесущей жилы ~ 9 мкм) с приемной площадкой SSPD размером 10 x 10 мкм^2. Приемники имеют один или два идентичных канала (в случае проведения корреляционных измерений) и выполнены в виде вставки в гелиевый транспортный сосуд Дьюара или на основе машины замкнутого цикла.

Рабочая температура (~1.8 К) приемной системы, выполненной в виде вставки, достигалась путем откачки паров гелия из теплоизолированного от гелиевой ванны объема внутри вставки, соединенного капилляром с гелиевым объемом. Первоначальное достижение рабочей температуры происходит в течение ~1.5 часов; повторное охлаждение детекторов, благодаря разработанной системе регуляции давления, требует не более 15 минут.

Для различных длин волн нами были использованы оптические волокна следующих типов: HP780 в диапазоне длин волн от видимого до 1.55 мкм; SMF 28e – от 0.9 до 1.75 мкм, а так же фторцирконатное волокно ZBLAN, позволяющее работать на длинах волн более 1700 нм. На рис. 3 представлена эффективность детектирования приемной системы с различными оптическими волокнами. Лучшие достигнутые результаты QE до 28% на длине волны 0.75 мкм, 20% на 1.55 мкм и 11% на 1.8 мкм с волокном ZBLAN на уровне 10 темновых отсчѐтов в секунду при температуре 2 К.

Созданный однофотонный приемник является широкополосным [5]: работает в диапазоне от видимого свет до ближнего ИК и имеет высокое значение квантовой эффективности во всем рабочем диапазоне частот оптического волокна, фактически до длины волны 2 мкм.

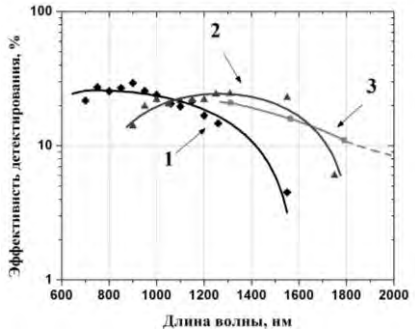


Рис. 3. Эффективность детектирования приемника с различными волокнами: HP 780 (1), SMF 28e XB (2), ZBLAN (3).

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы нашли применение в квантовой криптографии и оптоволоконных системах связи [6, 7, 8], а также для бесконтактного тестирования больших интегральных микросхем [9].

Работа была выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007 – 2012 годы», НШ- 4760.2012.2.

1. Gol'tsman G., et al. / Appl. Phys. Lett. 2001. V.79 P. 705.
2. Gol’tsman G. N., et al. / IEEE Trans. on Appl. Supercond. 2003. V. 13, P. 192.
3. Korneev A., et al. / Appl. Phys Lett. 2004. V. 84 (26). P. 5338.
4. Pernice W. H. P., et al. /, arXiv:1108.5299. 2011.
5. Elvira D., et al. / Appl. Phys. Lett. 2010. V.97, 131907.
6. Stevens M., et al. / Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89, 131109.
7. Takesue H., et al. / Nature photonics 2007. V.1, P. 343-348.
8. Stucki D., et al. / New J. of Physics 2009, V. 11, 075003.
9. Somani S., et al. / J. Vac. Sci. Technol. B 2001. V. 19, P. 1071-1023.

Теория когерентного транспорта в структурах с различными типами симметрий параметра порядка

И.А. Девятов, А.В. Бурмистрова

[1] Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

igor-devyatov@yandex.ru

Создание последовательной теории когерентного транспорта в гетероструктурах с различными типами сверхпроводникового спаривания стало особо актуальным после открытия высокотемпературной сверхпроводимости в железосодержащих пниктидах [1]. В этих многозонных полуметаллах не ясен вид симметрии параметра порядка и рассматриваются различные модели симметрии параметра порядка, такие как $s_{\pm}$ модель [2] и модель межорбитального спаривания [3]. Ответ о виде симметрии параметра порядка может дать только экспериментальное и теоретическое исследование когерентных процессов, несущих информацию о фазе параметра порядка. Такими процессами являются процессы андреевского отражения на границе пниктида с нормальным металлом и процесс джозефсоновского туннелирования через слабую связь с другим сверхпроводником. Теоретическое исследование процессов андреевского отражения и джозефсоновского туннелирования в гетероструктурах с пниктидами усложняется не только тем обстоятельством, что эти полуметаллы являются многозонными с неизбежным рассеянием между зонами на границе, но и тем, что их спектр в нормальным состоянии является существенно анизотропным и не аппроксимируется квадратичными по квазиимпульсу зависимостями в существенных областях энергий. До настоящего времени межзонное рассеяние на границе рассматривалось преимущественно феноменологически [4,5], а процедура сшивки волновых функций на границе с учетом неквадратичности и анизотропии спектра в нормальном состоянии была разработана только для некоторых частных случаев [6,7]. В данной работе, основываясь на результатах работы [8], разработан общий метод расчета как нормального, так и джозефсоновского тока в гетероструктурах со многозонными сверхпроводниками с различными типами симметрий параметра порядка и неквадратичным, анизотропным спектром. На основе разработанного подхода рассчитаны проводимости контактов таких сверхпроводников с нормальным металлом. Рассчитаны фазовые и температурные зависимости тока Джозефсона для гетероструктур с многозонными сверхпроводниками с различными типами симметрий параметра порядка.

В данной работе было теоретически продемонстрировано, что зависимости проводимости от напряжения N-S_p (нормальный металл - сверхпроводящий пниктид) контактов имеют две особенности, вызванные особенностью в плотности состояний на большей сверхпроводящей щели пниктида и объединенной особенностью от меньшей щели и подщелевой особенности в случае, когда пниктид описывается $s_{\pm}$ моделью спаривания [2].

С другой стороны, проводимость N-S_p контактов имеют как две щелевые особенности, так и особенность при нулевом напряжении (ZBA) в случае, когда пниктид описывается моделью межорбитального спаривания [3].

Существующие экспериментальные данные по измерению проводимости N-S_p контактов достаточно противоречивы, они показывают как наличие [9], так и отсутствие [10] ZBA и поэтому не могут дать ответ о виде симметрии в сверхпроводящих пниктидах.

Проведенный в данной работе расчет ток - фазовых зависимостей джозефсоновского тока S-c-S_p (изотропный сверхпроводник БКШ типа - сверхпроводящий пниктид) переходов показал, что эти зависимости являются близкими к синусоидальным и джозефсоновский контакт является ``0'' - контактом в случае, когда пниктид описывается $s_{\pm}$ моделью спаривания [2] (рис.1).

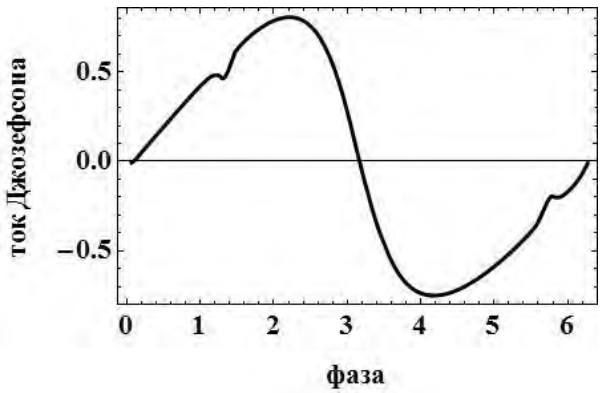


Рис. 1. Фазовая зависимость тока Джозефсона S-c-S_p перехода в случае, когда пниктид описывается $s_{\pm}$ моделью спаривания.

С другой стороны, рассчитанная нами ток - фазовая зависимость S-c-S_p перехода оказалась весьма необычной в случае, когда пниктид описывается межорбитальной моделью сверхпроводящего спаривания [3], и такой переход является φ контактом с не нулевой фазой, соответствующей точке равновесия (рис.2). Возможным объяснением результатов расчета является совпадение симметрий параметров порядка изотропного сверхпроводника S и пниктида S_p в случае, когда пниктид описывается $s_{\pm}$ моделью спаривания [2] (A_{1g} симметрия в обоих случаях [3]) и несовпадение симметрий параметров порядка сверхпроводников S-c-S_p перехода в случае, когда пниктид описывается моделью межорбитального спаривания [3] (A_{1g} симметрия для изо-

тропного сверхпроводника S и B_{2g} симметрия для модели межорбитального спаривания [3]). Данные результаты согласуются с общей идеологией возможности появления φ – контактов в структурах с нарушением симметрии по отношению к обращению времени [11,12].

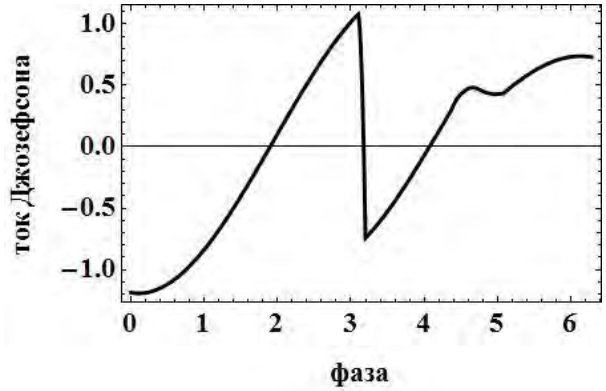


Рис. 2. Фазовая зависимость тока Джозефсона S-c-S_p перехода в случае, когда пниктид описывается межорбитальной моделью спаривания.

Таким образом, ответ о виде симметрии параметра порядка в пниктидах может дать измерение ток – фазовой зависимости S-c-S_p перехода с монокристаллическим пниктидом.

Авторы благодарны А.С. Мельникову, M.A.N. Araùjo, М.Ю. Куприянову и А.А. Голубову за полезное обсуждение проблемы. Авторы благодарны С.В. Бакурскому за помощь в численных расчетах температурной зависимости параметра порядка пниктидов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-12084-офи-м-2011.

1. Kamihara Y., Watanabe T., Hirano M., and Hosono H., Journal of the American Chemical Society **130**, 3296 (2008).

2. Mazin I.I., Singh D.E., Johannes M.D., and Du M.H., Phys. Rev. Lett.. **101**, 057003 (2008).

3. Moreo. A., Daghofer M., Riera J.A., and Dagotto E., Phys.Rev. B **79**, 134502 (2009).

4. Sperstad I.B., Linder J., and Sudbø, A., Phys.Rev. B **80**, 144507 (2009).

5. Devyatov I.A., Romashka M.Yu., and Burmistrova A.V., JETP Letters **91**, 297 (2010).

6. Sham L.J. and Nakayama. M., Phys.Rev. B **20**, 734 (1979).

7. Akhmerov A.R., and Beenakker C.W.J., Phys. Rev. Lett.. **98**, 157003 (2007).

8. Araùjo M.A.N., and Sacramento P.D., Phys.Rev. B **79**, 174529 (2009).

9. Pudalov V.M., Shanigina T,E., Ponomarev Ya.G., Kuz'michev S.A., Omel'yanovskii O.E., Sadakov A.V., Usol'tsev A.S., Gizatulin D.R., Pervakov K.S., El'tsev Yu.F., Khlibov E.P., Nanophysics and Nanoelectronics, Proceedings of the XV International Symposium, March 14-18 2011 г. Nignii Novgorod, pp. 226-227.

10. Chen D.E., Tesanovich H.Z., Liu R.H, Chen X.H., Chien C.L., Nature **453,** (2008).

11. Geshkenbein V.B. and Larkin A.I., JETP Letters **43**, 396 (1986).

12. Yip S., Phys.Rev. B **52**, 3087 (1995).

Теоретический анализ конкретной экспериментальной реализации детектора терагерцового излучения на джозефсоновской гетероструктуре

И.А. Девятов [1], М.А. Тарасов [2], С.В. Бакурский [1], А.В. Семенов [3]

[1] Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва
[3] Московский государственный педагогический университет, Москва

igor-devyatov@yandex.ru

Современные наблюдательные задачи радиоастрономии предъявляют исключительно жѐсткие требования к уровню шумов детекторов терагерцового диапазона [1]. Одним из наиболее перспективных способов удовлетворить этим требованиям является использование индуктивного отклика сверхпроводниковой полоски или структуры с туннельными контактами, охлаждѐнной до температуры, много меньшей величины сверхпроводниковой щели. Этим достигается как уход от шумов Найквиста, так и сильное подавление генерационно-рекомбинационных шумов [2]. Недавно была предложена идея [3] использовать в качестве детектора терагерцового излучения джозефсоновскую S-I-N-I-S (сверхпроводник – изолятор - нормальный металл – изолятор – сверхпроводник) гетероструктуру, откликом которой на поглощение терагерцового сигнала в абсорбере из нормального (N) металла является изменение критического тока Джозефсона гетероструктуры. Полезным свойством предложенного детектора является слабая зависимость его отклика на принимаемый терагерцовый сигнал от частоты сигнала, в отличие от других сверхпроводниковых детекторов [4].

Конфигурация детектора на джозефсоновской гетероструктуре, предложенная в исходной работе [3], оказалась довольно трудно реализуемой технологически. Недавно была предложена альтернативная конфигурация [5], в которой подведение излучения и съѐм сигнала осуществляются по простой двухточечной схеме, см. рис.1.

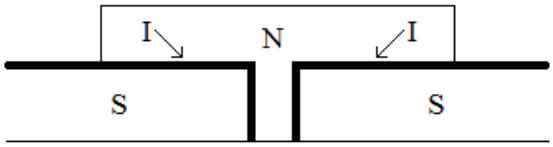


Рис. 1. Схема SINIS детектора на джозефсоновской индуктивности. S – толстые сверхпроводниковые контакты (Al), I – слои изолятора (Al_2O_3), N – абсорбер из нормального металла (Pd, толщина 30 нм). Расстояние между электродами – 200 нм, ширина абсорбера – 50 нм.

Геометрические размеры структуры подбирались таким образом, чтобы, с одной стороны, при известных параметрах оптимальных с точки зрения технологии материалов обеспечить большой отклик сверхтока на поглощѐнную мощность, а с другой – сохранить приемлемое согласование с приѐмной антенной. Отклик сверхтока на изменение функции распределения абсорбера даѐтся стандартным выражением [6]

$$I_s(\varphi)=\frac{1}{2eR_N}\int d\varepsilon\left(1-2f(\varepsilon)\right)\mathrm{Im}\,I_s(\varepsilon,\varphi). \qquad (1)$$

Как было продемонстрировано в [3], расчѐт функции распределения достаточно выполнить аналитически в рамках двухтемпературной модели. Поэтому для вычисления отклика детектора в данной конфигурации в предельном режиме I_s=I_c, соответствующем максимальной величине отклика, достаточно численно рассчитать температурную зависимость критического тока SINIS структуры, соответствующую геометрии рис.1.

Расчѐт сводится к численному решению уравнений Узаделя с соответствующими граничными условиями. Длина абсорбера была выбрана равной длине когерентности в его материале при температуре, равной критической температуре сверхпроводящих контактов. Это позволяет совместить достаточно большие абсолютные значения критического тока с выраженной зависимость критического тока от температуры вдали от температуры сверхпроводящего перехода. Таким образом, достигается оптимизация детектора по чувствительности к поглощѐнной мощности. На рис. 2 приведѐн результат численного расчѐта зависимости критического тока структуры от электронной температуры нормального абсорбера.

При расчѐте предполагалось, что температура сверхпроводящих контактов остаѐтся неизменной и много меньшей T_c, с чем связано отличие от нуля критического тока при T=T_c. При удельном сопротивлении, соответствующем тонким плѐнкам Pd, и доступной для современной электронной литографии ширине w=50 нм, критический ток при низкой температуре оказывается равным ≈4 мкА.

С использованием данных численного расчѐта зависимости критического тока от температуры и уравнений теплового баланса работы [3] была вычислена ампер-ваттная чувствительность детектора

$$\frac{\partial I_c}{\partial P}=\frac{\partial I_c}{\partial T}\frac{\partial T}{\partial P}. \qquad (2)$$

Еѐ значение при температуре 0.1 K составило $3\cdot10^{10}$ А/Вт, что близко к чувствительности SINIS детектора, рассмотренного в [3], несмотря на существенно отличающуюся геометрию джозефсоновской гетероструктуры.

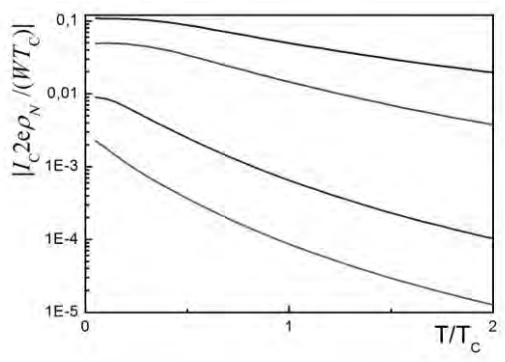


Рис. 2. Зависимость критического тока SINIS структуры от электронной температуры T абсорбера. Геометрия соответствует рис. 1. Температура нормирована на критическую температуру сверхпроводящих контактов Tc; ток нормирован на $WTc/2e\rho_N$, где ρ_N – удельное сопротивление материала абсорбера, W – ширина абсорбера. Кривые соответствуют разным значениям прозрачности границы γ_B (сверху вниз: γ_B=1; 10;100; 300).

Эквивалентная мощность шума детектора определяется термическими флуктуациями числа квазичастиц в абсорбере и может быть оценена по формуле [6]

$$NEP_{TFN} = \frac{1}{K}\sqrt{5\Sigma V\left(T_e^6 + T_0^6\right)}\cdot \qquad (3)$$

Оценка при соответствующем геометрии структуры объѐме абсорбера V, константе связи электронной и фононной подсистем $\Sigma=2\cdot10^8$ Вт·К$^{-5}$·м$^{-3}$ и коэффициенте согласования абсорбера с излучением $K\approx0.05$ (достаточно низкий коэффициент согласования связан с малостью активного сопротивления гетероструктуры на частотах принимаемого сигнала, R_N=5 Ом) даѐт $NEP_{TFN}\approx6\cdot10^{-20}$ Вт·Гц$^{-1/2}$. Поскольку, благодаря большой абсолютной величине отклика детектора, вклад шумов схемы считывания и обработки сигнала оказывается пренебрежимо малым, данное значение будет определять и чувствительность приѐмника в целом.

Таким образом, нами показано, что и в удобной для экспериментальной реализации конфигурации детектора [5] его шумовой параметр NEP может быть меньше важного для радиоастрономических приложений значения 10^{-19} Вт/Гц$^{0.5}$ при приеме именно терагерцового сигнала.

1. Bradford C. M. and Nakagawa T., New Astron. Rev. **50**, 221 (2006).

2. Sergeev A. V., Mitin V. V., Karasik B. S., Appl. Phys. Lett. **80**, 817 (2002).

3. Девятов И. А, Куприянов М. Ю., Письма в ЖЭТФ **89**, 539 (2009).

4. Devyatov I.A., Krutitskii P. A., Kupriyanov M.Yu., JETP Letters, **84**, 57 (2006).

5. Тарасов М.А., частное сообщение.

6. Giazotto F., Heikkila T., Luukanen A., Savin A.M. and Pekola J.P., Rev. Mod. Phys. **78**, 217 (2006).

Структура на основе кубита Мооя

И.Н. Жиляев

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,
Черноголовка, Московская область

zhilyaev@iptm.ru

Одним из самых перспективных направлений для исследований возможностей создания кубита для квантового компьютера в настоящее время, по-видимому, являются кубиты на основе сверхпроводников. Соответствующие структуры можно приготовить методом электронной или оптической литографии пленок сверхпроводников, что дает возможность гибко менять геометрию в зависимости от постановки задачи. К настоящему времени удалось изготовить и начать измерение когерентных состояний зарядового кубита, кубита Мооя, ВЧ-сквида, кубита на основе джозефсоновского перехода и других. Каждая из этих структур имеет свои достоинства и недостатки, но явно лидирующей структуры нет, и поэтому идут поиски новых перспективных структур.

Нами начаты исследования сверхпроводящей двухкольцовой структуры на основе алюминия, кольца которой связаны четырьмя слабыми связями [1]. При измерении магнетосопротивления такой структуры в области температуры сверхпроводящего перехода мы обнаружили скачкообразные осцилляции. Возможной причиной наблюдающихся скачков могут быть макроскопические квантовые токовые состояния, подобные тем, что предложены для сверхпроводящих колец, включающих несколько джозефсоновских переходов (т. н. кубит Мооя) [2]. Представляет интерес выяснить природу этих скачков и возможность построения кубита на основе предполагаемых токовых состояний.

В связи с этим, во первых, представляет интерес провести измерения в таких структурах возможно при более низких температурах когда влияние тепловых флуктуаций на состояния минимально. Второе направление измерений связано с тем, что выявленные при измерениях магнетосопротивления скачки, как и в [2], происходят при полях, близких полям, соответствующим половине кванта плюс целое число квантов магнитного потока через кольцо. Ввиду того, что наши измерения проводятся при наличии тока через структуру, такое поведение может быть связано с тем, что структура является сквидом. Чтобы проверить это, можно провести измерения на контрольных структурах в условиях, когда измерительный ток может протекать только по одному из колец, минуя второе, связанное с ним туннельными переходами.

Структуры на основе алюминиевых пленок изготавливались методом электронной литографии. При этом использовался метод подвешенного моста из электронного резиста с последовательным напылением двух слоев под разными углами и окислением алюминия между двумя напылениями для создания джозефсоновского барьера. Мы изготовили контрольные структуры и провели измерения магнетосопротивления, как исходных структур, так и контрольных при температуре T = 0.32 K существенно более низкой температуре по сравнению с температурой сверхпроводящего перехода алюминия T = 1.2 K. Оказалось, что и в условиях, когда измерительный ток мог протекать только через одно кольцо, также наблюдаются те же характерные скачкообразные осцилляции с той же амплитудой, что и для исходных структур. Измерения амплитуды скачков в зависимости от температуры в диапазоне 0.32 K ÷ 1.2 K показали, что она существенно растет с понижением температуры. Таким образом, проведенные эксперименты указывают на то, что, во первых, температура, по-видимому, замывает токовые состояния в структуре, а во-вторых наблюдаемые скачки не связаны с измерительным током и, следовательно наша структура не является обычным сквидом.

Измерения также выявили следующую закономерность: скачки наблюдаются тогда, когда хотя бы один джозефсоновский переход, включенный последовательно с кольцевой структурой, находится в условиях протекания по нему тока выше критического. Это означает, что последовательные переходы играют определяющую роль при регистрации скачков. В структуре джозефсоновский переход – пленка нами было показано [3], что субмикронный джозефсоновский переход может быть использован как датчик токовых состояний мезоскопической сверхпроводящей структуры. Нужно заметить, что изучаемая структура представляет собой два кольца, связанных четырьмя слабыми связями. Тогда естественно про-

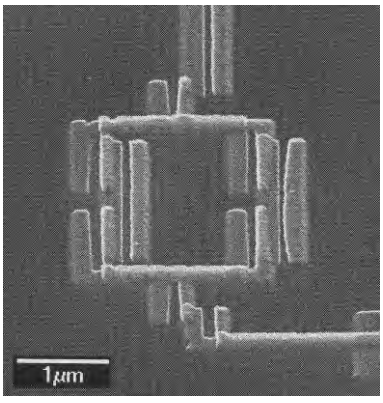


Рис. 1. Электронномикроскопическая фотография одной из измерявшихся структур

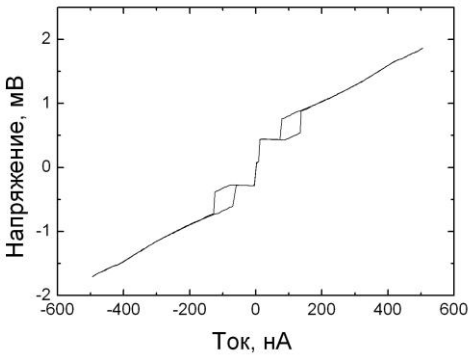


Рис. 2. Вольтамперная характеристика структуры соответствующей рисунку 1

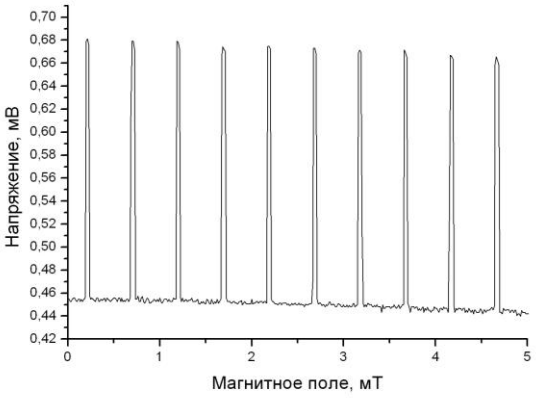


Рис. 3. Зависимость напряжения на структуре от приложенного перпендикулярного магнитного поля

верить, не связаны ли осцилляции с наличием четырех джозефсоновских переходов в кольце, используя включенные последовательно джозефсоновские переходы как датчики [3]. Известно также, что структура кубита может содержать не три [2], а четыре джозефсоновских перехода в кольце [4]. Исходя из этого была приготовлена соответствующая структура с четырьмя джозефсоновскими переходами в кольце и двумя джозефсоновскими переходами, как датчиками [3], существенно меньшей площади, включенными последовательно с кольцом. На рисунке 1 приведена типичная электронномикроскопическая фотография одной из измерявшихся структур джозефсоновских переходов. Площади джозефсоновских переходов кольца была выбраны близкими к использовавшимся в работе [5] площадям переходов в кубите Мооя и составляли около 200нм×800нм. Площади последовательно соединенных джозефсоновских переходов (датчиков) были существенно меньше: около 100нм×100нм. При измерениях магнетосопротивления при пропускании тока это позволяло разделить вклады от последовательно соединенных джозефсоновских переходов и кольцевой структуры. Измерения магнетосопротивления структур проводились при температуре 0.32K. На рисунке 2 приведены результаты измерения вольтамперной характеристики.

Видно, что при увеличении тока сначала появляется напряжение, связанное с последовательными переходами, а затем с кольцевой структурой. Наблюдается гистерезис. На рисунке 3 для той же структуры приведена измеренная зависимость напряжения на структуре от приложенного перпендикулярного магнитного поля при токе 20 нА, меньшем того значения, при котором на вольтамперной характеристике появляется напряжение на кольцевой структуре.

Видно, что наблюдается скачкообразная осциллирующая зависимость с периодом соответствующим магнитному потоку через площадь структуры. Скачки имеют на порядок большую амплитуду, чем наблюдавшиеся нами ранее скачки в двухкольцовой структуре. Судя по величине амплитуды скачков, они соответствуют величине скачков на вольтамперной зависимости, связанной с кольцевой структурой, и являются, скорее всего, характеристикой четырехконтактного сквида. Таким образом, данные скачки и наблюдавшимся нами ранее скачки в двухкольцовой структуре, по-видимому, имеют разные причины. Исходя из расстояния между точками развертки магнитного поля, была оценена крутизна скачков, которая оказалась не менее 2 мВ/Э. Представляет интерес дальнейшего более подробного исследования крутизны скачков в такой структуре, поскольку она может быть использована как датчик магнитного поля.

Работа была поддержана Программой РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

1. Zhilyaev, I.N. States in the structure of weakly connected superconducting rings / I.N. Zhilyaev, S.G. Boronin, A.V. Nikulov, K. Fossheim // Квантовый компьютер и квантовые вычисления. 2001. Т. 2, вып. 1. С. 49-53.

2. Mooij, J.E. Josephson Persistent-Current Qubit / J.E. Mooij, T.P. Orlando, L. Levitov, Lin Tian, Caspar H. van der Wal, Seth Lloyd // Science. 1999. V. 285, P. 1036-1039.

3. Жиляев, И.Н. Субмикронный джозефсоновский переход как датчик токовых состояний мезоскопической сверхпроводящей структуры / И.Н. Жиляев // Микроэлектроника. 2007. Т. 36, № 3. С. 173-178.

4. Фейгельман, М.В. Квантовый бит на основе джозефсоновского контакта обычного и высокотемпературного сверхпроводников (теория) / М.В. Фейгельман // УФН. 1999. Т. 169, вып. 8. С. 917-920.

5. Grajcar, M. Low-frequency measurement of the tunneling amplitude in a flux qubit / M. Grajcar, A .Izmalkov, E. Il'ichev, Th. Wagner, N. Oukhanski, U. Hubner, T. May, I. Zhilyaev, H.E. Hoenig, Ya.S. Greenberg, V.I. Schnyrkov, D. Born, W. Krech, H.-G. Meyer, Alec Maassen van den Brink, and M.H.S. Amin // Phys. Rev. B. 2004. V. 69, 060501(R).

Ступенчатая зависимость магнетосопротивления джозефсоновской структуры

И.Н. Жиляев

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,
Черноголовка, Московская область

zhilyaev@iptm.ru

Ранее нами [1] в структуре джозефсоновский переход-пленка при температуре T = 0.32K были экспериментально наблюдены пилообразные осцилляции магнетосопротивления и показано, что субмикронный джозефсоновский переход при малых токах через него может быть использован как датчик токовых состояний мезоскопической сверхпроводящей структуры помещенной в магнитное поле. Проведенные нами измерения подобной структуры при больших токах через джозефсоновский переход, когда доля резистивного тока значительна, выявили новую ступенчатую зависимость магнетосопротивления от магнитного поля при малых магнитных полях, при которых пилообразные осцилляции [1] не наблюдались. В данной работе приведены экспериментальные данные и обсуждается возможный механизм, который может привести к подобной зависимости.

Структуры на основе алюминиевых пленок изготавливались методом электронной литографии. При этом использовался метод подвешенного моста [2] из электронного резиста с последовательным напылением двух слоев той же толщины, что и в [1] под разными углами и окислением алюминия между двумя напылениями для создания джозефсоновского барьера. На рисунке 1 приведена типичная электронномикроскопическая фотография одной из измерявшихся структур джозефсоновских переходов.

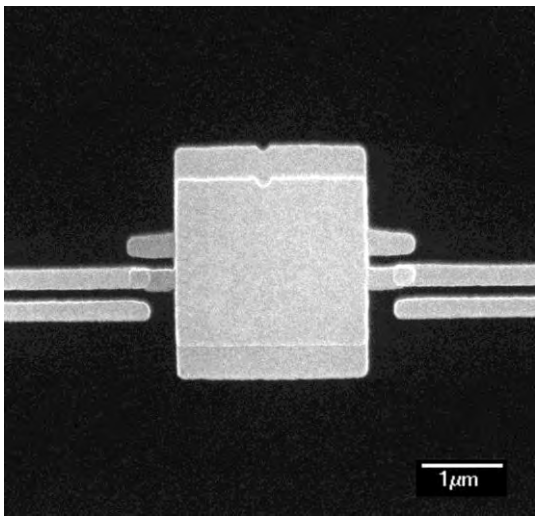


Рис. 1. Электронномикроскопическая фотография одной из измерявшихся структур

На рисунке 2 для той же структуры приведена вольтамперная характеристика, измеренная без приложения магнитного поля.

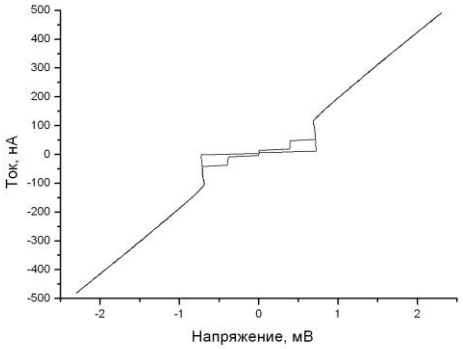


Рис. 2. Вольтамперная характеристика структуры соответствующей рисунку 1, измеренная при T = 0.32K

На рисунке 3 приведена измеренная зависимость напряжения на структуре от приложенного перпендикулярного магнитного поля при небольшом измерительном токе.

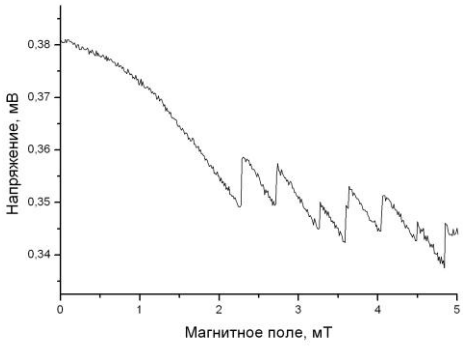


Рис. 3. Зависимость напряжения от магнитного поля на структуре соответствующей рисункам 1 и 2 при токе через структуру 6 нА

Такая зависимость объясняется [1] тем, что при увеличении магнитного поля сверхпроводящая щель, характеризующая джозефсоновский переход, падает. При этом на спадающей зависимости наблюдаются скачки сопротивления. Их механизм связан с тем, что при увеличении магнитного поля экранирующие токи в пленке, находящейся возле джозефсоновского перехода изменяются

скачкообразно с периодом соответствующим кванту магнитного потока через площадь пленки. При малых магнитных полях скачков не наблюдается по двум причинам. Во первых, потому, что сверхпроводящая щель перехода при полях близких к нулю почти не меняется. Во-вторых, проникновение токового вихря в пленку при малых магнитных полях затруднено ввиду наличия краевого барьера в пленке.

На рисунке 4 приведена измеренная зависимость напряжения на структуре от приложенного перпендикулярного магнитного поля при большем токе через структуру.

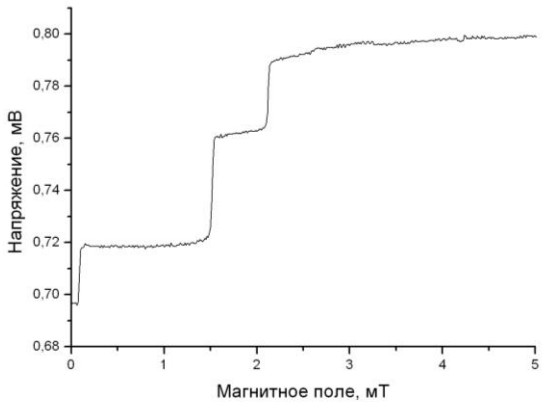


Рис. 4. Зависимость напряжения от магнитного поля на структуре соответствующей рисункам 1 и 2 при сравнительно большом токе 90 нА через структуру

Во-первых, видно, что при увеличении магнитного поля наблюдается общий рост сопротивления структуры при малых магнитных полях. Этот рост можно объяснить постепенным переходом к состоянию с большей долей резистивного тока. Вследствие этого в структуре, по-видимому, создается ситуация для возникновения сопротивления на границе нормальный проводник–сверхпроводник, связанная с разбалансом электронной и дырочной ветвей. Можно предположить, что роль нормальной части выполняет джосефсоновский переход, а роль сверхпроводника выполняет дорожка от перехода до пленки. В алюминиевых пленочных структурах такого масштаба подобный механизм экспериментально изучался в [3]. Из рисунка также видно, что на фоне возрастания сопротивления на зависимости наблюдаются ступенчатые скачки напряжения. При дальнейшем увеличении тока через структуру величина ступенек падала. Видно, что характерное расстояние между скачками сопоставимо с характерным расстоянием между скачками на рисунке 3. Это указывает на то, что ступенчатые скачки также связаны со скачкообразным изменением магнитного потока через площадь пленки. Но ясно, что объяснить эти скачки тем же механизмом влияния на сверхпроводящую щель джозефсоновского перехода скачкообразным изменением магнитного поля [1] экранирующих токов в пленке невозможно. Для объяснения предлагается другой механизм наблюдающихся скачков, связанный с наличием сопротивления на границе нормальный проводник-сверхпроводник при наличии разбаланса электронной и дырочной ветвей. Согласно этому механизму сопротивление зависит от величины щели сверхпроводника, а не джозефсоновского перехода, как в случае малых токов через структуру (рис.1). При этом с увеличением щели сопротивление увеличивается. В нашем случае роль сверхпроводника играет дорожка от перехода к пленке. При скачкообразном входе вихрей в пленку магнитное поле, создаваемое экранирующими токами в области дорожки падает, вследствие чего сверхпроводящая щель, характеризующая дорожку, растет. Тогда соответствующее сопротивление скачкообразно возрастает. Оценим сопротивление, соответствующее механизму разбаланса электронной и дырочной ветвей в нашем случае. Сопротивление, соответствующее разбалансу, $R_Q \cong 2R_{sq}\lambda_Q/w$ [3], где R_{sq} – сопротивление на квадрат пленки, w – ширина дорожки, λ_Q – длина, соответствующая механизму разбаланса ветвей. В нашем случае $w \cong 100$ нм, а роль λ_Q выполняет длина дорожки от перехода до пленки, которая также составляет величину порядка 100 нм. Приняв, как и в [3] $R_{sq} \cong 0.4$ Ом, найдем $R_Q \cong 1$ Ом. Тогда для скачка напряжения при токе, соответствующем рисунку 4 найдем величину порядка 0.1 мВ, что согласуется с наблюдаемой величиной.

Работа была поддержана Программой РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

1. Жиляев, И.Н. Субмикронный джозефсоновский переход как датчик токовых состояний мезоскопической сверхпроводящей структуры / И.Н. Жиляев // Микроэлектроника. 2007. Т. 36, № 3. С. 173-178.

2. Dolan, G.Y. Offset masks for lift-off photoprocessing / G.Y. Dolan // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31, № 5. P. 337-339.

3. Zhilyaev, I. N. Resistive quantum oscillations in superconducting aluminum microstructures / I N. Zhilyaev, I.A. Sosnin, P. Tuset,K. Fossheim // Phys. Rev. B. 1996. V. 54, N. 14. P. R9658-9661.

Дальнодействующие триплетные корреляции в сверхпроводящей структуре спинового вентиля S/F1/N/F2/AFM

В.И. Здравков [1,2]

[1] Институт физики при Университете Аугсбурга, Аугсбург, Германия
[2] Институт Электронной Инженерии и Нанотехнологий им. Д. Гицу, Кишинев, Республика Молдова

vladimir.zdravkov@physik.uni-augsburg.de

Генерация дальнодействующей триплетной компоненты сверхпроводящего спаривания (ДТК) в пленочных структурах ферромагнетик-сверхпроводник (F-S) наноразмерной толщины была предсказана теоретически в недавних работах [1-3]. Неколинеарное направление магнитных моментов ферромагнитных слоев является поддерживающей средой для ДТК в таких структурах.

Экспериментально наличие нетривиальных триплетных корреляций проявляется в многократном уменьшении подавления критического тока с расстоянием при прослойке с ДТК между сверхпроводящими электродами [4,5]. Другое свидетельство ДТК предполагает наличие минимума сверхпроводящей критической температуры при неколинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев в гибридных F-S структурах типа спинового вентиля S/F1/F2 на основе эффекта близости [6].

В этом докладе представлены экспериментальные данные, впервые обнаруженного влияния ДТК на критическую температуру сверхпроводящего перехода T_c.

Для формирования неколинеарной конфигурации намагниченностей использовался эффект сдвига петли гистерезиса за счет обменного взаимодействия слоя ферромагнетика Co с антиферромагнетиком CoO_x («exchange bias») и перпендикулярная магнитная анизотропия другого ферромагитного слоя – $Cu_{41}Ni_{59}$. Для магнитной развязки ферромагнитных слоев между ними была напылена прослойка несверхпроводящего Nb толщиной около 7 nm, что существенно ниже критической, т.е. минимальной толщины для сохранения сверхпроводимости [7].

Слой Nb толщиной около 14 nm, сформированный непосредственно на подложке Si, обеспечил T_c структуры ~3.58 K (по критерию 80% от сопротивления в нормальном состоянии) и ширину перехода около 50 mK. Схема всех слоев образца приведена на рис. 1.

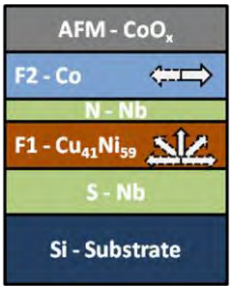


Рис. 1. Схема и состав слоев S/F1/N/F2/AFM образца. Стрелки показывают возможные направления магнитных моментов слоев

Формирование всех слоев призводилось методом магнетронного напыления, используя технологии, применявшиеся в [7]. Оксид кобальта был получен добавлением кислорода в плазму аргона во время напыления. Для контроля толщины, состава и магнитных свойств использовались пилотные образцы, полученные расположением подложки вблизи рабочего образца, и подробно описанные в [7] методы.

Зависимость намагниченности образца от приложенного параллельно плоскости пленки внешнего магнитного поля – гистерезис, измерялась сверхпроводящим квантовым интерферометром MPMS-5 после охлаждения в присутствии поля, начиная с $T > T_{Neel}$(CoO). Было подтверждено наличие неколинеарной ориентации магнитных моментов слоев Co и CuNi и определены коэрцитивные поля.

Измерения сопротивления структуры в режиме свободного течения вихрей при температурах близких к T_c проводились при постоянной температуре, удерживаемой с точностью ~0.1 mK.

Максимумы в сопротивлении соответствуют минимумам T_c, а развертка поля соответствует вращению магнитного момента CuNi согласно модели Стонера-Вольфарта. „Exchange bias" при этом фиксирует намагниченность слоя Co в дипазоне полей, где наблюдаются минимумы T_c. Характерная полевая зависимость, снятая при $T = 3.562$ K и транспортном токе 10 μA, приведена на рис. 2.

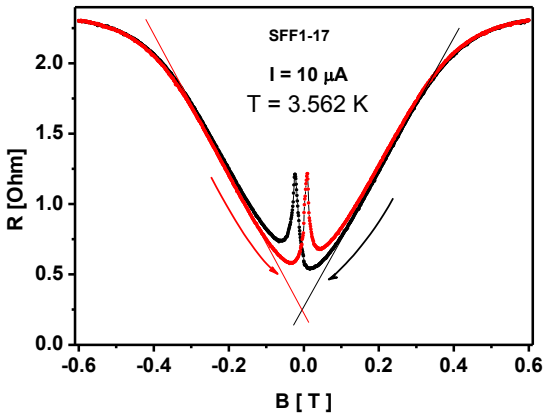


Рис. 2. Зависимость сопротивления образца от приложенного внешнего поля параллельного плоскости образца и току. Максимумы соответствуют неколинеарному направлению магнитных моментов слоев, наибольшему при коэрцитивных полях слоя CuNi, имеющего ось легкого намагничивания перпендикулярно плоскости слоя. Стрелки указывают направление развертки магнитного поля. Прямые линии обозначают линейную зависимость сопротивления, присущую режиму свободного течения вихрей

Чтобы исключить объяснение избыточного сопротивления влиянием доменной структуры на спонтанную вихревую фазу, была снята серия полевых зависимостей сопротивления с шагом 2-3 милликельвина вблизи середины сверхпроводящего перехода, где наблюдается свободное движение вихрей при разных температурах. Отсутстствие согласия с формулой Бардина-Стефена для свободного течения вихрей и видимой зависимости эффекта от величины транспортного тока в диапазоне нескольких порядков величины опровергают объяснения эффекта, не связанные с влиянием ДТК на температуру сверхпроводящего перехода.

Работа выполнена в рамках DFG проекта GZ: HO 955/6-1

1. Bergeret F.S., Volkov A.F., and Efetov K.B. Phys. Rev. Lett. **86**, 4096 (2001).
2. Volkov A.F., Bergeret F.S., and Efetov K.B. Phys. Rev. Lett. **90**, 117006 (2003).
3. Bergeret F.S., Volkov A.F., and Efetov K.B. Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
4. Keizer R.S. et al. Nature (London) **439**, 825 (2006).
5. Khaire T.S. et al. Phys. Rev. Lett. **104**, 137002 (2010).
6. Fominov Ya.V. et al. Pis'ma v ZhETF **91**, 329 (2010) [JETP Lett. **91**, 308 (2010)].
7. Zdravkov V.I. et al. Phys. Rev. B **82**, 054517 (2010).

Влияние формы сверхпроводящей полоски на величину критического тока

А Н. Зотова, Д.Ю. Водолазов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

vodolazov@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время сверхпроводящие полоски используются в качестве основного базового элемента в однофотонных квантовых детекторах. При поглощении такой полоской фотона образуется резистивная область, которая перемыкает сверхпроводник полностью. Как только сопротивление резистивной области сверхпроводника становится сравнимым с сопротивлением шунта, подключенным параллельно к сверхпроводящей полоске, ток через сверхпроводник уменьшается и полоска возвращается в сверхпроводящее состояние. В результате на шунте возникает импульс напряжения, с амплитудой определяемой амплитудой импульса напряжения на сверхпроводящей полоске и длительностью порядка нескольких наносекунд, связанной с кинетической индуктивностью сверхпроводника.

На практике форма сверхпроводящей полоски представляет собой меандр, адаптированный к размерам сечения оптического волокна. Сложная геометрия сверхпроводящих полосок влияет на их сверхпроводящие свойства, например на величину критического тока [1].

В настоящей работе изучалось влияние формы сверхпроводящей полоски на величину критического тока в рамках модели Гинзбурга-Ландау. На Рис. 1 представлена зависимость критического тока от температуры для полоски (ширина полоски $60\xi(0)$) , имеющей 90º поворот.

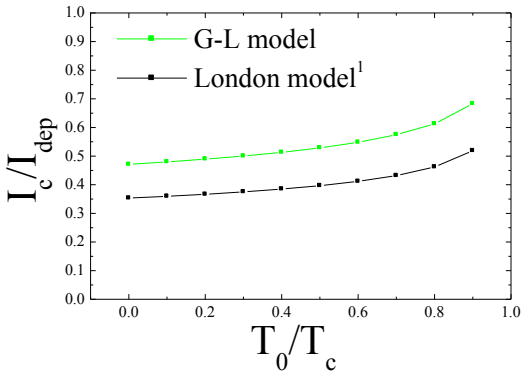


Рис. 1. Зависимость критического тока от температуры для полоски, имеющей поворот на 90º

Из Рис. 1 видно, что наличие поворота в геометрии пленки существенно снижает критический ток по сравнению с критическим током прямой полоски, который совпадает с током распаривания I_{dep}. Это связано с тем, что на внутреннем угле поворота полоски происходит локальное увеличение плотности сверхпроводящего тока. Следовательно, там плотность тока превышает критическое значение раньше, чем в прямой области полоски.

Результат, полученный нами, качественно совпадает с результатом, полученным в работе [1] в рамках модели Лондонов, однако количественно отличается примерно на 30 %.

Кроме того, мы получили зависимость критического тока от фактора заполнения для полоски, имеющей форму меандра (ширина полоски $13\xi(0)$). Фактор заполнения вводился следующим образом: $f = \frac{W}{W+g}$, где W – ширина сверхпроводящей полоски, g – ширина промежутка между полосками, составляющими меандр. Наши расчеты показали, что величина критического тока зависит от фактора заполнения меандра, и, чем плотнее детектирующая область заполнена сверхпроводящей пленкой, тем меньше величина критического тока (см. Рис.2).

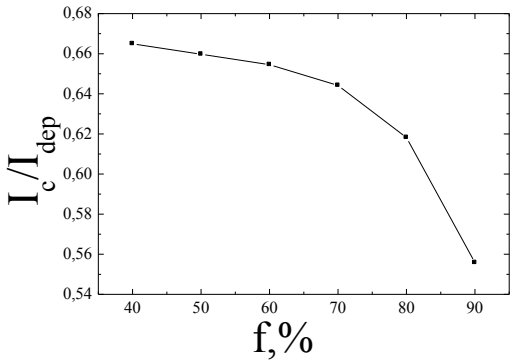


Рис. 2. Зависимость критического тока от фактора заполнения для полоски, имеющей форму меандра

В дальнейшем планируется исследовать зависимость длительности и амплитуды импульса напряжения от места попадания фотона в различные места меандра (вблизи области со сгущением линий тока и вдали от этой области).

1. Clem J.R., Berggren K.K. Geometry-dependent critical currents in superconducting nanocircuits, Phys. Rev. B **84**, 174510 (2011).

Криогенный фазовый детектор

К.В. Калашников, А.В. Худченко, В.П. Кошелец

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

kalashnikov@hitegh.cplire.ru

В ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН разработан уникальный гетеродинный сверхпроводниковый интегральный приемник (СИП) субмм диапазона длин волн [1, 2]. Спектральное разрешение любого гетеродинного приемника определяется в основном формой линии генерации гетеродина. В качестве гетеродина в составе СИП используется длинный джозефсоновский переход (ДДП), форма линии генерации которого близка к лоренцевской кривой, причем ширина линии на полувысоте варьируется в диапазоне от сотен кГц до нескольких десятков МГц [3,4]. Для достижения высокого спектрального разрешения приемника ДДП синхронизируется с внешним высокостабильным синтезатором. Синхронизация ДДП осуществляется с помощью полупроводниковой системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ), находящейся вне криостата при комнатной температуре. Длинные соединительные провода, необходимые для уменьшения теплового потока в криообъем, вносят существенную фазовую задержку в сигнал обратной связи ФАПЧ, что приводит к ограничению полосы синхронизации системы. Конкретная реализация комнатной системы ФАПЧ для СИП обладает шириной полосы регулирования 12 МГц. Данная система может эффективно синхронизировать (более 90% излученной ДДП мощности) лишь достаточно узкие линии излучения (уже 2 МГц).

Дальнейшее развитие идеи СИП требует создания более эффективной, широкополосной и простой системы ФАПЧ. Так, для повышения диапазона рабочих частот СИП необходимо использовать новые типы ДДП с большими щелевыми напряжениями и, соответственно, с большей максимально возможной частотой генерации (более 1 ТГц). Ожидается, что большие поверхностные потери приведут к уширению линии генерации до десятков МГц. Такую линию уже невозможно эффективно синхронизировать комнатной системой ФАПЧ.

Использование СИП в интерферометрии также требует высокого уровня фазовой стабильности ДДП. Так, например, для проекта ALMA (интерферометр в Чили с базой около 15 км) на частоте гетеродина 600 ГГц среднеквадратичный фазовый шум должен быть менее 75 фс [5], что может быть достигнуто лишь при синхронизации более 95 % мощности излучения гетеродина во всем диапазоне рабочих частот. Данная задача также требует более эффективной системы ФАПЧ.

Ранее нами была предпринята попытка расширения полосы синхронизации системы ФАПЧ за счет использования СИС-перехода в качестве фазового детектора [6]. Реализованная таким образом криогенная система ФАПЧ (КриоФАПЧ) показала перспективность этой идеи, удалось расширить полосу синхронизации вплоть до 40 МГц. Тем не менее, КриоФАПЧ не лишена недостатков, таких, как необходимость использования HEMT усилителей в тракте ПЧ, которые имеют существенные размеры (порядка 50 мм) и значительное тепловыделение (5-20 мВт), что не позволяет разместить всю систему ФАПЧ предельно компактно.

В данной работе предлагается развитие идеи КриоФАПЧ путем функционального объединения гармонического смесителя и фазового детектора в одном элементе – криогенном гармоническом фазовом детекторе (КГФД), основанном на туннельном СИС-переходе. Расчет показал [7], что при приложении к СИС-переходу двух гармонических сигналов частот $f_{ВЧ}$ и $f_{синт}$ (причем $f_{ВЧ} - kf_{синт} << f_{синт}$), на переходе возникает сигнал промежуточной частоты вида $I(t)=I_{1,k}\sin(2\pi(f_{ВЧ} - kf_{синт})t+\varphi)$, где φ и $I_{1,k}$ - известные из расчета фаза и амплитуда сигнала соответственно. Таким образом, СИС-переход является криогенным гармоническим фазовым детектором (КГФД). Применение КГФД позволяет разместить все элементы петли ФАПЧ (ДДП, КГФД, фильтр нижних частот и необходимые соединения) на одном микрочипе, поэтому длина петли ФАПЧ может быть уменьшена практически до предела.

Идея использования КГФД для синхронизации ДДП заключается в следующем: часть сигнала ДДП частоты $f_{ДДП}$ подается на КГФД, где смешивается с k-ой гармоникой сигнала опорного синтезатора частоты $f_{синт}$, причем $f_{синт}$ подбирается так, что $f_{ДДП} = k \cdot f_{синт}$. При изменении мгновенной частоты ДДП возникает сигнал обратной связи, который заводится на управляющий электрод ДДП через фильтр нижних частот и изменяет мгновенную частоту генерации. Преобразованный вниз по частоте спектр излучения ДДП приведен на рис. 1.

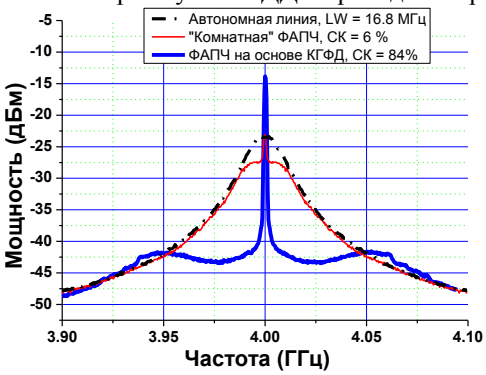


Рис. 1. Экспериментально измеренные спектры излучения ДДП, преобразованные вниз с частоты 634 ГГц

Из приведенного графика видно, что ширина полосы синхронизации системы достигает 70 МГц. При автономной ширине линии 22 МГц стало возможным синхронизовать 77% мощности излучения (доля синхронизированной мощности называется спектральным качеством, СК). Разработанная система значительно превосходит аналоги (рис. 2). Так, при аналогичной ширине линии полупроводниковая «комнатная» система ФАПЧ способна синхронизировать только лишь 2 % мощности излучения, а КриоФАПЧ – около 15%.

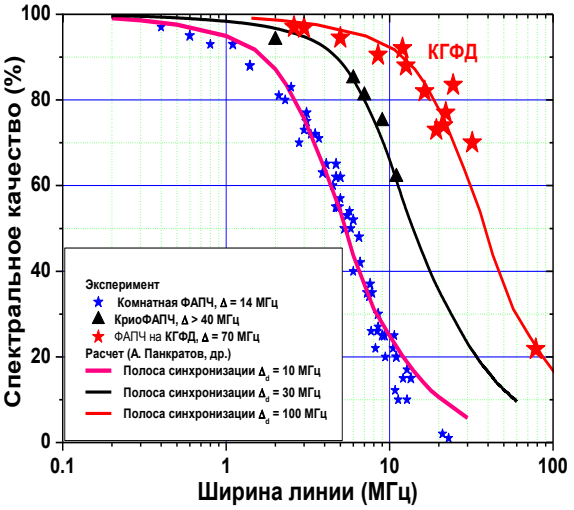


Рис. 2. Теоретические (сплошные линии) и экспериментальные (точки) зависимости СК от автономной ширины линии для разных полос синхронизации

Следует отметить, что данная концепция обладает некоторыми недостатками. Так, для наблюдения спектров, приведенных на рис. 1, мы использовали дополнительный СИС-смеситель с щелевой антенной. Такой способ может быть как неудобен, так и невозможен в реальной работе СИП. Детектирование факта синхронизации ДДП и определение качества синхронизации должно осуществляться иными методами. Один из таких методов заключается в наблюдении отклика КГФД по постоянному напряжению при малой отстройке частоты ДДП от точки синхронизации (рис. 3).

По амплитуде такого отклика мы можем судить о качестве синхронизации. То, что отклик существует только в узком диапазоне частот (в несколько раз уже, чем полоса синхронизации), говорит о недостаточности величины выходного сигнала КГФД для оптимальной работы системы ФАПЧ.

Увеличить этот сигнал можно как путем варьирования параметров КГФД (например, увеличивая его площадь, и, соответственно, ток), так и используя низкотемпературные усилители постоянного тока. Обе эти возможности обсуждаются в настоящее время.

Таким образом, показано, что в системе ФАПЧ на основе КГФД могут быть достигнуты рекордные параметры, ее простота и эффективность делают такую систему перспективной для будущих применений СИП, таких как создание СИП терагерцового диапазона, реализация матричного приемника и использование СИП в интерферометрии.

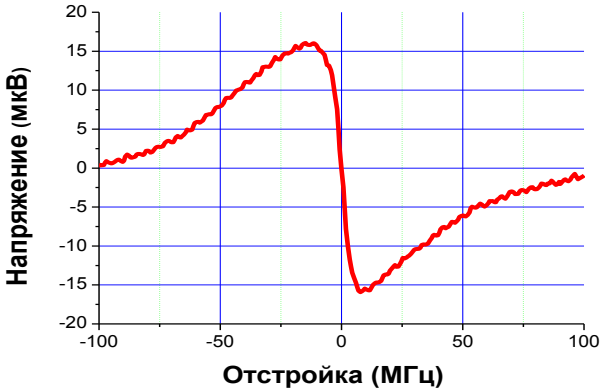


Рис. 3. Отклик по постоянному напряжению КГФД при малой отстройке ДДП от точки синхронизации

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 11-02-12195-офи_м, 11-02-12195-офи_м), а также гранта Президента России для ведущих научных школ НШ-5423.2010.2 и гос. контракта № 02.740.11.0795.

1. Koshelets V.P. Integrated Superconducting Receivers / V.P. Koshelets and S.V. Shitov // Supercond. Sci. Technol. 2000, v. 13, n. 5., pp. R53-R69.

2. Koshelets V.P. First Implementation of a Superconducting Integrated Receiver at 450 GHz / V.P. Koshelets, S.V. Shitov, L.V. Filippenko et al. // Appl. Phys. Lett., 1996, v. 68., p. 1273.

3. Koshelets V.P. Radiation linewidth of flux flow oscillators / V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, P.N. Dmitriev et al. // Supercond. Sci. Technol., 2001, vol. 14, pp. 1040 - 1043.

4. Pankratov A. L. Form and width of spectral line of a Josephson Flux-Flow oscillator. / A.L. Pankratov // Phys. Rev. B, 2001, vol. 65, p. 054504.

5. Albanna S, Brito R and Shillue B 2005 ALMA 1st LO photonic reference: status of phase drift measurements NRAOwebsite. Available: http://www.tuc.nrao.edu/~bshillue/E2E Phase Drift Status RevB.doc

6. Khudchenko A.V. Cryogenic Phase Detector for Superconducting Integrated Receiver / A.V. Khudchenko, V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond., 2007, vol. 17, pp. 606-608.

7. Калашников К.В. Гармонический смеситель на туннельном переходе сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник / К.В. Калашников, А.В. Худченко, А.М. Барышев, В.П. Кошелец // Радиотехника и электроника, 2011, Т. 56, № 6, стр. 751–759.

Управление свойствами токового транспорта джозефсоновских структур с ферромагнитными слоями за счет выбора топологии электродов и соединений

Н.В. Кленов [1], С.В. Бакурский [1], В.К. Корнев [1], Т.Ю. Карминская [2], М.Ю. Куприянов [2]

[1] МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

nvklenov@nm.ru

Введение

Зависимость джозефсоновского тока J через слабую связь между сверхпроводящими электродами (S) от разности фаз φ параметра порядка в этих электродах (*ток-фазовая зависимость*, *ТФЗ*) активно исследуется в последние годы [1]. В SIS структурах с туннельным типом проводимости через изолирующую прослойку ТФЗ имеет «традиционный» синусоидальный вид: $J_S(\varphi) = A\,sin(\varphi)$. В SNS гетероструктурах с прослойкой из нормального (N) металла при температурах $T \ll T_C$, (T_C – критическая температура сверхпроводника) ТФЗ заметно отклоняется от синусоидальной формы, что свидетельствует о существовании заметной второй гармонической компоненты:

$$J_S(\varphi) = A\,sin(\varphi) + B\,sin(2\varphi). \qquad (1)$$

В последнее время интенсивно обсуждается идея создания на основе структур с существенно несинусоидальной ТФЗ φ-контактов, у которых основным устойчивым состоянием в отсутствие тока через слабую связь ($J_S = 0$) становится состояние с отличной от нуля разностью фаз φ_0, то есть $J_S(\varphi_0) = 0$, $\varphi_0 \neq 0$, πn (n – целое число) (см, например, [2, 3] и ссылки в этих работах). В частности, было показано, что такие контакты могут существовать при специфической форме ТФЗ (1) и выполнении дополнительного условия

$$|B| > A/2,\ B < 0. \qquad (2)$$

Идея использовать гетероструктуры с ферромагнитными прослойками F в качестве слабой связи для экспериментальной реализации φ-контакта лежит на поверхности: в ферромагнетике длина когерентности является комплексной величиной ($\xi_F = \xi_{F1} + i\xi_{F2}$), что приводит к осцилляциям критического тока J_C и амплитуд гармоник A и B как функций толщины F-слоя d_F. Как следствие, амплитуда первой гармоники $A(d_F)$ меняет знак в точке так называемого 0-π перехода, и в относительно узком диапазоне толщин F-слоя преобладающей становится вторая гармоническая компонента, а условие (2) теоретически может быть выполнено. Однако, в SFS и SIFIS структурах с топологией типа «сэндвич» амплитуда второй гармоники в этом случае всегда мала и положительна ($B > 0$) [4].

В данной работе будет показано, что в гетероструктурах [5], в которых в качестве слабой связи используется NF-бислой с NF-границей ориентированной вдоль направления тока между электродами (Рис. 1) возможно выполнение условий существования φ-контакта. Для достижения этой цели нами численно решена нелинейная краевая задача о токопереносе в представленных на Рис.1 структурах и для каждой из топологий определены условия реализации в них φ-контактов.

Модель

Ниже мы будем считать, что длина свободного пробега l электронов для материалов NF-прослойки намного меньше длины когерентности ξ и что граница области слабой связи с S-электродами такова, что подавлением сверхпроводимости за счет эффекта близости можно пренебречь. Тогда наведенную сверхпроводимость в N- и F-областях слабой связи можно описать при помощи уравнений Узаделя с граничными условиями Куприянова-Лукичева на FN границе [5]:

$$\left(\xi_F^{\,2}/G_\omega\right)\partial\left[G_\omega^2\partial\Phi_\omega\right] - \left(\tilde{\omega}/\pi T_C\right)\Phi_\omega = 0, \qquad (3)$$

$$\gamma_{BNF}\xi_N\frac{\partial\Phi_N}{\partial z} = -\frac{G_F}{G_N}\left(\Phi_N - \frac{\omega}{\tilde{\omega}}\Phi_F\right), \qquad (4a)$$

$$\gamma_{BFN}\xi_F\frac{\partial\Phi_F}{\partial z} = \frac{G_N}{G_F}\left(\Phi_F - \frac{\tilde{\omega}}{\omega}\Phi_N\right), \qquad (4b)$$

$$\gamma_{BFN} = \frac{R_{BFN}A_{BFN}}{\xi_N\rho_N} = \gamma_{BNF}\frac{\xi_N\rho_N}{\xi_F\rho_F}. \qquad (4c)$$

Здесь Φ и G – функции Грина в уравнении Узаделя в Φ-параметризации, причем $G_\omega = \omega\Big/\sqrt{\omega^2 + \Phi_\omega\Phi_\omega^*}$; ρ и ξ – удельное сопротивление и длина когерентности в материалах прослойки; R – сопротивление рассматриваемой границы, A – её площадь; $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровские частоты, $\tilde{\omega} = \omega + iH$, H – энергия обменного поля. Условия для SF и SN границ могут быть записаны по аналогии с [5], [6].

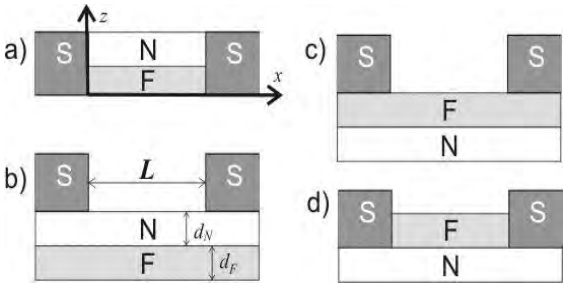
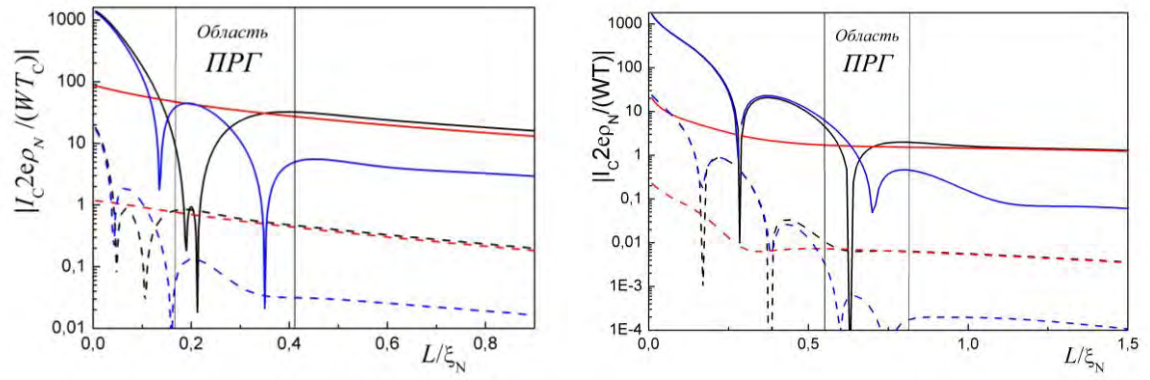


Рис. 1. Схематические изображения исследуемых структур. (a) S-FN-S: продольно ориентированный NF би-слой между сверхпроводящими (S) электродами; (b) и (c): NF би-слой/ инвертированный FN би-слой под S-электродами; (d) SN-FN-NS: комбинация топологий (a) и (b/c)



(*a*) (*b*)

Рис. 2. Зависимость амплитуд первой (сплошная линия) и второй (штриховая) гармоник в ТФЗ и её «нормальной» и «ферромагнитной» компонентах от расстояния L между S-электродами для:
(а) S-FN-S структуры, $\xi_F = 0.1\xi_N$, $d_N/\xi_N = 0.77$, $d_F/\xi_N = 12$, $T = 0.7T_C$, H/ $T_C = 10$;
(б) SN-FN-NS структуры, $\xi_F = 0.1\xi_N$, $d_N/\xi_N = 1$; $d_F/\xi_N = 2$, $T = 0.7T_C$, H/ $T_C = 10$

Результаты расчетов

Решение нелинейной краевой задачи (4)-(5) было проанализировано для случая тонких прослоек и относительно малого расстояния L между S-электродами ($\xi_F < L < \xi_N$) при достаточно малой прозрачности границы ($\gamma_{BNF} > 1$), а численный расчет позволил обобщить результат и на другие области параметров структуры L, γ_{BNF} (а также d_N, d_F). Был предсказан и продемонстрирован эффект «разделения гармоник»:

джозефсоновский ток через N-слой гетероструктуры характеризуется существенно несинусоидальной ТФЗ $J_N(\varphi)$, причем вторая гармоника B_N здесь отрицательна;

джозефсоновский ток через F-слой обладает практически синусоидальной ТФЗ $J_F(\varphi)$, однако амплитуду первой гармоники A_F за счет выбора параметров структуры можно сделать отрицательной и использовать её для «компенсации» первой гармоники в $J_N(\varphi)$;

джозефсоновский ток, «наведенный» из нормальной области в ферромагнетик, содержит в ТФЗ $J_{BNF}(\varphi)$ и первую, и вторую гармонические компоненты, что при надлежащем выборе параметров может быть использовано, например, для надежной реализации условий существования φ-контакта (2).

Управление видом и «весом» вкладов J_N, J_F и J_{BNF} в общую ТФЗ гетероструктруры и открывает возможность эффективного управления токовым транспортом за счет выбора взаимного расположения S-электродов и NF-бислоя. Возможности «топологического» управления ТФЗ были продемонстрированы на примере четырех структур.

S-FN-S структура (рис. 1a) представляет из себя продольно ориентированный NF-бислой *между* S-электродами. Здесь заметный эффект разделения гармоник можно получить либо за счет большой толщины слоев d_N и d_F (d_N, d_F >> ξ_N, причем эффект близости вблизи NF границы проявляется как раз на размерах ~ ξ_N) либо за счет заметной изолирующей прослойки между N- и F-слоями. Подбирая величину L можно получить на основе такой структуры φ-контакт с достаточно большой амплитудой критического тока (рис. 2a). Недостатком подобной топологии является технологическая сложность напыления *двух* слоев между S-электродами.

SNF-NF-FNS или *SFN-FN-NFS* структура – это NF-бислой (или инвертированный бислой), расположенный *под* S-электродами (рис. 1b или c). В первом случае джозефсоновский ток через F-слой будет подавлен и говорить о полноценном «топологическом» управлении свойствами токопереноса нельзя (так, условие (2) для общей ТФЗ выполнено никогда не будет). Во втором случае расчет предсказывает принципиальную возможность реализации φ-контакта, однако его критический ток будет крайне мал.

Наконец, SN-FN-NS структура (рис. 1d), в которой N-слой расположен под S-электродами, тогда как ферромагнетик – *между*, объединяет ряд достоинств перечисленных выше устройств: критический ток реализуемого здесь φ-контактабудет достаточно велик (~3мкА, см. рис. 2b), при этом с технологической точки зрения напыление одного слоя между электродами является относительно простой задачей.

Работы проводились при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 (ГК 14.740.11.0389, 14.740.11.0065) и грантов НШ 5423.2010.2 и 3322.2010.2, РФФИ 11-02-12065-офи_м.

1. Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Il'ichev E. Rev. Mod. Phys **76**, 411-469, (2004).
2. Pugach N.G., Goldobin E., Kleiner R., Koelle D. Phys.Rev. B **81**, 104513 (2010).
3. Кленов Н.В., Пугач Н.Г., Шарафиев А.В., Бакурский С.В., Корнев В.К. ФТТ **52**, 2104-2109 (2010).
4. Buzdin A. Phys. Rev. B **72**, 100501-1-4 (2005).
5. Karminskaya T.Yu., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Sidorenko A.S. Phys.Rev. B **79**, 134516-1-12 (2009).
6. Karminskaya T.Yu., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Sidorenko A.S., Phys. Rev. B **81**, 214518-1-13 (2010).

Анализ шумов в баллистической схеме считывания на основе джозефсоновской передающей линии

И.И. Соловьев [1,3], Н.В. Кленов [2,3], А.Л. Панкратов [3,4], Е.В. Ильичев [5], Л.С. Кузьмин [3,6]

[1] НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[3] Лаборатрия криогенной наноэлектроники, НГТУ, Н. Новгород
[4] Институт физики микростурктур РАН, Н. Новгород
[5] Institute of Photonic Technology, Jena, Germany
[6] Chalmers University of Technology, Sweden

isol@phys.msu.ru

Баллистическая схема считывания

В работах последних лет активно изучались схемы на основе быстрой одноквантовой логики (RSFQ) для считывания слабых магнитных и токовых сигналов от наноразмерных структур: болометров, однофотонных детекторов, сверхпроводящих квантовых битов [1-3]. В одной из таких схем используется чрезвычайно «быстрый» баллистический метод. В данном методе одноквантовые импульсы (SFQ) распространяются по двум параллельным джозефсоновским передающим линиям (JTL), при этом ячейки одной из JTL связываются с измеряемой структурой магнитным образом (см. рис. 1). Взаимодействие считываемого сигнала с SFQ импульсами приводит к изменению скорости их движения. Величина этого изменения, измеренная при помощи схемы сравнения (рис. 1), дает информацию о величине сигнала и позволяет достигать времени считывания порядка 30 пс [3].

Чувствительность баллистического детектора ограничена «естественными» изменениями скорости движения SFQ-импульсов, которые могут быть вызваны тепловыми флуктуациями, флуктуациями токов в линиях питания и технологическим разбросом параметров элементов JTL. Необходимо оптимизировать работу считывающей цепи так, чтобы «естественный» джиттер – корень из дисперсии времени прохождения SFQ-импульса по JTL – был мал по сравнению с изменениями, вызываемыми измеряемым сигналом [4].

Отталкиваясь от известного правила сложения независимых и одинаковых флуктуаций, простейший теоретический анализ предсказывал, что джиттер σ в JTL будет увеличиваться с ростом числа переходов N пропорционально $\sim N^{\mu}$, $\mu \geq 1/2$ [3, 6]. Однако совсем недавно было показано, что в распределенных джозефсоновских переходах, используемых в качестве передающей линии, можно ожидать существенного уменьшения показателя степенной зависимости μ роста джиттера с ростом длины структуры [5]. Такой эффект возникает в аналоге JTL из-за изменения в процессе движения нормированной скорости солитонного решения – одноквантового импульса – u и как следствие его эффективной массы $m(u) = m_0 / \sqrt{1-u^2}$. Увеличение массы солитона делает его менее восприимчивым к влиянию флуктуаций, что может привести к существенному увеличению чувствительности баллистического детектора при фиксированной длине перехода. Целью настоящей работы является исследование возможностей реализации такого эффекта неравномерного движения SFQ-импульса в джозефсоновских средах, где нормированная величина индуктивности l, соединяющей сосредоточенные переходы, конечна, что соответствует весьма интересному с практической точки зрения случаю традиционных JTL.

Дисперсия момента переключения джозефсоновского перехода

Основной вклад отдельного перехода в результирующий джиттер связан с дисперсией момента прохождения через этот сосредоточенный элемент кванта потока – флаксонса [7] – соответствующего одноквантовому импульсу. Для рассматриваемого случая ($l \sim 3$) можно считать, что флаксон последовательно проходит через каждый джозефсоновский переход JTL.

Динамику джозефсоновской фазы перехода можно найти из безразмерного линеаризованного уравнения резистивной модели джозефсоновского перехода:

$$\ddot{\varphi} + \alpha\omega_p\dot{\varphi} + \omega_p^2\varphi = i\omega_p^2 \ , \qquad (1)$$

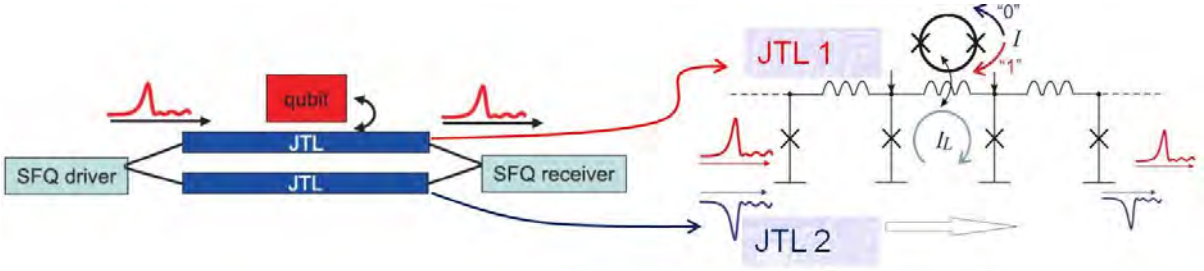
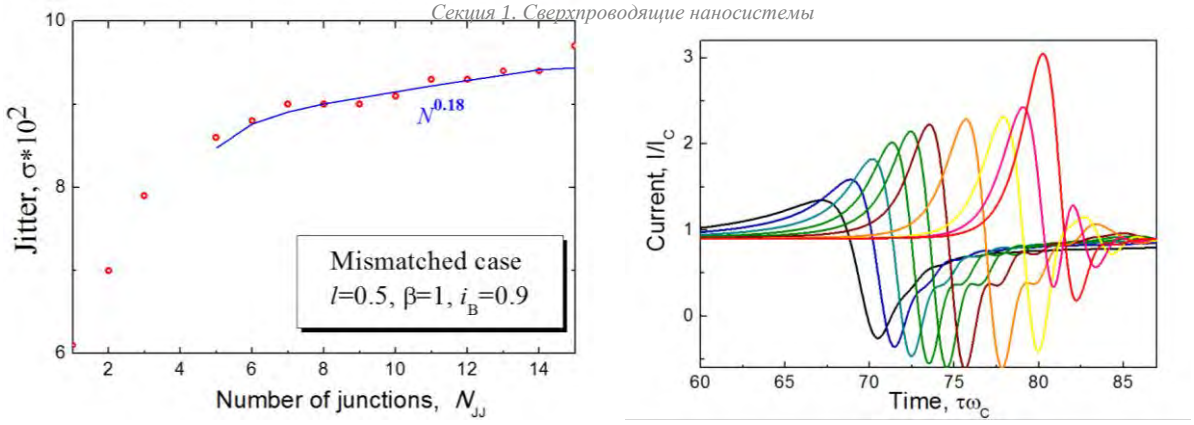


Рис. 1. Принципиальная схема баллистического детектора, использующего традиционную JTL



(а) (б)

Рис. 2. (а) Корень из дисперсии времени прохождения импульсов по JTL. Безразмерная емкость джозефсоновских переходов β=1. Ток питания переходов $I_b = 0.9\ I_c$; $\gamma = 10^{-3}$, значение соединительных индуктивностей $l = 0.5$. Сплошной линией показана аппроксимация роста джиттера с номером перехода расчетом по аналитической формуле (4).
(б) Токи в джозефсоновских переходах в JTL с указанными выше параметрами при прохождении одноквантового импульса

здесь ω_p – плазменная частота, $\alpha = \omega_p/\omega_c$ – затухание в системе, ω_c – характерная джозефсоновская частота джозефсоновского перехода; i – его эффективный ток питания.

Для случая малого затухания α и не слишком низких температур влияние флуктуаций на время прохождения кванта потока через переход определяется процессами термоактивационного преодоления барьера, разделяющего локальные минимумы потенциальной энергии джозефсоновского перехода. При фиксированной скорости изменения эффективного тока отдельного перехода i', соответствующего фронту одноквантового импульса, дисперсия этого времени определяется выражением:

$$\left\langle \tau_{JJ}^2 \right\rangle = (3\gamma/2)^{4/3} (i')^{-2}, \qquad (2)$$

где γ есть безразмерная интенсивность тепловых флуктуаций.

Для случая достаточно большого затухания α и относительно большой скорости изменения тока i' (наиболее характерного для RSFQ схем) уравнение резистивной модели (1) можно записать в виде

$$\omega_C \ddot{\tilde{\varphi}} - \tilde{\varphi}^2/2 = i't, \qquad (3)$$

где фаза теперь отсчитана от значения π/2. Для нахождения дисперсии времени переключения нужно включить ланжевеновский член в правую часть уравнения (3), линеаризовать его по малым приращениям фазы и учесть, что энергия флуктуаций тока порядка $k_B T$ (k_B – константа Больцмана, T – температура). Тогда дисперсия момента прохождения кванта через переход опять будет *обратно пропорциональна квадрату скорости изменения тока через переход*:

$$\left\langle \tau_{JJ}^2 \right\rangle = 10.8\gamma (i')^{-2}. \qquad (4)$$

Расчет джиттера в передающей линии

Как видно из формул (2) и (4), вклад флуктуаций на отдельном переходе в результирующий джиттер будет существенно зависеть от скорости нарастания тока через этот переход, а значит и от формы проходящего через этот переход SFQ-импульса. «Сжатие» флаксона при движении по JTL возможно за счет последовательного *увеличения* токов питания, *уменьшения* соединительных индуктивностей и выбора граничных условий. При этом мы последовательно увеличиваем скорость роста тока через переходы и уменьшаем итоговый джиттер. Здесь хорошо видна аналогия со случаем распределенного перехода: для уменьшения влияния флуктуаций на солитон необходимо его разгонять, что ведет не только к увеличению эффективной массы, но и к его же лоренцеву сжатию. Уменьшение затухания в системе α позволяет более эффективно разгонять и сжимать флаксон/солитон.

Из рис. 2 видно, что если одноквантовый импульс при движении сужается (что вполне типично для рассматриваемого случая $l \sim 0.5\ldots 3$, нормированный ток питания переходов $i \sim 0.9$), то результирующий джиттер растет при увеличении числа элементов $\sim N^{0,2}$ при полном согласии аналитической теории и результатов численного расчета. А если учесть, что увеличение размеров структуры зачастую принципиально необходимо для исключения влияния схемы сравнения на измеряемый нанообъект, то можно заключить, что обнаруженный интересный эффект обещает существенное увеличение чувствительности баллистического детектора σ/τ, где τ – задержка, соответствующая величине полезного сигнала.

Работа проводилась при поддержке гранта Правительства РФ, постановление 220 (проект 25) и ФЦП на 2009-2013 годы (ГК 14.740.11.0389), грантов НШ 5423.2010.2 и 3322.2010.2.

1. Averin D.V., Rabenstein K., Semenov V. K., Phys. Rev. B, vol. **73**, 094504, 2006.
2. Ortlepp T., Hofherr M., Fritzsch L., et al., Optics Express **19**, no. 20, 18593 (2011).
3. Herr (Kidiyarova-Shevchenko) A., Fedorov A., Shnirman A., Il'ichev E., Schon G., Supercond. Sci. Technol. **20**, S450–S454 (2007).
4. Rylyakov A.V. and Likharev K.K., IEEE Trans. Appl. Supercond. **9**, 3539 (1999).
5. A. L. Pankratov, A. V. Gordeeva, and L. S. Kuzmin // arXiv:1112.2805v1
6. Semenov V.K. and Inamdar A., IEEE Trans. Appl. Supercond. **15**, 435 (2005).
7. Лихарев К.К., Введение в динамику джозефсоновских переходов, М.: Наука. 1985.

Josephson radiation in arrays of niobium junctions

A.M. Klushin [1], F. Song [2], F. Mueller [3], T. Scheller [3]

[1] Institute for Physics of Microstructures of the Russian Academy of Sciences (IPM RAS), Nizhny Novgorod
[2] Karlsruhe Institute of Technology, Germany
[3] Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Germany

a_klushin@ipmras.ru

The Josephson junctions are natural electrically pumped high-frequency oscillators. Their radiation frequency is tunable with 1 mV of dc bias corresponding to 483.6 GHz. However, the relatively small radiation power coupled off-chip, normally on the nanowatt level [1, 2], is the major remaining obstacle to practical applications. This obstacle can be removed by synchronizing large arrays of Josephson junctions and improving impedance matching of the junctions to the open space [3].

The series connected junctions could be synchronized to the resonances of the electromagnetic field in the substrate in order to overcome the well-known impedance mismatch between the junctions and the open space [4]. In this case the emission power substantially increases and it results in the appearance of the self-induced current steps [5]. Coherent tunable non-Josephson radiation was observed up to the frequency of 0.25 THz, and the maximum radiation power detected at room temperature was nearly 7 μW around 0.143 THz. Therefore, Josephson junctions are very promising as radiation oscillators in the sub-THz frequency range, by decreasing the dielectric losses, modifying the substrate dimensions and improving the junctions fabrication technology [5].

In our talk we focus on the discussing the characteristics of the self-induced steps observed on current-voltage (*I-V*) curves of a series of amorphous Nb-Si barrier junction arrays of different designs. The Josephson junctions were fabricated on silicon (Si) substrates with dimensions of $10 \times 10 \times 0.38$ mm^3 and specific electrical resistance at room temperature of about 10 Ω cm. The junctions have lateral dimensions of 8×8 μm^2, and the distance between them was 7 μm. The critical current of a single junction I_c was about 2 mA, and the average normal resistance $R_n = 0.118$ Ω.

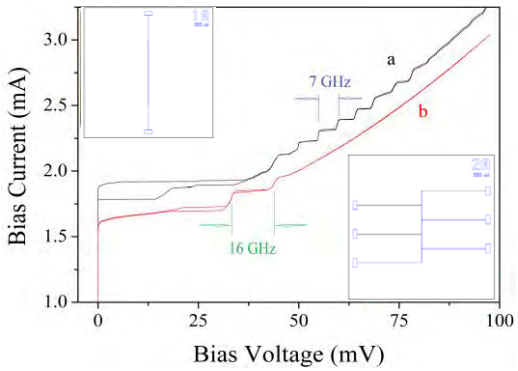


Fig. 1 Typical measured *I-V* curves. (a) Comparison of the *I-V* curves obtained from sample designs 1A (curve a) and 2A (curve b) at 5.3 K. Their pictures are shown in the top left-hand corner and the bottom right-hand one, separately

Therefore, the average characteristic voltage of each junction V_c was 0.226 mV and the characteristic frequency was 114 GHz.

Current voltage characteristics of samples with different layouts were investigated. On all *I-V* curves a series of self-induced steps were registered, as it is shown in Fig. 1 (curve *a*). It was found that the voltage between the adjacent self-induced steps varies from design to design. According to Josephson effect different voltages correspond to different frequencies, at which these self-induced steps appear. To explain the observed features it will be taken into account that series connected Josephson junctions with the conducting tabs form thin films half wavelength single strip line resonators (SSR). The frequencies in question can be calculated if the resonant properties of SSR are taken in consideration. The resonant frequencies of SSR on the Si substrate can be estimated as follows:

$$f = \frac{c}{2L_a\sqrt{(\varepsilon_r + 1)/2}}, \qquad (1)$$

where c is the light velocity, L_a is the array length and $\varepsilon_r = 10.9$ is the dielectric constant of substrate material.

The positions of the steps observed on the *I-V* curves of circuits of different layouts coincide with the calculated values from (1) agreed with our measurements. In these circuits the conducting tabs were connected to ends of the arrays of Josephson junctions and situated in line with them. For example, the sample with design 1A has a full length L_a equal to 8 mm and the corresponding fundamental resonant frequency of SSR was 7.4 GHz (Fig. 1, curve *a*).

To reveal the dependence of the step positions on the design of the circuit we discuss the results obtained on the circuits of designs 1A and 2A. In contrast to the design 1A, the conductor tabs in design 2A divided the full array into several sub arrays and disturbed the resonance of the junction array. In this case only two self-induced steps were observed, as it is shown in Fig. 1 (curve *b*), and the distance between the steps was 16 GHz, which could not be predicted from (1). These results demonstrate that the amplitude of the frequency and power of the Josephson emission in the circuit with design 2A were much smaller than in the circuit with the design 1A. It is essential to note that such parameters of the circuits as the number of junctions, the critical currents and characteristic voltages were similar. The results achieved in this experiment allowed us to suppose that optimizing of the circuits designs will lead to the increase the frequency and power of Josephson radiation.

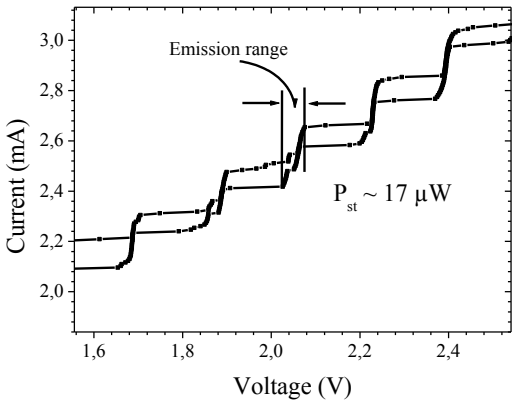


Fig. 2 (a) Enlarged portion of *I-V* curve of the array of 6972 Josephson junctions, demonstrating the step height and emission range

The emitted power can be estimated from the height of the self-induced steps. For the resistively shunted junction (RSJ) model it is possible to use an analytical formula [3] to calculate the power P_{st} directly from the step height ΔI_1:

$$P_{st} = \frac{1}{2}\left(\frac{I_b \Delta I_1}{I_c}\right)^2 R_{\det}, \qquad (2)$$

where R_{det} is the resistance of the detector junction and I_b is the bias current. As an example, the enlarged part of the current voltage characteristic of the array consisting of 6972 Josephson junctions is shown in Fig. 2. The step amplitude at frequency about 150 GHz (I_b = 2.5 mA) was equal to ΔI_1 = 0.17 mA. If we suppose that R_{det} in the discussed sample is equal to the normal resistance of the array $R \approx 1000\ \Omega$, then power P_{st}, emitted at the frequency 150 GHz will be approximately 17 μW which is approximately factor 2.5 larger the power measured with the room temperature detector [5].

As it was mentioned previously, we use the substrate as a dielectric resonator antenna [4, 5]. In this resonator, the electromagnetic waves are excited by vertically oriented array of Josephson junctions, shown in Fig. 3.1. We suppose that these waves propagate horizontally with respect to the array direction. The width of the substrate in this direction is *w*. As a result of reflections from the edges of the substrate it forms standing waves at different frequencies. In Fig. 3.2 the results of numerical simulation of the electric field distribution on the surface of a silicon substrate at a frequency of 80 GHz is shown. To investigate the influence of the substrate width on self-induced steps, the I-V curve measurements of the same sample 1A were repeated now to include a gradual decrease in the width of the original Si substrate. The measured curves corresponding to the widths of 10 mm (curve a), 5 mm (curve b), 3 mm (curve c), 2 mm (curve d) and 1.5 mm (curve e) are shown from top to bottom in Fig. 3.3. Compared with the former four cases, all self-induced

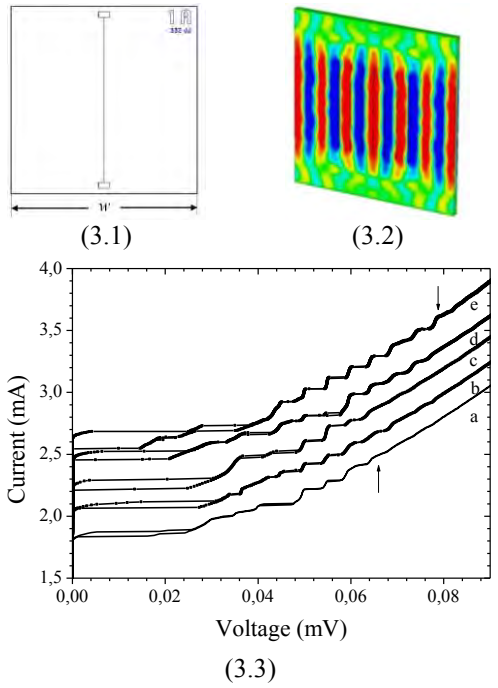


Fig. 3 Dependence of the self-induced steps on the substrate width *w*

steps in the latter case shifted to higher voltages V_b. It means that the emitted power and frequency are increased.

In conclusion, niobium Josephson junctions in the series array were synchronized by utilizing the resonances excited in their substrate. The substrate served as the dielectric resonator antenna coupling this coherent tunable oscillation into the open space. The radiation of the available power can be shifted to higher frequencies by optimizing the design and dimensions of the substrate, as well as increasing the characteristic frequencies of the junctions.

The work is supported in part by Russian Agency of Education under the Federal Program "Scientific and educational personnel of innovative Russia in 2009-2013", Act 220 Russian Government and grants of Russian Foundation for Basic Research (RFBR).

1. Darula, M. Millimetre and sub-mm wavelength radiation sources based on discrete Josephson junction arrays / M. Darula, T. Doderer, S. Beuven // Superconductor Science and Technol. 1999. V. 1, P. R1.

2. Ozyuzer, L. Emission of coherent THz radiation from superconductors / L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter, et. al. // Science 2007. V. 318, P. 1291-1293.

3. Jain, A.K. Mutual phase-locking in Josephson junction arrays / A. K. Jain, K. K. Likharev, J. E. Lukens, and J. E. Sauvageau // Physics Reports. 1984. V. 109, P. 309-426.

4. Song, F. Coherent emission from large arrays of discrete Josephson junctions / F. Song, F. Muller, R. Behr, A. M. Klushin // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95, P. 172501-3.

5. Song, F. Compact tunable sub-terahertz oscillators based on Josephson junctions / F. Song, F. Mueller, T. Scheller, A. Semenov, M. He, L. Fang, H-W. Hubers, A.M. Klushin // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98, P. 142506.

Сверхпроводниковый однофотонный детектор, интегрированный с оптическим резонатором

Ю.П. Корнеева, Н.Н. Манова, А.А. Корнеев, Г.Н. Гольцман

Московский государственный педагогический университет, Москва

kor_y@rplab.ru

Мы представляем сверхпроводниковый однофотонный детектор (SSPD), интегрированный с оптическим четвертьволновым микрорезонатором, оптимизированным на телекоммуникационную длину волны 1,5 мкм. Была исследована спектральная чувствительность детектора в интервале длин волн от 0,35 мкм до 1,8 мкм.

SSPD является перспективным типом однофотонных детекторов, успешно конкурирующим с лавинными фотодиодами, фотоумножителями и другими однофотонными детекторами. SSPD представляет собой наноструктуру, изготовленную из плѐнки NbN толщиной 3,5 - 4 нм, нанесенной на сапфировую, либо кремниевую подложку. Чувствительный элемент детектора - это полоска NbN шириной около 100 нм в форме меандра, заполняющего, как правило, квадратную площадку размером от 7 мкм х 7 мкм до 10 мкм х 10 мкм со скважностью (отношение площади, покрытой плѐнкой, к общей площади квадратной площадки) более 0.6. При таких размерах чувствительного элемента, его можно эффективно согласовать с одномодовым (для стандартной телекоммуникационной длины волны 1550 нм) оптоволокном SMF-28e, имеющим диаметр светонесущей сердцевины 9 мкм. Простой прижим лицевой стороны детектора к полированному концу оптоволокна обеспечивает практически 100% эффективность согласования для детектора размером 10 мкм х 10 мкм, и более 80% для детектора размером 7 мкм х 7 мкм.

Это обстоятельство сделало возможным использование SSPD в целом ряде применений: исследование люминесценции квантовых точек с высоким временным разрешением в том числе и на длине волны 2 мкм (с использованием фторцирконатных световодов) [1], в квантовой криптографии, как в качестве фотодетектора в приѐмнике, так и в качестве фотодетектора [2] в квантовом повторителе на основе квантовой памяти[3].

SSPD обладает следующими характеристиками: квантовая эффективность на длине волны 1.3 мкм, приведѐнная ко входу световода достигает 25% и 15% на длине волны 1.55 мкм при скорости темнового счѐта 10 c^{-1} при температуре 2 К. Максимальная скорость счѐта достигает 100 МГц, временное разрешение составляет 30-40 пс. При этом SSPD обладает высокой квантовой эффективностью во всѐм диапазоне от 200 нм до 2 мкм.

Максимальное значение квантовой эффективности SSPD ограничено коэффициентом поглощения в тонкой пленке NbN, который не превышает 30%, поэтому, весьма актуальным на сегодняшний день является разработка и реализация путей повышение эффективности детектирования. Одним из способов преодоления этого ограничения является интегрирование детектора с оптическим микрорезонатором, состоящим из слоя диэлектрика толщиной в ¼ длины волны и металлического зеркала. В работах [4, 5] была предложена следующая конструкция детектора с резонатором: на подложке формировался чувствительный элемент детектора, по технологии описанной в [6], затем поверх детектора изготавливался резонатор, путем нанесения диэлектрика и отражающего слоя. Таким образом, металлическое зеркало оказывалось сверху, что делало невозможным освещение детектора с лицевой стороны. Поскольку выходящий из световода световой пучок расходится, то при освещении детектора через подложку толщиной около 400 мкм световое пятно оказывается значительно больше размеров чувствительного элемента детектора, делая согласование с излучением крайне неэффективным. В таком случае требуется использование линзовых волокон и сложной техники пространственного согласования световода и детектора.

В работе [7] было предложено изготавливать детектор на кремниевой подложке с диэлектрическим подслоем SiO_2. Граница Si/SiO_2 в предложенной конфигурации играла роль зеркала. Хотя, предложенная идея способствовала увеличению квантовой эффективности детектора, данным способом нельзя достичь поглощения, близкого к единице, поскольку граница Si/SiO_2 обладает относительно низкой отражательной способностью, по сравнению с металлом, (например, золотом), который может быть использован в качестве зеркала.

Таким образом, существующие до сих пор реализации либо несовместимы с установкой детектора на волокно, либо не позволяют существенно увеличить квантовую эффективность.

Нам впервые удалось изготовить работающий SSPD не на подложке, а на слое диэлектрика, нанесенном на металлическое зеркало. Такая конфигурация позволяет осуществлять пакетирование детектора с оптическим волокном прижимом лицевой стороны детектора к концу оптоволокна. В предложенном нами технологическом маршруте структурирование SSPD начинается с изготовления золотого зеркала на подложке. Для этого методом магнетронного распыления осаждался слой ниобия Nb толщиной 5нм и золота Au толщиной 70 нм. Подслой Nb служит для адгезии золота к подложке и обеспечивает достаточную гладкость поверхности осаждаемого золота. Нужно отметить, что двухслойка Nb-Au, осажденная методом электронно-лучевого испарения, не позволяет получать каче-

ственный NbN, из-за гранулированности металлических пленок, получаемых таким образом. Затем методом прямой фотолитографии изготавливалась резистная маска, которая использовалась для травления Nb и Au по полю. Эта маска применялась в дальнейшем для формирования выравнивающего слоя вокруг металлического зеркала методом обратной электронной литографии. В качестве выравнивающего слоя использовался диэлектрик Al_2O_3, толщиной 75 нм, т. е. одинаковой толщины с металлическим зеркалом, осажденный методом электронно-лучевого испарения. Далее осаждался слой моноокиси кремния SiO, толщиной λ/4. Затем поверх SiO методом магнетронного распыления осаждался NbN, из которого формировался чувствительный элемент детектора, подобно тому, как он формировался у обычного SSPD [6]. Конфигурация полученного детектора представлена на рисунке 1.

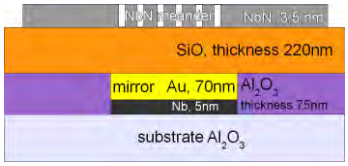


Рис. 1. Схематический рисунок сечения SSPD, интегрированного с оптическим λ/4 резонатором

Нами была измерена спектральная зависимость квантовой эффективности SSPD, интегрированного с оптическим резонатором, в диапазоне длин волн от 0,35 мкм до 1,8 мкм. В качестве источника излучения мы использовали решеточный спектрометр СДЛ-1. Измерения проводились в оптическом криостате при температуре 3,5 К, согласование излучения с образцом осуществлялось через свободное пространство. Точное определение числа фотонов, падающих на детектор, в такой постановке эксперимента затруднительно. Поэтому мы измеряли выходную мощность спектрометра оптико-акустическим преобразователем ОАП-7 и рассчитывали относительную квантовую эффективность. Результаты представлены на рисунке 2 (*а*) – кривая 1 (черные квадратики).

Собственная спектральная зависимость квантовой эффективности SSPD монотонно убывающая - открытые квадратики на рисунке 2 (*а*). Для исключения ее из рассмотрения мы поделили спектральную зависимость квантовой эффективности SSPD с резонатором на аналогичную зависимость для обычного образца. Результат представлен на рис. 2 (*б*).

Полученная зависимость обусловлена только строением резонатора и отражает его характеристики. Максимум первого порядка на длине волны около 1,5 мкм очень размытый. Максимум второго порядка наблюдается на длине волны 0,6 мкм, третьего – на длине волны 0,4 мкм. Минимумы первого и второго порядков наблюдаются на длинах волн 0,9 мкм и на 0,4 мкм, соответственно. Расчетное значение максимума второго порядка 0,59 мкм, максимума третьего порядка – 0,35 мкм, минимума первого порядка - 0,89 мкм, минимума второго порядка – 0,44 мкм (для толщины SiO 220 нм и показателя преломления 2). Экспериментальные данные согласуются с теоретическими результатами.

Таким образом, новый детектор открывает возможность достижения квантовой эффективности более 30% на целевой длине волны в практической приёмной системе.

1. Elvira, D. Time-resolved spectroscopy of InAsP/InP(001) quantum dots emitting near 2 um / D. Elvira, A. Michon // Appl. Phys. Lett. 2010 V. 97, P.131907

2. Stucki, D. High rate, long-distance quantum key distribution over 250 km of ultra low loss fibres / D. Stucki, N. Walenta // New J. of Physics 2006 V. 11, P. 075003

3. Clausen, C. Quantum storage of photonic entanglement in a crystal/ C Clausen, I Usmani//Nature 2011 V. 469, P. 508–511

4. Milostnaya, I. Superconducting single-photon detectors designed for operation at 1.55 μm telecommunication wavelength / I. Milostnaya, A Korneev //Journal of Physics: Conference Series 2006 V. 43, P. 1334-1337

5. Rosford, K.M. Nanowire single-photon detector with an integrated optical cavity and anti-reflection coating / K.M. Rosfjord, J.K.W. Yang //Opt. Express 2006 V. 14, P. 527–534

6. Gol'tsman, G.N. Fabrication of Nanostructured Superconducting Single-Photon Detectors / G.N. Gol'tsman, K.V. Smirnov//IEEE Transactions On Applied Superconductivity, 2003 V. 13, No 2. P. 192-195

7. Tanner, M.G. Enhanced telecom wavelength single-photon detection with NbTiN superconducting nanowires on oxidized silicon / M.G. Tanner, C.M. Natarajan // Appl. Phys. Lett. 2010 V.96, P.221109

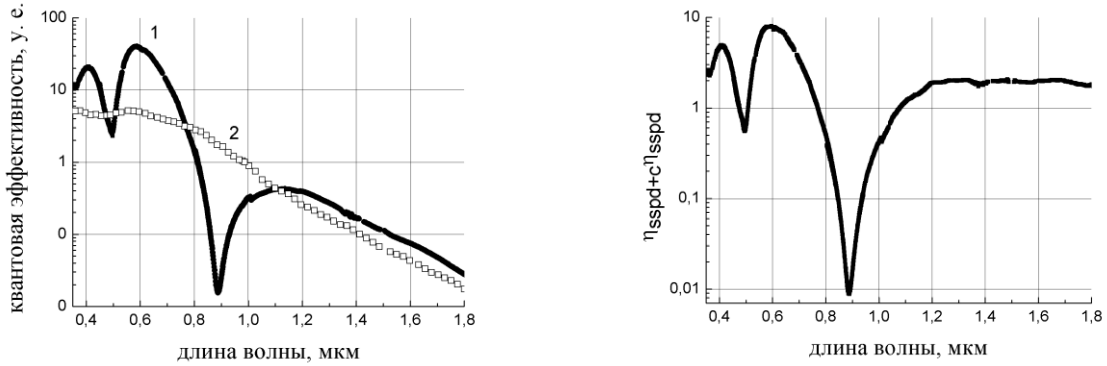


Рис. 2. (*а*) Спектральная зависимость квантовой эффективности для SSPD интегрированного с резонатором (1), SSPD без резонатора (2). (*б*) Отношение квантовой эффективности SSPD интегрированного с резонатором (η_{sspd+c}) к квантовой эффективности SSPD без резонатора(η_{sspd})

Сверхпроводниковый генератор гетеродина для интегральных приемных устройств терагерцового диапазона

В.П. Кошелец, П.Н. Дмитриев, А.Б. Ермаков, К.В. Калашников, О.С. Киселев, Н.В. Кинев, А.А. Мухортова, Ю.С. Токпанов, М.Ю. Торгашин, Л.В. Филиппенко

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

valery@hitegh.cplire.ru

В ИРЭ им. Котельникова РАН был создан и доведен до практического применения интегральный сверхпроводниковый приемник [1, 2], включающий в себя СИС-смеситель с планарной приемной антенной и сверхпроводниковый генератор гетеродина. Этот прибор успешно использовался для измерения спектров газов в атмосфере Земли с борта высотного аэростата в рамках международного проекта ТЕЛИС. Для дальнейшего расширения частотного диапазона и реализации предельных параметров сверхпроводниковых элементов, составляющих интегральный приемник, проведен цикл фундаментальных исследований и практических разработок. Применение методов нанотехнологии и интеграция отдельных элементов в единое устройство позволило создать прибор с уникальным набором параметров, которые не могут быть достигнуты на основе традиционных подходов и технологий. Некоторые результаты проведенных исследований представлены в докладе.

Одним из ключевых элементов СИП является сверхпроводниковый генератор гетеродина, который размещается на одной микросхеме со смесительным элементом. Сверхпроводниковый генератор гетеродина (СГГ) представляет собой распределенный джозефсоновский СИС-переход, в котором приложенное магнитное поле и ток смещения создают однонаправленный поток квантов магнитного потока (флаксонов). Таким образом, частота генерации управляется независимым заданием тока смещения и тока линии управления, создающей локальное магнитное поле через переход. Для успешной работы СИП очень важно иметь возможность непрерывной перестройки частоты генерации СГГ. Кроме того, чем более узкая линия генерации гетеродина, тем лучшим спектральным разрешением обладает приѐмник, т.е. тем более точное восстановление спектра принимаемого излучения может быть получено. Процент мощности, сосредоточенный в центральном пике (спектральное качество), напрямую зависит от характеристик используемой системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). При использовании специально созданной полупроводниковой системы ФАПЧ спектральное качество СГГ составляет порядка 90% (при автономной ширине линии СГГ порядка 1 МГц).

Ранее нами было показано, что в результате эффекта джозефсоновской самонакачки (*Josephson Self-Coupling*) при напряжениях выше некоторого порогового V_b =1/3 от щелевого напряжения V_g скачком увеличиваются потери в туннельном переходе. Это эффект вызван поглощением собственного излучения СГГ в длинном джозефсоновском переходе и приводит к существованию двух режимов работы СГГ: резонансный режим ступеней Фиске реализуется ниже V_b, а режим «вязкого» движения флаксонов - выше V_b.

Для СГГ на основе переходов Nb-AlN-NbN [3] оказывается возможной непрерывная перестройка частоты даже ниже порогового значения 600 ГГц ($V_b = 1/3*V_g = 1.2$ мВ), хотя затухание недостаточно для полного подавления резонансной структуры ступеней Фиске. Для коротких переходов с маленьким волновым фактором затухания α расстояние между ступенями Фиске может быть настолько большим, что перестраивать СГГ можно будет только в некоторых «разрешенных» областях частот. Для 400-микронного Nb-AlN-NbN перехода коэффициент затухания достаточно высок, ступени Фиске имеют заметный наклон и расстояние между ними невелико. Это позволяет установить любую частоту СГГ в режиме ступеней Фиске, но для каждой частоты значения тока смещения должны лежать в определенных пределах. Для уменьшения отражения от концов и улучшения согласования с трактом приемника края туннельного перехода, образующего СГГ, были «заострены». Наилучшие результаты были получены при использовании экспоненциального профиля сужения, который обеспечивает меньшее отражение и лучшее подавление вторичных максимумов на зависимости $I_c(H)$, по сравнению со «стандартной» топологией с линейным профилем сужения.

Предыдущие измерения ширины линии излучения СГГ показали существенную зависимость автономной ширины линии δf СГГ от его постоянного напряжения, плотности тока и геометрии электродов смещения. Было показано, что δf значительно уменьшается с ростом ширины СГГ W для всех интересующих частот. Даже для наиболее широкого из всех измерявшихся переходов (W = 48 мкм, что составляет более 8 джозефсоновских глубин проникновения магнитного поля в туннельный переход λ_J) не наблюдалось ухудшения каких-либо характеристик СГГ. Мощность, приходящая в СИС-смеситель, увеличивается с одновременным уменьшением δf на всех частотах. Это происходит в соответствии с существующими теоретическими моделями и нашими ожиданиями. Дифференциальное сопротивление по току смещения R_d уменьшается обратно пропорционально величине сверхпроводящего тока туннельного перехода. Поскольку δf пропорциональна $R_d{}^2 * I_B$, она линейно уменьшается с шириной W. Конечно, можно ожидать, что сужение автономной линии излучение достигнет насы-

щения при некотором значении W, при котором также может произойти ухудшение мощностных характеристик из-за появления поперечных мод. В настоящее время дальнейшее увеличение ширины ограничено техническими соображениями (максимальные значения токов смещения и управления не должны превышать 70 мА). Для СГГ, используемого в проекте ТЕЛИС, выбрана ширина 16 мкм, которая обеспечивает оптимальное соотношение всех характеристик.

Проведенные нами исследования показали, что на основе трѐхслойных структур из Nb/AlOx/Nb и Nb/AlN/NbN возможно создание сверхпроводниковых генераторов гетеродина с непрерывной перестройкой частоты в диапазоне 250 – 720 ГГц и шириной линии излучения менее 4 МГц. Это позволяет реализовывать спектральное качество сверхпроводникового генератора гетеродина в режиме ФАПЧ более 70 % во всем этом диапазоне (при соответствующем выборе типа структуры и ее топологии) – см. рис. 1. Продемонстрирована возможность получения фазовых шумов порядка –90 dBc при отстройке от несущей частоты более 100 кГц.

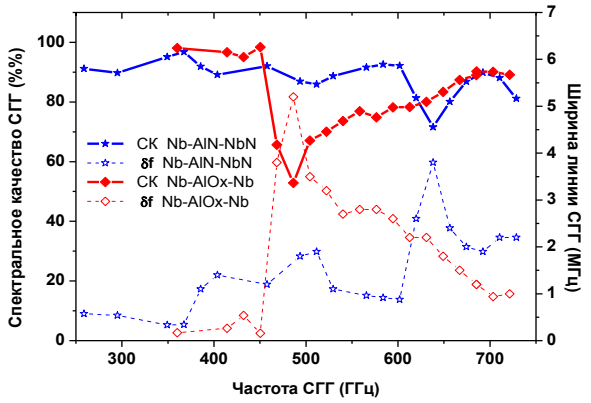


Рис. 1. Ширина линии генерации и спектральное качество сверхпроводниковых генераторов гетеродина на основе трѐхслойных структур из Nb/AlOx/Nb и Nb/AlN/NbN от частоты СГГ (СК измерено в режиме ФАПЧ).

Нами были обнаружены сверхтонкая резонансная структура на ВАХ джозефсоновского перехода, которая может быть объяснена возникновением звука. Эти структуры проявляются как на ВАХ джозефсоновского перехода, так и в спектре джозефсоновской генерации (см. рис. 2, кривая в). Проведенный нами анализ показал, что резонансные структуры вызваны резонансным возбуждением звука в подложке. Во-первых, после абразивной обработки подложки образца, на котором эти структуры были зарегистрированы, резонансы исчезли; этот метод используется сейчас для микросхем интегрального приемника (рис 2, кривая с). Во-вторых, расстояние между резонансами (примерно 10 МГц) совпадает с расстоянием между модами стоячих звуковых волн в кремниевой подложке. Предложена модель когерентного излучения и приема звука посредством взаимодействия джозефсоновской электромагнитной волны с механическим полем смещения, вызванным пьезоэлектрическим эффектом или электрострикцией.

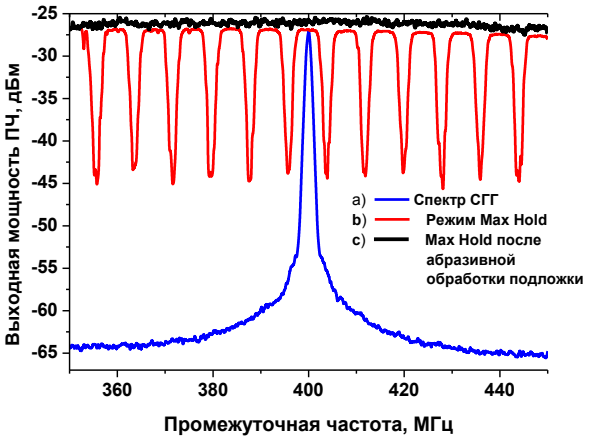


Рис. 2. Сверхтонкая резонансная структура: a) спектр излучения СГГ, снятый в обычном режиме; b) спектр излучения СГГ, снятый в режиме max-hold для образца на полированной подложке; c) спектр излучения СГГ, снятый в режиме max-hold после абразивной обработки подложки.

Таким образом, созданы и исследованы электрически управляемые сверхпроводниковые генераторы гетеродина диапазона 250-720 ГГц, реализована стабилизация их частоты с помощью систем фазовой автоподстройки частоты. Такие генераторы успешно использованы при создании интегральных спектрометров субТГц диапазона для мониторинга атмосферы и медицинской диагностики, также для измерения спектров излучения из ВТСП мезоструктур; результаты этих исследований будут представлены в докладе. На полигоне «Esrange» (Швеция) проведены успешные запуски спектрометра на высотном аэростате. Реализован частотный диапазон 480 – 650 ГГц, шумовая температура 120 К (DSB), спектральное разрешение лучше 1 МГц. В ходе полета на высотном аэростате были измерены спектры различных газовых составляющих, в том числе ClO и BrO, ответственных за разрушение озонового слоя Земли, изучено их распределение в диапазоне высот 12–36 км во время восхода солнца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 11-02-12195-офи_м, 11-02-12195-офи_м), а также гранта Президента России для ведущих научных школ НШ-5423.2010.2 и гос. контракта № 02.740.11.0795.

1. Koshelets, V.P. Integrated Superconducting Receivers / V.P. Koshelets and S.V. Shitov // Supercond. Sci. Technol. 2000, **13,** P. R53- R69.

2. Koshelets, V.P. Integrated Submm Wave Receiver: Development and Applications / V.P. Koshelets, M. Birk, D. Boersma, et al. // Chapter in the book “Nanoscience Frontiers – Fundamentals of Superconducting Electronics”, Springer Serie: Nanoscience and Technology_35372, Editor: Anatolie Sidorenko, August 2011, P. 263-296.

3. Torgashin, M.Y. Superconducting Integrated Receivers based on Nb-AlN-NbN circuits / M.Yu. Torgashin, V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 2007, **17,** P. 379–382.

Резистивный переход мезоскопической сверхпроводящей проволочки при неравновесных условиях

В.И. Кузнецов

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Московская область

kvi@iptm.ru

В общем случае, измерение электронного транспорта в нанообъектах контактным способом в магнитном поле и без магнитного поля дает характеристику не этого объекта самого по себе, но объекта плюс некое окружение с токовыми и потенциальными подводами. Здесь показано на примере простой мезоскопической структуры, что электронно-транспортные свойства короткого участка сверхпроводящей проволочки зависят от электронно-транспортных свойств всей длинной проволочки, взятой как целое. Ранее в квазиодномерных сверхпроводящих структурах наблюдалась резистивная аномалия [1-8], представляющая собою всплеск на вершине *R(T)* резистивного перехода. Одной из причин аномалии является квазичастичый зарядовый разбаланс, возникающий при неравновесных условиях в структуре при появлении *N-S* границы или центра проскальзывания фазы (ЦПФ) [9-10]. Также ранее наблюдались резистивные аномалии в неоднородных сверхпроводящих структурах и высокотемпературных материалах [11-12].

В этом докладе представлены более сложные виды аномалии, возникающие, по-нашему мнению, из-за перестройки длинной периодической цепочки ЦПФ с увеличением тока и уменьшением температуры.

На рисунке 1 представлена центральная часть исследуемой структуры. Она была получена термическим напылением пленки алюминия толщиной 20 nm на кремниевую подложку, используя lift-off процесс электронно-лучевой литографии. Левая и правая части структуры были симметричны относительно центра. Ширины токонесущей проволочки и потенциальных проволочек имели одинаковую величину, равную 0.47 мкм. Эти ширины были неизменны на длине более 40 мкм в обе стороны от центра. Ширина и толщина проволочек были много меньше сверхпроводящей температурно-зависимой когерентной длины, поэтому проволочку можно считать квазиодномерной. Структура имела следующие параметры: сопротивление на квадрат в нормальном состоянии R_{sq} = 2.31 Ом, сверхпроводящая критическая температура T_C=1.508 К при малых токах.

Записывались резистивные переходы *V(T)* при уменьшении температуры проволочки при разных токах. *V(T)* кривые были также сняты также при увеличении температуры на обратном ходе. Постоянный ток пускался через проволоку шириной 0.47 мкм с полной длиной 80 мкм. Напряжение измерялось как на всей длине проволоки, так и на центральной части проволоки, имеющей длину 8.06 мкм.

На рисунках 2 и 3 представлены *V(T)* кривые, измеренные на коротком участке структуры в зависимости от постоянного тока *I* в нулевом магнитном поле. На рисунке 2 представлены *V(T)* кривые, записанные при уменьшении температуры. На рисунке 3 показана *V(T)* кривая для двух направлений изменения температуры. Расстояние между потенциальными зондами равно 8.06 мкм. Величины тока указаны возле кривых.

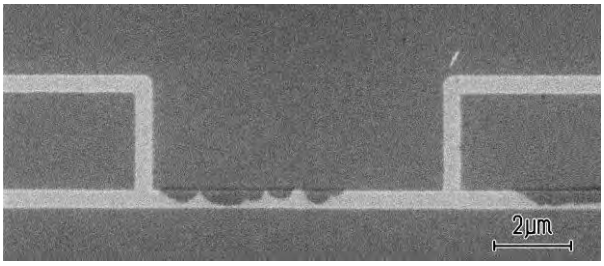


Рис. 1. Структура в сканирующем электронно-растровом микроскопе. Горизонтальная метка равна 2 мкм

Видно, что увеличение тока смещает *V(T)* переход в область более низких температур. Кроме того, возникает немонотонное поведение *V(T)* кривой, проявляющееся в виде всплесков напряжения. Подобное поведение называют резистивной аномалией. Вычисленное максимальное значение сопротивления образца на вершине всплеска превышает нормальное сопротивление на 15-20% для кривых, записанных при токах *I*=0.99-3.35 мкА (**Рис. 2-3).**

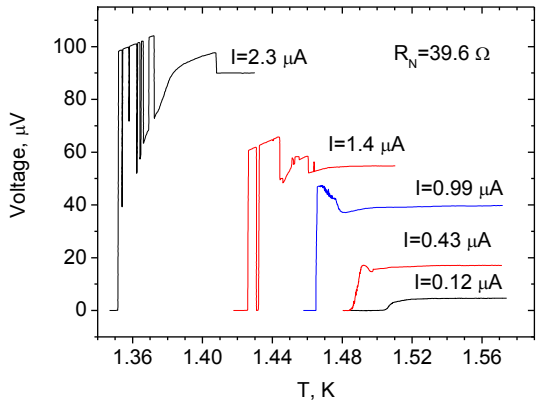


Рис. 2. Напряжение *V(T)* на коротком центральном участке структуры при разных токах. Сопротивление этого участка в нормальном состоянии равно 39.6 Ом. Приведены только *V(T)* кривые, записанные при уменьшении температуры

При токе I=0.99 мкА начинают возникать небольшие неустойчивости в области всплеска. При больших токах аномалия размножается, при этом возникают линейные в зависимости от температуры T участки, которые мы приписываем образованию ЦПФ. Вертикальные перескоки есть благодаря перестройке периодической цепочки, в результате которой в области между потенциальными контактами появляется или исчезает ЦПФ.

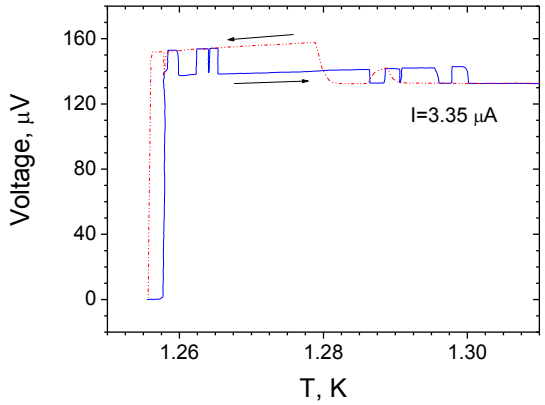


Рис. 3. Напряжение *V(T)* на коротком центральном участке структуры при токе I=3.35 мкА. Приведена *V(T)* кривая, записанная при уменьшении и увеличении температуры.

При записи *V(T)* кривых при уменьшении температуры и на обратном ходе при увеличении температуры возникает гистерезис при больших токах. Рисунок 3 демонстрирует такой гистерезис, который связан с электронным разогревом проволочки.

В наших условиях, характерный внутренний размер ЦПФ был порядка 1 мкм, внешний размер ЦПФ, равный длине квазичастичного зарядового разбаланса, был порядка 10 мкм, что больше расстояния между внутренними потенциальными контактами. *V(T)* и *V(I)* кривые (*не при приведены здесь*), измеренные на всей длине проволочки 80 мкм, показывают ступенчатый характер, подтверждающий образование цепочки ЦПФ. Наблюдается корреляция между *V(T)* кривыми, измеренными при одинаковых токах в длинном участке проволочки длиной 80 мкм и на коротком участке длиной 8.06 мкм.

Итак, локальные электрические свойства короткого участка структуры зависят от интегрального поведения длинной структуры в целом. Множественная резистивная аномалия связана с перестройкой длинной цепочки ЦПФ.

Автор благодарит А.А. Фирсова за приготовление структур. Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика» (раздел «Мезоскопика»).

1. Santhanam P., Chi C.C., Wind S.J., Brady M.J., and Bucchignano J.J. // Phys. Rev. Lett. **66**, 2254 (1991).

2. Kwong Y.K., Lin K., Hakonen P.M., Isaacson M.S., and Parpia J.M. // Phys. Rev. B **44**, 462 (1991).

3. Park M., Isaacson M.S., and Parpia J.M. // Phys. Rev. Lett. **75**, 3740 (1995).

4. Vloeberghs H., Moshchalkov V.V., Van Haesendonck C., Jonckheere R., and Bruynseraede Y. // Phys. Rev. Lett. **69**, 1268 (1992).

5. Strunk C., Bruyndoncx V., Van Haesendonck C., Moshchalkov V.V., Bruynseraede Y., Burk B., Chien C.J., and Chandrasekhar V. // Phys. Rev. B **53**, 11 332 (1996).

6. Burk B., Chien C.J., Chandrasekhar V., Strunk C., Bruyndoncx V., Van Haesendonck C., and Moshchalkov V.V. // J. Appl. Phys. **83**, 1549 (1998).

7. Strunk C., Bruyndoncx V., Van Haesendonck C., Moshchalkov V.V., Bruynseraede Y., Chien C.J., Burk B., and Chandrasekhar V. // Phys. Rev. B **57**, 10 854 (1998).

8. Arutyunov K.Yu., Presnov D.A., Lotkhov S., Pavolotski A.B., and Rinderer L. // Phys. Rev. B **59**, 6487 (1999).

9. Skocpol W.J., Beasley M.R., and Tinkham M., Low J. // Temp. Phys. **16**, 145 (1974).

10. Tinkham M. Introduction to Superconductivity (McGraw-Hill, New York, 1975).

11. Vaglio R., Attanasio C., Maritato L., and Ruosi A. // Phys. Rev. B **47**, 15 302 (1993).

12. Pomar A., Curras S.R., Veira J.A., and Vidal F. // Phys. Rev. B **53**, 8245 (1996).

2D Arrays of the Cold-Electron Bolometers for Advanced Cosmology Experiments

L.S. Kuzmin

Chalmers University, Gothenburg, Sweden,
LCN Alexeev NSTU, N. Novgorod

kuzmin@chalmers.se

Background

SCIENCE - ACHIEVEMENTS OF THE DECADE

Cosmic Microwave Background (CMB) measurements by the balloon telescope BOOMERanG (Balloon Observations of Millimetric Extragalactic Radiation and Geophysics) (Fig. 1) **are ranked by magazine Science** in **10 Achievements of the Decade on the second place**! [1].

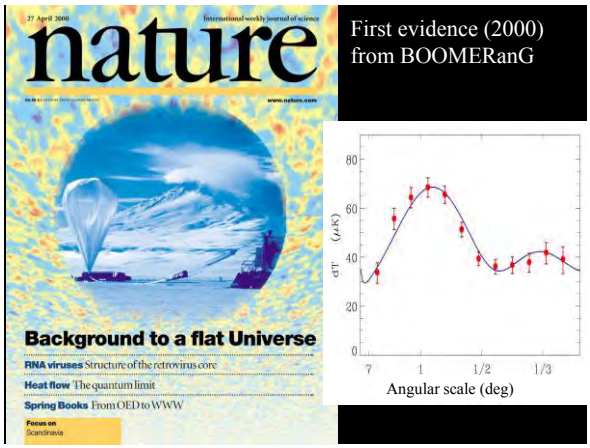


Fig. 1. In 2000, an experiment known as BOOMERanG measured the CMB in detail in patches of the sky. By measuring the distribution of the spots' sizes and fitting it with their theoretical model, scientists can probe the interplay and amounts of ordinary and dark matter in the early universe. They can also measure the geometry of space.

Then in 2003, NASA's space-based Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) mapped the CMB across the sky, producing an exquisite baby picture of the cosmos. These and following measurements have started transforming Cosmology from a largely qualitative endeavor to a precision science with a standard theory named the **Precision Cosmology** [1].

The **Chalmers Bolometer Group with collaborators** is the **only provider of the Cold-Electron Bolometers** for the **third flight of BOOMERanG** scheduled for 2013. We hope on successful participation in the BOOMERanG-3 project and possible progress in exploring the dark Universe.

Recent cosmology experiments have discovered that the Universe consists of 73% Dark Energy, 23% Dark Matter, and only 4% ordinary matter. Indeed, in 2006 and in 2010, Nobel Prizes were awarded for the experimental observation of anisotropies in the Cosmic Microwave Background radiation, and the subsequent realization that the accelerating expansion of the Universe is controlled by unknown forces. Experiments to resolve the nature of these mysterious dark components will require **a new generation of ultra-sensitive detectors**. European balloon project BOOMERANG [2], Russian space observatory MILLIMETRON [3], and ESA space polarometer B-Pole relate to measuring the polarization of the CMB in order to detect gravity waves in the early moments of the Big Bang.

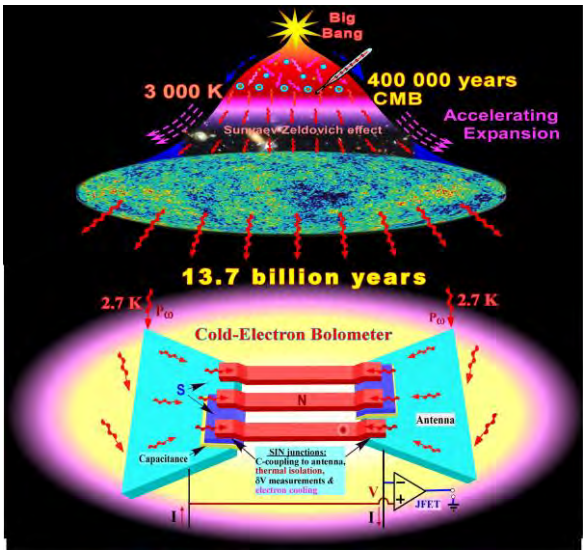


Fig. 2. Evolution of the Universe [1,2] and a schematic view of the proposed CMB experiments with a Cold-Electron Bolometer (CEB). The novel concepts of 2D arrays of CEBs [6-7,9] are subject of development for BOOMERANG [2], SPICA [3] and MILLIMETRON [4] projects.

Two directions could be used for realization of a new generation of bolometers for these missions. The first direction is based on lumped elements and strong concentration of incoming signal with help of Si lenses (or metallic horns) is needed. Using this method high efficiency of coupling could be achieved. However, polarization resolution could be disturbed by imperfection of lens, influence of AR (antireflection coating), and accuracy of alignment of a lens and an antenna with bolometers.

More perspective way is to use arrays of bolometers giving opportunity to get good efficiency just placing antenna coupled bolometers on chip covered by AR without any additional matching elements. This line was started in Zmuidzinas group developing parallel array of TES with distributed slot antenna [5].

A 2D Array of CEBs with Distributed Dipole Antennae for polarization measurements

A novel concept of the ***Two-Dimensional array of Cold-Electron Bolometers (CEB) with focal plane dipole antennas*** is proposed for sensitive polarization measurements [6, 7] (Fig. 3). The concept brings unique combination of perfect polarization resolution

due to large uniform array of CEBs with optimal matching to amplifiers due to flexibility in DC connection. The main innovation in matching is in combination of flexible parallel/series connections of CEB for DC with uniform distribution for the RF signal. The parallel/series connection of CEBs in 2D array provides unlimited flexibility in matching to any readout from low-ohmic SQUID to high-ohmic JFET and CMOS readout. The CEB includes two Superconductor-Insulator-Normal (SIN) Tunnel Junctions with small nanoabsorber made of normal metal. Better noise performance are achieved by distribution of power between number of junctions increasing responsivity of each individual CEB. This concept should lead to substantial improvements in sensitivity, dynamic range and reliability.

Reliability of 2D array is considerably increased due to parallel/series connections of many CEBs. Polarization resolution should be improved due to absence of beam squeezing to small lumped elements and due uniform covering a substrate by long 2D arrays of dipole antennas with only narrow high ohmic orthogonal lines for dc connection.

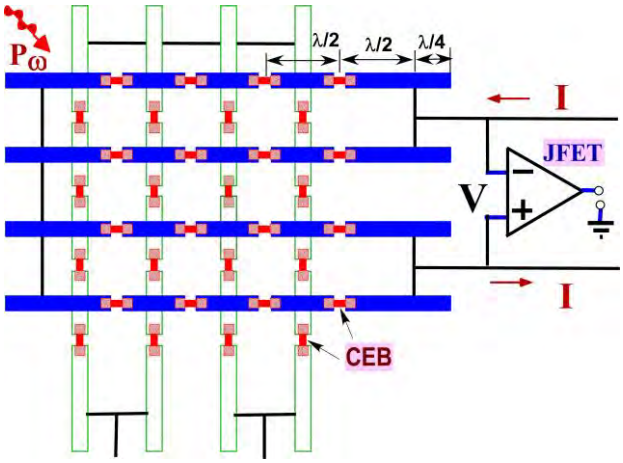


Fig. 3. Single polarization dipole antennas with a 2D array of CEBs (4x4) and a JFET readout. Each dipole antenna will be sensitive only to one polarization component of the RF signal. For illustration it is shown an array with minimum number of 4x4 CEBs with DC connection of 2x8 CEBs. Electrical isolation should be done between electrodes of cross-dipole antenna.

Fundamental sensitivity limits of the CEB arrays are below the photon noise $NEP=\sqrt{2}hfP_o$, which is referred to as the photon-limited performance. This performance is better than any existing technology operating at the same optical power load. Estimations of the CEB noise with JFET readout show an opportunity to realize background-limited performance with NEP less than photon noise with NEP=5 10^{-17} W/Hz$^{1/2}$ at 350 GHz for an optical power load of 5 pW proposed for **BOOMERanG-3.**

Results of simulation for the 2D array with JFET readout for different parallel/series combinations of DC connections are shown in Fig. 4. The Fig. 4 shows that for all combinations of width (W) and length (N) of the array we can realize total NEP of bolometer less than photon noise NEPphot. The Fig. 3 shows that some improvement of noise properties could be for transition from square array (8x8) to more narrow array (4x16). Further small improvement could be achieved for more narrow arrrays (2x32 and 1x64). However, last small improvements are achieved due to voltage shift in region with stronger cooling to decrease dynamic resistance of the array and array is not so reliable as for the previous configuration. Besides that, with decrease of width the probability of fail is proportionally increased. From these speculations the optimal array in the sense of noise and reliability is 4x16 CEBs.

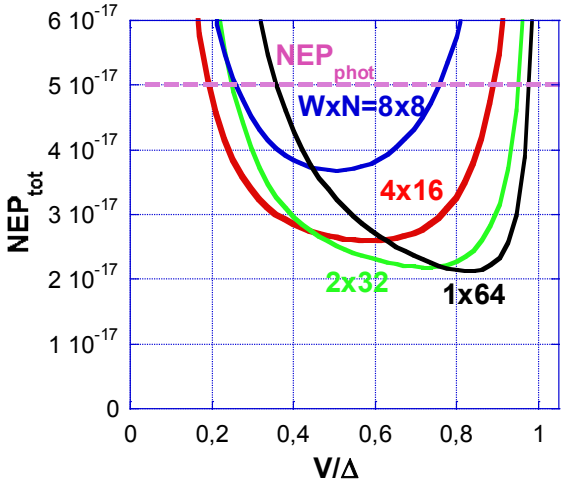


Fig. 4. Total NEP for a 2D array of CEBs (WxN) with a JFET readout with a single polarization dipole antennas (Fig. 3). The 2D array consists of W CEBs in parallel and N CEBs in series. The NEPphot= $5*10^{-17}$ W/Hz$^{1/2}$ for the optical power load P_0 = 5 pW at 350 GHz. Parameters: V_{JFET}=3 nV/Hz$^{1/2}$, I_{JFET}=5 fA/Hz$^{1/2}$ (JFET), R=2 kOhm, Volume $\mathcal{A}$=0.01um^3, T=300 mK.

As we can see from Fig. 4, noise performance for the optical power load of 5 pW fits requirements with NEPtot<NEPphot for all combinations of W and N for optimal value of R=2 kOhm.

The optimal way for polarization measurements of 2 components in the same place is orthogonal cross-combination of them connected by narrow dc wires for bias and readout connection as it is shown in Fig 5.

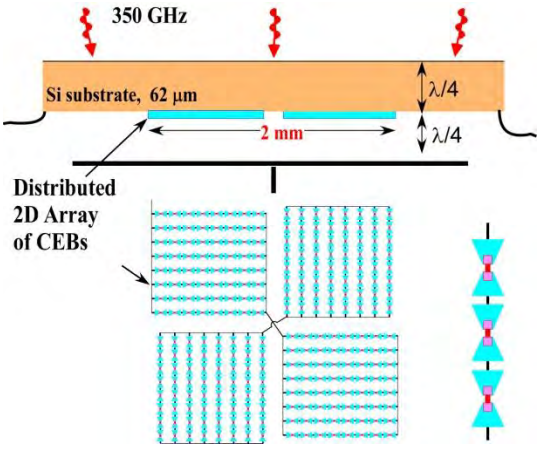


Fig 5. A focal plane dipole antennas with a 2D array of CEBs consisting of two subarrays of 8x8 CEBs for each polarization. The RF matching is achieved by using a Si substrate with AR coating or a substrate of resonance length with a backshort behind the substrate.

Optical matching could be organize by using Si substrate of resonance length $\lambda/4$ with backshort behind the substrate (Fig. 5) or using Si substrate with antireflection coating . Additional Si lens or horn could be added for better concentration of incoming power in 2D array of CEBs. The main criteria are to realize high resolution of polarization at level of 25 dB and keep high efficiency of matching.

Arrays of bolometers for dual polarization measurements.

An actual tasks of wideband FIR imaging spectroscopy (SPICA[3], Millimetron [4]) require arrays of bolometers sensitive to both polarization components of a signal. The first suggestion was to combine two single polarization arrays in one place for measuring both components of the signal [5-8]. Arrays utilizing this type of antenna coupled detectors can be considerably easier to manufacture than membrane-isolated TES arrays, because the need for micro-machining is eliminated. However, all decisions with antenna couples bolometers suggested measuring the dual polarization components by separate antennae with separate bolometers. It's not effective for coupling with a signal and is quite difficult technologically. The task was to find a design of an antenna and bolometers for measuring both polarization components by one antenna with a single bolometer.

A novel concept of the **2D array of Cold-Electron Bolometers (CEB) with a Dual polarization Cross-Dipole Antennas** is proposed for ultra-sensitive multimode measurements of both polarization components of an RF signal [9] (Fig. 6). This concept gives opportunity to avoid complicated combination of two schemes [4-7] to measure simultaneously both polarization components. The optimal concept of the CEB including a Superconductor-Insulator-Normal (SIN) Tunnel Junction and an Andreev SN contact is used for better performance. This concept provides better matching with JFET readout, suppresses charging noise related with Coulomb blockade due to small area of tunnel junctions, and decreases volume of a normal absorber for further improvement of noise performance. Reliability of 2D array is considerably increased due to parallel/series connections of many CEBs.

Estimations of the CEB noise with JFET readout show an opportunity to realize NEP less than photon noise NEP=4 10^{-19} W/Hz$^{1/2}$ at 7 THz for an optical power load of 0.02 fW.

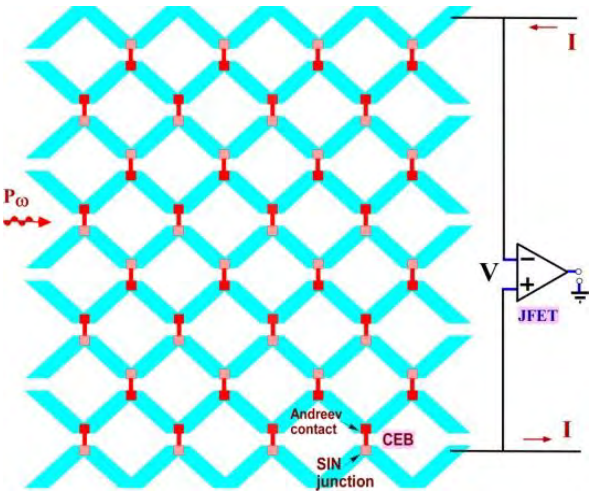


Fig.6. A 2D array of CEBs with distributed cross-dipole antennas and a JFET readout. This double polarization multimode antennas are sensitive to both components of the RF signal. For analyzed array we use 4 CEBs in parallel and 8 rows of CEBs in series (N=8).

The 2D array of CEBs with distributed double polarization dipole antennas is sensitive to both components of an RF signal. Estimations of the CEB noise with JFET readout show an opportunity to realize NEP less than photon noise NEP=4 10^{-19} W/Hz$^{1/2}$ at 7 THz for an optical power load of 0.02 fW.

1. Adrian Cho, Insights of the Decade**:** «Precision Cosmology». Science, 330 p. 1615 (2010).
2. BOOMERANG - balloon telescope: Measurements of CMB Polarization, Paolo de Bernardis, Rome University http://oberon.roma1.infn.it/boomerang/b2k/
3. Space Infrared telescope for Cosmology and Astrophysics (SPICA), Japan-ESA-USA mission http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=42281
4. MILLIMETRON – Russian Space Observatory http://www.asc.rssi.ru/millimetron/eng/millim_eng.htm
5. Peter K. Day, Henry G. LeDuc, Alexay Goldin, C Dowell, and Jonas Zmuidzinas. Far-infrared/summillimeter imager-polarimeter using distributed antenna-coupled transition edge sensors. 5498, pp 857-865, SPIE Proc. (2004).
6. Leonid S. Kuzmin, "Distributed Antenna-Coupled Cold-Electron Bolometers for Focal Plane Antenna", Proc of ISSTT conference, pp 154-158 (2008).
7. Leonid S. Kuzmin, "Two-Dimensional Array of Cold-Electron Bolometers for Ultrasensitive Polarization Measurements", Radiophysics and Quantum Electronics (2011)
8. Peter K. Day, HG LeDuc, R. Lee, CD Dowell, J. Zmuidzinas, Distributed antenna-coupled transition edge sensors. Proceedings of SPIE 6275, 62751R (2006).
9. Leonid S. Kuzmin, Two-Dimensional Array of Cold-Electron Bolometers for High-Performance Cosmology Instruments, accepted to Nanoscale Research Letters (2011).

Вихри в распределенных джозефсоновских контактах между многозонными сверхпроводниками

В.В. Курин

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

kurin@ipm.sci-nnov.ru

В рамках гидродинамического описания многозонных сверхпроводников получено модифицированное уравнение синус Гордона, описывающее динамику распределенных джозефсоновских контактов. С помощью развитой модели изучены свойства линейных волн и структура джозефсоновских вихрей и проанализировано возбуждение объѐмных мод Легетта движущимися джозефсоновскими вихрями.

Хорошо известно, что в сверхпроводниках с многолистной поверхностью Ферми возможно существование так называемых мод Легетта [1], коллективных возбуждений, обусловленных колебаниями разности фаз сверхпроводящих конденсатов электронов различных зон. К многозонным сверхпроводникам, по современным представлениям, относятся старые сверхпроводники, такие как Nb, а также недавно открытые новые сверхпроводники, такие как MgB_2 и сверхпроводники на основе FeAs. Возбуждение мод Легетта в сосредоточенных джозефсоновских контактах рассматривалось ранее теоретически рядом авторов [2] и наблюдалось экспериментально [3]. Предпринимались попытки обобщения теории на случай распределѐнных контактов [4], однако использованное в этих работах приближение туннельного гамильтониана, делает эти попытки неудовлетворительными из-за неправильного учета пространственной неоднородности полей, окружающих джозефсоновский контакт.

В данной работе предлагается гидродинамическая самосогласованная модель, описывающая динамику распределѐнных джозефсоновских контактов между различными многозонными сверхпроводниками.

Джозефсоновский контакт представляет собой тонкую, туннельно-прозрачную, диэлектрическую прослойку между сверхпроводниками. Электромагнитные поля внутри контакта B_z, E_x, E_y описываются уравнениями Максвелла, которые, для малой толщины, могут быть представлены в виде одного «волнового» уравнения

$$\frac{\hbar}{8\pi e}\left[\frac{\varepsilon}{d}\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\frac{c^2\partial_t}{d\partial_t-2c\hat{Z}}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right]\psi + j_y = j_{ext} \quad (1)$$

для величины ψ, через которую электрическое и магнитное поле внутри контакта выражаются соотношениями

$$2eE_y d = -\hbar\partial_t\psi,\ 2e\left(d\partial_t - 2c\hat{Z}\right)B_z = \hbar\partial_{tx}^2\psi\ .$$

Здесь $\hat{Z}$ -оператор импеданса $\hat{Z} = Z\left(-\mathrm{i}\partial_t, -\mathrm{i}\partial_x\right)$, определенный через отношение Фурье-амплитуд полей на границе контакта $Z(\omega,\chi) = E_x / B_z$, j_t -туннельный сверхпроводящий ток, складывающийся из тока квазичастиц и сверхтока, j_{ext} -внешний ток.

Импеданс и туннельный ток находятся из решения внешней задачи и последующей сшивки решений с помощью граничных условий непрерывности тангенциальных компонент полей, потенциалов и джозефсоновского граничного условия, обобщенного на случай многозонных сверхпроводников

$$\left[\partial_y\Psi_j + 2ie(\hbar c)^{-1}A_y\Psi_j\right]\Big|_{d/2} = \sum_k \delta_{j,k}\Psi_k\Big|_{-d/2} \quad (2)$$

где Ψ_j -параметр порядка в зоне j, $\delta_{j,k}$ -туннельная прозрачность между зонами. Поля снаружи описываются с помощью уравнений Максвелла и гидродинамики. Путем введения фаз параметров порядка стандартными соотношениями $2m_j\mathbf{v}_j = \hbar\nabla\theta_j + 2ec^{-1}\mathbf{A}$ уравнения движения интегрируются и приводят к выражениям для концентрации $n_j = \rho_j\left(e\Phi - \hbar\dot{\theta}_j/2\right)$. Уравнения непрерывности дадут уравнения для фаз параметров порядка θ_j

$$\left(\ddot{\theta}_j - 2e\hbar^{-1}\dot{\Phi}\right) - s_j^2\Delta\theta_j + \beta\rho_j^{-1}\sum_k \sin\left(\theta_j - \theta_k\right) = 0$$

через которые выражаются сверхпроводящие скорости скорости и концентрации. В вышеприведенных формулах $n_j, \mathbf{v}_j$ возмущения концентраций и скоростей электронов в зоне j, коэффициент характеризует связь фаз параметров порядка в разных зонах. Были использованы обозначения статьи Легетта [1] так, что J -энергия межзонной связи, $\rho_j = \pi^{-2}\hbar^{-3}p_{F,j}^2 v_{F,j}^{-1}$ -плотности состояний на единицу объема, они определяет инерционные свойства колебаний разности фаз параметра порядка, так что частота пространственно однородных Леггеттовских колебаний есть $\omega_0^2 = 4(\rho_1^{-1} + \rho_2^{-1})\beta$, $s_j^2 = v_{F,j}^2/3$ скорости мод Боголюбова-Андерсона в соответствующих зонах,

$(\mathrm{v},\mathrm{p})_\{\mathrm{F},\mathrm{j}\}$ скорости и импульсы Ферми. Джозефсоновское условие (2) может быть приведено к виду $v_{y,j}=\sum_k \gamma_{j,k}\sin(\theta_j^L-\theta_k^R)$, где коэффициенты связи $\gamma_{k,l}=\hbar m_j^{-1}\delta_{j,k}\Psi_k\Psi_j^{-1}$ определяют критический джозефсоновский ток $j_{k,l}^c=e\gamma_{k,l}|\Psi_k^0|^2$. Линеаризуя систему, предполагая возмущения концентрации и скорости малыми, и решив еѐ путем перехода к Фурье представлению найдем объѐмную плотность тока $\mathbf{j}=-e(n_1^0\mathbf{v}_1+n_2^0\mathbf{v}_2)$

и вычислим диэлектрические проницаемости, поперечную $\varepsilon_t=1-(\omega_1^2+\omega_2^2)\omega^{-2}$, и продольную ε_l, где ω_j есть плазменные частоты электронов в j зоне. Дисперсия электромагнитных волн дается уравнением $\omega^2\varepsilon_t-c^2k^2=0$, а продольных мод, плазменных и Легеттовских, уравнением

$$\prod_j\left(\omega^2-s_j^2k^2-\omega_j^2-\frac{\beta}{\rho_j}\right)=\left(\omega_1^2-\frac{\beta}{\rho_2}\right)\left(\omega_2^2-\frac{\beta}{\rho_1}\right),$$

которое воспроизводит дисперсию объемных потенциальных волн, полученных в [5] путем микроскопического расчета.

Вычисляя поля на границе контакта, для импеданса будем иметь выражение

$$Z=\frac{c}{i\omega\mathrm{T}_t}\left[\sqrt{\chi^2-\frac{\omega^2}{c^2}\mathrm{T}_t}-\sum_{i,l=1,2}\frac{\chi^2 b_l n_{i,l}}{k_l^2\sqrt{\chi^2-k_l^2}}\right],$$

где $k_l(\omega)$ есть решения дисперсионного уравнения, соответствующие плазменным и Легеттовским волнам, b_l - коэффициенты возбуждения этих волн $n_{j,l}$ - компоненты собственных векторов концентраций соответствующих мод, j есть зонный индекс, l -номер моды. В выражении для импеданса первый член обусловлен вихревыми полями, а последующие – потенциальными. Довольно просто задача решается для малой прозрачности барьера, когда при определении структуры полей снаружи контакта, вместо точного джозефсоновского условия (2), можно воспользоваться приближенными условиями равенства нулю нормальных компонент скорости $v_{y,1,2}(\pm d/2)=0$, явно выглядящими как

$$\sum_{l=1,2}b_j\left(n_{j,l}+q_j^2k_l^{-2}\sum_{i=1,2}n_{i,l}\right)=q_j^2$$

где $q_j=\omega_j/c_j$, есть обратные дебаевские длины электронов в соответствующих зонах.

Аналогичным образом, удовлетворяя граничным условия непрерывности потенциалов, мы найдем скачки разностей фаз и выражения для сверхпроводящих токов через границу $j_s=\sum j_{j,k}^c\sin(\hat{L}_{j,k}\psi)$, где $\hat{L}_{k,j}$ некоторые нелокальные операторы, которые в фурье представлении превращаются в операторы умножения, различные для различных компонент токов. Конечно, все они удовлетворяют соотношениям $\hat{L}_{k,j}(\omega=0,\chi=0)=\hat{1}$, выражающим равенство фазовых накруток.

Легко видеть, что когда все волны, электромагнитная, плазменная и Леггетовская, прижаты к контакту, внешний импеданс $Z(\omega,\chi)$ чисто мнимый и роль внешних полей сводится к перенормировке параметров джозефсоновской линии, погонных индуктивности и емкости. В этом случае уравнение становится модифицированным уравнением Синус-Гордона с четырьмя различными синусоидальными вкладами в сверхток. Оно имеет решение типа цепочек движущихся вихрей. Если вихри будут двигаться достаточно быстро, так что джозефсоновская частота превысит критическую частоту мод Легетта, то джозефсоновский контакт станет антенной, излучающей эту моду. Рассчитать процесс излучения моды Легетта, при условии его малости, можно с помощью теории возмущений. Пренебрегая в нулевом приближении мнимой частью импеданса джозефсоновского контакта, обусловленной излучением волны Легетта, мы найдем структуру вихрей и спектральный состав сверхтока.

Затем, с помощью полученных формул для импеданса, по заданной форме сверхтока найдем потери на излучение, и поправки к вольт-амперной кривой.

Итак, получено нелинейное уравнение, обобщающее уравнение синус-Гордона для распределенного джозефсоновского контакта на случай многозонных сверхпроводников, учитывающее возможность возбуждения коллективных Легеттовских мод. С помощью полученного уравнения проанализирована дисперсия линейных волн, прижатых к контакту, структура движущихся вихрей и процессы возбуждения поверхностных и объемных мод движущимися вихрями.

1. Leggett A.,J. Progress of Theoretical Physics **36**, 901 (1966).

2. Arterberg D.F., Demler E., Yanko B. Phys. Rev. B **66**, 214507 (2002)

3. Ponomarev Ya.G. et al. Pis'ma v ZhETF, **85** 52 (2007)

4. Ota Y., Machida M., Koyama T., Matsumoto H. Phys. Rev. Lett. **102**, 237003 (2009)

5. Sharapov S.G., Gusynin V.P., Beck H. Eur. Phys. J. B **30**, 45 (2002).

Analog of the AC Josephson effect in nanostructures based on the charge density wave conductor $NbSe_3$

Yu.I. Latyshev [1], A.P. Orlov [1], P. Monceau [2]

[1] Kotelnikov Institute of Radio-Engineering and Electronics RAS, Moscow
[2] Neel Institut, CNRS, Grenoble

lat@cplire.ru

As that is well known, charge density wave (CDW) condensate in quasi-one-dimensional conductors can be driven by electric field along the conducting chains contributing to collective conductivity. That is accompanied by narrow band noise generation with a frequency proportional to the CDW current [1]. We present here the finding of nonlinear transport in CDW conductor $NbSe_3$ across the chains (along the *c*-axis) in a bridge-type-structures fabricated by focused ion beams.

We found that low temperature transport in those structures becomes strongly nonlinear under magnetic field oriented perpendicular to the chains (H//a*-axis). The structure resistance sharply increases by several times above the threshold current I_{th}. The value of I_{th} is shown does not depend on the length of the bridge, proportional to its width and inversely proportional to magnetic field. Besides, in non-linear regime we found Shapiro-step-type response of the I-V characteristics to the external microwave radiation with the voltage spacing between the steps V being proportional to the frequency *f*. The voltage drop between elementary chains $V_0 = V/N$, where N is the number of chains across the bridge, appears to follow Josephson relationship $2eV_0 = hf$. We observed Shapiro steps at least up to the frequencies as high as 3 GHz.

We consider that the threshold behavior is associated with a critical stress of CDW by Hall electric field above which a phase CDW dislocations are formed to release a stress. Dislocation charge, 2e per chain, is accumulated from the uncondensed carriers. That results in an increase of the structure resistance above threshold current. The transport electric field moves CDW dislocations along the bridge in periodic potential across the chains. That can provide Bloch oscillations with a frequency following the Josephson relation.

The work has been supported by RFBR grant 11-02-01379-a, by program of RAS “Physics of new materials and structures”, by the state contract No 16.513.11.3066. The authors are acknowledged to A.A. Sinchenko for technical assistance and to S.A. Brazovskii for stimulated discussions.

1. Gruener G. Density waves in solids, Addison Wesley, Massachusetts and Tokyo, 1994.

Сверхпроводимость в 2D электронных системах, индуцированная за счет эффекта близости

А.С. Мельников [1], Н.Б. Копнин [2,3]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Институт теоретической физики РАН, Москва
[3] Low Temperature Laboratory, Aalto University, Finland

melnikov@ipm.sci-nnov.ru

Развито теоретическое описание сверхпроводимости, наведенной в низкоразмерных системах (2D электронный газ, слои графена, тонкие пленки или проволоки нормального металла) за счет эффекта близости с массивным сверхпроводящим электродом. Использованный подход основан на модели Фано-Андерсона, описывающей распад локализованного состояния за счет взаимодействия с некоторым резервуаром. В качестве простейших задач, иллюстрирующих эффективность развиваемого нами подхода, нами выбраны следующие: (1) сопротивление границы нормальный 2D газ - 2D газ с индуцированной сверхпроводимостью (см. рис. 1); (2) джозефсоновский транспорт между двумя областями 2D газа с наведенной сверхпроводимостью (см. рис. 2). Показано, что наведенная щель в спектре возбуждений 2D системы существенно определяется вероятностью туннелирования между сверхпроводящим электродом и 2D системой. Вычислены различные транспортные характеристики таких систем с наведенной сверхпроводимостью, проанализированы особенности джозефсоновского транспорта и вольт-амперных характеристик. Обнаружены два типа щелевых особенностей на ВАХ и нетривиальное поведение ток-фазовых характеристик.

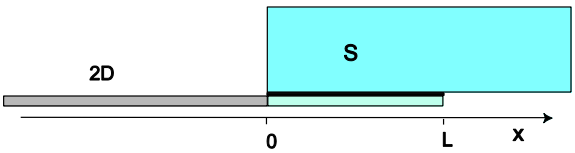


Рис. 1. Граница нормальный 2D газ - 2D газ с индуцированной сверхпроводимостью

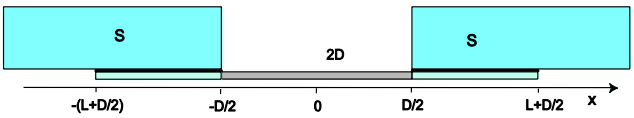


Рис. 2. Джозефсоновский контакт между двумя областями 2D газа с наведенной сверхпроводимостью

Рассмотренные задачи представляются актуальными в связи с активно ведущимися экспериментальными работами по наведенной сверхпроводимости в различных упомянутых квазидвумерных и квазиодномерных системах. Среди таких работ следует особенно отметить исследования контактов слоев графена со сверхпроводящими электродами. Такой интерес стимулируется теоретическими предсказаниями [1] необычной природы андреевского отражения в этих системах. В конкретных экспериментальных реализациях сверхпроводящие электроды частично перекрываются со слоем графена или, например, двумерного электронного газа. В рамках стандартной феноменологической модели, используемой обычно для описания таких систем, предполагается, что в области перекрытия со сверхпроводником наводится некоторый потенциал сверхпроводящего спаривания, а, кроме того, вводится сдвиг уровня химического потенциала. Различные модификации такой модели используются, в частности, для описания транспортных свойств контактов на основе графена. Несмотря на безусловную эффективность такого подхода, существует необходимость более глубокого понимания физики эффекта близости в рассматриваемой ситуации. С этой целью в работах [2-3], например, была рассмотрена модель плоского контакта между массивным сверхпроводником и тонким нормальным слоем. Такая модель адекватно описывает эффект близости в пространственно однородном случае в равновесии и позволяет определить наведенную сверхпроводящую щель в нормальном слое, которая зависит, в частности, от сопротивления разделяющего слоя. Однако, анализ пространственно неоднородной ситуации и/или неравновесных задач безусловно требует развития и обобщения этой модели. В качестве такого обобщения и развития представляется целесообразным воспользоваться подходом, использованным ранее в работах [11-12] при анализе задач о примесях в сверхпроводнике, и, по сути, основанном на модели Фано-Андерсона [13], описывающей распад локализованного состояния за счет взаимодействия с некоторым резервуаром. Именно такой подход для описания свойств разнообразных двумерных систем (графен, 2D газ, и т.д.) использован в нашей работе.

Модельный гамильтониан задачи выбран в виде суммы гамильтонианов, описывающих сверхпроводник, 2D систему и туннелирование: $\hat{H} = \hat{H}_s + \hat{H}_{2D} + \hat{H}_T$. Здесь туннельный гамильтониан может быть записан в следующем виде: $\hat{H}_T = d\sum_a \int \left[\hat{\Psi}_a^+(\vec{r})T(\vec{r},\vec{R})\hat{a}_a(\vec{R}) + \hat{a}_a^+(\vec{R})T^+(\vec{R},\vec{r})\hat{\Psi}_a(\vec{r})\right] d^3r d^2R$

Конкретный вид величины $T(\vec{r},\vec{R})$ определяется моделью процесса туннелирования. Нами рассмотрены два важных предельных случая: когерентное туннелирование, при котором сохраняется компонента импульса электрона в плоскости двумерной системы; некогерентное туннелирование, при котором импульс не сохраняется.

Эффективные уравнения Боголюбова – де Жена в двумерном слое принимают вид:

$$\hat{h}_{2D}u + \Sigma_2 v = (E + \Sigma_1)u,$$
$$-\hat{h}^*_{2D}v + \Sigma_2^+ u = (E + \Sigma_1)v.$$

Собственно-энергетические части Σ_1, Σ_2 определяются нормальной и аномальной функциями Грина сверхпроводника, а также пропорциональны произведению вероятности туннелирования t^2 на плотность состояний в сверхпроводнике ν_F. Величина Σ_2 играет роль сверхпроводящей щели, наведенной в сверхпроводнике. Эта эффективная сверхпроводящая щель приводит, в частности, к дополнительной щелевой особенности в плотности состояний двумерного слоя при низких энергиях, а также к андреевскому отражению квазичастиц от потенциала эффективной сверхпроводящей щели. В качестве иллюстрации роли эффективной щели можно привести здесь зависимость дифференциальной проводимости системы, изображенной на рис. 2 от напряжения (см. рис. 3).

Эффективная сверхпроводящая щель существенно определяется вероятностью туннелирования в сверхпроводник, и вследствие этого при малых вероятностях туннелирования оказывается значительно меньше сверхпроводящей щели в массивном электроде. В результате эффективная длина когерентности ξ_{2D} в двумерном слое, которая определяет масштаб длины, на котором происходит андреевский процесс превращения электрона в дырку, может значительно превосходить длину когерентности в массивном сверхпроводнике. Длина ξ_{2D} может оказаться сравнимой с размерами двумерного слоя, в результате чего нормальное отражение квазичастиц от границ системы начинает играть значительную роль и становится важным при расчете свойств структур, изображенных на рис. 1 и 2. Спектры квазичастиц и транпортные свойства таких систем могут демонстрировать эффекты конкуренции обычного и андреевского механизмов рассеяния, подобные рассмотренным ранее в работе [7].

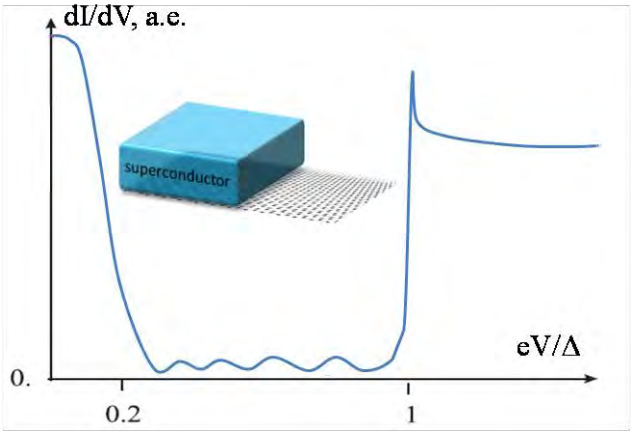


Рис. 3. График зависимости дифференциальной проводимости от напряжения: кроме стандартной особенности ВАХ при напряжениях, равных амплитуде сверхпроводящей щели в объёмном сверхпроводнике, на графике продемонстрирована особенность ВАХ на малых энергиях, связанная со щелью, индуцированной в двумерном слое. Вставка: эскиз геометрии контакта двумерного слоя со сверхпроводником поверх него

Работа частично поддержана РФФИ, Федеральным агентством по образованию в рамках федеральной целевой программы «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013».

1. Beenakker C.W.J. Phys. Rev. Lett. 97, 067007 (2006); M. Titov and C.W.J. Beenakker, Phys. Rev. B 74, 041401 (2006).

2. Volkov A.F., Magnee P.H.C., van Wees B.J., and Klapwijk T.M. Physica C 242, 261 (1995).

3. Fagas G., Tkachov G., Pfund A., and Richter K. Phys. Rev. B, 71, 224510 (2005).

4. Shiba H. Progr. Theor. Phys. 50, 50 (1973).

5. Arseev P.I. and Volkov B.A. Zh. Eksp.Teor Fiz. 100, 334 (1991) [Sov. Phys. JETP 73, 185 (1991)].

6. Fano U. Phys. Rev. 124, 1866 (1961); P.W. Andreson, Rev. 164, 41 (1961).

7. Kopnin N.B., Mel'nikov A.S., Pozdnyakova V.I., Ryzhov D.A., Shereshevskii I.A., and Vinokur V.M. Phys. Rev. Lett. 95, 197002 (2005).

Эволюция осцилляций магнитосопротивления в сверхпроводящих перфорированных плѐнках

А.Ю. Миронов [1,2], Т.И. Батурина [1], Д.А. Насимов [1], В.М. Винокур [3], А.В. Латышев [1]

[1] Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск
[2] Новосибирский государственный университет, Новосибирск
[3] Materials Science Division, Argonne National Laboratory, USA

mironov@thermo.isp.nsc.ru

Одним из наиболее ярких проявлений квантования магнитного потока в сверхпроводящих системах являются осцилляции сопротивления в многосвязных сверхпроводящих системах при приложении внешнего магнитного поля. Исследование этого явления имеет уже довольно долгую историю, и возобновление интереса обусловлено возможностью практического применения. Однако, как правило, осцилляции сопротивления в перфорированных плѐнках наблюдаются в весьма узком температурном интервале вблизи критической температуры сверхпроводящего перехода $\Delta T < 0.03T_c$ [1-6]. В предыдущих работах нами была продемонстрировано существование осцилляций сопротивления в перфорированных плѐнках силицида платины и нитрида титана в существенно более широком диапазоне температур $\Delta T > 0.2T_c$ [7-10]. Позднее аналогичные результаты продемонстрировали и другие научные группы [11,12].

В данной работе мы представляем результаты экспериментального исследования влияния микроскопических и сверхпроводящих параметров исходных плѐнок, а также геометрических параметров перфорированных плѐнок на температурную зависимость осцилляций магнитосопротивления.

В качестве исходных были взяты плѐнки силицида платины (PtSi) и нитрида титана (TiN) толщиной 3 – 7 нм, характеризующиеся существенно различными микроскопическими и сверхпроводящими параметрами. На первом этапе методом фотолитографии изготавливались мезаструктуры в виде холловских мостиков шириной 50 мкм, состоящих из трѐх областей с расстоянием между потенциометрическими контактами 100, 250, 100 мкм (см. рис.1). Далее в одной из областей методом электронной литографии остросфокусированным пучком с последующим плазмохимическим травлением были созданы квадратные решѐтки отверстий с периодом от 80 до 600 нм. Эксперименты проводились в криостате растворения и состояли в измерении температурных и магнитополевых зависимостей сопротивления. Транспортные низкотемпературные измерения проводились по стандартной четырехточечной схеме на переменном токе низкой частоты. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности пленки.

На рисунке 2 приведены магнитополевые зависимости сопротивления перфорированных

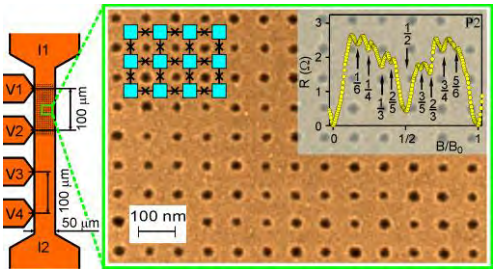


Рис. 1. Геометрия образцов и изображение в сканирующем электронном микроскопе фрагмента плѐнки TiN (толщина 5 нм) с периодически расположенными отверстиями (период – 80 нм, диаметр отверстий порядка 20 нм), изготовленными методом электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением (тѐмный контраст – отверстия). На вставке приведены экспериментальные данные магнитосопротивления (символами) как функции приведѐнного магнитного поля B/B_0, где $B_0 = \pi\hbar/(ea^2)$, при температуре 2.1 К для образца P2. В дополнение к основному периоду наблюдается тонкая структура при дробных значениях B/B_0 =1/4, 1/3, 2/5, 1/2, 3/5, 2/3, и 3/4, свидетельствующая о синхронизации фазы параметра порядка на макроскопическом масштабе, то есть включающем большое количество элементарных ячеек.

плѐнок PtSi и TiN. Сопротивление является осциллирующей функцией магнитного поля с периодом, соответствующим кванту магнитного потока на площадь ячейки $B_0 = \pi\hbar/(ea^2)$. Осцилляции сопротивления для всех образцов наблюдаются в широком диапазоне температур $\Delta T > 0.2\ T_c$. Форма осцилляций хорошо согласуется с теоретической зависимостью амплитуды осцилляций сопротивления от магнитного поля, полученной для решѐтки джозефсоновских вихрей [2,10]. В то же время зависимость амплитуды осцилляций от температуры оказывается существенно отличной от модели [2], в рамках которой считается, что амплитуда осцилляций пропорциональна производной от температурной зависимости сопротивления в нулевом магнитном поле. Проведенный нами анализ показывает, что осцилляции магнитосопротивления проявляются только в так называемом резистивном состоянии, то есть при температурах выше температуры перехода Березинского-Костерлица-

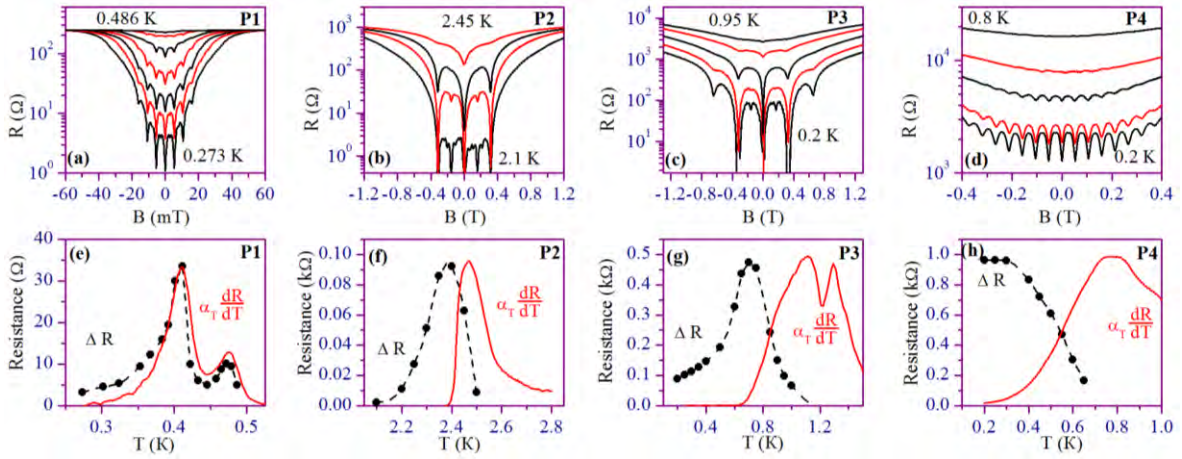


Рис. 2. (a, b, c, d) Магнитополевые зависимости сопротивления для перфорированной пленки силицида платины (P1, с периодом a = 600 нм и шириной слабой связи w = 400 нм) и трѐх перфорированных плѐнок нитрида титана (P2, P3 a = 80 нм и w = 60 нм, P4 a = 200 нм и w = 80 нм) при различных температурах. Отчѐтливо наблюдаются осцилляции магнитосопротивления с периодом, соответствующим кванту магнитного потока на элементарную ячейку: $B_0 = \pi\hbar/(ea^2)$. (e, f, g, h) Сопоставление температурных зависимостей амплитуды первой осцилляции (ΔR) и производной сопротивления перфорированной плѐнки по температуре (dR/dT) для тех же плѐнок. Вертикальная ось является общей для обеих зависимостей. Нормировочный коэффициент α_T = 9.2 K, 0.025 K, 0.22 K и 0.8 K для образцов P1, P2, P3 и P4, соответственно.

Таулесса T_{BKT}. При этом T_{BKT} при увеличении беспорядка стремится к нулю, то есть можно наблюдать осцилляции магнитосопротивления при сколь угодно низких температурах. Кроме того, мы обнаружили зависимость максимальной температуры, при которой ещѐ наблюдаются осцилляции, от соотношения геометрических параметров структуры и сверхпроводящей длины когерентности ξ_d. Оказалось, что осцилляции исчезают, когда $\xi_d(T)$ становится в 4÷6 раз меньше ширины слабой связи, то есть в 4÷6 раз меньше расстояния между двумя соседними отверстиями (см. таблицу 1). Этот результат позволяет связать исчезновение осцилляций с трансформацией джозефсоновских вихрей в абрикосовские, которая, как было показано в работе [13], происходит при таких же соотношениях сверхпроводящей длины когерентности и ширины слабой связи.

Таблица 1

Параметры наноперфорированных плѐнок. a – период сетки отверстий, w – ширина слабой связи, ΔT – температурный интервал осцилляций, T_{max} – максимальная величина температуры, при которой наблюдаются осцилляции.

Образец	a (нм)	w (нм)	$\Delta T/T_c$	$w/\xi_d(T_{max})$
P1 (PtSi)	600	200	0.7	5.9
P2 (TiN)	80	60	0.2	4.2
P3 (TiN)	80	60	0.6	4.2
P4 (TiN)	200	80	>0.9	4.6

Таким образом, в результате проведѐнных исследований установлены основные параметры, определяющие температурный интервал осцилляций магнитосопротивления, и показано, что он может простираться практически до абсолютного нуля температур, то есть $\Delta T \sim T_c$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-00152) и программы фундаментальных исследований РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры». А.Ю. Миронов благодарит Российский фонд фундаментальных исследований (грант № 12-02-16004) за финансовую поддержку участия в данном симпозиуме.

1. Fiory A.T., Hebard A.F., Somekh S. // Appl. Phys. Lett. **32**, 73 (1978).
2. Tinkham M., Abraham D.W., Lobb C.J. // Phys. Rev. B, **28**, 6578 (1983).
3. Kimhi D., Leyvraz F., Ariosa D. // Phys. Rev. B, **29**, 1487 (1984).
4. van der Zant H.S.J., Webster M.N., Romijn J., Mooij J.E. // Phys. Rev. B, **50**, 340 (1994).
5. Patel U., et al. // Phys. Rev. B **76**, 020508(R) (2007).
6. Thakur A.D., Ooi S., Chockalingam S.P., et al. // Appl. Phys. Lett. **94**, 262501 (2009).
7. Baturina T.I., Horsell D.W., Islamov D.R., et al. // Physica B, **329-333**, 1496 (2003).
8. Baturina T.I., Tsaplin Yu.A., Plotnikov A.E., Baklanov M.R. // Physica B, **378-380**, 1058 (2006).
9. Миронов А.Ю., Гатилов П.Ю., Батурина Т.И. // Известия РАН: серия физическая, **72** (2), 158 (2008).
10. Baturina T.I., et al., EPL **93**, 47002 (2011).
11. Nguyen H.Q., Hollen S.M., Stewart M.D., et al. // Phys. Rev. Lett. 103, 157001 (2009).
12. Sochnikov I., Shaulov A., Yeshurun Y., et al. // Nature Nanotech. **5**, 516 (2010)
13. Likharev K.K. // Rev. Mod. Phys. 51, 101 (1979).

Флуктуационная магнитопроводимость низкоразмерных сверхпроводящих систем

С.В. Миронов [1], А.С. Мельников [1], А.И. Буздин [2]

[1] Институт физики микрофизики РАН, Н. Новгород
[2] Institut Universitaire de France and University Bordeaux, France

svmironov@ipmras.ru

В настоящей работе представлены результаты расчетов флуктуационной магнитопроводимости сверхпроводящих систем, в которых размерное квантование или магнитное поле приводят к возможности формирования сверхпроводящих зародышей с пониженной размерностью вблизи критической температуры. Одним из примеров таких систем является мезоскопическое сверхпроводящее кольцо, в котором спектр куперовских пар является дискретным и определяется одним квантовым числом – угловым моментом [1]. Кроме того, к таким системам можно отнести объемные сверхпроводники с низкоразмерными дефектами (плоскостями двойникования, плоскими границами), а также гибридные системы «сверхпроводник – ферромагнетик с доменным распределением намагниченности», в которых доменные стенки играют роль дефектов. В перечисленных системах при температурах, близких к критической, сверхпроводимость может существовать в форме отдельных низкоразмерных зародышей, локализованных вблизи дефектов (локализованная сверхпроводимость) [2–4].

В работе показано, что в сверхпроводниках с низкоразмерными дефектами локальное повышение критической температуры T_c в области дефектов оказывает существенное влияние на флуктуационную проводимость: вблизи критической температуры величина флуктуаций вблизи дефектов существенно превышает аналогичную величину в объеме сверхпроводника. Как следствие, на зависимостях флуктуационной поправки Асламазова-Ларкина $\Delta\sigma$ от температуры для D-мерного сверхпроводника наблюдается переход от стандартной зависимости $\Delta\sigma \propto (T-T_c)^{D/2-2}$ при высоких температурах к зависимости $\Delta\sigma \propto (T-T_c)^{D/2-5/2}$ вблизи T_c.

Расчет флуктуационной поправки к проводимости производился при помощи нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау. При этом для получения температурных зависимостей поправки Асламазова-Ларкина для объемных сверхпроводников с дефектами использовалось приближение малых флуктуаций (гауссовое приближение), справедливое при температурах $(T-T_c) >> Gi_{(D)}$, где $Gi_{(D)}$ – число Леванюка-Гинзбурга, D – размерность сверхпроводника.

Мы показали, что для толстой сверхпроводящей пленки с площадью S и толщиной L (мы предполагаем, что $\xi_0 << L << \sqrt{S}$), помещенной в однородное магнитное поле H (параллельное поверхности пленки), усредненная по толщине поправка к проводимости $\langle\Delta\sigma\rangle$ имеет вид

$$\langle\Delta\sigma\rangle \approx \frac{e^2}{16\xi_0\sqrt{2|h|}} G\left(\frac{\varepsilon}{2|h|}\right) + \frac{0.1e^2}{L}\frac{1}{\varepsilon+0.59|h|}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = (T-T_c)/T_c$, $h = H/H_{c2}$, $H_{c2} = 1/2e\xi_0^2$ – верхнее критическое поле объемной сверхпроводимости, функция $G(z)$ определена на интервале $z \in [-1/2;\infty]$ и монотонно убывает от ∞ до нуля, причем при $z >> 1$ функция $G(z) \approx 1/(2\sqrt{z})$, в то время как при $z \to -1/2$ она расходится как $G(z) \approx 2/(\sqrt{z+1/2})$. В выражении (1) первое слагаемое соответствует объемному вкладу, который сингулярен в T_c: $\langle\Delta\sigma\rangle \propto \varepsilon^{-1/2}$. Второе слагаемое соответствует вкладу от узкой области (шириной порядка магнитной длины $L_H = (e|H|)^{-1/2}$) вблизи поверхностей пленки. Вблизи критической температуры поверхностной сверхпроводимости (при $\varepsilon + 0.59|h| << (\xi_0/L)\sqrt{|h|}$) поверхностный вклад оказывается доминирующим, и характер расходимости соответствующего выражения для $\langle\Delta\sigma\rangle$ соответствует двумерному случаю.

Аналогичная ситуация наблюдается для объемных сверхпроводников с набором эквидистанстных параллельных плоскостей двойникования. Для таких образцов пространственно усредненная поправка к проводимости вдоль плоскостей двойникования имеет вид

$$\langle\Delta\sigma\rangle \approx \frac{e^2}{32\xi_0\sqrt{\varepsilon}} + \frac{e^2}{16d}\frac{1}{(\varepsilon-\tau_0)}, \quad (2)$$

где d – расстояние между соседними плоскостями двойникования, $\tau_0 = (T_c^{TP}-T_c)/T_c$, $T_c^{TP} > T_c$ – критическая температура образования сверхпроводящих зародышей, локализованных вблизи плоскостей двойникования. Из выражения (2) видно, что вблизи T_c^{TP} (при $\varepsilon - \tau_0 << (\xi_0/d)\sqrt{\tau_0}$) вклад от областей вблизи плоскостей двойникования становится доминирующим в поправке к проводимости, и расходимость выражения для $\langle\Delta\sigma\rangle$ имеет двумерный характер.

Наконец, аналогичный эффект имеет место для планарных гибридных систем «сверхпроводник - ферромагнетик», в которых одномерная пространственно периодическая доменная структура намагниченности ферромагнетика создает в тонкой сверхпроводящей пленке ступенчатый профиль

магнитного поля с амплитудным значением H. При больших значениях H, когда магнитная длина оказывается много меньше характерной ширины доменов d, поправка к проводимости вдоль доменных стенок может быть представлена в виде:

$$\langle \Delta\sigma \rangle \approx \frac{e^2}{2\varepsilon} F\left(\frac{\varepsilon}{2|h|}\right) + \frac{\pi\sqrt{0.7}\, e^2 \xi_0}{16 d \left(\varepsilon + 0.59|h|\right)^{3/2}}, \quad (3)$$

где $F(z) = z^2\left[\psi\left(\frac{1}{2}+z\right) - \psi(z) - \frac{1}{2z}\right]$, ψ – дигамма функция. Как и для двух предыдущих случаев, вблизи критической температуры доменной сверхпроводимости (при $\varepsilon + 0.59|h| \to 0$) вклад от областей вблизи доменных стенок оказывается доминирующим, и расходимость величины $\langle \Delta\sigma \rangle$ имеет одномерный характер.

Также в настоящей работе проанализированы зависимости флуктуационной поправки к проводимости мезоскопического кольца с радиусом $R \sim \xi_0$ от температуры и потока магнитного поля $\phi = \Phi/\Phi_0$ через кольцо. Наиболее интересным является поведение поправки Асламазова-Ларкина в критическом флуктуационном режиме, который реализуется при $[T - T_c(\phi)]/T_c(0) << Gi_{(0)}$. В работе [5] было показано, что при малых значения магнитного потока, таких что $|\phi - 1/2| >> (R/\xi_0) Gi_{(0)}$, низкоэнергетические состояния электрона в кольце хорошо отделены друг от друга по энергиям, и их динамика может рассматриваться независимо. В этом случае выражение для наиболее сингулярной части средней флуктуационной поправки к проводимости имеет вид

$$\langle \Delta\sigma \rangle = \frac{e^2}{\pi^{3/2} s^2}\left(\frac{\xi_0}{R}\right)^4 \phi^2 \frac{1}{Gi_{(0)}^3} \ln\frac{1}{\varepsilon}, \quad (4)$$

где $\varepsilon = [T - T_c(\phi)]/T_c(0)$, s – площадь поперечного сечения кольца. В настоящей работе проанализировано поведение величины $\langle \Delta\sigma \rangle$ в двухмодовом критическом режиме, который реализуется при $\phi = 1/2 + \delta\phi$, где $\delta\phi << (R/\xi_0) Gi_{(0)}$. В этом случае два собственных состояния соответствующие значениям углового момента $n = 0$ и $n = 1$ становятся вырожденными, и на их динамику существенное влияние оказывает нелинейное взаимодействие, определяемое уравнением Гинзбурга-Ландау. При этом поправка к проводимости может быть представлена в виде

$$\langle \Delta\sigma \rangle = \frac{\Lambda e^2}{2\pi^{3/2} s^2}\left(\frac{\xi_0}{R}\right)^4 \left(\frac{1}{2}\right)^2 \frac{1}{Gi_{(0)}^3}\left[\ln\frac{1}{\varepsilon} + \ln\frac{1}{\varepsilon + \delta\varepsilon}\right], \quad (5)$$

где $\Lambda \approx 1.42$, а $\delta\varepsilon = 2(\xi_0/R)^2 \delta\phi$. Из выражения (5) видно, что вблизи половины кванта потока на зависимости средней проводимости от магнитного поля возникает узкий пик, обусловленный нелинейным взаимодействием двух низкоэнергетических пространственных мод. Амплитуда этого пика в 1.42 раза превышает значение, предсказываемое выражением (4).

Работа поддержана проектами РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», Федеральным агентством по образованию в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009–2013», фондом некоммерческих программ «Династия».

1. Little W.A. and Parks R.D. // Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).

2. Saint-James D. and De Gennes P.G. // Phys. Lett. **7**, 306 (1963).

3. Хлюстиков И.Н., Буздин А.И. // УФН **155**, вып. 1, 47 (1988).

4. Buzdin A.I. and Mel'nikov A.S. // Phys. Rev. B **67**, 020503 (2003).

5. Buzdin A.I. and Varlamov A.A. // Phys. Rev. Lett. **89**, 076601 (2002).

Сверхпроводниковые гибридные оксидные эпитаксиальные гетероструктуры с магнитной прослойкой

Г.А. Овсянников [1,2], К.И. Константинян [1], Ю.В. Кислинский [1], А.М. Петржик [1], А.В. Шадрин [1,2], А.В. Зайцев [1], В.В. Демидов [1], А.Л. Васильев [3], М.Ю.Пресняков [3]

[1] ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва
[2] Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция
[3] Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва

gena@hitech.cplire.ru

В последнее время большой интерес вызывает взаимодействие магнетизма и сверхпроводимости. На границе сверхпроводника (S) с магнетиком (M) вследствие эффекта близости происходит взаимодействие сверхпроводящих и магнитных корреляций, которое вызывает ряд нетривиальных физических явлений. Необычное поведение сверхпроводящего парного потенциала в ферромагнетике, контактирующего со сверхпроводником, было предсказано теоретически и наблюдалось экспериментально. Большая часть исследований S/M границ проводилось на поликристаллических пленках, в которых нивелируется влияние кристаллической структуры контактирующих материалов и в силу этого не могут наблюдаться ряд интересных эффектов [1-5].

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований гибридных гетероструктур (ГГС) Nb/Au/M/$YBa_2Cu_3O_x$, в которых в качестве сверхпроводника с s-симметрией параметра порядка использовалась двухслойная структура Nb/Au, а в качестве сверхпроводника с d-симметрией параметра порядка - $YBa_2Cu_3O_x$ (YBCO). Магнитная прослойка (M) изготавливалась либо из купрата $Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ (CSCO) (x=0.15 или 0.5), который является квази двумерным гайзенберговским антиферромагнетиком, либо из манганитной пленки $La_{1-y}Ca(Sr)_yMnO_3$ (LC(S)MO), демонстрирующей как антиферромагнетизм при y=0, так и ферромагнетизм при y=0.3. Границы сверхпроводящих купратов и манганитов обладают одинаковой кристаллической структурой, близкими кристаллическими параметрами и хорошей химической совместимостью, что позволяет получать атомно-резкие S/M границы. Сверхпроводниковая купратная эпитаксиальная пленка YBCO с критической температурой T_c=88-89 изготавливалась методом лазерной абляции при температуре 700-800 С на подложку (110)$NdGaO_3$ (NGO). Тонкая (5-50 нм) пленка M-прослойки эпитаксиально выращивалась в той же вакуумной камере при высокой температуре, а потом покрывалась тонким (20-30 нм) слоем золота (Au) после охлаждения до комнатной температуры. Топология структуры формировалась методами фотолитографии, плазмо-химического и ионного-лучевого травлений. Форма структуры представляла собой квадрат с линейными размерами L=10÷50 мкм (см. рис.1). В результате полученные меза гетероструктуры с M- прослойкой (МГС) можно рассматривать как S‘/I_1/M/I_2/S переходы, где роль барьеров $I_{1,2}$ выполняли Au/M и M/YBCO границы [2,3].

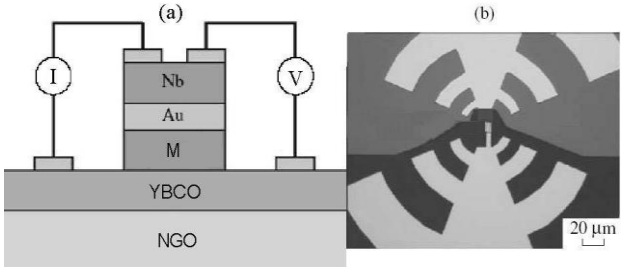


Рис. 1. (a) Поперечное сечение меза гетероструктуры и система задания тока. Контакты к YBCO и Nb пленкам выполнялись дополнительным напылением слоя Au.
(b) Вид сверху изготовленной структуры

В МГС с манганитной прослойкой с толщиной более 5 нм отсутствовал сверхпроводящий ток, хотя в МГС с прослойкой из купрата CSCO критический ток наблюдался при существенно больших толщинах прослойки (до 50 нм). При малых толщинах прослойки (d_M< 5 нм) критический ток не проявлял джозефсоновских свойств (при воздействии магнитного поля или СВЧ излучения) и был вызван проколами через прослойку.

Зависимости критического тока МГС с прослойкой из CSCO от температуры $I_C(T)$ при 10нм<d_M< <50 нм следуют температурной зависимости сверхпроводящего параметра Δ_{Nb} в пленке Nb/Au

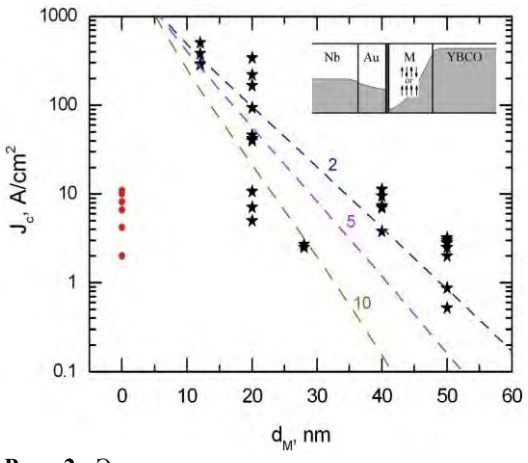


Рис. 2. Экспериментальные данные для зависимости плотности сверхпроводящего тока от d_M для МГС с прослойкой из CSCO (звездочки), имеющей уровень допирования x=0,5. Заполненные круги соответствуют МГС без M-прослойки. Пунктирными линиями показаны расчет в рамках модели, показанной на вставке для трех значений нормированного обменного поля $H_{ex}/\pi kT$

аналогично структурам без М-прослойки [4]. Обращает на себя внимание отсутствие квадратичного, типичного для SNS структур (N-нормальный металл), нарастания критического тока с уменьшением температуры. Нами также не обнаружена зависимость характерного напряжения структуры $V_C=I_CR_N$ (I_C - критический ток, R_N - нормальное сопротивление МГС) от толщины CSCO прослойки [2,3]. Заметим, что во всех исследованных нами МГС с критическим током I_C>1 мкА толщина d_M составляет десятки нанометров, т.е. глубина проникновения сверхпроводящих корреляций в CSCO значительно превосходит длину когерентности поликристаллической антиферромагнитной прослойки из FeMn, составляющей единицы нм.

Согласно модели Горькова-Кресина [1] для структуры с прослойкой из слоистого антиферромагнетика (схематически модель представлена на вставке к рис. 3) критический ток I_C зависит от наклона намагниченностей прослойки, вызванного, например, внешним магнитным полем:

$$I_C \approx I_C^0\left(\frac{2}{\pi\beta M_S}\right)^{1/2}\left|\cos\left(\beta M_S-\frac{\pi}{4}\right)\right| \quad (1)$$

Нули зависимости (1) соответствуют соотношения $\beta M_S=\pi/4+\pi n$ (n=1, 2…), где $\beta >>1$ характеризует электронную структуру AF прослойки, M_S – параметр антиферромагнитной упорядоченности, управляемый внешним магнитным полем H.

На рис. 3 показана теоретическая зависимость $I_C(H)$ в предположении линейной изменения M_S от H. Экспериментальная зависимость $I_C(H)$ отличается от фраунгоферовой, типичной для джозефсоновских переходов:

$$I_C(H)=I_C^0\left|\frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0}\right| \quad (2)$$

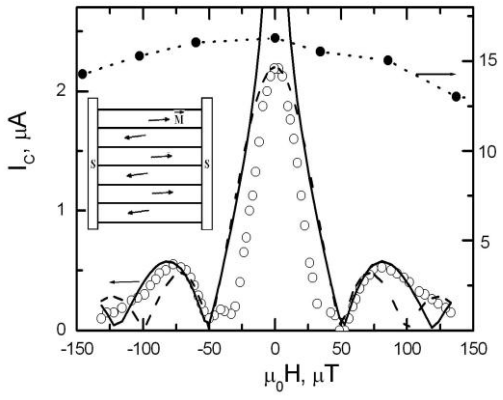


Рис. 3. Магнитно-полевая зависимость критического тока (кружки) для МГС с прослойкой из CSCO. Сплошная линия - зависимость (1), нормированная на максимальное значение критического тока $I_C(0)=I_C^0$ и магнитное поле первого минимума $I_C(H)$. Пунктир – фраунгоферова зависимость (2). Заполненные кружки - экспериментальная зависимость $I_C(H)$ для МГС без М-прослойки. На вставке показан механизм изменения наклона I_C , вызванного наклоном намагниченностей слоев под действием внешнего магнитного поля

где $\Phi=\mu_0HA_{ef}$ магнитный поток в МГС, $d_e = \lambda_{L1}+\lambda_{L2}+d_M$ эффективная глубина проникновения магнитного поля, λ_{L1} =150 нм и λ_{L2}=90 нм лондоновские глубины проникновения для YBCO и Nb соответственно.

Сверхпроводящий ток отсутствует в МГС с манганитной прослойкой вплоть до температур 0,3 К и толщин d_M = 5 нм, что может быть обусловлено пренебрежимо малым эффектом близости из-за ферромагнетизма прослойки. Возникающий на границе манганита с купратом барьер также ограничивает эффект близости. Нестехиометрия LMO пленки по кислороду вызывает слабый ферромагнетизм, что приводит к ситуации аналогичной с LCMO прослойкой [6].

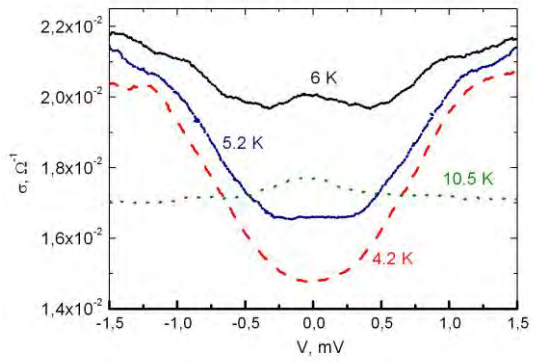


Рис. 4. Семейство зависимостей проводимости от напряжения для МГС с прослойкой из LCMO d_M=10 нм, L=30 мкм в температурном диапазоне 4,2<T<10,5K

Как видно из анализа рис. 4 при $T\geq T_C$' на зависимости проводимости $\sigma(V)$ наблюдаются особенности, вызванные, скорее всего, влиянием сверхпроводимости YBCO, а при более низких температурах доминируют особенности, вызванные эффектом близости, обусловленным проникновением конденсатной волновой функции из Nb/Au. Отметим, что качественно вид зависимости $\sigma(V)$ при T=4,2 К соответствует форме, типичной для туннельных S-I-N переходов: минимум проводимости при малых напряжениях и увеличение σ при eV≈Δ' [6].

Работа была выполнена при поддержке программами ОФН РАН и Президиума РАН, Министерством образования и науки РФ 02.740.11.0795, грантом Президента России: Ведущая научная школа НШ-5423.2010.2, проектами РФФИ-11-02-01234а и 11-02-00349а.

1. Gor'kov L., Kresin V. // Appl. Phys. Lett. **78**, 3657 (2001).

2. Ovsyannikov G.A., Constantinian K.Y., Kislinski Yu.V., et al. // Superconductor Science and Technology **24** 055012 (10 pp) (2011).

3. Komissinskiy P.V., Ovsyannikov G.A., Borisenko I.V., et al. // Phys. Rev. Lett. **99**, 017004 (2007).

4. Komissinskiy P.V., Ovsyannikov G.A., Constantinian K.Y., et al. // Phys. Rev B**78**, 024501 (2008).

5. Zaitsev A.V. // JEPT Lett. **90**, 521 (2009).

6. Петржик А.М., Овсянников Г.А., Шадрин А.В. и др. // ЖЭТФ, **139**, 1190 (2011).

Оптимизация процесса баллистического считывания сигнала кубитов

А.Л. Панкратов [1,2], А. В. Гордеева [2], Л. С. Кузьмин [2,3]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Лаборатория криогенной наноэлектроники, Нижегородский государственный технический университет, Н. Новгород
[3] Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция

alp@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время проблема создания сверхпроводящих квантовых устройств, обладающих высокой надѐжностью функционирования, является весьма актуальной. Недавно были предложены несколько возможных реализаций считывающего устройства (детектора) в кубитовой логике [1-4]. Вместо двухконтактного СКВИДа, регистрирующего разные значения магнитного поля для разных состояний кубита, предложено использовать регистрацию баллистического распространения квантов магнитного потока по двум разделенным джозефсоновским линиям передач (ДЛП) с малыми потерями, или же по двум длинным джозефсоновским контактам, один из которых индуктивно связан с кубитом (см. Рис. 1). Принцип действия устройства следующий: одновременно, по двум линиям, запускаются джозефсоновские вихри. Магнитное поле кубита изменяет скорость движения одного вихря, в результате он достигает выходного края линии позже, чем второй. Задержка времени прихода вихрей (солитонов) может быть измерена с высокой точностью. При этом, точность измерения повышается при увеличении длины ДЛП.

Рис. 1. Схема баллистического считывания кубитов с использованием двух длинных джозефсоновских контактов, один из которых индуктивно связан с кубитом

Различные флуктуации ограничивают точность считывания, поскольку они приводят к дрожанию импульса (джиттеру) [5]-[6]. В предыдущих работах, изучавших это явление как аналитически [3], так и экспериментально [7], было выяснено, что для последовательно соединенных контактов джиттер растет пропорционально корню из числа контактов N (или же корню из длины системы). Но экспериментальные исследования были проведены для систем с большими потерями, и не могут быть распространены на системы с малыми потерями, которые и представляют интерес в контексте детекторов баллистического считывания. Детальное исследование этого вопроса проводится в настоящей работе.

В качестве модели рассмотрим уравнение синус-Гордона для джозефсоновской фазы ϕ:

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2}+\alpha\frac{\partial\phi}{\partial t}-\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}=i-\sin(\phi)+i_F(x,t)\,. \qquad (1)$$

здесь координата и время нормированы на джозефсоновскую длину λ_J и обратную плазменную частоту ω_p^{-1}, соответственно, i – плотность тока смещения, i_F – тепловой шум с интенсивностью $2\alpha\gamma$.

На Рис. 2 изображена зависимость джиттера от длины контакта для различных значений параметра затухания α, тока смещения i и интенсивности шума γ = 0,001. Как видно, для больших значений α = 0,5 и α = 0,1 наблюдается зависимость $\sigma\sim\sqrt{L}$, начиная с α = 0,03, джиттер имеет зависимость $\sigma\sim\sqrt[4]{L}$ и при последующем уменьшении затухания и увеличении тока, джиттер стремится к постоянному значению, что является основным и крайне удивительным результатом данного работы.

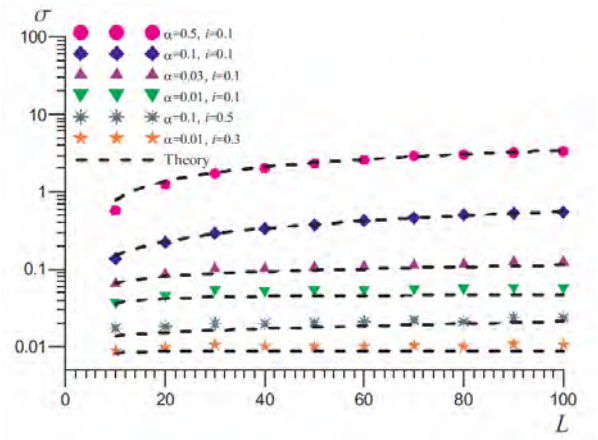


Рис. 2. Джиттер как функция длины ДЛП для различных значений потерь α и тока i для γ=0,001. Символы – численное моделирование; пунктирные кривые – теория

Объяснение этого результата заключается в изменении формы флаксона в процессе движения вдоль контакта (Рис. 3). При приближении к выходному краю солитоны ускоряются и сужаются. Согласно проведенному анализу, если затухание большое, а ток смещения мал, то форма солитона слабо меняется со временем, и в этом случае зависимость джиттера $\sigma\sim\sqrt{L}$. Но если α мало (как на Рис. 3), то наблюдается Лоренцовское сокращение солитонов и зависимость переходит в $\sigma\sim\sqrt[4]{L}$, или ещѐ более медленную зависимость от координаты.

Получим этот же результат аналитически. Выражение для скорости солитона $v(t)$ можно получить, интегрируя известное уравнения для импуль-

са p [8], пренебрегая шумом и учитывая, что $p = v/(1–v^2)^{1/2}$:

$$v(t) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{[\frac{\pi i}{4\alpha}(1 - e^{-\alpha t})]^2}}} \qquad (2)$$

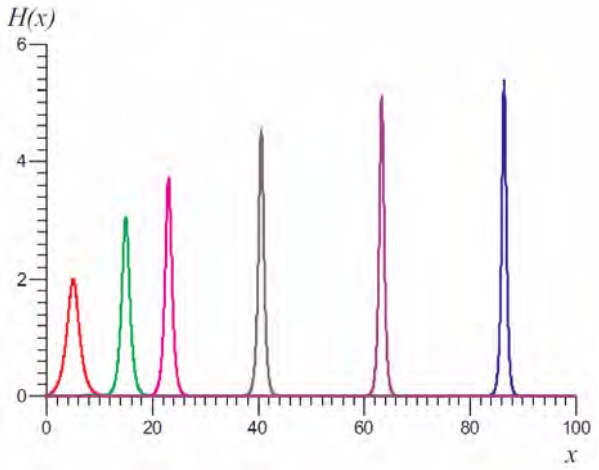


Рис. 3. Моментальные снимки солитона, ускоряющегося и сокращающегося при движении вдоль контакта ДЛП, $i = 0{,}1$ и $\alpha = 0{,}03$

Запишем уравнение для положения центра вихря $X(t)$:

$$\dot{X}(t) = -\alpha X(t)(1 - v^2) + (\frac{1}{4}\pi i + \xi(t))\sqrt{(1 - v^2)^3} \qquad (3)$$

Полагая, что шум мал, и дополнительным уменьшением потерь при движении солитона можно пренебречь (поскольку потери и так малые), уравнение (3) можно привести к уравнению движения броуновской частицы с интенсивностью шума зависящей от времени. Броуновская диффузия описывается гауссовской плотностью вероятности, поскольку шум $\xi(t)$ – гауссовый. В итоге мы получаем следующее выражение для дисперсии $D(t)$ процесса $X(t)$ [9]:

$$D(t) = \frac{\gamma}{4\alpha}\int_0^t \left[1 - 2e^{-\alpha y} + e^{-2\alpha y}\right]\left(1 - v^2(y)\right)^{5/2} dy \qquad (4)$$

Аналогично, получаем выражение для среднего

$$m(t) = X_0 + \int_0^t v(y)dy \qquad (5)$$

Тогда вероятность нахождения вихря внутри контакта принимает вид:

$$P(t) = 1 - erfc\left[(L - m(t))/\sqrt{2D(t)}\right]/2, \qquad (6)$$

откуда могут быть найдены среднее время движения солитона, являющееся по определению временем первого достижения [9] края контакта, и его среднеквадратическое отклонение σ.

Сравнение результатов численного моделирования и теории представлено на Рис. 2. Для больших значений затухания наблюдается хорошее согласование результатов, в то время как для малых α появляется небольшое численное отличие, но при этом качественное согласие вполне хорошее.

Таким образом, в данной работе рассмотрено тепловое дрожание импульса магнитного потока, распространяющегося в длинном джозефсоновском контакте. Найдены параметры контактов, при которых возрастание джиттера с длиной происходит медленнее, чем ожидаемая зависимость $\sigma \sim \sqrt{L}$. Результаты численного моделирования подтверждены аналитическими расчетами.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 09-02-00491, Фонда «Научный потенциал», Фонда «Династия» и Постановления Правительства РФ № 220 (проект 25).

1. Semenov V.K. and Averin D.V. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 13, 960 (2003).

2. Averin D.V., Rabenstein K. and Semenov V.K. // Phys. Rev. B, 73, 094504 (2006).

3. Fedorov A., Shnirman A., Schon G. and Kidiyarova-Shevchenko A. // Phys. Rev. B, 75, 224504 (2007).

4. Herr A., Fedorov A., Shnirman A., Il'ichev E. and Schon G. // Supercond. Sci. Technol., 20, S450 (2007).

5. Rylyakov A.V. and Likharev K.K. // IEEE Trans. Appl. Supercond., 9, 3539 (1999).

6. Bunyk P., Likharev K.K., and Zinoviev D. // Int. Journ. of High Speed Electron and Syst., 11, 257 (2001).

7. Terai H., Wang Z., Hishimoto Y., Yorozu S., Fujimaki A., and Yoshikawa N. // Appl. Phys. Lett. 84, 2133 (2004). H. Terai et al. IEEE Trans. Appl. Supercond., 15, 364 (2005).

8. Joergensen E., Koshelets V.P., Monaco R., Mygind J., Samuelsen M.R., and Salerno M. // Phys. Rev. Lett., 49, 1093 (1982).

9. Coffey W.T., Kalmykov Yu.P. and Waldron J.T. // The Langevin Equation (World Scientific, Singapore, 1996).

Сверхпроводящие флуктуации и переход Березинского-Костерлица-Таулеса в тонких плёнках нитрида титана

С.В. Постолова [1,2], А.Ю. Миронов [1], Т.И. Батурина [1]

[1] Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск
[2] Новосибирский государственный университет, Новосибирск

svet.postolova@gmail.com

Важной особенностью двумерных сверхпроводящих систем является двустадийность перехода в макроскопически когерентное сверхпроводящее состояние, то есть, существование двух характерных температур. При уменьшении температуры до $T = T_c$ (T_c – критическая температура сверхпроводящего перехода) возникает отличный от нуля модуль параметра порядка, затем при более низкой температуре $T = T_{БКТ} < T_c$ [$T_{БКТ}$ - температура перехода Березинского–Костерлица–Таулеса] устанавливается макроскопическая фазовая когерентность параметра порядка [1,2]. Отметим, что ни T_c, ни $T_{БКТ}$ не выделены на экспериментальной зависимости сопротивления от температуры, $R(T)$. T_c может быть определена из анализа $R(T)$ с позиций теории сверхпроводящих флуктуаций (SF) в температурной области $T > T_c$ [3]. Температура $T_{БКТ}$, как правило, определяется из анализа степенного поведения вольтамперных характеристик или из анализа магнитополевых зависимостей сопротивления.

В данной работе при определении T_c в тонких плѐнках нитрида титана толщиной ≤ 5 нм, впервые, учтены все квантовые вклады в проводимость, а именно: вклад от слабой локализации (WL); вклад от электрон-электронного взаимодействия в диффузионном канале (ID); вклад Асламазова-Ларкина (AL); вклад Маки-Томпсона (MT); а также вклады, обусловленные перенормировкой коэффициента диффузии (DCR) и изменением плотности состояний (DOS), за счѐт наличия сверхпроводящих флуктуаций (SF). При этом полная проводимость $G = G_0+\Delta G^{WL}+\Delta G^{ID}+\Delta G^{AL}+\Delta G^{MT}+\Delta G^{DCR}+\Delta G^{DOS}$, где G_0 – друдевская проводимость. Для исследуемых плѐнок коэффициент диффузии составляет $D \approx 0.3$ см^2/с, тепловая длина когерентности $l_T \approx 2.5$ нм при $T = 300$ K ($l_T \approx 12$ нм при $T = 10$ K). То есть, вплоть до 300 K толщина плѐнок $d \le l_T$. Сверхпроводящая длина когерентности $\xi_d(0) \ge 8$ нм и больше толщины исследуемых плѐнок. Таким образом, плѐнки являются квазидвумерными относительно эффектов электрон-электронного взаимодействия, и $\Delta G^{WL} + \Delta G^{ID} = G_{00}A\ln[k_BT\tau/\hbar]$, где $G_{00} = e^2/(2\pi^2\hbar)$. Коэффициент $A = ap + A_{ID}$, где $a = 1$ при условии, что время сбоя фазы τ_φ много меньше времени спин-орбитального рассеяния , p – показатель степени в температурной зависимости времени сбоя фазы ($\tau_\varphi \propto T^{-p}$), A_{ID} – константа, описывающая экранированное кулоновское взаимодействие, $A_{ID} \approx 1$. Анализ вкладов от сверхпроводящих флуктуаций $\Delta G^{SF}=\Delta G^{AL}+\Delta G^{MT}+\Delta G^{DCR}+\Delta G^{DOS}$ основан на недавнем теоретическом результате [4], дающем полное описание флуктуационной сверхпроводимости во всѐм диапазоне температур выше T_c.

На рисунке 1(а) приведѐны экспериментальные и теоретические зависимости сопротивлений исследуемых плѐнок, на рис.1(б) приведены те же данные, но построенные в виде безразмерного кондактанса G/G_{00}, где $G=1/R$. Для построения теоретических зависимостей использовалось три варьируемых параметра: $\delta = \pi\hbar/(8k_BT\tau_\varphi)$ - параметр распаривания, A и T_c. Значения этих параметров, дающие наилучшее описание экспериментальных зависимостей, приведены в таблице. Теоретические кривые точно отражают все особенности экспериментальных зависимостей: немонотонное поведение $R(T)$, положение максимума (R_{max}, T_{max}) и, более того, аккуратно следуют экспериментальным данным вплоть до $R << R_{max}$. Следует особо подчеркнуть, что изменение параметров δ и A, главным образом, влияет на положение максимума (R_{max}, T_{max}), но не на T_c. Расчеты показывают [5], что при $T > 2T_c$ вклады AL, DOS и DCR практически полностью компенсируют друг друга $\Delta G^{AL}+\Delta G^{DCR}+\Delta G^{DOS} \approx 0$, и вклад Маки-Томпсона является доминирующим вплоть до $(T-T_c)/T_c < \delta$, при дальнейшем понижении температуры вклад AL превосходит MT. Таким образом, именно конкуренция вкладов в проводимость определяет *немонотонный* характер зависимостей $R(T)$.

Параметры исследуемых плѐнок TiN: R_{300} – сопротивление плѐнки, приведѐнное на квадрат при $T = 300$ K; T_{max} – температура, при которой достигается максимальное сопротивление R_{max}; T_c – критическая температура сверхпроводящего перехода; δ – параметр распаривания; A – коэффициент в выражении для суммы вкладов $\Delta G^{WL} + \Delta G^{ID}$; $T_{BKT}^{(I)}$ - температура перехода БКТ, определѐнная из анализа вольтамперных характеристик, $T_{BKT}^{(B)}$ – из анализа магниторезистивных зависимостей

Плѐнка #	R_{300} кОм	R_{max} кОм	T_{max} К	T_c К	δ	A	$T_{BKT}^{(I)}$ К	$T_{BKT}^{(B)}$ К
S04	0.855	0.932	7.34	2.538	0.033	2.63	2.497	2.475
S03	2.52	3.74	3.55	1.260	0.040	2.63	1.147	1.115
S15	2.94	4.74	2.88	1.115	0.060	2.59	0.910	0.895
S01	3.75	10.25	1.23	0.521	0.070	2.71	—	0.380

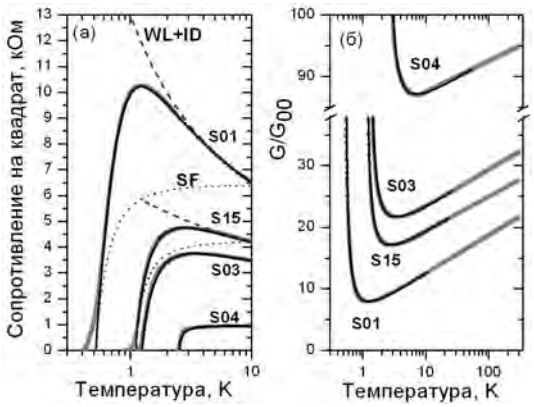


Рис. 1. (а) Температурная зависимость сопротивления на квадрат. Сплошные серые линии: экспериментальные зависимости. Сплошные чѐрные линии: теоретические зависимости, задаваемые суммой всех квантовых вкладов в проводимость. Штриховые линии (WL+ID): вклад в сопротивление от слабой локализации и взаимодействия в диффузионном канале для образцов S01 и S15. Пунктирные линии (SF): вклад от сверхпроводящих флуктуаций. (б) Те же экспериментальные и теоретические зависимости $R(T)$, построенные в виде безразмерного кондактанса G/G_{00}, в температурном диапазоне до 300 К

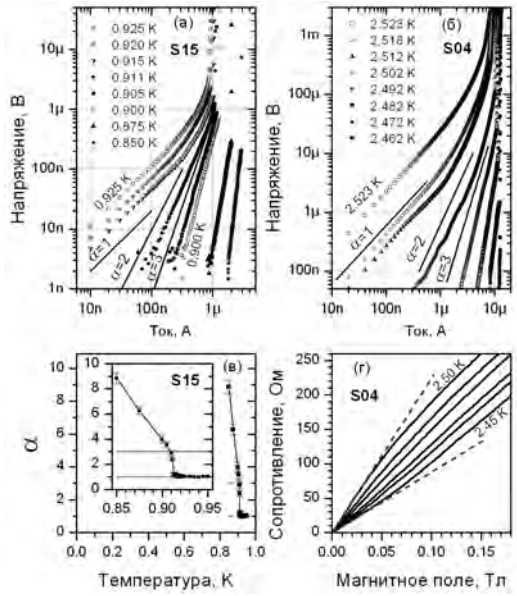


Рис. 2. Вольтамперные характеристики образцов S15 (а) и S04 (б) в двойном логарифмическом масштабе. Сплошные линии соответствуют различным значениям α. (в) Зависимость $\alpha(T)$ для образца S15, на врезке та же зависимость в увеличенном масштабе по температуре. (г) Магниторезистивные изотермы для образца S04, измерены с шагом по температуре 10 мК

Отметим, что для все образцов критическая температура T_c находится ―уподножия" $R(T)$, где $R(T_c)\approx(0.08\div0.13)\,R_{max}$, то есть, распространѐнный способ определения T_c, как температуры, в которой сопротивление уменьшается в два раза по сравнению с R в нормальном состоянии даѐт завышенное значение T_c.

Переход БКТ регистрировался двумя методами. Первый - путем анализа вольтамперных характеристик, имеющих степенной вид при $T < T_{BKT}$; переходу соответствует смена зависимости со степенной $V \propto I^3$ на линейную $V \propto I$ (см. рис. 2). Второй способ определения T_{BKT} состоит в анализе магниторезистивных изотерм [6] (рис. 2(г)). При $T < T_{BKT}$ изотермы имеют положительную кривизну ($d^2R/dB^2 > 0$), при $T > T_{BKT}$ кривизна становится отрицательной ($d^2R/dB^2 < 0$). Температуре T_{BKT} соответствует линейная $R(B)$.

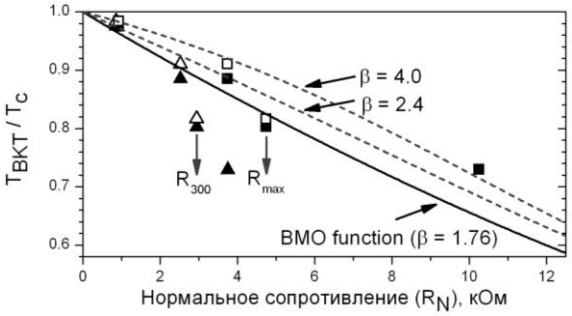


Рис. 3. Отношение T_{BKT}/T_c как функция R_N. Треугольники соответствуют $R_N = R_{300}$, квадраты соответствуют $R_N = R_{max}$. Заштрихованные символы $T_{BKT}^{(I)}$, незаштрихованные соответствуют $T_{BKT}^{(B)}$ (см. таблицу). Сплошная линия: теоретическая зависимость ВМО (1). Пунктирные линии: зависимость ВМО в случае $\beta > 1.76$

Зависимости отношения T_{BKT}/T_c от нормального сопротивления плѐнки (рис. 3) хорошо описывается универсальным выражением ВМО [7]:

$$\frac{T_{BKT}}{T_c}\cdot f^{-1}\left(\frac{T_{BKT}}{T_c}\right)=\frac{0.561}{R_N}\cdot\frac{\pi^3}{8}\cdot\frac{\hbar}{e^2},$$

$$f^{-1}\left(\frac{T}{T_c}\right)=\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)}\left[\tanh\left(\frac{\beta\Delta(T)T_c}{2\Delta(0)T}\right)\right], \qquad (1)$$

где $\Delta(T)$ – ширина сверхпроводящей щели, $\beta = \Delta(T)/(k_BT_c)$, в рамках теории БКШ $\beta = 1.76$. Наилучшее согласие теоретической зависимости и экспериментальных точек достигается при выборе $R_N = R_{max}$ и, принимая во внимание, что значение параметра β может отличаться от предсказываемого в рамках теории БКШ [8].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-00152) и программы фундаментальных исследований РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

1. Kosterlitz J.M., Thouless D.J. // J. Phys. C: Solid State Phys. 6 (1973) 1181.

2. Halperin B.I, Nelson D.R. // J. of Low Temp. Phys. 36, (1979) 599.

3. Larkin A.I., Varlamov A.A. // Theory of Fluctuations in Superconductors (Clarendon Press, Oxford) 2005.

4. Glatz A., Varlamov A.A., Vinokur V.M. // EPL 94 (2011) 47005; Phys. Rev. B, 84 (2011) 104510.

5. Baturina T.I., Postolova S.V., Mironov A.Yu., Glatz A., Baklanov M.R., Vinokur V.M. // EPL 97 (2012) 17012.

6. Minnhagen P. // Phys. Rev. B, 23 (1981) 5745.

7. Beasley M.R. Mooij, J.E., Orlando T.P. // Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1165.

8. Sacépé B., Chapelier C., Baturina T.I., Vinokur V.M., Baklanov M.R., Sanquer M. // Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 157006.

«Железные» высокотемпературные сверхпроводники

В.М. Пудалов [1], Т.Е. Шаныгина [1], Я.Г. Пономарев [2], С.А. Кузьмичев [2], А.В. Садаков [1], А.С. Усольцев [1], К.С. Перваков [1], Ю.Ф. Ельцев [1], Е.П. Хлыбов [3]

[1] Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва
[2] Московский государственный университет, Москва
[3] Институт физики высоких давлений РАН, Троицк

pudalov@lebedev.ru

Открытие в 2008г. нового класса высокотемпературных сверхпроводников на основе FeAs и FeSe [1, 2] было совершенно непредвиденным событием и стимулировало интенсивные исследования этих материалов. К настоящему времени синтезированы соединения уже как минимум шести классов [3], в частности, класса 11 – типичный представитель FeSe(Te), класса 122 – $Ba(K)Fe_2As_2$, и класса 1111 с наиболее высокими значениями T_c, REFeAsO(F) (где RE=La,Sm,Dy,Gd,Eu,…) Наивысшая критическая температура $T_c = 54K$ получена (при оптимизированном дефиците по кислороду $x = 0.2$) в $SmFeAsO_{1-x}$ [4] и T_c=56K - (при частичном замещении Gd на Th) в $Gd_{0.8}Th_{0.2}FeAsO$ [5].

В некоторых отношениях эти соединения схожи с оксидами купратов – та же слоистая квазидвумерная структура и пространственное разделение слоев резервуаров носителей заряда и слоев, в которых происходит сверхпроводящее спаривание. Однако, большая часть других свойств резко отличает их от купратных ВТСП и потому исследование “железных” сверхпроводящих материалов обещает новую интересную физику [3]. В настоящее время ключевыми исследуемыми вопросами являются (а) механизм сверхпроводящего спаривания, (б) симметрия параметра порядка, (в) величина и анизотропия сверхпроводящих щелей в энергетическом спектре.

Высокий интерес к новым железосодержащим сверхпроводникам (более 2000 публикаций всего за 3 года) заключается в том, что механизм спаривания возможно связан с сосуществования сверхпроводимости и магнетизма на фазовой диаграмме [5]. Более того, теоретически выдвинуто предположение о том, что сверхпроводимость в них возможно вызвана магнитными флуктуациями [6]. В настоящее время принято считать, что спаривание, в первую очередь, не определяется фононами, хотя магнитоупругая связь важна для осуществления сверхпроводимости – об этом свидетельствует сильнейшая взаимосвязь величины магнитного момента Fe с длиной элементарной ячейки.

Альтернативой обычной фононной связи являются электронные возбуждения, в частности, это спиновые флуктуации. Данные неупругого рассеяния нейтронов, действительно, свидетельствуют в пользу такого механизма. Если эта догадка подтвердится, то нефононный механизм спаривания сможет быть эффективным для достижения гораздо более высоких критических температур, поскольку температура сверхпроводящего перехода пропорциональная характерному масштабу энергий и существенно выше для электронных возбуждений, чем масштаб средней частоты фононов.

Теоретически рассчитанная поверхность Ферми для систем класса 1111 [7-9] состоит из вложеных друг в друга квазидвумерных дырочных цилиндров, центрированных в точке **Г,** и двух вложенных электронных цилиндров в точках **M** в первой зоне Бриллюэна. Многие из полученных экспериментальных данных указывают на то, что слоистые ВТСП материалы на основе железа являются многозонными сверхпроводниками с **s-**типом симметрии параметра порядка [3].

Измерения сдвига Найта [12] однозначно показали, что в соединениях на основе FeAs (в частности, типа 1111) происходит спаривание спин-синглетного типа. Что касается симметрии параметра порядка, то в литературе сообщались аргументы в пользу как $s^{\pm}$ [13,14], так и s^{++}- типа [15]. Т.о., симметрия параметра порядка в соединениях 1111 остается дискутируемой и требует экспериментального исследования. С механизмом спаривания тесно связана величина и структура сверхпроводящей щели Δ.

Измерения спектров фотоэлектронной эмиссии с угловым разрешением (ARPES) в настоящее время не обеспечивают разрешение, достаточное для выявления тонких деталей Δ масштаба долей мэВ. Этот параметр почти исключительно определяется в экспериментах по точечной микроконтактной спектроскопии, таких как сканирующая туннельная спектроскопия, туннельная (SIS) и микроконтактная спектроскопия Андреевского отражения (SN и SNS). Тем не менее, несмотря на такой узкий круг экспериментальных методов, значения Δ, получаемые на материалах одного и того же класса 1111, оказываются довольно противоречивыми, даже для наиболее интенсивно изученного материала SmFeAsO(F).

В наших работах были синтезированы поликристаллические ВТСП материалы состава GdFeAsO(F), EuFeAsO(F), DyFeAsO(F) и CeFeAsO(F) [16], выращены монокристаллы $BaFe(Co)_2As_2$, и проведены измерения сверхпроводящих щелей методом спектроскопии андреевского отражения в микроконтактах S-N-S, на микросколе, генерируемом при температуре 4.2K [17-19]. В частности, для GdFeAsO(F) измерения щели в [17] проведены впервые.

Исследования FeAs-материалов методом неупругого рассеяния нейтронов свидетельствуют о существовании спиновых флуктуаций и спинового резонанса с направлением волнового вектора (1/2, 1/2), т.е. в направлении **ГМ** между двумя зонами ПФ. Из этих результатов следует также, что сверхпроводящий параметр порядка в исследованных FeAs-соединениях имеет различный знак на различных частях поверхности Ферми. Из экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов [20] для нескольких сверхпроводников на основе FeAs: (BaFe(Co)2As2, FeSe(Te), и LaFeAsO(F)), было также установлено, что энергия коллективного спинового резонанса E_{res} линейно масштабируется с критической температурой T_C как $E_{res} = 4.7T_C$ [21].

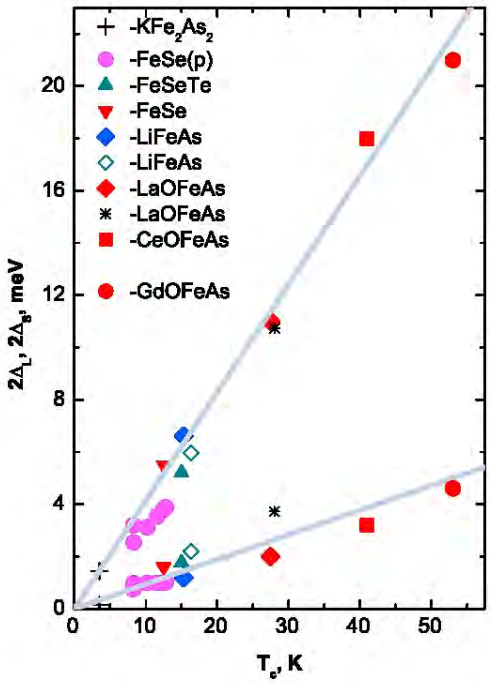


Рис. 1. Эмпирический скейлинг сверхпроводящих щелей в «железных» сверхпроводниках типов 1111, 11 и 122 с T_C

Данные наших измерений андреевской спектроскопии на микросколах [17-20] свидетельствуют о двухщелевой сверхпроводимости во всех исследованных нами соединениях на основе FeAs и FeSe. В частности, для GdFeAsO(F) с наивысшим T_C=53K, значения двух щелей (при T=4.2K) составляют $\Delta_L = (10.5\pm2)$ мэВ и $\Delta_S = (2.3 \pm 0.4)$ мэВ. Оценка отношения $2\Delta_L/kT_c = 4.8$ превышает стандартное БКШ значение 3.52 для однощелевого сверхпроводника в пределе слабой связи, тогда как для малой щели отношение $2\Delta_S/kT_C = 1.1$ меньше стандартного БКШ значения.

Учитывая нормальный знак изотопического эффекта для Fe [18], полученные нами значения отношения $2\Delta_{L,S}/kT_C$ означают, что в данном сверхпроводнике в дырочных зонах возможно имеется довольно сильная связь, а значение $2\Delta_S/kT_C$ для малой щели определяется наличием межзонной связи.

На рисунке 1 приведены величины сверхпроводящих щелей в спектре всех исследованных нами ВТСП материалов типов 1111, 11, и 122. Как видно, обе щели линейно масштабируются с критической температурой: $2\Delta_L/kT_C = 4.8 \pm 0.1$ и $2\Delta_S/kT_C = 1.1 \pm 0.2$. Более того, в пределах экспериментальных погрешностей, зависимость энергии спинового резонанса $E_{res}(T_C)$ совпадает с зависимостью большой щели $2\Delta_L$ от T_C для всех исследованных сверхпроводников: Ce-1111 [18], FeSe [19], Gd-1111 [17], KFe2As2, FeTe(Se), LiFeAs, and LaFeAsO(F) [19].

Совпадение значения большой (“ведущей”) щели $2\Delta_L/kT_C$ (Рис. 1) и E_{res}/kT_C [20] свидетельствует о том, что спиновые возбуждения и сверхпроводимость связаны с одними и теми же 3*d*-электронами Fe. Весьма вероятно, что спиновый резонанс является триплетным S=1 возбуждением основного S=0 состояния сверхпроводника. С другой стороны, совпадение энергий резонанса и величины щели свидетельствует также о полностью щелевом состоянии с волновой симметрией s-типа в исследованных сверхпроводниках.

Данная работа поддержана грантами РФФИ, РАН, а также Министерства образования и науки (Программы поддержки НОЦ и ЦКП).

1. Kamihara Y., Watanabe T., Hirano M., Hosono H. // J. Am. Chem.Soc. **30**, 3296 (2008).
2. Takahashi H., Igawa K., Arii K., Kamihara Y., Hirano M., Hosono H. // Nature, **453**, 376 (2008).
3. Johnston D.C. // Adv. Phys. **59**, 803 (2010); Садовский М.В. // УФН, **178** 1201 (2008); Ивановский А.Л. // УФН **178**, 1273 (2008); Изюмов Ю.А. , Курмаев Е.З. // УФН **178**, 1307 (2008).
4. Liu R.H., Wu G., T. Wu, et al. // Phys. Rev. Lett. **101**, 087001 (2008).
5. Wang C., Li L., S. Chi, et al. // Europhys. Lett. **83**, 67006 (2008).
6. Mazin I.I., Singh D.H , Johannes M.D., Du M.H. // Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008); Mazin I.I. et al. // Phys. Rev. B **78,** 085104 (2008).
7. Singh D.J., Du M.H. // Phys. Rev. Lett. **100**, 237003 (2008); Singh D.J. // Physica C **469**, 418 (2009).
8. Nekrasov I.A., Pchelkina Z.V., Sadovskii M.V. // Письма в ЖЭТФ **88**, 155 (2008).
9. Coldea A.I., Fletcher J.D., Carrington A. et al. // Phys. Rev. Lett. **101**, 216402 (2008).
10. Raghu S., Qi X.-L., Liu C.-X., Scalapino D.J., Zhang S.-C. // Phys. Rev. B **77**, 220503(R) (2008).
11. Li J., Wang Y.P. // Chin. Phys. Lett. **25**, 2232 (2008).
12. Mukuda H., Terasaki N., Yashimaa M., Nishimura H., Kitaoka Y., Iyo A. // Physica C **469**, 559 (2009).
13. Zhou Y.R., Li Y.R., Zuo J.W., et al. // arXiv:0812.3295.
14. Chen C.-T., Tsuei C.C., Ketchen M.B., Ren Z.-A., Zhao Z.X. // Nature Physics. **6**, 260 (2010).
15. Mazin I.I., Schmalian J. // arXiv: 0901.4790.
16. Khlybov E.P., Omelyanovsky O.E., Zaleski A., et al. // Письма в ЖЭТФ **90** (5), 429 (2009).
17. Shanygina T.E., Ponomarev Ya.G., Kuzmichev S.A., et al. // Письма в ЖЭТФ, **93**(2), 95 (2011).
18. Ponomarev Ya.G., Shanygina T.E., Eltsev Yu.F. et al. // Proceed. FPS’11, Journ.Sup.Novel Magn. (2012).
19. Ponomarev Ya.G., Kuzmichev S.A., Mikheev M.G. et al. // JETP, 113, No. 3, 459-467 (2011)
20. Onari S., Kontani H., and Sato M. // Phys. Rev. B: Condens. Matter, 81, 060504 (2010)
21. Shin-ichi Shamoto et al. // Phys. Rev. B: 82, 172508 (2010).

Numerical simulation of a resistive state in a mesoscopic superconducting bridges under a local laser irradiation

A. V. Putilov [1], R. Werner [2], I. M. Nefedov [1], R. Kleiner [2], D. Koelle [2], A. Yu. Aladyshkin [1]

[1] Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod
[2] Physikalisches Institut – Experimentalphysik II and Center for Collective Quantum Phenomena in LISA+, Universität Tübingen, Germany

aladyshkin@ipm.sci-nnov.ru

The concept of localized superconductivity in bulk superconductors was introduced in 1963 by Saint-James and de Gennes [1]. They demonstrated that superconductivity in a semi–infinite sample with an ideal flat surface in the presence of an external magnetic field H parallel to its surface can survive in a thin surface layer, even above the upper critical field H_{c2}, when bulk superconductivity is completely suppressed. Based on the phenomenological Ginzburg–Landau theory, the critical field H_{c3} for surface superconductivity, localized near superconductor/vacuum or superconductor/insulator interfaces, can be calculated as

$$1.695H_{c2} \simeq H_{c3} = H_{c3}(0)(1-T/T_{c0})$$

where $H_{c3}(0)$ is the upper critical field for surface superconductivity at temperature T=0, and T_{c0} is the superconducting critical temperature for H=0.

In this paper we theoretically investigate the evolution of edge superconductivity in plain microbridges in perpendicular magnetic field. In order to describe the general properties of the resistive state in a mesoscopic superconducting thin film sample, we use a simple time–dependent Ginzburg–Landau (GL) model [2]

$$u\left(\frac{\partial}{\partial t}+i\varphi\right)\psi = \tau\left(\psi-|\psi|^2\psi\right)+\left(\nabla+iA\right)^2\psi \qquad (1)$$

$$\nabla^2\varphi = div\, j_s \qquad j_s = -\frac{i}{2}\left(\psi^*\left(\nabla+iA\right)\psi - c.c.\right) \qquad (2)$$

$$\tau = 1 - T(r)/T_{c0}.$$

Here ψ is the normalized order parameter (OP), φ is the dimensionless electrical potential, A is the vector potential rot$A$ = He_z, $T(r)$ is local temperature (potentially position–dependent), j_s is the density of the supercurrent, u is the rate of the OP relaxation, c.c. stands for complex conjugate. We assume that the effect of the superfluid currents on the magnetic field distribution is negligible and consider the internal magnetic field B equal to the external magnetic field H oriented perpendicular to the thin film plane. The boundary conditions for Eqs. (1)-(2) are explicitly written in [2].

We calculate the instant value of the normalized voltage drop $V(t)$=<φ_1(t)>−<φ_2(t)> where

$$<\varphi_i(t)> = \frac{1}{S_i}\iint \varphi_i(x,y,t)\,dxdy \qquad (3)$$

and analyze the dependence of $V(t)$ on H and the injected bias current j; the regions S_i are "virtual electrodes", i={1,2}. Then we calculate the time averaged order parameter and normal and superconducting current distributions in a sample in the resistive state. All calculations were performed for a rectangular plain superconducting thin film (W=30ξ_0, L=60ξ_0; ξ_0 is the GL coherence length at T=0) at a reduced temperature T/T_{c0}=0.47 (corresponds to T=4.2K for Nb with T_{c0}=9K).

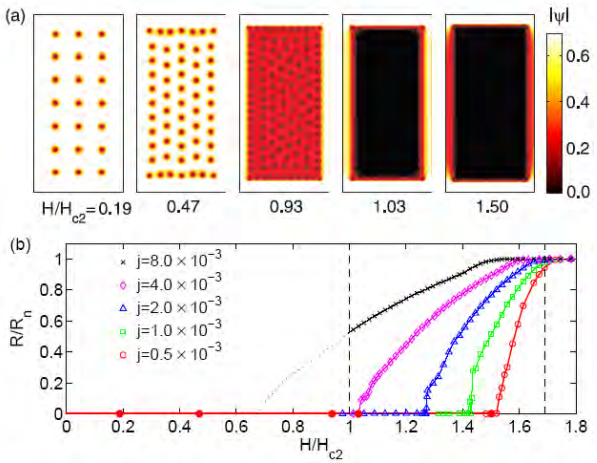


Fig. 1. Numerical GL-simulation results for a superconducting rectangular thin film biased at normalized current density j. (a) Spatial distribution of the modulus of the normalized order parameter wave function |ψ(x,y)| with j=0.5×10^{-3} [lowest value in (b)]. The five panels show simulation results for different values of H/H_{c2}; j is flowing from top to bottom. (b) R/R_n vs H/H_{c2} for different j. Two vertical dashed lines depict the upper critical field H_{c2} and the critical field of ES.

Fig. 1(a) shows the spatial distribution |ψ(x, y)| for a rather small value of j=5×10^{-4} for five different values of H/H_{c2} from 0.19 to 1.50. In all considered cases, for small $|H|$ and moderate j the OP distributions are time-independent ("stationary case") corresponding to zero resistance. At $|H|<H_{c2}$, a regular vortex structure appears and the density of vortices increases with increasing H. However, even when bulk superconductivity is depleted at $|H|>H_{c2}$, superconducting channels with finite and time-independent |ψ| running along the edges of the rectangle are still present and can provide a non-dissipative current transfer. If H is further increased, the superconductor turns to a non-stationary regime with finite resistance and reaches its normal value at the upper critical field for ES at $H=H_{c3}$. The calculated R/R_n vs H/H_{c2} curves for different j are shown in Fig. 1(b). The numerical simulations reproduce the shift of the curves to smaller H and the decrease of the slope dR/dH in the interval $H_{c2}<|H|<H_{c3}$ as j increases.

Based on the time dependent GL model, we calculate the time-averaged quantities for the OP distribution $<|\psi|^2>(y)$ and the x–components of the superfluid current density $<j_{s,x}>(y)$ and the normal current density $<j_{n,x}>(y)$. Fig. 2 shows results of such calculations for $H=1.3H_{c2}$ and $T/T_{c0}=0.47$, which were obtained for zero bias current density $j=j_{s,x}+j_{n,x}$ [Fig. 2(a)], and for j close to the critical current density at $H=H_{c2}$ [Fig. 2(b)].

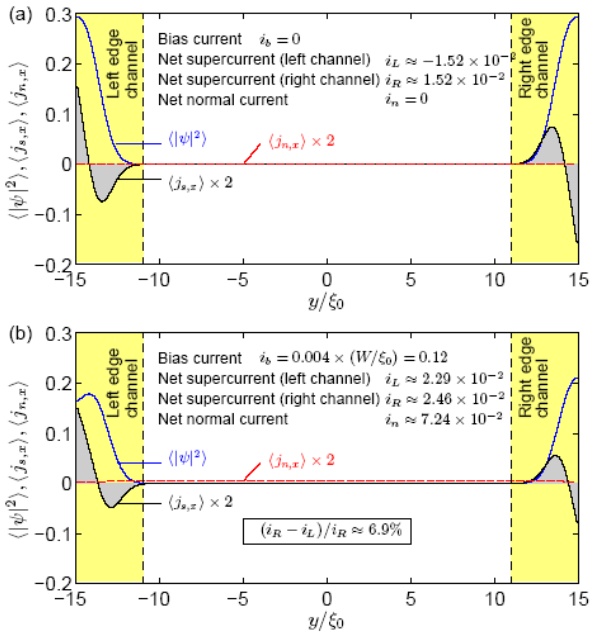


Fig. 2. Time-averaged normalized OP wave function $<|\psi|>^2(y/\xi_0)$ and x–components of the normalized superfluid current density $<j_{s,x}>(y/\xi_0)$ and normalized normal current density $<j_{n,x}>(y/\xi_0)$. The two graphs differ in the normalized bias current (a) $i_b=0$ and (b) $i_b=0.12$. i_L and i_R denote the integrals of $<j_{s,x}>$ (shaded areas) over the left and right edge channels, respectively.

We model the effect of the laser beam focused on the certain position on the dc sample's resistance, assuming a Gaussian-like shape of the laser-beam-induced increase in a local temperature with the maximum amplitude $\Delta T=0.5$ K, the full width half maximum of $\sigma=7\xi_0$ and different values of H/H_{c2}. We calculate the beam-induced voltage $\Delta V=V_{on}-V_{off}$ as a function of the laser beam position and obtain the linescan series shown in Fig. 3. Here V_{on} and V_{off} are the instant voltages when the laser beam is on and off, respectively. These simulations clearly show that the voltage signal has maxima near the left and right edges, and that their amplitudes are different, with this asymmetry being most pronounced at $H=H_{c2}$.

According to our calculations, even in the resistive ES state, there is a finite superfluid flow localized within the ES channels. These supercurrents are circulating in opposite direction within each of the two edge channels, which is due to the applied magnetic field H. For further analysis, we determined the net currents i_L, i_R and i_n. Here, i_L and i_R are the integrals of $j_{s,x}$ across the left and right edge channel, respectively (shaded areas in Fig. 2); i_n is the integral of $j_{n,x}$ across the entire width of the film. Hence, for the normalized bias current $i_b \equiv jW/\xi_0$ we have $i_b=i_L+i_R+i_n$. For $j=0$ [cf. Fig.2(a)], the net currents i_L and i_R in the right and left edge channel have the same finite amplitude, but differ in sign, and $i_n=0$. For $j>0$ [cf. Fig.2(b)] the steady-state distribution of the superconducting parameters differs from the case $j=0$. Now, i_L and i_R do have the same (positive) sign, but different amplitudes. Thus, analyzing only the large-scale details in the supercurrent distribution (spatially averaged over length scales much larger than the coherence length ξ_0), one can think in terms of a combination of two parallel currents flowing along the sample edges with different amplitudes depending both on I and H direction. It should be noted that a very similar situation – the asymmetry of the critical current density – was described by Park [3] within a stationary GL model. Since the mentioned asymmetry results from the superposition of the bias current I and the currents induced by the applied H field, the asymmetry can therefore being changed either by changing the current direction or the sign of H.

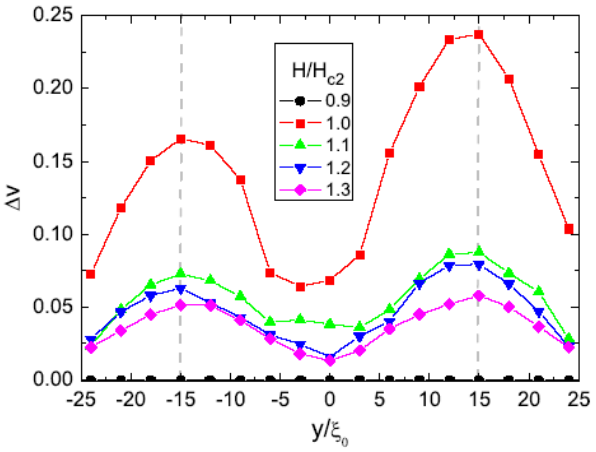


Fig. 3. Calculated normalized beam-induced voltage $\Delta V=V_{on}-V_{off}$ vs y/ξ_0 across a rectangular thin film for different values of H/H_{c2} at $j=4\times10^{-3}$. The vertical dashed lines indicate the position of sample edges.

This work was supported by Russian Fund for Basic Research, RAS under the Program "Quantum physics of condensed matter", Federal Target Program "Scientific and educational personnel of innovative Russia in 2009-2013", Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) via grant no. KO 1303/8-1.

1. Saint-James D., de Gennes P.G. // Phys. Lett., vol. 7, 306 (1963).
2. Werner R. at al. // arXiv 1112.2256v1 (2011).
3. Park J.G. // Phys. Rev. Lett., vol. 15, 352 (1965).

Спектральные свойства генератора бегущей волны на основе длинного торцевого джозефсоновского контакта

Л.С. Ревин [1,2], А.Л. Панкратов [1,2]

[1] Институт Физики Микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Лаборатория криогенной наноэлектроники, Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е.Алексеева, Н. Новгород

rls@ipm.sci-nnov.ru

Генератор бегущей волны (ГБВ), представляет собой длинный джозефсоновский контакт, находящийся под действием тока смещения и внешнего магнитного поля в режиме генерации электромагнитных волн. На сегодняшний момент ГБВ является перспективным кандидатом на роль шумового источника излучения для нестационарного спектрометра субТГц диапазона частот [1]. Несмотря на то, что теоретическое и экспериментальное изучение ГБВ началось довольно давно, в большинстве работ исследуется планарная геометрия образца. Хорошо известно, что способ инжекции тока в джозефсоновский контакт сильно влияет на его динамические свойства. Для планарной геометрии, где ток смещения вводится в контакт перпендикулярно к его длине, большинство теоретических моделей рассматривает равномерное распределение тока смещения. Однако, в реальных узких контактах это распределение неоднородно $\sim L/\pi\sqrt{x(L-x)}$ (где L – длина контакта), что также учитывается в данной работе. Совершенно иная ситуация возникает в торцевых контактах, где ток смещения вводится в контакт параллельно его длинной грани и оказывает влияние по сути только на краях контакта.

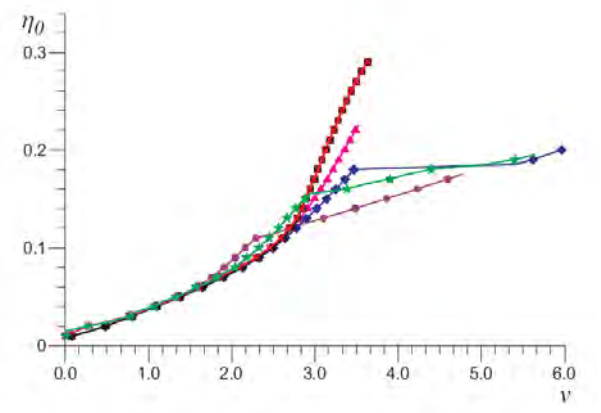


Рис. 1. ВАХ ГБВ различной геометрии. Квадраты и кресты (на рисунке практически совпадают) – планарная геометрия при равномерном распределении тока, L = 20; L = 40. Планарная геометрия при неравномерном распределении тока $\sim L/\pi\sqrt{x(L-x)}$ – треугольники (L = 40), ромбы (L = 20). Торцевая геометрия для L = 40 (звезды), L = 20 (круги).

На рисунке 1 показаны вольт-амперные характеристики контактов различной геометрии и различной длины. Видно, что кривые не только отличаются для конкретных распределений плотности тока, но и изменение длины контакта по-разному сказывается на зависимостях. Ширина спектральной линии для различных геометрий (Рис. 2) также различна в то время, как максимально достижимая мощность излучения меняется не сильно (вставка Рис. 2). Таким образом, из Рис. 2 следует, что для торцевого контакта ширина линии в рабочем диапазоне в 2-2,5 раза больше чем для планарного контакта равномерного и неравномерного распределения тока смещения.

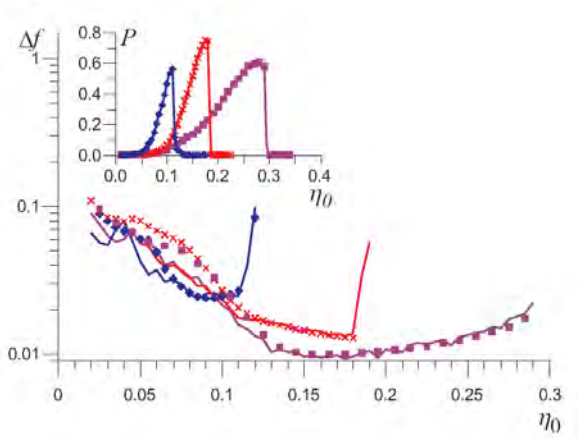


Рис. 2. Ширина спектральной линии и мощность (на вставке) для контактов L = 40. Ромбы – торцевой контакт, кресты – планарный при неравномерном распределении тока, квадраты – при равномерном распределении тока. Линии – численный счет, символы – аналитическая формула для ширины линии [2].

Также показано, что формула:

$$\Delta f_{FFO} = 2\alpha\gamma(r_d + \sigma r_d^{CL})^2 / L, \qquad (1)$$

полученная в [2] для планарного контакта и учитывающая не только влияние дифференциального сопротивления по току смещения $r_d = dv/d\eta_0$, но и дифференциальное сопротивление по магнитному полю (току контрольной линии) $r_d^{CL} = Ldv/d\Gamma$, даèт хорошее согласование с численным счетом и для торцевого контакта. На Рис. 2 символами изображена ширина спектральной линии для контактов различной геометрии и заданных значений затухания α и интенсивности шума γ. Используя лишь один подгоночный параметр σ (принимающий значения 0.205 для случая однородного распределния тока смещения, 0.06 для случая неоднородного распределения тока смещения планарных контактов и 0.01 для торцевого контакта) показано хорошее совпадение теории и численного счета.

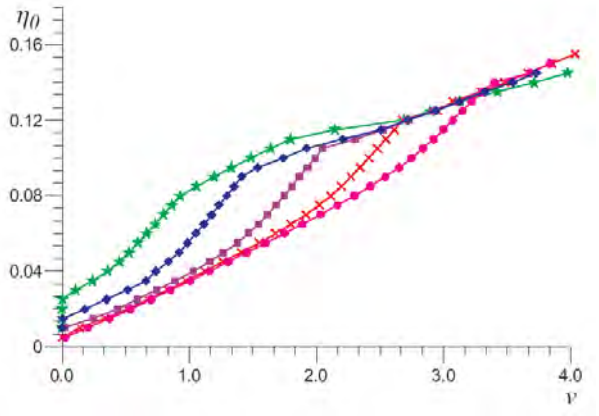


Рис. 3. ВАХ ГБВ торцевой геометрии для различных значений внешнего поля. Звезды – Γ = 1.5; ромбы – Γ = 2.2; квадраты – Γ = 3.2; кресты – Γ = 4.2; круги – Γ = 5.2

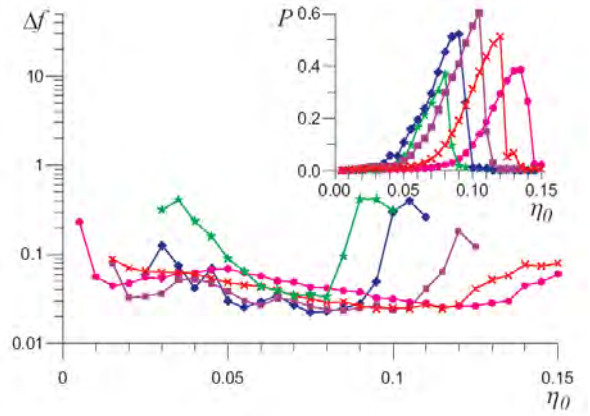


Рис. 4. Ширина спектральной линии и мощность (на вставке) для торцевых контактов L = 40 и различных значений магнитного поля. Обозначения как на Рис. 3

На Рис. 3 для длинного торцевого контакта L = 40 показаны вольт-амперные характеристики при различных значениях внешнего магнитного поля. Известно, что для планарного контакта уменьшение магнитного поля ($\Gamma \leq 2.5$) приводит к возникновению ступеней Фиске с невозможностью плавной перестройки частоты. В случае торцевого контакта, как видно из рисунка, режим генерации бегущих волн сохраняется на большом интервале вплоть до Γ = 1.5. При этом значение ширины спектральной линии в рабочих диапазонах для каждого случая практически одинаковое, см. Рис. 4. Максимально достижимая мощность излучения (вставка к рисунку 4) меняется в зависимости от значения поля, и наибольший сигнал приходится на $\Gamma \approx 3.2$.

Кроме того, исследовалась зависимость ширины спектральной линии и мощности излучения от интенсивности теплового шума в контакте. Показано (см. Рис. 5), что ширина линии торцевого контакта не только больше ширины планарного, но и имеет более сильную зависимость (как 0.5 от интенсивности шума γ), нежели в случае однородного и неоднородного распределений плотности тока планарного контакта (0.18γ и 0.25γ соответственно).

Таким образом, были рассмотрены особенности генерации бегущих волн в длинных контактах торцевой и планарной геометрии. В результате, можно сделать вывод, что для получения генератора гетеродина с узкой спектральной линией торцевые контакты не подходят. Зато такая широкая линия излучения при слабом падении мощности делает торцевые джозефсоновские контакты хорошим кандидатом на роль шумового источника излучения для нестационарной спектроскопии. Эти результаты направлены в печать (работа [3]).

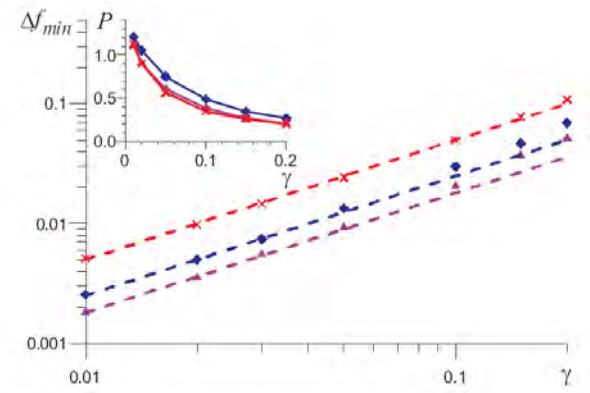


Рис. 5. Ширина спектральной линии и мощность (на вставке) в зависимости от интенсивности шума γ. Кресты – торцевой контакт, ромбы – планарный при неравномерном распределении тока, треугольники – планарный при равномерном распределении тока

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 09-02-00491, Фонда «Научный потенциал», Фонда «Династия» и Постановления Правительства РФ № 220 (проект 25).

1. Matrozova, E.A. Spectral characteristics of noisy Josephson flux flow oscillator / Matrozova E.A., Pankratov A.L., Levichev M.Yu. and Vaks V.L. // J. Appl. Phys. 2011. V 110, 053922.

2. Pankratov, A.L. Form and width of spectral line of Josephson Flux-Flow oscillator / Pankratov A.L. // Phys. Rev. B 2002. V. 65, 054504.

3. Revin, L.S. Spectral and power properties of inline long Josephson junction / Revin L.S., and Pankratov A.L // condmat 1109.3087, submitted to Phys. Rev. B. 2011.

Исследование и применение гетероструктур сверхпроводник/ферромагнетик

В.В. Рязанов [1], Т.Е. Голикова [1], И.Е. Батов [1],
Ф. Хюблер [2], М. Вольф [2], Д. Бекманн [2]

[1] Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская область
[2] Институт технологий Карлсруэ, Исследовательский центр, Германия

ryazanov@issp.ac.ru

В течение прошедшего десятилетия в ИФТТ РАН выполнен цикл работ по исследованию эффекта близости и джозефсоновских эффектов в многослойных сэндвичах сверхпроводник/ферромагнетик (SF-сэндвичах) [1-3]. Взаимодействие сверхпроводящих куперовских пар, проникающих в ферромагнитный слой через SF-границу раздела, с обменным полем приводит к знакопеременным осцилляциям наведенного сверхпроводящего параметра порядка в F-слое. В джозефсоновских SFS сэндвичах при толщинах ферромагнитного барьера близких к половине пространственного периода осцилляций этот эффект приводит к сдвигу разности сверхпроводящих фаз на S-берегах SFS перехода на π [4,3]. Джозефсоновские SFS сэндвичи были использованы для реализации сверхпроводящих фазовых инверторов [5,6] и новых элементов памяти - джозефсоновских магнитных переключателей [7], перспективных для использования в цифровой и квантовой логике.

Для того, чтобы обеспечить прохождение сверхпроводящего тока через ферромагнетик, в работах [1-3, 5-7] использовались тонкие слои слабоферромагнитных сплавов CuNi и PdFe с температурой Кюри ниже 70 К. В работах [8-10] было предложено использовать вместо слабоферромагнитного сплава бислойный NF-барьер в планарной S-N/F-S структуре, пример которой схематически показан на рис. 1а. Диффузия спинполяризованных носителей из монодоменного F-слоя обеспечивает “наведенное обменное поле” h в нормальном слое N, что позволяет, изменяя толщины N- и F- слоев, плавно регулировать период осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в N-слое. В реализованной в нашей работе структуре в качестве сверхпроводника (S) использовался алюминий, в качестве нормального слоя (N) – медь и в качестве ферромагнетика (F) –железо. Расстояние L между S-электродами изменялось от 30 до 250 нм. (Для изготовления структур использовалась электронная литография и “теневое” осаждение слоев [11].) На рис. 2 представлены результаты, показывающие подавление сверхтока через структуру Al-Cu/Fe-Al (нижняя кривая) за счет спиновой диффузии; верхняя кривая получена для контрольной Al-Cu-Al структуры без нижнего железного слоя (с той же геометрией).

Сверхпроводящий эффект близости в SNS системе определяет появление “мини-щели” в нормальном барьере, т.е. наличие области энергий δ вблизи энергии Ферми, свободной от нормальных носителей (квазичастиц), а также особенность в плотности состояний вблизи границ мини-щели (-δ, +δ) [12].

а б

Рис. 1. а) Схематическое изображение исследуемой джозефсоновской S-N/F-S структуры с двухслойным SF-барьером. б) Схематическое изображение структуры, использованной для спиновой инжекции в область джозефсоновского барьера

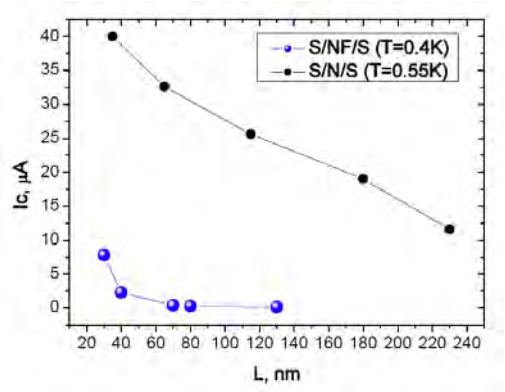


Рис. 2. Зависимость критического тока от расстояния между S-электродами структур: нижняя кривая - для структуры, показанной на рис. 1а, верхняя кривая - для контрольной S-N-S структуры без нижнего ферромагнитного (F-) слоя (с той же геометрией).

В случае SFS структур, как было предсказано в [13], за счет спинового расщепления электронных зон должны наблюдаться различия в значениях мини-щели для электронов со спином вверх и электронов со спином вниз. Из-за большого спинового расщепления этот эффект трудно наблюдать в SFS сэндвичах. В случае “обмена”, наведенного в результате спиновой диффузии в S-N/F-S структурах, расщепление может быть заметно меньше мини-щели, что дает возможность наблюдать расщепление последней. На рис. 3 представлена зависимость дифференциального сопротивления S-N/F-S структуры с расстоянием между алюминиевыми электродами 130 нм. Большая особенность при напряжении вблизи 200 мкВ соответствует “щелевой” особенности алюминия. Раздвоенная особенность при меньших напряжениях соответствует мини-

щели. Для поверки связи расщепления ΔU с намагниченностью F-слоя, к структуре было приложено внешнее магнитное поле в плоскости слоев, перпендикулярное легкой оси намагничивания слоя железа, направленной вдоль размера L от одного S-электрода к другому.

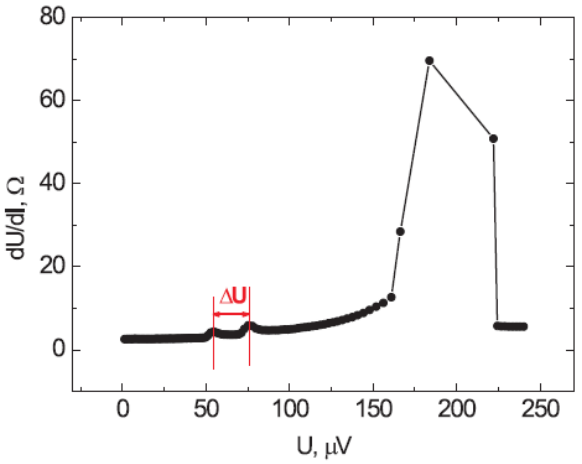


Рис. 3. Зависимость дифференциального сопротивления S-N/F-S структуры с расстоянием между алюминиевыми электродами 130 нм.

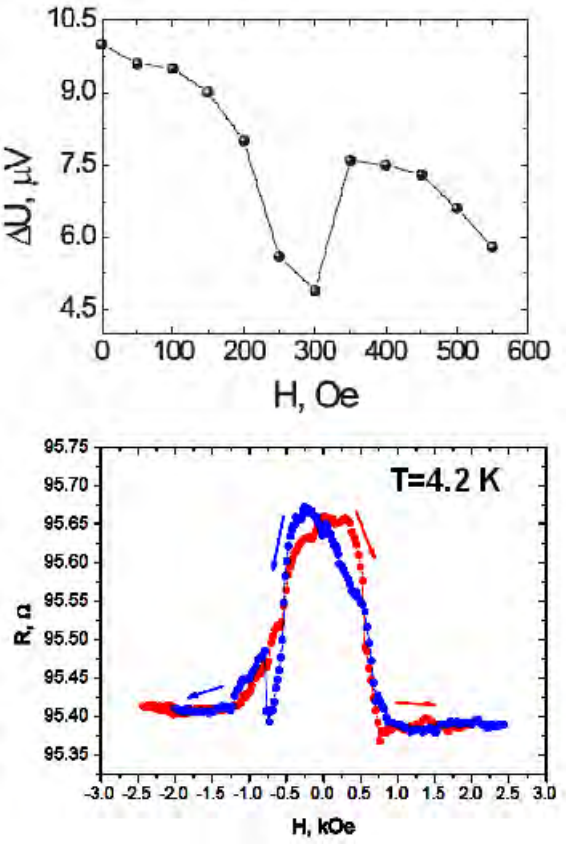


Рис. 4. Верхний рисунок: изменение расщепления минищели при перемагничивании ферромагнитного слоя. Нижний рисунок: кривая аномального магнитосопротивления, показывающая, что область перемагничивания лежит в области 300-400 Гс.

Верхняя кривая на рис.4 свидетельствует, что расщепление резко уменьшается в области перемагничивания ферромагнитного слоя, когда спиновая диффузия уменьшается из-за неоднородности намагниченности в F-слое.

Спиновую поляризацию в N-слое можно изменять также, прикладывая ток между F-слоем и сверхпроводящими электродами в структуре, показанной на рис. 1б. Нами получены первые результаты по контролируемому подавлению критического тока такой структуры током спиновой инжекции.

1. Ryazanov V.V., Oboznov V.A., A.u. Rusanov et al. Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a π Junction. Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).

2. Рязанов В.В., Обознов В.А., Больгинов В.В. и др. Сверхпроводящие токи через ферромагнетик. Инверсия фазы в структурах с джозефсоновскими pi-контактами. УФН **174**, 795 (2004).

3. Oboznov V.A., Bol'ginov V.V., Feofanov A.K., Ryazanov V.V. and Buzdin A.I. Thickness dependence of the Josephson ground states of superconductor-ferromagnet-superconductor junctions. Phys. Rev. Lett. **96**, 197003 (2006).

4. Buzdin A.I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures. Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).

5. Feofanov A.K., Oboznov V.A., Bol'ginov V.V. et al. Implementation of superconductor/ferromagnet/ superconductor pi-shifters in superconducting digital and quantum circuits. Nature Physics **6**, 593 (2010).

6. Khabipov M.I., Balashov D.V., Maibaum F., Zorin A.B., Oboznov V.A., Bolginov V.V., Rossolenko A.N. and Ryazanov V.V. A single flux quantum circuit with a ferromagnet-based Josephson π-junction. Superconductor Science and Technology, **23**, 045032 (2010).

7. Ryazanov V.V., Bol'ginov V.V., Sobanin D.S., Vernik I.V., Tolpygo S.K., and Mukhanov O.A. Magnetic Josephson junction technology for digital and memory applications. Proceeding of Superconductivity Centennial Conference, The Hague, The Netherlands, September 18-23, 2011.

8. Карминская Т.Ю., Куприянов М.Ю. Эффективное уменьшение обменной энергии в S-(FN)-S джозефсоновских структурах Письма в ЖЭТФ **85**, 343 (2007).

9. Карминская Т.Ю., Куприянов М.Ю. Переход из 0 в π-состояние в S-(FNF)-S джозефсоновских структурах Письма в ЖЭТФ **86**, 65 (2007).

10. Karminskaya T.Yu., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., and Sidorenko A.S. Josephson effect in superconductor/ferromagnet structures with a complex weak-link region. Phys. Rev. B **81**, 214518 (2010).

11. Рязанов В.В., Столяров В.С., Крен Т., Родичев Д., Голикова Т.Е., Обознов В.А., Егоров С.В. Исследование когерентных и неравновесных эффектов в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик. Труды XIV международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника", Нижний Новгород, 15-19 марта, 2010 г., т.1, с. 107.

12. Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu. Theoretical investigation of Josephson tunnel junctions with spatially inhomogeneous superconducting electrodes. Journ. Low Temp. Phys. **70**, 83 (1988).

13. Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Fominov Ya.V. Critical current in SFIFS junctions. Письма в ЖЭТФ **75**, 223 (2002).

Локализованная сверхпроводимость вблизи доменной стенки, пересекающей границу образца.

А.Ю. Аладышкин, А.С. Мельников, И.М. Нефедов, Д.А. Савинов, И.А. Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

savinovda@ipm.sci-nnov.ru

Современные экспериментальные и теоретические исследования гетероструктур ферромагнетик/сверхпроводник (*F*/*S*) демонстрируют большое разнообразие магнитных и транспортных свойств этих структур (см., например, обзоры [1, 2]). Значительная часть этих исследований посвящена изучению влияния ферромагнитных доменных структур на критическую температуру сверхпроводящего перехода [3, 4]. Этот эффект связан как с обменным, так и электромагнитным (орбитальным) механизмами взаимодействия магнитного и сверхпроводящего упорядочивания. Для *F*/*S* структур с тонкой изолирующей прослойкой или ферромагнитным изолятором электромагнитный механизм оказывается доминирующим, что, например, было продемонстрировано в работах [3, 4], в которых анализировались фазовые диаграммы *F*/*S* бислоев. В этих работах показано, что в таких *F*/*S* системах формируется конечный параметр порядка, локализованный вблизи доменной стенки при температурах, превышающих критическую температуру массивного сверхпроводника. Также обнаружено, что в случае ступенчатого профиля распределения магнитного поля рассеяния с амплитудой B_0, такой что $H_{c2}<B_0\leq H_{c3}=1.695H_{c2}$, структура данного параметра порядка совпадает с распределением волновой функции, которая формируется вблизи границы сверхпроводник/вакуум или сверхпроводник/изолятор в параллельном границе поле, совпадающем с B_0, где H_{c2} – критическое поле массивного сверхпроводника (см. работу [5]). Естественно ожидать, что в случае латерально ограниченного *F*/*S* бислоя локализованный сверхпроводящий параметр порядка должен появляться не только вблизи доменных стенок, но и границ образца. Поэтому в таких системах может существовать множество локализованных сверхпроводящих мод, распространяющихся вдоль доменных стенок и границ образца. Как следствие, критическая температура локализованной сверхпроводимости может быть увеличена благодаря гибридизации этих мод вблизи пересечения доменных стенок друг с другом или с границами образца.

В настоящей работе мы исследовали влияние гибридизации различных неоднородных сверхпроводящих мод на критическую температуру и структуру локализованного параметра порядка для доменных стенок, пересекающих границу образца. Задача решена как с помощью численного моделирования, основанного на решении нестационарных уравнений Гинзбурга-Ландау, так и на основе вариационного принципа. В рамках численного анализа, было исследовано формирование локализованного параметра порядка вблизи границ образца и доменных стенок, а также проанализирована соответствующая критическая температура. В частности, была определена зависимость критического поля зарождения локализованной сверхпроводимости H^*_{c3} от угла наклона α между доменной стенкой и границей образца (см. рис.1).

Используя метод пробных функций для решения линеаризованного уравнения Гинзбурга-Ландау, выяснено, что разные волновые векторы гибридизованных сверхпроводящих мод параметра порядка влияют на формирование вихревых цепочек, выходящих из точки пересечения доменной стенки и границы образца. Необходимость учета таких вихревых цепочек была продемонстрирована нами на примере сверхпроводящего клина, в котором локализованная сверхпроводимость зарождается вблизи его вершины во внешнем магнитном поле $H^{(w)}_{c3}$, ориентированном вдоль ребра клина. Наши вычисления позволяют получить правильную асимптотику зависимости критического поля $H^{(w)}_{c3}$ от угла раствора клина к полю H_{c3} при увеличении угла клина вплоть до развернутого в отличие от вариационного анализа, рассмотренного ранее, например, в работе [6].

В рамках линеаризованной модели Гинзбурга-Ландау мы рассчитали критическую температуру локализованной сверхпроводимости в гибридной *F*/*S* системе, состоящей из тонкой полуограниченной сверхпроводящей пленки, помещенной в неоднородное магнитное поле прямой доменной стенки ферромагнитной подложки, расположенной под пленкой. Рассмотрен случай ступенчатого профиля распределения магнитного поля рассеяния в сверхпроводящей пленке. Выяснено, что изменение угла наклона α сопровождается изменением ориентации вихревых цепочек, а также межвихревого расстояния. Мы обнаружили, что влияние вихревых цепочек на пробную функцию сверхпроводящего параметра порядка особенно важно, когда $\alpha\cong\pi/2$. Для строго перпендикулярной ориентации доменной стенки по отношению к границе образца критическое поле зарождения сверхпроводимости $H^*_{c3}(\alpha=\pi/2)\cong 2H_{c2}$. При этом параметр порядка локализован как вблизи доменной стенки, так и границы образца. Для достаточно малых углов $\alpha<<\pi/2$ выяснено, что центр сверхпроводящего зародыша смещен относительно точки пересечения доменной стенки с краем пленки. Данное смещение сопровождается необычным поведением зависимости критического поля H^*_{c3} от угла наклона α: H^*_{c3} монотонно увеличивается при стремлении α к нулю. В результате зависимость $H^*_{c3}(\alpha)$ оказывается неана-

литической в точке α=0, в которой критическое поле H^*_{c3} терпит скачок к значению H_{c3}, соответствующему обычной поверхностной сверхпроводимости. Наши аналитические результаты, основанные на вариационном принципе, оказались в хорошем соответствии с численными расчетами (рис.1).

Также в данной работе проанализирован случай ненулевого внешнего магнитного поля H, перпендикулярного плоскости пленки. Полученные результаты, основанные на вариационном принципе, оказались в хорошем соответствии с численными данными.

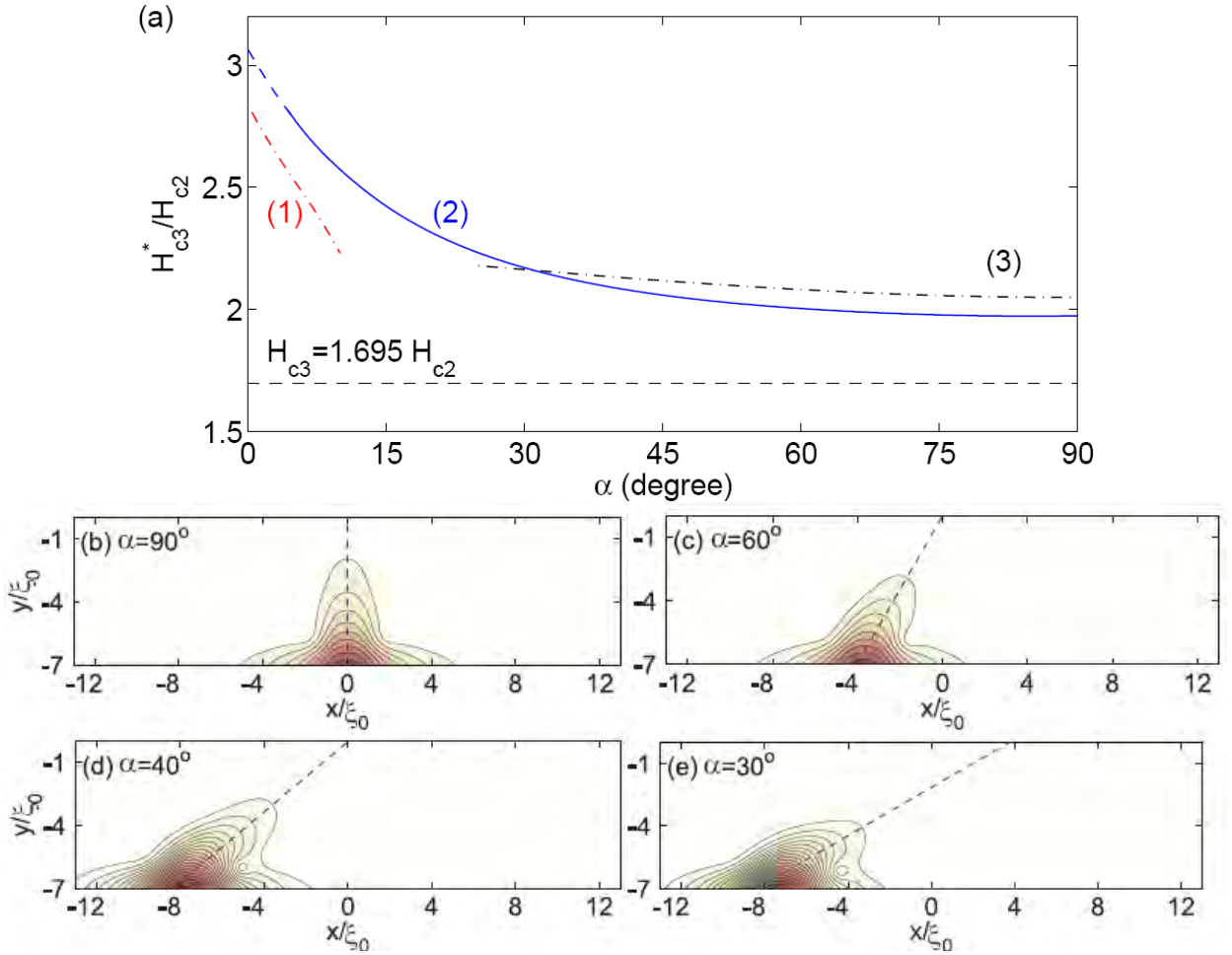


Рис. 1 (*a*) Зависимости критического поля зарождения локализованной сверхпроводимости H^*_{c3} от угла наклона α между доменной стенкой и границей образца. Линия (2) получена в результате численных расчетов для сверхпроводящей пленки с латеральными размерами $30\xi_0 \times 15\xi_0$, расположенной над ферромагнитной подложкой, содержащей одну доменную стенку, где ξ_0 – длина когерентности при нулевой температуре. Линии (1) и (3) найдены в рамках вариационного анализа и соответствуют асимптотикам H^*_{c3} для углов наклона $\alpha << \pi/2$ и для $\alpha \le \pi/2$, соответственно. (b), (c), (d) и (e) Типичные распределения сверхпроводящего параметра порядка для разных углов наклона α, равных 90°, 60°, 40° и 30°, соответственно. Доменная стенка обозначена штриховой линией.

Работа поддержана РФФИ, программой исследований РАН, Федеральным агентством по образованию в рамках федеральной целевой программы «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013» и Благотворительным фондом «Династия».

1. Buzdin, A.I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A.I. Buzdin // Rev. Mod. Phys.. 2005. V. 77, P. 935–976.

2. Aladyshkin, A.Yu.. Nucleation of superconductivity and vortex matter in superconductor–ferromagnet hybrids / A.Yu Aladyshkin, A.V. Silhanek, W. Gillijns and V.V. Moshchalkov // Supercond. Sci. Technol. 2009. V. 22, P. 053001 (48).

3. Yang, Z. Domain-wall superconductivity in superconductor-ferromagnet hybrids / Z. Yang, M. Lange, A. Volodin, R. Szymczak, and V. Moshchalkov // Nat. Mater, 2004. V. 3, P. 793–798.

4. Aladyshkin, A.Yu. Domain wall superconductivity in hybrid superconductor-ferromagnet structures / A.Yu. Aladyshkin, A.I. Buzdin, A.A. Fraerman, A.S. Mel'nikov, D.A. Ryzhov, and A.V. Sokolov // Phys. Rev. B, 2003. V. 68, P. 184508-1–184508-7.

5. Saint-James, D. / D. Saint-James, P.G. de Gennes // Phys. Rev. Lett., 1963. V. 7, P. 306.

6. Simonov, A.Yu. On effect of defects on the critical field of superconducting phase nucleation / A.Yu. Simonov, A.S. Mel'nikov, and S.V. Sharov // Fiz. Nizk. Temp. 1989. V. 15, P. 1206–1206.

Магнитная визуализация искривленных вихревых нитей в тонких пленках анизотропных сверхпроводников

Д.А. Савинов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

savinovda@ipm.sci-nnov.ru

Хорошо известно, что визуализация вихревых решеток сверхпроводящих систем является одним из основных направлений исследования экспериментальной физики сверхпроводников второго рода. Теоретический анализ распределений магнитных полей рассеяния образца может быть полезен для интерпретации экспериментальных результатов по визуализации вихрей. Исследование профиля магнитного поля рассеяния одного вихря является первым шагом в понимании экспериментально наблюдаемых образов вихревых решеток в сверхпроводящих пленках. Ранее данный профиль был проанализирован для частного случая, когда ось вихревой нити была ориентирована вдоль оси анизотропии ***c***, выбранной перпендикулярно плоскости сверхпроводящей пленки [1]. Случай ненулевого угла наклона φ_0 вихревой линии по отношению к оси анизотропии ***c*** является более интересным с точки зрения экспериментального исследования, поскольку в этом случае вихревая решетка может проявлять нетривиальные свойства. В частности, в тонких пленках анизотропных сверхпроводников наличие конечного угла наклона φ_0 вызывает конкуренцию между дальнодействующим отталкиванием (эффект Пирла [2]) и притяжением вихрей, что приводит к появлению нового типа вихревых структур, образованных вихревыми цепочками из конечного числа вихрей – вихревыми молекулами [3, 4]. Как следствие, увеличение угла наклона φ_0 может сопровождаться серией фазовых переходов между вихревыми решетками с разным числом квантов магнитного потока Φ_0, приходящегося на элементарную ячейку [4]. Теоретическая интерпретация экспериментально наблюдаемых образов таких необычных вихревых решеток требует детального понимания образов индивидуальных вихрей. Изображения отдельных наклонных вихревых нитей наблюдались ранее для слоистых сверхпроводящих образцов [5, 6, 7, 8]. В частности, были обнаружены необычные образы коров вихрей, несущие магнитный поток, меньший одного кванта потока Φ_0. Данные образы были интерпретированы с теоретической точки зрения на основе модели, предложенной в работе [9]. В рамках данного рассмотрения любая наклонная вихревая нить была представлена в виде двух отдельных множеств локализованных в разных слоях образца двумерных вихрей. Образы изолированных вихрей также наблюдались и в пленках сверхпроводников с умеренной анизотропией. В частности, профиль магнитного поля рассеяния наклонных вихревых нитей был экспериментально исследован в пленке $YBa_2Cu_3O_{6.991}$ с помощью метода магнитно-силовой микроскопии [10]. Существенным недостатком полученных экспериментальных результатов является отсутствие теоретического расчета данного профиля.

Цель данной работы состоит в теоретическом анализе распределений магнитных полей рассеяния вихрей в тонких пленках анизотропных сверхпроводников, помещенных в наклонное магнитное поле. Данный анализ выполнен в рамках феноменологической модели Лондонов с анизотропным тензором эффективных масс. Вычисления проведены для случая, когда ось анизотропии ***c*** ориентирована вдоль оси z, выбранной нормально по отношению к плоскости пленки. Профили z-компоненты $b_z(y)$ магнитного поля рассеяния одного вихря, рассчитанные на данном расстоянии $h=0.1\lambda_{ab}$ относительно плоскости пленки толщиной $d=0.5\lambda_{ab}$ с анизотропией $\Gamma=\lambda_c/\lambda_{ab}=10$ представлены на рис.1 для разных значений компоненты H_y магнитного поля, параллельного плоскости пленки: $H_y=23.5H_{ab}$, $H_y=30H_{ab}$, $H_y=32H_{ab}$, где λ_{ab} и λ_c – лондоновские длины экранирования магнитного поля токами, текущими параллельно и перпендикулярно плоскости ab соответственно, H_{ab} – критическое поле входа вихря с линией кора, перпендикулярной оси анизотропии ***c***, в массивном сверхпроводнике. Отличительной особенностью представленных распределений является наличие двух острых пиков, которые могут быть разрешены тем лучше, чем больше значение внешнего параллельного поля H_y. Данный расчет проведен на основе феноменологического анализа энергетически выгодной формы вихревой нити в сверхпроводящей пленке конечной толщины. Ранее подобный анализ был рассмотрен в работе [11] для случая малых отклонений вихревой линии относительно оси анизотропии ***c***, ориентированной перпендикулярно плоскости пленки. Этот расчет произведен в рамках феноменологической теории упругих модулей вихревой решетки и оказывается верным только для значений H_y, много меньших критического поля $H_{c1}^{(0)}$, соответствующего входу параллельного плоскости пленке вихря. Основываясь на анизотропной модели Лондонов, данный анализ был обобщен на случай сильно искривленной вихревой линии в работе [12]. В настоящей работе мы изучили форму изолированной вихревой нити в широком интервале значений H_y, вплоть до поля входа параллельного пленке вихря $H_{c1}^{(0)}$. Также мы выполнили обобщение полученных результатов на случай произвольного угла наклона χ оси анизотропии ***c*** относительно нормали к плоскости пленки z. Мы предложили приближенный подход для определения свободной энергии вихря,

в рамках которого вихревая нить рассматривается как тонкая упругая струна. Типичные графики формы вихревых линий в пленке представлены на рис.1 для разных значений H_y.

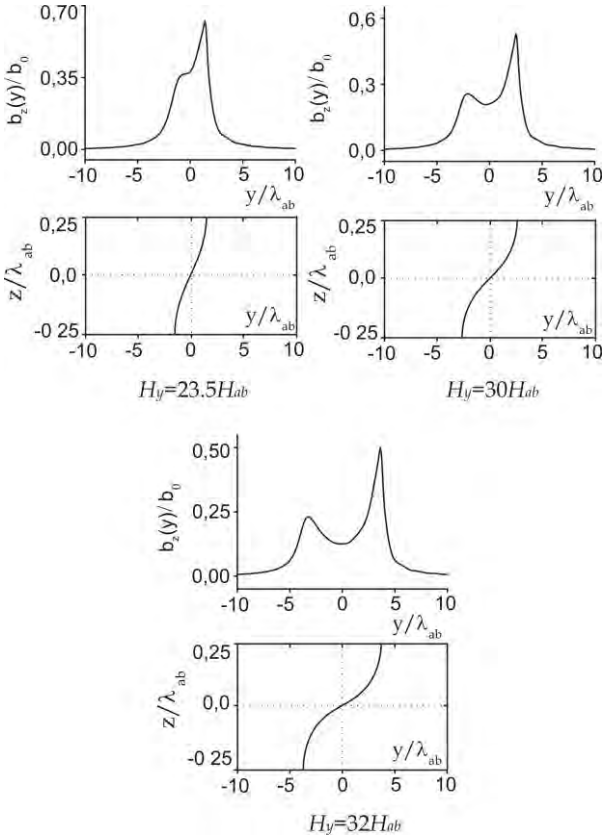


Рис. 1. Типичные профили магнитного поля рассеяния и формы искривленных вихревых линий для сверхпроводящей пленки толщиной d=0.5λ_{ab} с анизотропией Γ=10, рассчитанные на высоте h=0.1λ_{ab} относительно плоскости пленки при трех разных значениях внешнего параллельного поля H_y: H_y=23.5H_{ab}, H_y=30H_{ab}, H_y=32H_{ab}. b_0=Φ_0/(2$\pi\lambda_{ab}^2$).

Предсказанный профиль магнитного поля рассеяния искривленных вихревых линий в тонких пленках анизотропных сверхпроводников может быть важен при интерпретации экспериментальных результатов по визуализации различных вихревых конфигураций: индивидуальных вихрей, вихревых молекул, а также решеток вихрей.

Работа поддержана РФФИ, программой исследований РАН, Федеральным агентством по образованию в рамках федеральной целевой программы «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013» и Благотворительным фондом «Династия».

1. Relttu, H.J. Magnetic force microscopy of Abrikosov vortices / H.J. Relttu and R. Laiho // Supercond. Sci. Technol. 1992. V. 5, P. 448–452.

2. Pearl, J. Current distribution in superconducting films carrying quantized fluxoids / J. Pearl // Appl. Phys. Lett. 1964. V. 5, P. 65–66.

3. Buzdin, A.I. Crossover between magnetic vortex attraction and repulsion in thin films of layered superconductors / A.I. Buzdin, A.S. Mel'nikov, A.V. Samokhvalov, T. Akashi, T. Masui, T. Matsuda, S. Tajima, H. Tadatomo, and A. Tonomura // Phys. Rev. B 2009. V. 79, P. 094510-1–094510-5.

4. Samokhvalov, A.V. Vortex clusters and multiquanta flux lattices in thin films of anisotropic superconductors / A.V. Samokhvalov, D.A. Savinov, A.S. Mel'nikov and A.I. Buzdin // Phys. Rev. B, 2010. V. 82, P. 104511-1–104511-15.

5. Grigorenko, A.N. Visualization of interacting crossingvortex lattices in the presence of quenched disorder / A.N. Grigorenko, S.J. Bending, A.E. Koshelev, J.R. Clem, T. Tamegai and S. Ooi // Phys. Rev. Lett., 2002. V. 89, P. 217003-1–217003-4.

6. Beleggia, M. Model of superconducting vortices in layered materials for the interpretation of transmission electron microscopy images / M. Beleggia, G. Pozzi, A. Tonomura, H. Kasai, T. Matsuda, K. Harada, T. Akashi, T. Masui, and S. Tajima // Phys. Rev. B, 2004. V. 70, P. 184518-1–184518-8.

7. Guikema, J.W. Two-dimensional vortex behavior in highly underdoped $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ observed by scanning Hall probe microscopy / J.W. Guikema, H. Bluhm, D.A. Bonn, R. Liang, W.N. Hardy and K.A. Moler // Phys. Rev. B, 2008. V. 77, P. 104515-1–104515-10.

8. Luan, L. Magnetic force microscopy study of interlayer kinks in individual vortices in the underdoped cuprate superconductor $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ / L. Luan, O.M. Auslaender, D.A. Bonn, R. Liang, W.N. Hardy, and K.A. Moler // Phys. Rev. B, 2009. V. 79, P. 214530-1–214530-5.

9. Benkraouda, M. Instability of a tilted vortex line in magnetically coupled layered superconductors / M. Benkraouda and J.R. Clem // Phys. Rev. B, 1996. V. 53, P. 438–442.

10. Auslaender, O.M. Mechanics of individual isolated vortices in a cuprate superconductor / O.M. Auslaender, L. Luan, E.W.J. Straver, J.E. Hoffman, N.C. Koshnick, E. Zeldov, D.A. Bonn, R. Liang, W.N. Hardy and K.A. Moler // Nature Physics, 2009. V. 5, P. 35–39.

11. Brandt, E.H. Tilted and curved vortices in anisotropic superconducting films / E.H. Brandt // Phys. Rev. B 1993. V. 48, P. 6699–6702.

12. Martynovich, A.Yu. Magnetic vortices in slabs of layered superconductors / A.Yu. Martynovich // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1994. V. 105, P. 912–927.

Особенности взаимодействия вихрей и вихревые молекулы в пластине слоистого сверхпроводника

А.В. Самохвалов [1], А.С. Мельников [1], А.И. Буздин [2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород.
[2] Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux I, France.

samokh@ipm.sci-nnov.ru

В соответствии с обычными представлениями, в изотропном сверхпроводнике второго рода вихри Абрикосова отталкиваются друг от друга, образуя в равновесии треугольную решетку вихревых нитей, ориентированных вдоль внешнего магнитного поля. Сильная анизотропия слоистых сверхпроводников (например, органических и высокотемпературных) проявляется, как известно, в необычных магнитных свойствах этих материалов и многообразии различных вихревых структур, возникающих в таких сверхпроводниках под действием внешнего магнитного поля [1]. Одним из ярких проявлений анизотропии слоистых сверхпроводников является притяжение вихрей, наклоненных по отношению к перпендикулярной слоям оси анизотропии c [2]. Притяжение становится заметным на расстояниях R, заметно превышающих лондоновскую глубину проникновения λ, описывается медленно спадающим потенциалом $U_a \sim -1/R^2$ и приводит к формированию в массивных анизотропных образцах плотных цепочек вихрей. При малых величинах магнитной индукции B расстояние между вихрями в цепочке практически постоянно (т.е. не зависит от B) и много меньше характерного расстояния между соседними цепочками, изменяющегося как $1/B$. К настоящему времени подобные магнитные структуры наблюдались различными методами, используемыми для визуализации вихрей [3].

В пленках слоистых сверхпроводников, однако, стандартный потенциал взаимодействия вихрей может качественно измениться на расстояниях $R \gg \lambda$ при учете конечной толщины D образца. Взаимодействие вихрей через свободное пространство приводит к дальнодействующему отталкиванию, убывающему как $U_r \sim 1/R$ (эффект Пирла [4]). Очевидно, что отталкивание всегда преобладает на достаточно больших расстояниях R, и поэтому образование цепочки вихрей произвольной длины становится невозможным. Конкуренция между дальнодействующим притяжением и пирловским отталкиванием формирует потенциал взаимодействия вихрей $U(R) = U_a(R) + U_r(R)$, который может немонотонно зависеть от межвихревого расстояния R. Наклонные вихри с таким необычным потенциалом взаимодействием должны формировать цепочки вихрей конечной длины (вихревые кластеры или молекулы) [5] или образовывать решетку вихрей, каждая ячейка которой содержит несколько квантов магнитного потока $\phi_0 = \pi\hbar c/e$ [6]. Изменяя угол наклона вихрей и/или толщину пленки можно эффективно модифицировать вид потенциала $U(R)$, изменяя тем самым оптимальное число вихрей M в молекуле или элементарной ячейке. Выполненные в [5] расчеты показали, что дальнодействующая часть энергии парного взаимодействия вихрей Абрикосова, наклоненных под углом α к оси анизотропии, может быть записана в виде

$$\varepsilon_{\text{int}} \approx \frac{\phi_0^2}{8\pi^2}\left(-\frac{D_{eff}\tan^2\alpha}{R^2}+\frac{2}{R}\right). \qquad (1)$$

Здесь $D_{eff} = D - 2\lambda_{ab}\tanh(D/2\lambda_{ab})$ - эффективная толщина сверхпроводника. Формула (1) справедлива, если $\lambda_c \gg R \gg \lambda_{ab}$, где λ_c и λ_{ab} - глубина проникновения экранирующего сверхтока вдоль оси c и в плоскости слоев, соответственно. На больших расстояниях R энергия ε_{int} всегда положительна, что соответствует эффективному отталкиванию двух вихрей. Минимум ε_{int}, соответствующий формированию цепочки вихрей, возникает, если угол наклона α превышает критическое значение $\tan^2\alpha > \tan^2\alpha_c = 2\lambda_{ab}/D_{eff}$, которое растет с уменьшением толщины сверхпроводника D [4]. Заметим, что с повышением температуры T, эффективная толщина D_{eff} уменьшается, и притяжение между вихрями становится слабее. Однако, даже если $\alpha > \alpha_c$ формирование цепочек произвольной длины из наклонных вихрей в пленках слоистого сверхпроводника оказывается невозможным, т.к. пирловское отталкивание между вихрями всегда доминирует на больших расстояниях R. Конкуренция притяжения и отталкивания между вихрями делает возможным формирование необычных структур магнитного потока, представляющих собой цепочки из небольшого числа вихрей Абрикосова – вихревые кластеры конечного размера, или вихревые молекулы [4]. Число вихрей M в таких кластерах зависит от наклона внешнего магнитного поля и толщины пленки.

Описанный выше сценарий формирования вихревых молекул из наклонных вихрей Абрикосова применим для слоистых сверхпроводников типа YBCO или $NbSe_2$, у которых параметр анизотропии $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab}$ не слишком велик. Для сильно анизотропных сверхпроводников ($\gamma \gg 1$), подобных BSCCO, более вероятной вихревой структурой считаются параллельные сверхпроводящим плоскостям джозефсоновские вихри, которые пересекаются со столбцами двумерных вихрей (панкейков).

Столбцы панкейков пронизывают сверхпроводящие слои и образуют систему перпендикулярных слоям вихревых линий (вихрей Абрикосова), локализованных преимущественно в области, занимаемой джозефсоновскими вихрями [7]. Убедительным свидетельством этого явления служит декорация вихрей Джозефсона, которые образуются в монокристалле BSCCO, помещенном в наклонное магнитное поле, при помощи визуализации положения панкейков [3]. Взаимодействие вихревых линий из панкейков и джозефсоновских вихрей деформирует форму вихревых линий в месте пересечения их с вихрями Джозефсона (см. рис. 1), что, в свою очередь, приводит к возникновению дальнодействующего притяжения между деформированными столбцами двумерных вихрей [8].

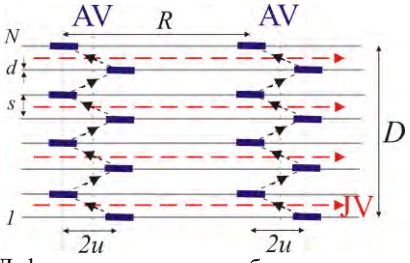


Рис. 1. Деформированные столбцы двумерных вихрей (AV) в пластине слоистого сверхпроводника толщиной $D = sN$. Вихри Джозефсона (JV) в пространстве между сверпроводящими слоями показаны пунктирными горизонтальными стрелками. Здесь s - расстояние между слоями, u - амплитуда деформации столбца панкейков

В докладе представлены результаты теоретического исследования взаимодействия деформированных вихрей Абрикосова в пленках сильно анизотропного ($\gamma >> 1$) слоистого сверхпроводника при учете конечной толщины образца в модели пересекающихся вихревых решеток [7]. Получены условия при которых притяжение вихревых линий из панкейков сохраняется несмотря на влияние пирловского отталкивания, и возможно появление плотных цепочек вихрей в наклонном к оси анизотропии магнитном поле. Для описания взаимодействия между панкейками мы пренебрегли джозефсоновским взаимодействием, полагая, что вихри в соседних сверхпроводящих слоях взаимодействуют только через поля рассеяния. Это приближение применимо при слабой связи между слоями, когда характерный размер вихря Джозефсона в плоскости слоев $\lambda_J = s\gamma$ существенно превышает масштаб экранировки λ_{ab}: $\lambda_J >> \lambda_{ab}$ (s - расстояние между сверхпроводящими слоями). На рис.2 показан типичный вид зависимости энергия взаимодействия двух одинаковых деформированных вихревых линий из панкейков $\varepsilon_{\text{int}}(R)/N$ от межвихревого расстояния R для различных значений толщины D. Если амплитуда деформации u мала ($u << \lambda_{ab}$), то дальнодействующую часть энергии взаимодействия $\varepsilon_{\text{int}}(R)$ можно записать в виде:

$$\varepsilon_{\text{int}}(R) \approx \frac{\phi_0^2}{8\pi^2}\left(-\frac{D\,u^2}{\lambda_{ab}^2 R^2}+\frac{2}{R}+\frac{4u^2}{R^3}\right). \qquad (2)$$

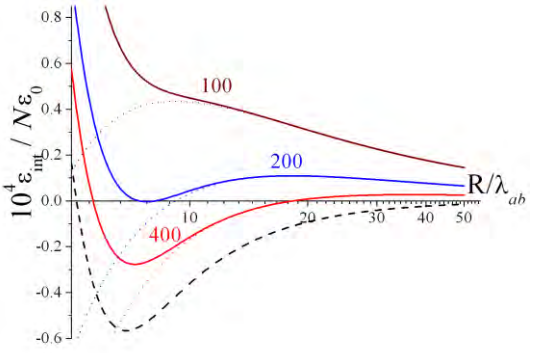


Рис. 2. Зависимость энергии взаимодействия двух деформированных вихревых линий из панкейков в расчете на один слой $\varepsilon_{\text{int}}(R)/N$ от межвихревого расстояния R для продольного магнитного поля $B_{\|} = H_0$. Цифра рядом с кривой обозначает толщину D/λ_{ab}. Пунктиром показана зависимость $\varepsilon_{\text{int}}(R)/N$ в массивном сверхпроводнике ($D \to \infty$). Точками показана дальнодействующая часть энергии взаимодействия (2) ($\varepsilon_0 = \phi_0^2/32\pi^2\lambda_{ab}$, $s = 0.01\lambda_{ab}$, $\gamma = 300$)

Выражение (2) позволяет оценить критическую толщину сверхпроводника D_c, при которой на кривой $\varepsilon_{\text{int}}(R)$ существует минимум и становится возможным образование цепочек вихрей:

$$D_c \sim 4\left(\frac{B_{||}}{H_0}\right)\frac{\lambda_J^2}{\lambda_{ab}}, \qquad (3)$$

где $H_0 = \phi_0/s\lambda_J$ - характерное продольное поле при котором формируется плотная треугольная решетка вихрей Джозефсона, показанная на рис.1 Из выражения (3) видно, что отталкивание вихрей из-за эффекта Пирла оказывается существенным даже в случае достаточно толстых образцов: в наиболее предпочтительном случае $B_{||} \sim H_0$ дальнодействующее пирловское отталкивание полностью компенсирует притяжение вихрей, если $D < 50 \div 200\ \lambda_{ab}$.

Работа частично поддержана РФФИ, программой РАН «Квантовая физика конденсированных сред», и федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009-2013».

1. Blatter G., et.al. // Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
2. Buzdin A.I. and Simonov A.Yu. // JETP Lett. **51**, 191 (1990); Grishin A.M., Martynovich A.Yu. and Yampolskii S.V. // Sov. Phys. JETP **70**, 1089 (1990); Kogan V.G., Nakagawa N. and Thiemann S.L. // Phys. Rev. B **42**, 2631 (1990).
3. Bending S.J. and Dodgson M.J.W. // J. Phys.: Cond. Matter **17**, R955 (2005).
4. Pearl J. // Appl. Phys. Lett. **5**, 65 (1964).
5. Buzdin A.I., et al. // Phys. Rev. B **79**, 094510 (2009).
6. Samokhvalov A.V., et al. // Phys. Rev. B **82**, 104511 (2010).
7. Bulaevskii L.N., et al. // Phys. Rev. B **53**, 6634 (1996); A.E. Koshelev, Phys. Rev. Lett. **83**, 187 (1999).
8. Buzdin A. and Baladie I. // Phys. Rev. Lett. **88**, 147002 (2002).

Квантовые скачки в джозефсоновских кубитах

М.В. Денисенко, А.М.Сатанин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

sarkady@mail.ru

Как известно, замкнутая квантовая система может сколь угодно долго находиться в стационарных состояниях. В открытой системе, помещенной в термостат, между стационарными состояниями могут происходить переходы, которые случаются внезапно в виде так называемых квантовых скачков. Квантовые скачки были предсказаны Нильсом Бором еще на заре становления квантовой теории и ранее наблюдались только в ансамблях атомов [1]. Возможность оперирования с единичными системами дает новый взгляд на процессы внезапных квантовых переходов.

В последнее время появилась возможность экспериментально наблюдать квантовые скачки в искусственных атомах, реализуемых на основе сверхпроводящих колец с встроенными джозефсоновскими переходами [2]. Суть эксперимента состоит в том, что если Раби-импульсом возбудить систему из основного состояния на первый возбужденный уровень, то вследствие взаимодействия с бозонным термостатом система может скачком вернуться в основное состояние. Этот процесс можно наблюдать во времени, исследуя как динамику системы в случае единичной реализации, так и генерируя временной ансамбль систем, обладающих одинаковых начальными условиями. Динамика единичных квантовых систем, взаимодействующих с термостатом, наиболее адекватно описывается методом квантовых траекторий (квантовым методом Монте-Карло) [3].

В данной работе рассматривается простая модель двухуровневой системы (кубита), взаимодействующей с нелинейным осциллятором (измерительным прибором), которые помещены в бозонный термостат. Динамика системы опивается квантовым методом Монте-Карло. Рассматривается процесс возбуждения кубита Раби-импульсом, квантовые скачки под действием бозонных осцилляторов и процесс измерения состояний кубита бифуркационным осциллятором. Представлены результаты численного моделирования системы и проведено сопоставление с экспериментом R. Vijay и др. [2].

Гамильтониан кубита, управляемого переменным полем $\varepsilon(t) = A\cos(\Omega t)$, имеет стандартный вид:

$$H_q = \frac{\hbar\omega_q}{2}\sigma_z + \frac{\hbar\varepsilon(t)}{2}\sigma_x, \qquad (1)$$

где σ_x и σ_z - матрицы Паули. Расстояние между уровнями ($\hbar\omega_q$) определяется частотой $\omega_q / 2\pi \sim$ 10 ГГц.

Изменение состояний кубита осуществляется джозефсоновским бифуркационным нелинейным осциллятором, возбуждаемым в процессе измерения в когерентное состояние током «накачки» $i(t)$:

$$H_{osc} = \hbar\omega a^+ a - \mu(a^+ a)^2 + i(t)(a + a^+), \qquad (2)$$

где a^+ (a) - операторы рождения (уничтожения); μ - параметр нелинейности.

Взаимодействие кубита с измерительным осциллятором согласно [4] описывается выражением:

$$H_{\text{int}} = \lambda\left(\hbar\omega a^+ a - \frac{1}{4}\mu(a + a^+)^4\right)\sigma_z. \qquad (3)$$

Отметим, если управляющее поле отсутствует, $\varepsilon = 0$, то оператор (3) коммутирует с гамильтонианом кубита (1), поэтому осциллятор производит так называемое «неразрушающее измерение» [5].

Процессы декогерентности обусловлены взаимодействием кубита и осциллятора с бозонным термостатом:

$$H_{noise} = F_z\sigma_z + F_x\sigma_x + Qa^+ + Q^+ a, \qquad (4)$$

где эрмитовы операторы F_z, F_x резервуара отвечающие за продольную и поперечную релаксацию кубита (линейно зависят от операторов резервуара), а оператор $Q(t)$ отвечает за релаксацию измерительного прибора.

Динамика системы (кубит-осциллятор в бозонном термостате) описывается в борнмарковском приближении, а соответствующее уравнение для матрицы плотности имеет вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial\rho}{\partial t} &= \frac{1}{i\hbar}[H,\rho] + \frac{\gamma_\varphi}{2}(\sigma_z\rho\sigma_z - \rho)\\ &+ \frac{\gamma_e}{2}(\sigma_-\sigma_+\rho + \rho\sigma_+\sigma_- - 2\sigma_-\rho\sigma_+)\\ &+ \frac{\gamma}{2}(2a\rho a^+ - a^+ a\rho - \rho a^+ a),\end{aligned} \qquad (5)$$

где $H = H_q + H_{osc} + H_{\text{int}}$, $\sigma_\pm = (\sigma_x \pm i\sigma_y)/2$, а γ_φ и γ_e - фазовая и энергетическая скорости релаксации кубита, γ - параметр релаксации осциллятора. Данные параметры определяются

корреляционными функциями бозонного термостата ($\langle F_z(t)F_z^+\rangle, \langle Q(t)Q^+\rangle$ и т.д.).

Согласно квантовому методу Монте-Карло эволюция системы, описываемая уравнением (5), может быть переформулирована на эквивалентном языке динамики состояний $|\psi_j(t)\rangle$ («квантовых траекторий»). Данные состояния являются представителями ансамбля возможных реализаций подсистемы $j=1,...,M$ ($M\to\infty$), а непрерывное развитие во времени каждого представителя определяется диссипативным гамильтонианом

$$H_d = H_q + H_{osc} - \frac{i\hbar\gamma_\varphi}{2}\sigma_z\sigma_z - \frac{i\hbar\gamma_e}{2}\sigma_- - \frac{i\hbar\gamma}{2}a^+a, \quad (6)$$

прерываемой внезапными скачками, вероятности которых зависят от параметров фазовой и энергетической релаксации. Матрица плотности получается усреднением $\rho_j = |\psi_j\rangle\langle\psi_j|$ по ансамблю реализаций $\rho = \frac{1}{M}\sum_{j=1}^{M}\rho_j$.

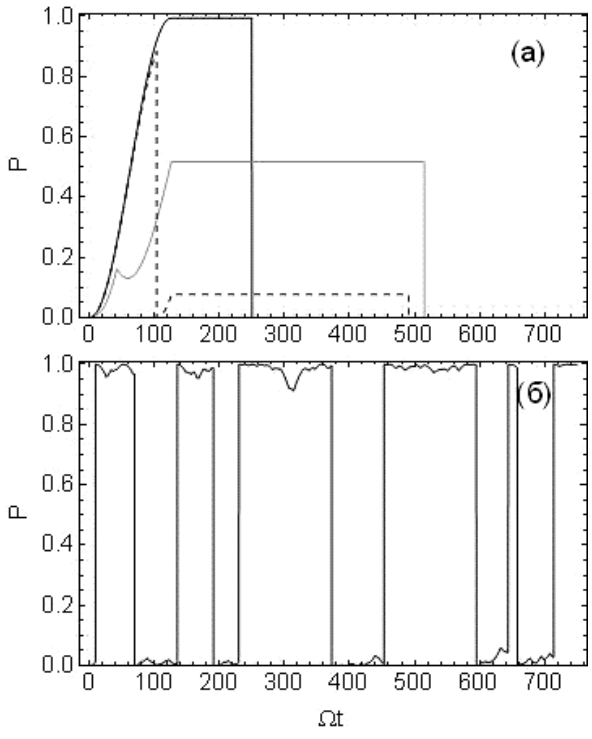


Рис. 1. Зависимость населенности верхнего уровня кубита в случае короткого $\pi/2$ Раби-импульса (а) и длинного (б) для единичных квантовых реализаций.

Рассчитанные квантовым методом Монте-Карло «траектории» кубита представлены на Рис.1. Видно, что для короткого возбуждающего $\pi/2$ Раби–импульса происходит энергетическая релаксация и кубит может скачком оказаться в основном состоянии, в котором находится бесконечно долго. В отличие от этого для длительного импульса (длительностью $\tau >> 2\pi/\omega_q$) кубит испытывает скачки между основным и возбужденным уровнями. Подобное поведение джозефсоновского кубита было зарегистрировано в экспериментах R. Vijay и др. [2].

На Рис. 2 (а) и (б) представлено по 30 треков (характеризующих динамику населенности для определенной реализации), демонстрирующих квантовые скачки населенностей для системы, возбуждаемых импульсом $\pi/2$ (Рис. 2 (а)) и импульсом большой длительности (Рис. 2 (б)). Темные области на Рис. 2 показывают, что кубит находится на верхнем уровне, а серые – на нижнем.

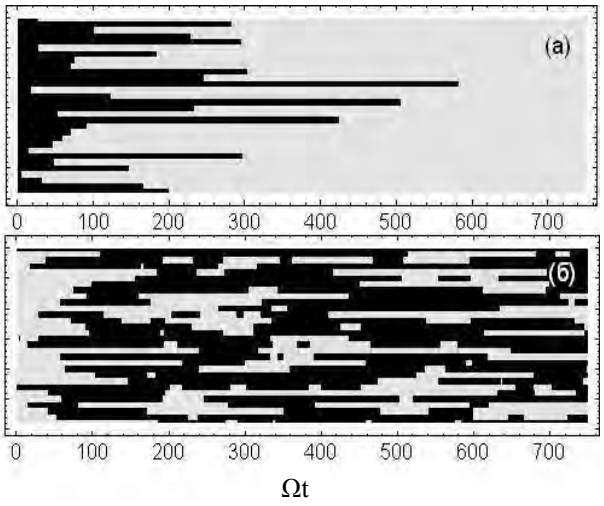


Рис. 2. Треки, характеризующие скачки населенности возбужденного уровня от времени в случае короткого (а) и длительного импульса (б)

Интересно проследить процесс воздействия измерительного прибора на квантовый объект, а также понять обратное влияние измерения на квантовые состояния. Поэтому в данной работе выполнено моделирование динамики связанной системы кубит-осциллятор, демонстрирующее поведения осциллятора вблизи классической бифуркационной траектории, чувствительной к состояниям кубита. Излучено обратное действие осциллятора на кубит. Использование метода Монте-Карло позволило получить квантовые траектории, характеризующие эволюцию одиночного кубита в единичном эксперименте. Промоделировано влияние термостата на степень перепутанности состояний системы осциллятор-кубит. Полученные результаты качественно согласуются с экспериментом [4].

1. Bohr N. // Philos. Mag. **26**, 1 (1913).
2. Vijay R., et al. // Phys. Rev. Lett. **106**, 110502 (2011).
3. Plenio M.B., Knight P.L. // Rev. Mod. Phys. **70**, 101 (1998).
4. Siddiqi I., et al. // Phys. Rev. B **73**, 054510 (2006).
5. Braginsky V.B., Khalili F.Ya. Quantum measure- ment, Cambridge University Press, 1995.

Активные электрически малые антенны с трансформатором потока

И.И. Соловьев [1], В.К. Корнев [2], А.В. Шарафиев [2], Н.В. Кленов [2], О.А. Муханов [3]

[1] НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[3] HYPRES, Клиарбрук Роуд, Нью-Йорк, США

isol@phys.msu.ru

Введение

Электрически малая антенна (ЭМА), размер которой значительно меньше длины принимаемой волны, весьма привлекательна для многих прикладных целей, в которых необходим малый размер и широкая частотная полоса приема сигнала [1]-[4]. В некоторых случаях (петлевая антенна) малый размер антенны приводит к малому сопротивлению излучения. Для того чтобы сделать сопротивление потерь меньше сопротивления излучения, можно использовать в конструкции антенны сверхпроводящие материалы [4], [5], однако при этом проблема согласования антенны остается нерешенной.

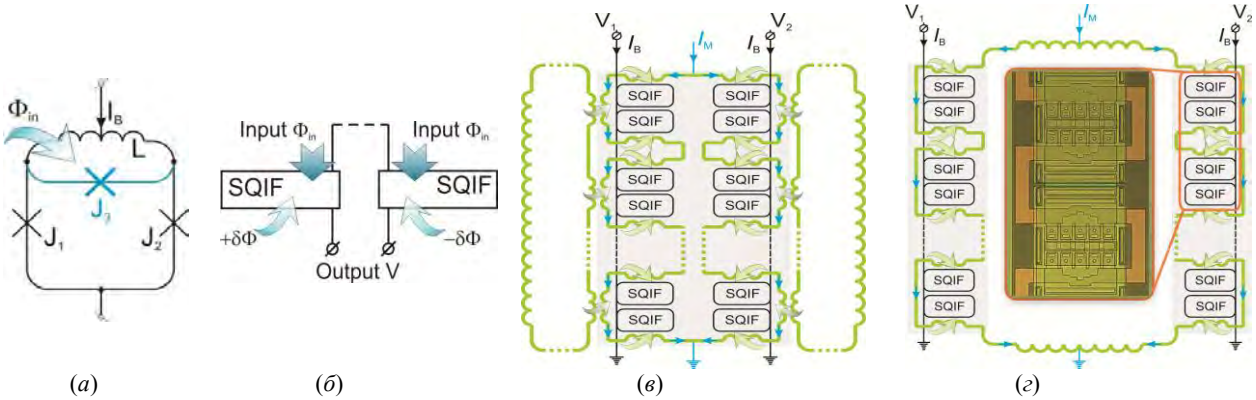
Принципиально новым шагом в развитии электрически малых антенн (ЭМА) является создание активных ЭМА на основе джозефсоновских структур. Это позволит существенно улучшить все характеристики антенны и решить проблему согласования. В то же время, в отличие от пассивных ЭМА, которые являются линейными устройствами и поэтому свободны от каких-либо нелинейных искажений сигнала, для активных ЭМА на первое место выходит требование высокой линейности характеристик во всем рабочем диапазоне значений принимаемых сигналов.

В качестве таких активных антенн могут быть использованы сверхпроводящие квантовые решетки (SQA – Superconducting Quantum Arrays) – однородные решетки элементарных ячеек, характеризующихся высоколинейным откликом напряжения на магнитную компоненту электромагнитного сигнала. Увеличение числа ячеек N позволяет увеличивать динамический диапазон как √N. Частным конструктивным решением является использование одномерных цепочек, интегрированных со сверхпроводящим трансформатором (концентратором) магнитного потока. Именно такой тип активных ЭМА рассматривается в данной статье.

Базовые ячейки цепочек

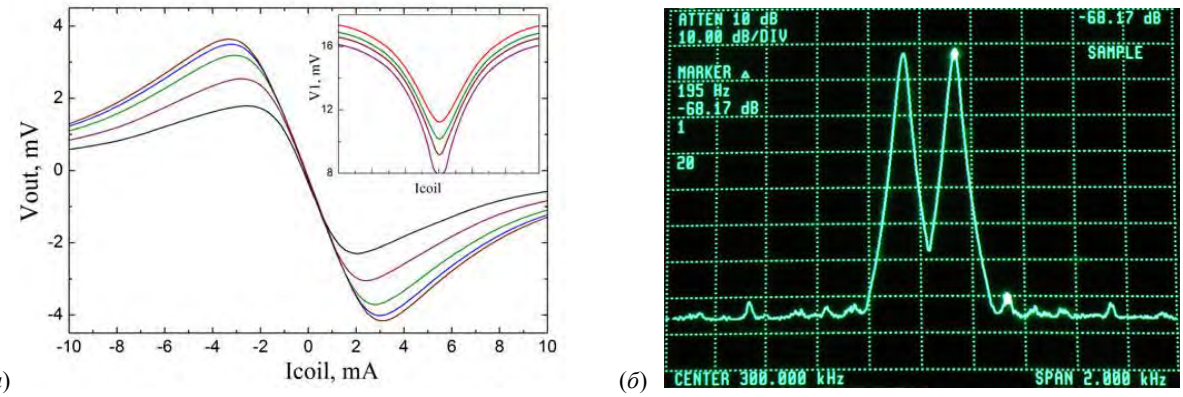
Недавно нами были предложены и исследованы две базовые ячейки, характеризующиеся высоколинейным откликом напряжения на магнитный сигнал. Одной из них является би-сквид [6], образованный путем включения в обычный двухконтакный сквид дополнительного, третьего, джозефсоновского перехода параллельно основной индуктивности сквида (рис. 1*а*). В результате этого возникает дополнительный контур, представляющий собой одноконтактный сквид, который отвечает за нелинейное преобразование входного магнитного потока в разность фаз основных джозефсоновских переходов. Это нелинейное преобразование может быть сделано в точности обратным по отношению к последующему нелинейному преобразованию разности фаз в напряжение, в результате чего становится возможным получение линейного отклика би-сквида.

Численное моделирование подтверждает существование строго треугольного отклика напряжения при токе смещения, равном максимальному критическому току би-сквида. Однако экспериментальное исследование цепочек би-сквидов показало существование сильного размытия нижних углов треугольной характеристики вследствие технического разброса критических токов джозефсоновских элементов. Оптимальный компромисс между сильным влиянием разброса критических токов и близостью к треугольной форме достигается путем увеличения тока смещения выше критического тока би-сквида на величину характерного разброса его критическо-



(*а*) (*б*) (*в*) (*г*)

Рис. 1. (*а*) би-сквид; (б) ячейка, состоящей из двух дифференциально включенных параллельных СКИФ, пртивоволожно смеженных некоторым магнитным потоком δΦ; (*в*) и (*г*) - схемы активных ЭМА на основе дифференциально включенных цепочек СКИФ, интегрированных соответственно с двумя трансформаторами магнитного потока или с одним общим трансформатором. Ток I_M задает взаимно противоположное магнитное смещение цепочек δΦ. На вставке (*в*) показана микрофотография секции последовательной цепочки СКИФ



а) (*б*)

Рис. 2. (*а*) Семейство откликов напряжения прототипа активной ЭМА с одним общим трансформатором потока при различной величине взаимно-противоположного магнитного смещения цепочек СКИФ (Icoil – ток в витке, задающем внешнее магнитное поле); на вставке показано соответствующее семейство откликов напряжения одной цепочки СКИФ. (*б*) Спектр выходного сигнала, демонстрирующий 70 дБ линейность сигнальной характеристики антенны, при использовании стандартного двухтонового метода анализа линейности на частоте 300 КГц

го тока и задания новых параметров этой ячейки, соответствующих новому значению тока смещения.

Другая ячейка, показанная схематически на рис. 1б, состоит из двух дифференциально включенных сверхпроводящих квантовых интерференционных фильтров (СКИФ, *англ.: SQIF*) параллельного типа [7]. Форма боковых сторон пиков отклика параллельной цепочки джозефсоновских переходов близка к параболической зависимости. Степень близости к параболе может быть значительно увеличена за счет использования параллельного СКИФ со специальным законом распределения входного магнитного потока вдоль цепочки, характеризующимся симметричным возрастанием от середины к краям. При полностью параболической форме отклика напряжения параллельного СКИФ дифференциальный отклик двух таких СКИФ, противоположно смещенных магнитным потоком δΦ, является абсолютно линейным, независимо от величины магнитного смещения пока этот отклик формируется параболическими участками откликов СКИФ.

Цепочка таких последовательно включенных ячеек фактически представляет собой цепь, состоящую из двух дифференциально включенных последовательных цепочек СКИФ.

Экспериментальные результаты

Несколько прототипов активных ЭМА, основанных на использовании цепочек описанных выше базовых ячеек, были изготовлены с использованием стандартной ниобиевой технологии HYPRES с плотностью критического тока джозефсоновских переходов 4,5 КА/см^2 [7]. Магнитный сигнал, принимаемый антеннами, задавался в экспериментальных исследованиях с помощью тонкопленочного витка, внутри которого был размещен изучаемый прототип антенны.

Первый изготовленный и исследованный прототип активной ЭМА представлял собой цепочку из 12 последовательно включенных би-сквидов, каждый из которых имел индивидуальный трансформатор магнитного потока в виде прямоугольной петли размером 200 х 50 мкм^2. Крутизна преобразования магнитного поля в напряжение в такой антенне составила dV/dB ≈ 50 мкВ/мкТ.

Затем были изготовлены и исследованы прототипы активных ЭМА на основе двух дифференциально включенных последовательных цепочек СКИФ с двумя трансформаторами потока (рис. 1*в*) и одним общим трансформатором (рис. 1*г*). Обе антенны занимали площадь 3,3 х 3,3 мм^2 и содержали соответственно 84 и 80 дифференциальных базовых ячеек. Крутизна преобразования магнитного поля в напряжение dV/dB в этих антеннах составила соответственно 500 мкВ/мкТ и 750 мкВ/мкТ.

На рис. 2*а* показано семейство откликов напряжения прототипа антенны с одним общим трансформатором потока при различной величине взаимно-противоположного магнитного смещения цепочек СКИФ. На вставке показано соответствующее семейство откликов одной цепочки СКИФ.
На рис. 2*б* показан спектр выходного сигнала такой антенны, демонстрирующий линейность сигнальной характеристики на уровне 70 дБ, в результате выполнения стандартного двухтонового анализа линейности на частоте 300 КГц. В зависимости от величины взаимно-противоположного магнитного смещения цепочек СКИФ, данная величина линейности характеризовала участок отклика напряжения антенны, составляющий от 30% до 80% полного размаха отклика.

Работа проводилась при поддержке фондов CRDF RUP-05-1493, ФЦП на 2009-2013 годы (ГК 14.740.11.0389) и грантов НШ 5423.2010.2 и 3322.2010.2.

1. Yoshida K. // Journ. of Phys.: Conf. Ser., vol. 43, pp. 1362-1365, 2006.

2. Azadegan R., and Sarabandi K. // IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 51, pp. 421-429, 2003.

3. Al Salameh M.S., Antar Y.M.M., and Seguin G. // IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 50, pp. 1415-1419, 2002.

4. Hansen R.C. Electrically small, superdirective, and superconducting antennas. Hoboken, NJ: Wiley-Intersience, A John Wiley & Sons, Inc., 2006.

5. Ohshima S. Supercond. Sci. Technol., vol. 13, pp. 103-108, 2000.

6. Kornev V.K., Soloviev I.I., et al. // Supercond.Sci. Technol., vol. 22, pp. 114011-1-6., 2009.

7. Kornev V.K., Soloviev I.I., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 21, no. 3, part 1, pp. 394- 398, 2011.

ЭПР исследование магнитных неоднородностей в кристаллах пниктида железа $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$

Ю.И. Таланов [1], Г.Р. Корнилов [1], Л.Ф. Салахутдинов [1],
S. Aswartham [2], C. Nacke [2], S. Wurmehl [2], V. Kataev [1,2], B. Buechner [2]

[1] Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Казань
[2] Leibniz Institute for Solid State and Materials Research, Germany

talanov@kfti.knc.ru

Высокотемпературные сверхпроводники на основе пниктидов железа привлекают к себе большое внимание и интенсивно исследуются с помощью различных экспериментальных методов. Одно из наиболее интересных наблюдений последнего времени заключается в обнаружении страйп-структуры в слабо-допированном соединении $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ [1]. Страйпы обладают диамагнитными свойствами и были обнаружены с помощью зондовой микроскопии с использованием микроскопического SQUID-датчика в качестве зонда. Не так давно появились теоретические работы (см., например [2]), в которых доказывается, что в пниктидах железа происходит электронное фазовое расслоение с образование страйпов. В этих страйпах создаются условия для возникновения куперовских пар.

В своей работе мы исследуем магнитное состояние бариевого арсенида железа с примесью кобальта ($Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$) в области сверхпроводящего перехода, используя метод, чувствительный к неоднородностям локальных магнитных полей на поверхности сверхпроводника. Таким методом является электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) тонкого зондирующего слоя, нанесенного на сверхпроводник. Возникновение магнитных неоднородностей приводит к уширению и сдвигу резонансного сигнала. Анализируя зависимость параметров спектра ЭПР от концентрации примеси, температуры и толщины зондирующего слоя можно получить информацию о природе и размерах магнитных образований.

В качестве магнитного зонда использовался слой дифенил-пикрилгидразила (ДФПГ) толщиной 100 – 300 нм. Исходно его сигнал ЭПР имеет узкую ширину (1.3 Э) и g-фактор, равный 2.0036, что соответствует резонансному полю 3292 Э при измерениях на частоте 9.22 ГГц. Исследовались монокристаллы арсенида железа $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$. Концентрация кобальта x в образцах менялась от 0.05 (недодопированный, T_c=16K) до 0.10 (оптимально-допированный, T_c=24K). ДФПГ наносился на поверхность плоскости *ab*. Во время ЭПР измерений образец ориентировался так, чтобы направление внешнего поля было перпендикулярно плоскости *ab* и слою ДФПГ.

На Рисунке 1 для примера приведены спектры ЭПР слоя ДФПГ, толщиной 120 нм, нанесенного на поверхность кристалла $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ с концентрацией кобальта x=0.05 (широкий интенсивный сигнал). Как видно, все характеристики сигнала ЭПР от ДФПГ с понижением температуры изменяются. А именно, сигнал уширяется, причем особенно сильно – при $T<T_c$=16K. Интенсивность сигнала растет при понижении температуры от 300K до 16K, а ниже критической температуры она резко уменьшается. Положение сигнала тоже меняется немонотонно. Уменьшение температуры до T_c сопровождается его смещением в сторону высоких полей, а ниже T_c он сдвигается в противоположном направлении.

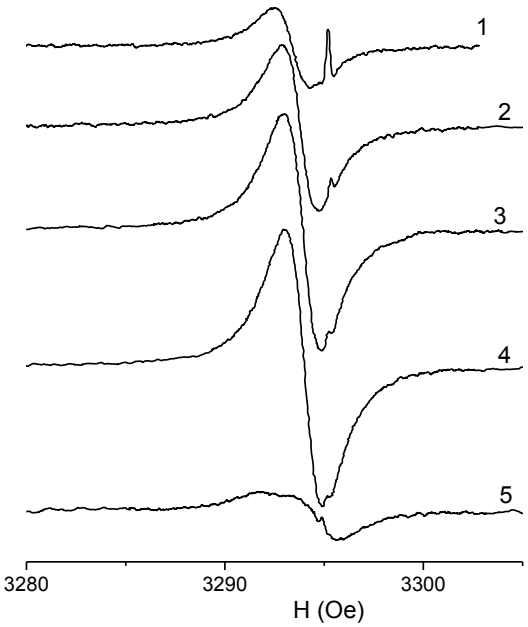


Рис. 1. ЭПР сигналы слоя ДФПГ, нанесенного на поверхность кристалла $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ с x = 0.05 и T_c=16K, и метки Li, удаленной от исследуемого образца на расстояние 3 мм. Толщина слоя 140 нм. Спектры получены при температурах 68.5K (1), 31.5K (2), 19.8K (3), 16.1K (4) и 13.8K (г).

Для более точного определения резонансного поля слоя ДФПГ в наших экспериментах использовался реперный сигнал ЭПР от электронов проводимости металлического лития (слабый асимметричный сигнал на спектрах Рис.1). Его положение на спектре ЭПР определено с большой точностью, так как *g*-фактор лития известен с точность до пятого знака после запятой, g_{Li}= 2.00226. Мы использовали кристалл LiF с дендритами лития диаметром около 10 мкм, который располагался на расстоянии ~3 мм и не подвергался воздействию полей, создаваемых сверхпроводником. Вследствие этого его положение при изменении

температуры оставалось фиксированным. Существенно, что литий имеет очень узкий сигнал (около 0.1 Э). Наличие реперного сигнала Li с перечисленными выше свойствами позволяет определять положение сигнала от слоя ДФПГ с ошибкой, не более 0.1 Э.

На Рисунке 2 представлены температурные зависимости сдвигов сигналов ЭПР слоев ДФПГ, нанесенных на поверхности кристаллов $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ с x=0.05 и x=0.10, относительно сигнала металлического лития. Обращает на себя внимание качественное отличие в поведении сигналов, связанных с двумя разными кристаллами, при температурах ниже критических. Если для оптимально-допированного кристалла с 10% кобальта ниже T_c наблюдается резкий скачек, связанный с возникновением решетки абрикосовских вихрей [3], то для недодопированного образца (5% кобальта) происходит сдвиг сигнала в противоположную сторону. Объяснение такому поведению можно найти, если предположить, что последний из рассматриваемых образцов является неоднородным, и в нем сверхпроводящие области

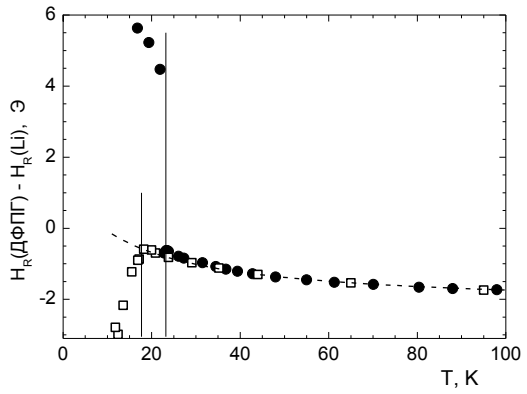


Рис. 2. Температурная зависимость сдвига сигнала ЭПР слоя ДФПГ, нанесенного на поверхности кристаллов $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ с x=0.05 (белые квадраты) и x=0.10 (черные кружки), относительно сигнала металлического лития. Вертикальные линии показывают температуры перехода в сверхпроводящее состояние для каждого кристалла. Пунктирная кривая соответствует сдвигу сигнала ДФПГ на кварцевой пластине, то есть в отсутствие сверхпроводника.

чередуются с несверхпроводящими. В последних происходит увеличение плотности магнитных силовых линий вследствие их выталкивания из сверхпроводящих областей.

Предположение о неоднородности кристалла с x=0.05 хорошо согласуется известной фазовой диаграммой соединения $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ и результатами нейтронных исследований [4]. Эти исследование обнаружили сосуществование двух фаз, сверхпроводящей и магнитоупорядоченной (в форме антиферромагнитной волны спиновой плотности), в области концентраций кобальта от 3 до 5.5%. Подтверждением наличия фазового расслоения в нашем образце с 5% Co могут служить два дополнительных экспериментальных факта. Во-первых, при анализе формы сигнала ЭПР обнаруживается искажение его высокополевого крыла, которое можно описать дополнительным сигналом, смещенным в более высокие поля. Причем его смешение – тем больше, чем ниже температура. Вторым существенным фактом является сильное уменьшение интегральной интенсивности сигналов ЭПР при температурах ниже критической. Этот факт можно объяснить тем, что значительная часть зондирующего слоя оказывается под воздействием существенно неоднородного поля. Сигнал ЭПР в такой ситуации значительно уширяется, смещается и перестает наблюдаться.

Следует отметить, что в сдвиг резонансного сигнала, кроме дополнительных полей, создаваемых сверхпроводящим образцом, дает вклад размагничивающее поле самого тонкого слоя ДФПГ, ориентированного перпендикулярно внешнему полю. Чтобы определить величину собственного поля на поверхности кристалла $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$, необходимо вычесть этот вклад. Его значение и изменение с температурой мы определяли, регистрируя спектр слоя ДФПГ, нанесенного на кварцевую пластину. Результаты таких измерений показаны на Рисунке 2 пунктирной кривой линией. Видно, что выше критической температуры сдвиг сигнала от слоя, нанесенного на кристаллы пниктидов, мало отличается от такового на кварце. Однако, при уменьшении масштаба графика различия обнаруживаются, что свидетельствует о наличии неоднородных полей на поверхности исследованных кристаллов в области $T>T_c$.

Таким образом, поведение спектров ЭПР при понижении температуры свидетельствует о возникновении магнитных неоднородностей в окрестности сверхпроводящего перехода, как выше него, так и ниже. В области температур $T<T_c$ (T_c – критическая температура, определенная из данных по магнитной восприимчивости) происходит резкое уширение и смещение сигнала ЭПР, обусловленное образованием вихревой решетки (см., например [3]). Вблизи T_c в спектре обнаруживаются два сигнала, отстоящие друг от друга на ~1Э. Это свидетельствует о возникновении областей с различной намагниченностью. В качестве возможной причины такого поведения рассматривается электронное фазовое расслоение. Анализ эволюции спектров ЭПР, зарегистрированных ниже критической температуры, свидетельствует о сильной магнитной неоднородности кристаллов $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ с x=0.05.

1. Kalisky B., Kirtley J.R., Analytis J.G., Chu Jiun-Haw, Vailionis A., Fisher I.R., and Moler K.A. // Phys. Rev. B 81, 184513 (2010).

2. Gor'kov L., Teitel'baum G. // Phys. Rev. B 82, 020510 (2010).

3. Rakvin B., Pozek M., Dulcic A. // Solid State Commun. 72, 199 (1989).

4. Lester C., Chu Jiun-Haw, Analytis J.G. et al. // Phys. Rev. B 79, 144523 (2009).

Плазмонно индуцированная прозрачность гофрированных металлических пленок

А.А. Уткин, В.В. Курин

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

anatolyutkin@ipm.sci-nnov.ru

Экспериментальное наблюдение в 1998 году эффекта гигантского резонансного прохождения света через решетку оптически малых отверстий в металлической пленке привлекло большой интерес исследователей. Уже в первых работах было предложено качественное объяснение, связанное с резонансным возбуждением поверхностных мод металлической пленки. При помощи приближенных методов были рассчитаны спектры пропускания и отражения пленки, которые продемонстрировали яркие асимметричные резонансы. Эта асимметрия была качественно объяснена в рамках модели резонанса Фано, в которой рассеяние падающей волны происходит в два канала, нерезонансный и резонансный. Первый, нерезонансный канал связан с возбуждением отраженной и прошедшей волн, а второй, резонансный—с возбуждением поверхностного плазмона, который затем снова преобразуется в падающую и прошедшую волны. Вследствие интерференции этих двух каналов резонанс при возбуждении плазмона имеет несимметричную нелоренцеву форму.

Аналитические решения задач, связанных с латерально неоднородными пленками, обычно получены быть не могут вследствие сложной геометрии. Существуют лишь некоторые задачи, имеющие решение в виде формул, например, задача о дифракционной решетке, составленной из периодически расположенных круговых цилиндров [1]. В настоящей работе мы рассматриваем простую аналитически решаемую модельную задачу, которая объясняет качественные особенности рассеяния волн на перфорированных пленках, и вносит математическую строгость в понимание феномена сверхпропускания. Это задача рассеяния электромагнитной волны на оптически тонкой пленке с периодически модулированной в одном направлении диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \cos \gamma x$. Не зависящую от координат часть ε_0 диэлектрической проницаемости будем полагать друдевской: $\varepsilon_0 = 1 - \dfrac{\omega_з^2}{\omega(\omega + i\nu)}$. Поскольку пленка тонкая, то будем считать, что электрическое поле в ней постоянно. В этом случае можно записать граничные условия, связывающие поля с одной и другой стороны пленки. Поля по обе стороны пленки можно записать в виде блоховских функций $\sum_n A_n \exp\{ik_x x + in\gamma x \pm ik_n z\}$, где z-направление поперек пленки, k_x-проекция волнового вектора падающей волны на ось Ox, ω-частота падающей волны, $k_n = \sqrt{\omega^2/c^2 - (k_x + n\gamma)^2}$. Такая запись полей соответствует учету отражения в зеркальный дифракционный максимум $(n = 0)$, в спектральные дифракционные максимум ($n \neq 0$, k_n действительно) и в прижатые моды (k_n чисто мнимое). Записывая граничные условия при $z = 0$, раскладывая диэлектрическую проницаемость в ряд Фурье и приравнивая коэффициенты при членах $\exp\{im\gamma x\}$ с одинаковыми номерами гармоник m, можно получить линейную систему алгебраических уравнений на коэффициенты разложения полей с одной и другой стороны пленки. Очевидно, за счет конечного ε_1 все эти коэффициенты будут связаны между собой. Эта система имеет бесконечную размерность, однако решение представимо в виде быстро сходящейся цепной дроби. Поэтому систему можно обрезать и решить конечную систему. Если ограничиться первыми тремя уравнениями, то для коэффициента прохождения в зеркальный максимум получается:

$$T = \frac{2}{2 - ik_0 d\varepsilon_0 + k_0 \left(\frac{\varepsilon_1 d}{2}\right)^2 \left(\frac{k_1}{2 - ik_1 d\varepsilon_0} + \frac{k_{-1}}{2 - ik_{-1} d\varepsilon_0}\right)},$$

где d—толщина пленки. На рисунках 1 и 2 представлена в разных масштабах частотная зависимость коэффициента прохождения T:

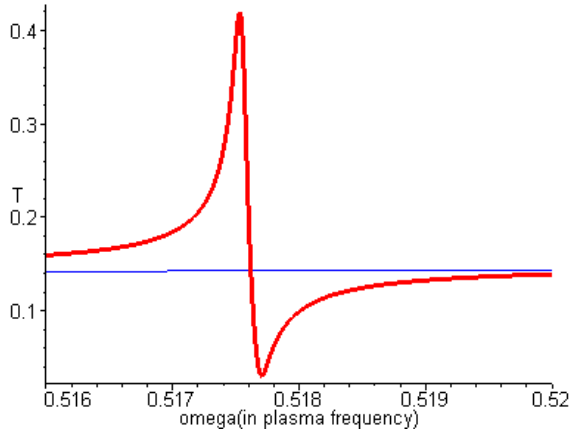


Рис. 1. Зависимость коэффициента прохождения в главный дифракционный максимум от частоты (толстая линия). Тонкой линией представлена та же зависимость при отсутствии гофрировки ($\varepsilon_1 = 0$).

Из этих рисунков видно, что эта зависимость носит резонансный характер, причем резонанс—резко асимметричен. Анализ формул показывает, что форма кривой имеет форму известного резонанса

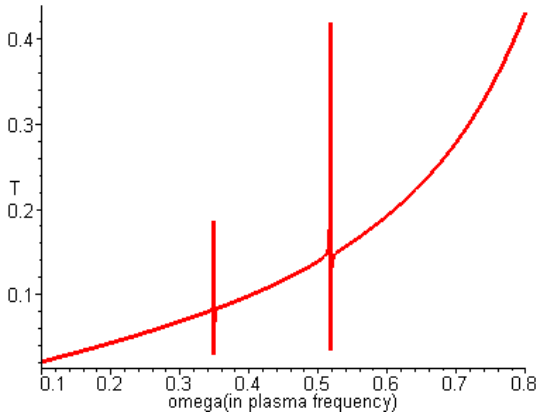


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения в главный дифракционный максимум от частоты.

Фано, возникающего при двухканальном рассеянии.

Обсудим полученную зависимость. Резонансные особенности возникают вблизи частоты, удовлетворяющей уравнению $2-ik_{\pm 1}d\varepsilon_0=0$. Нетрудно видеть, что величины $k_{\pm 1}$ при этих частотах являются чисто мнимыми, то есть соответствующий дифракционный максимум закрыт, а зависимости по z у соответствующих слагаемых в разложении полей являются экспоненциально спадающими от пленки. Ясно, что каждое такое слагаемое строго говоря, не является собственной модой пленки, поскольку есть связь между амплитудами различных слагаемых за счет конечного ε_1. Однако при небольших ε_1 можно сказать, что существует квазилокализованная по z мода – «вытекающий» плазмон, связанный через гофрировку с бегущими в дифракционных максимумах волнами. В такой ситуации реализуются два канала рассеяния падающей волны. Первый канал связан с обычным отражением и прохождением через пленку и плавно зависит от частоты. Второй канал связан с возбуждением «вытекающих» плазмонов и дальнейшем высвечивании этих плазмонов. Этот канал имеет резкую зависимость от частоты, поскольку на определенной частоте начинается эффективная накачка энергии в вытекающий плазмон. Интерференция этих двух каналов и приводит к появлению асимметричных резонансов Фано на частотных зависимостях.

Графики на рис. 1 и 2 построены при реалистичных параметрах, типичных для металлов. Видно, что резонансные особенности сильны и прохождение через пленку вблизи них существенно увеличивается. Таким образом, рассмотрена задача, имеющая аналитическое решение и наглядно объясняющая механизм сверхпропускания через наноперфорированные пленки.

1. Курин, В.В. Резонансное рассеяние света на наноструктурированных металлических и ферромагнитных плёнках электрические поля источников в разреженной плазме / В.В. Курин // УФН. 2009. Т. 179, вып. 9. с. 1012–1018.

Влияние контактного сопротивления на характеристики NbN смесителя на электронном разогреве

М.И. Финкель [1,2], А.В. Семѐнов [1], Ю.В. Лобанов [1], И.В. Третьяков [1], Г.Н. Гольцман [1,2]

[1] Московский педагогический государственный университет, Москва
[2] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

matveyf@yahoo.com

Сверхпроводниковый смеситель на электронном разогреве (**HEB** – hot electron bolometer) не имеет конкурентов по чувствительности в терагерцовом диапазоне частот (выше 1,5 ТГц) и является основным кандидатом при разработке гетеродинных инструментов для радиоастрономии дальнего ИК диапазона, в которых главным требованием является чувствительность. Остальные критически важные параметры, такие как оптимальная мощность гетеродина, полоса преобразования, надѐжность и возможность автономной работы, также вполне удовлетворительны для самых амбициозных задач, что подтверждается многочисленными применениями HEB смесителей в наземных телескопах, а также в космических и воздушных миссиях [1]. При этом дальнейшее улучшение основных характеристик смесителя безусловно расширит круг задач, решаемых с помощью инструментов на его основе, и в разрабатываемых сейчас космических миссиях [2] в качестве целевых заложены характеристики смесителя, существенно превышающие значения, достигнутые в практически действующих сейчас инструментах.

В настоящее время лучшие характеристики достигаются в антенных смесителях на основе ультратонкой плѐнки **NbN** (толщина 3-4 нм). Активный участок плѐнки NbN образует мостик между контактами планарной антенны, изготовленной из тонкой плѐнки золота (толщина 70÷200 нм). При толщине плѐнки NbN несколько нанометров полоса преобразования смесителя достигает нескольких ГГц [3], и определяется эффективностью и скоростью электрон-фононной релаксации, т.е. временем электрон-фононного взаимодействия и временем последующего ухода фононов из плѐнки NbN в подложку. Однако при достаточно малой длине мостика существует также дополнительный канал охлаждения электронов через контакты антенны, за счѐт электронной теплопроводности сверхпроводника (диффузионный канал охлаждения). Итоговая частота отсечки смесителя является в простейшем случае суммой частот отсечки, связанных с чисто электрон-фононной релаксацией и с чисто диффузионным охлаждением за счѐт теплопроводности.

В недавних работах [4] было показано, что качество контактов между активным участком плѐнки NbN и антенной критически важно для шумовой температуры и полосы преобразования смесителя, особенно в случае малого объѐма NbN, при размерах мостика в плане порядка 100 нм, когда возможно дополнительное диффузионное охлаждение электронов в плѐнке. Потери в контактах при этом растут в связи с уменьшением площади контактов и увеличением контактного сопротивления, что приводит к увеличению шумовой температуры. Диффузионный канал также эффективно блокируется при наличии контактного сопротивления, что не позволяет получить большие полосы преобразования для коротких мостиков.

Экспериментальное исследование влияния качества контактов и контактного сопротивления на характеристики смесителя осложняется тем, что контактное сопротивление в готовой структуре невозможно прямо измерить. При измерениях на постоянном токе измеряется сумма сопротивлений мостика, антенны и контактов, при этом разброс сопротивлений мостика и антенны от образца к образцу полностью скрывает изменения сопротивления контактов. При этом сравнительно малые контактные сопротивления на постоянном токе становятся гораздо больше на терагерцовых частотах за счѐт скин-эффекта, т.е. вытеснения высокочастотного тока к краям структуры.

При достаточно хорошем контакте плѐнки NbN и золота сверхпроводимость подавляется за счѐт эффекта близости. В результате готовая структура имеет на зависимости сопротивления от температуры два сверхпроводящих перехода – переход открытого участка плѐнки между контактами, и переход плѐнки NbN под золотом на более низкой температуре. Разность температур перехода открытой плѐнки и плѐнки под золотом зависит от контактного сопротивления, что позволяет определить контактное сопротивление для конкретного образца, если известны параметры NbN и золота в плѐнке.

Целью настоящей работы было разработать методику оценки контактного сопротивления, определить возможное влияние контактного сопротивления на быстродействие и чувствительность смесителя, а также определить степень влияния эффекта Андреевского отражения

Наиболее удобно описывать эффект близости с помощью уравнений Усаделя [5]. Теория Усаделя применима в «грязном» пределе, когда длина свободного пробега много меньше длины когерентности. Электронные состояния в этом случае описываются не импульсом, как в теории БКШ, а энергией, и сверхпроводящее состояние описывается комплексной функцией $\theta(x,E)$, зависящей от координат и энергии. Значение $\theta=0$ соответствует нормальному состоянию. Функция $\theta(x,E)$ является решением системы интегро-дифференциальных уравнений Усаделя:

$$\frac{hD}{2}\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+iE\sin\theta - \left[\frac{h}{\tau_{sf}}+\frac{hD}{2}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}+\frac{2e}{h}A_x\right)^2\right]\cos\theta\sin\theta + \Delta(x)\cos\theta = 0 \qquad (1)$$

и

$$\Delta(x) = nV_{eff}\int_0^{\hbar\omega_D} dE\tanh(E/2k_BT)\mathrm{Im}[\sin\theta] \qquad (2)$$

где $D=\sigma/ne^2$ - коэффициент диффузии электронов, n – плотность состояний на уровне Ферми, σ – удельная проводимость в нормальном состоянии, V_{eff} – потенциал межэлектронного взаимодействия (спаривания), τ_{sf} – время рассеяния с поворотом спина, υ - обычная сверхпроводящая фаза, A_x – векторный потенциал, Δ – сверхпроводящий параметр порядки, $\hbar\omega_D$ - энергия Дебая, и T – температура. На границах выполняются граничные условия:

$$\sigma_l\frac{\partial\theta_l}{\partial x}=\sigma_r\frac{\partial\theta_r}{\partial x}=\frac{G_{\mathrm{int}}}{A}\sin(\theta_l-\theta_r) \qquad (3)$$

где индексы l и r обозначают левую и правую стороны границы соответственно, G_{int}/A – проводимость границы на единицу площади. Параметры, использованные в модели, представлены в следующей таблице:

Параметры NbN и золота в плѐнках

	σ, См/м	n, м$^{-3}$К$^{-1}$	nV_{eff}	$\hbar\omega_D$, К
NbN	$0.5\cdot10^6$	$5.2\cdot10^{24}$	0.2945	250
Au	$2.5\cdot10^7$	$6.9\cdot10^{24}$	–	–

Для плѐнок NbN толщиной 3.5 нм типичная температура сверхпроводящего перехода составляет 9 К, толщина слоя золота, осаждаемого в одном процессе с плѐнкой NbN (без разрыва вакуума, т.е. in-situ) составляет 20 нм. Для двуслойной структуры NbN-Au температура сверхпроводящего перехода составляет 6÷7 К. Исходя из экспериментальных значений температуры перехода подбиралось соответствующее сопротивление границы NbN-Au, при котором параметр порядка по всей толщине плѐнки обращался в нуль при заданной температуре. На **Рис. 1.** представлена зависимость параметра порядка для типичной двуслойной структуры, а также плотность состояний квазичастиц в сверхпроводнике непосредственно на границе.

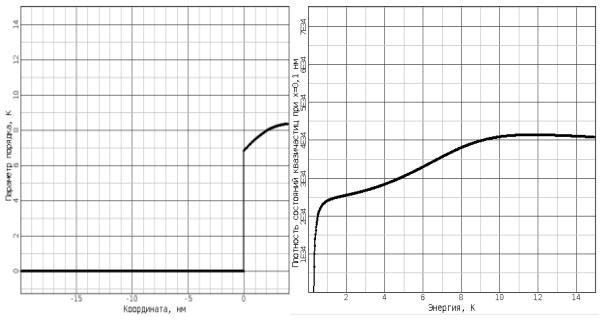


Рис. 1. Зависимость параметра порядка от координаты (слева). Плотность состояний квазичастиц в сверхпроводнике непосредственно вблизи границы (справа)

Из графика зависимости плотности состояний квазичастиц от энергии видно, что энергетическая щель в двуслойной структуре NbN-Au подавляется более чем в 10 раз, и составляет не более 1 К. Учитывая, что под действием накачки гетеродином активный участок плѐнки NbN (не покрытый золотом) нагревается до критической температуры ~9 К, можно пренебречь Андреевским отражением электронов от контактов.

Из расчѐта следует, что в наших двуслойных плѐнках NbN-Au проводимость границы G_{int} может меняться в 2 раза и в среднем составляет $5.8\cdot10^9$ См·см$^{-2}$. Разумным критерием длины l, на которой происходит затекание тока из золота в плѐнку NbN, является условие равенства сопротивления участка плѐнки и контакта:

$$R_{sheet}\frac{l}{w}=\frac{1}{G_{\mathrm{int}}\cdot l\cdot w} \qquad (4)$$

где R_{sheet}=500 Ом – сопротивление квадрата плѐнки NbN, w=1 мкм – ширина контакта. Из этого выражения получается длина затекания тока l=6 нм, и сопротивление одного контакта R_{cont}=5 Ом. Получаемая длина много меньше длины мостика NbN, поэтому не может существенно влиять на диффузионное охлаждение электронов в смесителе.

Для оценки влияния контактного сопротивления на потери мощности сигнального излучения на частоте гетеродина (2.5 ТГц) было проведено численное моделирование терагерцовой планарной антенны. На **Рис. 2.** представлено распределение плотности тока в центральной части антенны. С увеличением контактного сопротивления с 2.5 Ом до 5 Ом потери в антенне возрастают с 20% до 45%.

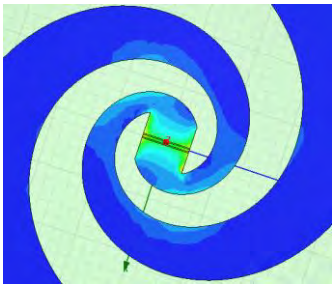


Рис. 2. Распределение высокочастотного тока в планарной антенне

1. Супергетеродинные терагерцовые приѐмники со сверхпроводниковым смесителем на электронном разогреве / М.И. Финкель, С.Н. Масленников, Г.Н. Гольцман // Известия вузов. Радиофизика.- 2005.- Т.48, Вып.10-11

2. Интернет: http://radioastron.ru/index.php?dep=20

3. Doubling of sensitivity and bandwidth in phonon cooled hot electron bolometer mixers / J. J. A. Baselmans et al // Appl. Phys. Lett. 84, 1958 (2004)

4. Low noise and wide bandwidth of NbN hot-electron bolometer mixers / Ivan Tretyakov, Sergey Ryabchun, Matvey Finkel, Anna Maslennikova, Natalia Kaurova, Anastasia Lobastova, Boris Voronov, and Gregory Gol'tsman // Appl. Phys. Lett. 98, 033507 (2011)

5. Martinis, J.M. Calculation of Tc in a normal-superconductor bilayer using the microsopic-based Usadel theory / John M. Martinis, G.C. Hilton, K.D. Irwin, D.A. Wollman // Nucl. Instr. and Meth. A 444 (2000) 23-27

Поверхностный импеданс в сверхпроводниках со слабыми магнитными примесями

Я.В. Фоминов [1], M. Houzet [2], Л.И. Глазман [3]

[1] Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Московская область
[2] SPSMS, UMR-E 9001, CEA-INAC/UJF-Grenoble, France
[3] Departments of Physics, Yale University, New Haven, USA

fominov@landau.ac.ru

Магнитные примеси изменяют спектр возбуждений в сверхпроводнике и поэтому влияют на поглощение электромагнитного поля. Мы изучаем диссипативную проводимость и определяемую ею диссипативную часть поверхностного импеданса. Исследована зависимость импеданса от частоты электромагнитного поля, концентрации магнитных примесей и их силы, а также от концентрации и температуры квазичастиц.

Даже малая концентрация слабых магнитных примесей существенно меняет спектр возбуждений вблизи щели БКШ. При самых низких концентрациях на каждой примеси имеется связанное (подщелевое) состояние. По мере увеличения концентрации в результате перекрытия состояний, локализованных на различных примесях, образуется примесная зона, которая по мере роста концентрации магнитных примесей расширяется, сливаясь с континуумом квазичастичных состояний, расположенным выше Δ (после слияния реализуется режим Абрикосова-Горькова, в котором сверхпроводящая щель монотонно подавляется магнитными примесями). Пока примесная зона существует, её положение внутри щели определяется индивидуальной «силой» каждой магнитной примеси. В случае слабых примесей зона расположена вблизи щели БКШ.

Особое внимание в нашем рассмотрении уделено пороговому поведению диссипации при нулевой температуре, а также низкочастотному поглощению за счѐт квазичастиц. Дискретные энергетические уровни, возникающие при малых плотностях магнитных примесей, могут служить ловушками для неравновесных квазичастиц, уменьшая поглощение в некотором диапазоне низких частот электромагнитного поля.

Доклад основан на работе [1].

1. Fominov, M. Houzet, L.I. Glazman, Surface impedance of superconductors with weak magnetic impurities, Phys. Rev. B **84**, 224517 (2011).

Локализованные андреевские состояния в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовых ям CdHgTe с индуцированной сверхпроводимостью

И.М. Хаймович [1,2], Н.М. Щелкачѐв [2,4], В.М. Винокур [2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Argonne National Laboratory, Illinois, USA
[4] Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Московская область

hai@ipm.sci-nnov.ru

Наша работа посвящена изучению влияния индуцированной сверхпроводимости на спектр двумерных топологических изоляторов (2D ТИ). Топологические изоляторы [1] представляют собой структуры с необычными квантовыми свойствами: спектр их квазичастичных возбуждений в объѐме содержит щель, в то время как на поверхности возникают локализованные состояния, вдоль которых может происходить бездиссипативный транспорт. Топологическая структура спектра поверхностных состояний характеризуется тем, что любые локальные возмущения, не нарушающие симметрии обращения времени (ОВ), не могут убрать эти моды с линейной дисперсией с уровня Ферми. Краевые состояния в ***двумерных*** ТИ [2] на основе квантовых ям обладают дополнительным свойством – геликоидальностью [3-4], то есть однозначной связью направления распространения моды с еѐ спиновым состоянием. Благодаря этому свойству в 2D ТИ наблюдается квантовый спиновый эффект Холла [5], впервые предсказанный в ^{3}He Воловиком Г.Е. [6].

В связи с возможностью бездиссипативного транспорта особый интерес для исследователей представляет модификация спектра поверхностных состояний в ТИ в контакте со сверхпроводником. Так на границе трѐхмерного ТИ с s-волновым сверхпроводником поверхностные состояния демонстрируют p_x+ip_y - сверхпроводимость без нарушения симметрии ОВ [7]. В то же время в 2D ТИ индуцированная сверхпроводимость проникает в виде не зависящей от импульса сверхпроводящей щели (см., например, [8]).

В нашей работе рассмотрена система, изображенная на рис. 1 и состоящая из 2D ТИ на основе квантовых ям CdHgTe в контакте с изотропным s-волновым сверхпроводником. Геометрия системы выбрана аналогично экспериментам с квантовыми ямами на основе других полупроводников [9].

Для описания 2D ТИ под сверхпроводником использованы уравнения Боголюбова-де Жена:

$$\mathbf{H}_{BdG}=\begin{pmatrix}\mathbf{H}_{TI}+\mathbf{U}_{TI} & \mathbf{\Delta}_{TI} \\ \mathbf{\Delta}_{TI}^{+} & -T\left(\mathbf{H}_{TI}+\mathbf{U}_{TI}\right)T^{-1}\end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где в качестве одночастичного гамильтониана $\mathbf{H}_{TI}$ взята модель Bernevig-Hughes-Zhang (BHZ) [4], диагональная по спину $\mathbf{H}_{TI}=\mathrm{diag}(H_0,\widetilde{H}_0)$ с блоками $H_0=\varepsilon_k+d_i\sigma^i$, $\widetilde{H}_0=\rho^T H_0\rho=\varepsilon_k-d_i(-k)\sigma^i$, отвечающими верхнему и нижнему спиновому состоянию соответственно и связанными метрическим тензором $\rho=i\sigma_y$ в пространстве электроно- (a) и дырочноподобной (b) подзон размерного квантования, σ^i - матрицы Паули в этом пространстве. Параметры блоков $\varepsilon_k=C-Dk^2$ и $\mathbf{d}=(Ak_x, -Ak_y, M-Bk^2)$ выражаются через оператор импульса $\mathbf{k}$ и материальные параметры 2D ТИ *A, B, D, M*, вычисленные для различных толщин квантовых ям в [4]. Оператор ОВ $T=-\tau_x\otimes i\sigma_y\boldsymbol{C}$, выраженный через оператор комплексного сопряжения $\boldsymbol{C}$ и матрицы Паули в спиновом τ_i и подзонном σ^i пространствах, сохраняет одночастичный гамильтониан ТИ неизменным $T\,\mathbf{H}_{TI}\,T^{-1}=\mathbf{H}_{TI}$.

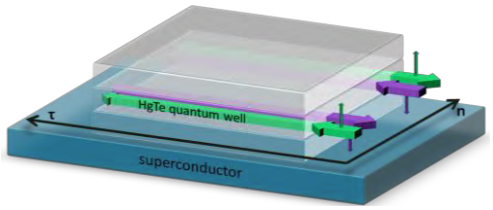


Рис. 1. Эскиз рассматриваемой системы из двумерного топологического изолятора (2D ТИ) в контакте со сверхпроводником. Толстые линии изображают краевые состояния в 2D ТИ без сверхпроводящих корреляций. Тонкие линии отвечают спиновому состоянию краевых мод.

В работе не предполагалось конкретного (например, диагонального, как в работах [8]) вида эффективных сдвига химического потенциала $\boldsymbol{U}_{TI}$ и индуцированного параметра порядка Δ_{TI} по подзонным индексам σ_i — эти матричные величины были вычислены из микроскопических соображений в модели Фано-Андерсона, аналогично работам [10]. Иными словами, для получения эффективного гамильтониана $\mathbf{H}_{\mathrm{BdG}}$ решалась микроскопическая задача в представлении вторичного квантования.

Рассмотрим гамильтониан задачи $H=H_{SC}+H_{2D}+H_{int}$. Его сверхпроводящая часть записывается через операторы $\psi_s^{+}(\mathbf{r})[\psi_s(\mathbf{r})]$ рождения [уничтожения] с координатой $\mathbf{r}$ и спином s, ε_{SC} - кинетическую энергию квазичастицы и μ – химический потенциал в сверхпроводнике

$$H_{SC}=\sum_{s=\uparrow,\downarrow}\int d^3r\,\psi_s^{+}(\mathbf{r})\left[\varepsilon_{SC}-\mu\right]\psi_s(\mathbf{r})+ \\ +\int d^3r\left[\Delta\psi_{\uparrow}^{+}(\mathbf{r})\psi_{\downarrow}^{+}(\mathbf{r})+\Delta^{+}\psi_{\downarrow}(\mathbf{r})\psi_{\uparrow}(\mathbf{r})\right], \qquad (4)$$

Гамильтониан 2D ТИ в представлении вторичного квантования записан через функции Ваннье:

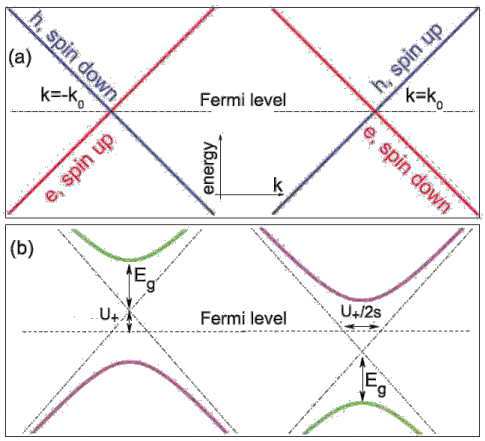


Рис. 2. Спектр краевых состояний в двумерном топологическом изоляторе: (a) невозмущѐнный спектр (b) спектр с индуцированной сверхпроводящей щелью

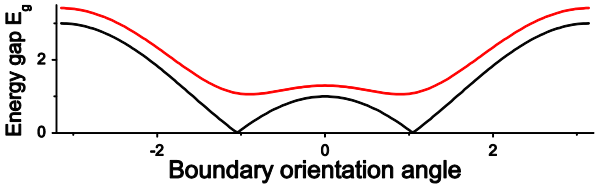


Рис. 3. Зависимость щели в спектре краевых мод в двумерном топологическом изоляторе под сверхпроводником от направления границы (распространения мод)

$$H_{2D}=\sum_{\mathbf{R},\mathbf{R}',s}\sum_{\sigma,\sigma'=a,b}c^{+}_{s,\sigma}(\mathbf{R})\cdot \cdot\left[\varepsilon_{2D,s}(\mathbf{R}\sigma,\mathbf{R}'\sigma')+C\delta_{\mathbf{R},\mathbf{R}'}\delta_{\sigma,\sigma'}\right]c_{s,\sigma'}(\mathbf{R}') \qquad (5)$$

с операторами $c^{+}_{s,\sigma}(\mathbf{R})\left[c_{s,\sigma}(\mathbf{R})\right]$ рождения [уничтожения] квазичастиц в подзоне σ с координатой $\mathbf{R}$ и спином s, и с $\varepsilon_{2D,s}$ - гамильтонианом 2D ТИ в координатном представлении при стандартной решѐточной регуляризации модели BHZ [11]. Туннельный гамильтониан записан для простейшего случая локального туннелирования с сохранением спина:

$$H_{\text{int}}=\sum_{\mathbf{R},s}\sum_{\sigma=a,b}\left[t_{\sigma,\mathbf{R}}\psi^{+}_{s}(\mathbf{R})c_{s,\sigma}(\mathbf{R})+h.c.\right] \qquad (6)$$

В дальнейшем туннельные коэффициенты предполагались однородными $t_{a,b}(\mathbf{R}) = t_{a,b}$.

Интегрируя по переменным объѐмного сверхпроводника в предположении малой индуцированной щели $\Delta_{TI}<<\Delta$, мы получили выражения для эффективного параметра порядка и сдвига химического потенциала (1) в диагональном по спину виде $X=\text{diag}(X_{\uparrow},X_{\downarrow})$, $X_{\downarrow}=\rho^{T}X_{\uparrow}\rho$, $X=\{\Delta_{TI}, U_{TI}\}$,

$$\Delta_{TI\uparrow}=-\nu\begin{pmatrix}t_a^{*2} & t_a^{*}t_b^{*}\\ t_a^{*}t_b^{*} & t_b^{*2}\end{pmatrix},\quad U_{TI\uparrow}=\alpha\nu\begin{pmatrix}|t_a|^2 & t_a^{*}t_b\\ t_at_b^{*} & |t_b|^2\end{pmatrix}, \qquad (7)$$

$\nu=mk_F/(2\pi\hbar^2)$, $\alpha=(k_F\,a_{TI})^{-1}$, m, k_F – эффективная масса и импульс Ферми в сверхпроводнике, a_{TI} – характерное расстояние между атомами в 2D ТИ. Необходимо отметить, что, как сдвиг химического потенциала, так и индуцированный параметр порядка имеют нетривиальную структуру в подзонном пространстве (σ=a,b) и в общем случае не коммутируют с исходным гамильтонианом.

Для произвольной ориентации $\boldsymbol{\tau}$ плоской границы 2D ТИ под сверхпроводником с вакуумом (см. рис. 1), вдоль которой распространяются краевые моды, аналитически найден спектр краевых состояний в присутствие индуцированной сверхпроводимости (рис. 2):

$$\varepsilon^{i}_{1,2}(k_\tau)=\left[U_{+}\pm\sqrt{\left(2\varepsilon^{0}_{i}(k_\tau)+U_{-}\right)^2+4E_g^2}\right]\Big/2, \qquad (7)$$

где $\varepsilon^{0}_{\pm}(k_\tau)=\left(\pm Ak_\tau\sqrt{B^2-D^2}-DM\right)\Big/B$ - невозмущѐнный линейный спектр краевых состояний 2D ТИ, $U_{\pm}=\alpha\left(Q_1^2\pm Q_2^2\right)$ - эффективные сдвиги энергии и импульса относительно невозмущѐнных положений и $E_g=Q_1Q_2$ - щель в спектре краевых состояний, $Q_{1,2}=\left|t_a\sqrt{|B-D|}-t_b\sqrt{|B+D|}e^{\pm i\angle(\tau,\mathbf{x})}\right|\Big/\sqrt{2|B|}$.

В результате обнаружено, что щель в спектре краевых возбуждений зависит от угла между ориентацией вектора $\boldsymbol{\tau}$ плоской границы 2D ТИ и кристаллографической оси *Ox* (рис. 3). При определѐнном соотношении $|t_a/t_b|^2=|B+D|/|B-D|$ коэффициентов туннелирования существует ориентация границы $\boldsymbol{\tau}_0$, вдоль которой в спектре краевых состояний не открывается сверхпроводящая щель $E_g(\boldsymbol{\tau}_0)=0$. Вдоль этой границы под сверхпроводником в 2D ТИ распространяется две пары геликоидальных мод, электронная и дырочная. При изменении ориентации щель в спектре открывается, и моды локализуются в андреевские состояния (рис. 3 чѐрная кривая). В общем случае соотношения коэффициентов туннелирования точно на уровне энергии Ферми краевых мод не возникает, однако описанный выше сценарий работает для мод при конечных энергиях (рис. 3, красная/серая кривая). Направления распространения мод, где щель в спектре минимальна (или даже обращается в нуль) определяются из соотношения фаз коэффициентов туннелирования t_a, t_b.

Авторы выражают признательность А.С. Мельникову и Н.Б. Копнину за плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, программы президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», Федерального агентства по образованию в рамках ФЦП «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013», фонда некоммерческих программ «Династия», гранта Президента РФ МК-7674.2010.2.

1. Hasan M.Z., Kane C.L. // Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
2. Волков Б.А., Панкратов О.А. // Письма в ЖЭТФ, **42**, 178 (1985).
3. Kane C.L., Mele E.J. // Phys. Rev. Lett. **95**, 146802 (2005); **95**, 226801 (2005).
4. Bernevig B.A., Hughes T.L., and Zhang S-C. // Science **314**, 1757 (2006).
5. Konig M., Wiedmann S., Brune C., Roth A., Buhmann H., Molenkamp L.W., Qi Xiao-Liang, and Zhang S.-C. // Science **318**, 766 (2007).
6. Воловик Г.Е. // ЖЭТФ **94**, 123 (1988).
7. Fu L., Kane C.L. // Phys. Rev. Lett. **100**, 096407 (2008).
8. Nilsson J., Akhmerov A.R., and Beenakker C.W.J. // Phys. Rev. Lett. **101**, 120403 (2008); Fu L. and Kane C.L. // Phys. Rev. B **79**, 161408(R) (2009); Adroguer P., Grenier C.,

Carpentier D., Cayssol J., Degiovanni P., and Orignac E. // Phys. Rev. B **82**, 081303(R) (2010).

9. Takayanagi H., Akazaki T., and Nitta J. // Phys. Rev. Lett. **75**, 3533 (1995); Batov I.E., Schapers T., Chtchelkatchev N.M., Hardtdegen H., and Ustinov A.V. // Phys. Rev. B **76**, 115313 (2007).

10. Volkov A.F., Magnee P.H.C., van Wees B.J., and Klapwijk T.M. // Physica C **242**, 261 (1995); Kopnin N.B., Melnikov A.S. // Phys. Rev. B **84**, 064524 (2011).

11. Qi X.L., Zhang S.C. // Rev. Mod. Phys. 83, 1057 (2011).

Out-of-equilibrium kinetics of electron liquid: fermionic and bosonic effective temperatures

N.M. Chtchelkatchev [1], A. Petkovic [2], V. Vinokur [3]

[1] L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Moscow
[2] Laboratoire de Physique Theorique-CNRS, Ecole Normale Superieure, Paris, France
[3] Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Illinois, USA

A temperature, the term quantifying the common idea of "hot" and "cold", is one of the most fundamental concepts in physics. In statistical physics, the temperature is a parameter that controls the probability of the energy distribution of a given system over the possible states. The basic property of the temperature is that in an equilibrium it is the constant all over the system involved due to the interactions between the constituent subsystems. In out of the equilibrium case, different subsystems can acquire different temperatures. Electrons and phonons which equilibrate within themselves, but can possess different temperatures if weakly coupled, is an exemplary case of such a far-from equilibrium (FFE) situation.

Here we show that strong correlations bring more richness to the non-equilibrium physics [1-3]. We construct a kinetic theory of electronic transport in a disordered two-dimensional (2D) superconductor and demonstrate that distinct electronic subsystems respond differently to external drive. We derive transport kinetic coefficients and find that they are controlled by distinctive effective fermionic and bosonic temperatures each corresponding to a particular electronic subsystems: T_e for the single-particle excitations, T_{CP} for Cooper pairs, and T_{eh} for electron-hole pairs. These temperatures are defined through the respective energy distribution functions, and the relations between them are determined by the character of the external drive, or more specifically, by the ratio of its components, the applied voltage bias and/or temperature gradient, Fig.1.

We consider 2D disordered systems such that the Thouless energy corresponding to diffusion across the film $E_T=D/d^2$, where D is the diffusion coefficient, d is the film thickness, well exceeds all the fermionic and bosonic temperatures. The bias-dependent subsystem temperatures manifest themselves most profoundly in the leading quantum corrections to the sheet conductance in the singlet, δG^{AA} (Aronov-Altshuler correction) and in the Copper channel, δG^{MT} (Maki-Thomson correction) close to the transition:

$$\delta G^{AA}=\ln(T_{eh}\,\tau)e^2/2\pi^2,$$
$$\delta G^{MT}=T_{CP}\,\tau_{GL}\,\ln(\tau_\phi/\tau_{GL})\,e^2/\pi,$$

and in the leading contribution to the in-plane Nyquist noise,

$$S_{th}(\omega=0)=2\sigma_D\,T_{he}.$$

Here e is the electron charge, τ is the elastic electron scattering time, τ_ϕ is the dephasing time, τ_{GL} is the Ginzburg-Landau time indicating how close the system is to the superconducting transition, and σ_D is the Drude conductivity.

The approach that we have developed [1-2] allows us to analytically treat many other important questions, for example, the influence of superconducting fluctuations on the thermal conductivity under FFE conditions. This question, close to an equilibrium, was a controversial and puzzling issue for a long time. Hopefully, the final solution is that singular contributions of the the DOS and MT correction to the thermal conductivity cancel each other, while the AL contribution is finite. Therefore, experimentally detected structure in the thermal conductivity, which previously was believed to be explained by these corrections, needs a new explanation. However, since we have found that different corrections to the electrical conductivity are characterized by different effective temperatures under FFE, it is likely that this is the case also with thermal conductivity. Then, the MT and DOS corrections do not cancel each other but instead produce a nontrivial result, which might explain the experiments. We show that, by measuring the fluctuation corrections, one can infer the parameters of the FFE state of the superconductor from the experimental data.

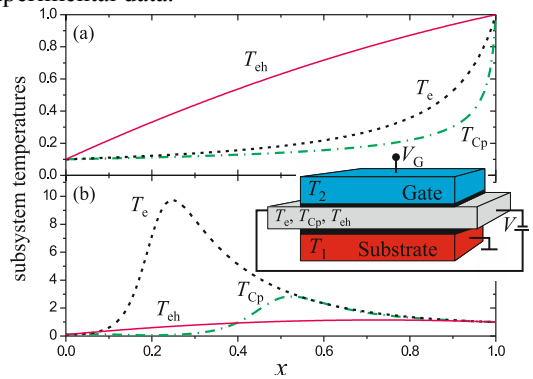


Fig. 1. Temperatures of e-h pairs (T_{eh}), Cooper pairs (T_{Cp}) and quasi-particles (T_e) vs. the parameter $x=R_2(R_1+R_2)$, characterizing the ratio between tunneling resistances R_1 between the substrate and superconducting film and R_2 between the film and the gate. The substrate temperature is T_1 and the gate temperature T_2 is, $T_2/T_1=0.1$, the voltage drop between them is V_G. (a) $V_G=0$, where only thermal current is present; (b) $eV_G/T_1=3$, with $j_{th}<<V_g j$.

We thank T. Baturina for interest to our work.

1. Chtchelkatchev N.M. FFE mesoscopic superconductors in a fluctuational regime // N.M. Chtchelkatchev et al // EPL 2009, V. 88, P. 47001.

2. Petkovic, A. FFE Heating of Electron Liquid: Fermionic and Bosonic Temperatures / A. Petkovic, N.M. Chtchelkatchev et al // PRL 2010, V. 105, P. 187003.

3. Petkovic, A. FFE fluctuational superconductivity /A. Petkovic, N.M. Chtchelkatchev et al // Phys. Rev. B 2011, V. 84, P. 06451.

Влияние транспортного тока на индуцированный магнитным полем переход сверхпроводник-изолятор в гетероструктурах PbTe/PbS с наноразмерным сверхпровдящим интерфейсом.

О.И. Юзефович [1,2,3], С.В. Бенгус [1,2], Н.Я. Фогель [3], Е.И. Бухштаб [3], А.Ю. Сипатов [4]

[1] Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина, Харьков, Украина
[2] International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, Poland
[3] Solid State Institute, Technion, Haifa, Israel
[4] Национальный технический университет ХПИ, Харьков, Украина

yuzephovich@ilt.kharkov.ua

Квантовый фазовый переход сверхпроводник-изолятор (ПСИ) возникает в низкоразмерных системах при варьировании какого-либо внутреннего или внешнего параметра (например, толщины образца, степени микроскопического беспорядка, магнитного поля) и в настоящее время является актуальным направлением физики конденсированного состояния. Индуцированный внешним магнитным полем ПСИ экспериментально наблюдался в ряде низкоразмерных систем, таких как, ультратонкие аморфные пленки Mo_xGe_{1-x}, Mo_xSi_{1-x}, InO_x, Be, Bi, Ta, Bi/Sb, гранулированные пленки, массивы джозефсоновских контактов, пленки $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+y}$, ВТСП-материалы [см. обзор 1]. Природу такого фазового перехода для многих структур объясняют скейлинговой теорией Фишера [2] (теория дуальности между куперовскими парами и вихрями). Предполагается существование при T=0 делокализованных куперовских пар и локализован-ных вихрей ниже перехода, при полях $H<H_c$ (сверхпроводник), и локализованных пар при делокализованных вихрях выше перехода (изолятор). Однако, одно из основных предсказаний теории Фишера – универсальное квантовое сопротивление при $H=H_c$ наблюдается не для всех систем. Например, для пленок с относительно низким сопротивлением на квадрат особенности, подобные наблюдаемым для ПСИ, могут быть объяснены квантовыми поправками к проводимости. В гранулированных системах ПСИ объясняется конкуренцией между джозефсоновской силой связи между гранулами J и зарядовой кулоновской энергией отдельной гранулы E_c [3]. При $E_c>>J$ преимущество за кулоновской блокадой, куперовские пары становятся локализованными при T -> 0 и система переходит в состояние изолятора. На джозефсоновское взаимодействие между гранулами оказывает влияние, как магнитное поле, так и электрический ток, таким образом, переход сверхпроводник-изолятор может быть, по-видимому, индуцирован варьированием транспортного тока.

В данной работе проведено исследование влияния транспортного тока на индуцированный магнитным полем переход сверхпроводник-изолятор в гетероструктурах PbTe/PbS с наноразмерным сверхпровдящим интерфейсом.

Раннее нами установлено, что сверхпроводимость интерфейса гетероструктур $A^{IV}B^{VI}$ связана с инверсией зон в узкозонных полупроводниках (PbTe, PbS, PbSe) из-за неоднородных упругих напряжений вдоль сетки дислокаций несоответствия, возникающей на интер-фейсе при релаксации псевдоморфных напряжений роста. Период сверхпроводящих наносеток равен периоду сетки дислокаций несоответствия, зависит от комбинации полупроводников и варьируется в пределах 3.3-40nm [4]. Размерность системы можно изменять подбором типа полупроводников, толщиной слоев d, а также их количеством.

Транспортные измерения проведены в температурном интервале 1.4-300K в стандартном гелиевом криостате Oxford Instruments, снабженном сверхпроводящим соленоидом (14T). Точность стабилизации температуры в указанном интервале температур не хуже 10^{-3}K. Сопротивление измерялось четырехзондовым методом. Критические магнитные поля определялись по середине резистивных переходов, где сопротивление образца достигало половины величины сопротивления в нормальном состоянии R_n.

Ранее было установлено, что гетероструктуры PbTe/PbS с толщинами полупроводниковых слоев d > 80nm имеют относительно совершенную сетку дислокаций несоответствия, покрывающую весь интерфейс, проявляют металлический тип проводимости в нормальном состоянии и демонстрируют полный переход в сверхпроводящее состояние. В образцах с 40<d<80nm интерфейс имеет несплошную сетку дислокаций несоответствия с разрывами. Температурная зависимость проводимости может быть как металлического, так и полупроводникового типа. Но независимо от типа проводимости при низких температурах наблюдается сверхпроводящий переход. Образцы с d<40nm, имеют островковую сетку дислокаций несоответствия на интерфейсе, обнаруживают полупроводниковый тип проводимости и либо совсем не переходят в сверхпроводящее состояние, либо переход находится ниже 1К [4].

В промежуточной категории двухслойных гетероструктур PbTe/PbS (d = 40÷80nm) интерфейсные сверхпроводящие структуры подобны гранулированным системам. В них наблюдаются все характерные признаки индуцированного магнитным полем ПСИ: веерный набор резистивных кривых $R(T)$, единая точка пересечения кривых $R(H)$ как в перпендикулярном, так и в параллельном к интерфейсу магнитном поле (рис.1), а также участок с отрицательным магнетосопротивлением для некоторых гетероструктур [5].

Здесь представлено исследование магнетополевых зависимостей сопротивления при разных значе-

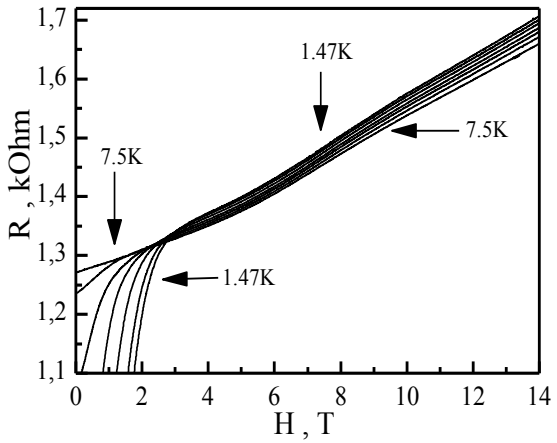


Рис. 1. Магнетополевые зависимости сопротивления гетероструктры PbTe/PbS *d*=80nm при разных температурах в интервале 1.43–7.5K. Транспортный ток *I*=50nA. **H** параллельно интерфейсу

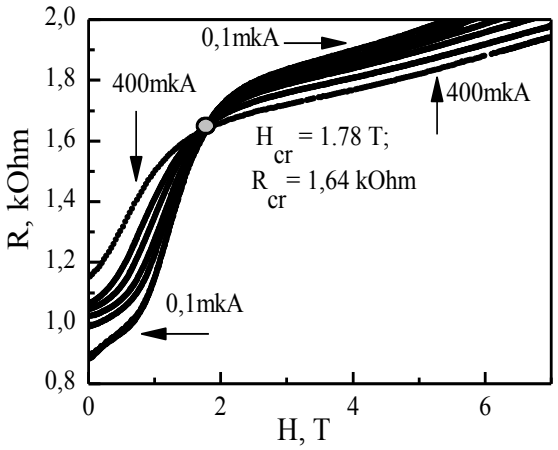


Рис. 2. Магнетополевые зависимости сопротивления при разных значениях транспортного тока. *T*=1.8K. **H** параллельно интерфейсу

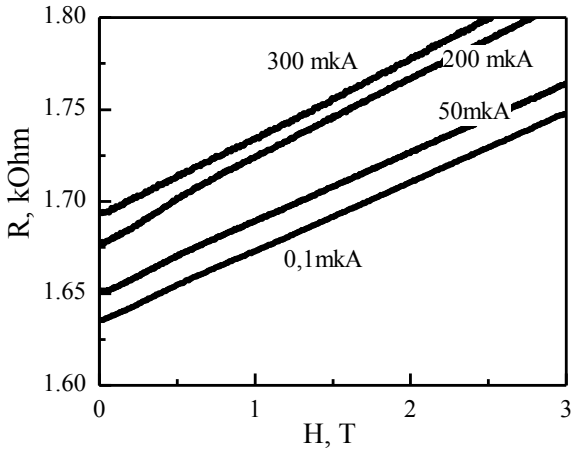


Рис. 3. Магнетополевые зависимости сопротивления при разных значениях транспортного тока. *T*=6.5K. **H** параллельно интерфейсу

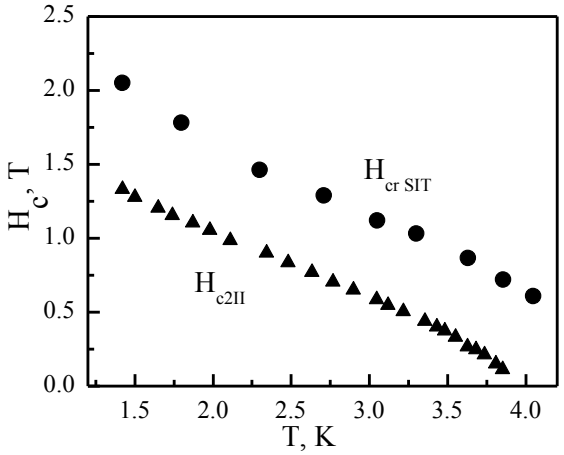


Рис. 4. Зависимости верхнего критического параллельного магнитного поля и критического поля ПСИ от температуры

ниях транспортного тока при фиксированных значениях температуры.

При температурах ниже критической T_c данные зависимости имеют единую точку пересечения (рис. 2), которая с уменьшением температуры смещается в область больших магнитных полей.

Таким образом, критическое поле $H_{кр}$ индуцированного транспортным током ПСИ увеличивается с уменьшением температуры. При температурах выше критической $T>Tc$ зависимости сопротивления при разных значениях тока не пересекаются и, соответственно, ПСИ не наблюдается (рис. 3).

Получена зависимость критического магнитного поля индуцированного транспортным током ПСИ от температуры (рис. 4).

Таким образом, продемонстрирована возможность наблюдения индуцированного транспортным током ПСИ.

Работа частично выполнена в рамках комплексной программы фундаментальных исследований Национальной Академии Наук Украины «Наноструктурные системы, наноматериалы, нанотехнологии», грант No.26/12-N.

1. Гантмахер В.Ф., Долгополов В.Т. // *УФН* **180**, 3 (2010)

2. Fisher M.P.A. // Phys. Rev. Lett. **65**, 923 (1990).

3. Beloborodov S., Lopatin A.V., and Vinokur V.M., Efetov K.B. Granular electronic systems // Rev. of Mod. Phys. 79, (2007).

4. Юзефович О.И., Михайлов М.Ю., Бенгус С.В., Аладышкин А.Ю., Пестов Е.Е., Ноздрин Ю.Н., Сипатов А.Ю., Бухштаб Е И., Фогель Н.Я. // ФНТ, № 12, с. 1249-1258 (2008).

5. Бенгус С.В., Бухштаб Е.И., Сипатов А.Ю., Фогель Н.Я., Юзефович О.И. XIII Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника», т. 2009, № 2, с. 553–553 (2009).

Spin and charge correlations in quantum dots: the effect of level statistics

I.S. Burmistrov [1], Yu. Gefen [2], M.N. Kiselev [3]

[1] L.D. Landau Institute for Theoretical Physics RAS, Moscow
[2] Department of Condensed Matter Physics, Israel
[3] International Center for Theoretical Physics, Italy

burmi@itp.ac.ru

Study of charging and spin-exchange interactions within the Universal Hamiltonian description of quantum dots is challenging as it leads to a nonAbelian action. Here we present an exact analytical solution of the probem, in particular, in the vicinity of the Stoner instabilty. We calculate the tunneling density of states and the spin susceptibility. We demonstrate that near the Stoner instability the spin susceptibility follows a Curie law with an effective spin. The latter depends logarithmically on temperature due to the statistical fluctuations of the single-particle levels. Near the Stoner instability a tunneling density of states (TDOS) exhibits a non-monotonous behavior as function of the tunneling energy, even at temperatures higher than the exchange energy. This is due to ehnanced spin correlations. Our results could be tested in quantum dots made of nearly ferromagnetic materials.

We consider a quantum dot of linear size L in the so-called metallic regime, whose dimensionless conductance $g = E_{Th}/\delta \gg 1$. Here E_{Th} is the Thouless energy and δ is the (spinless) mean single particle level spacing. We account for the following terms of the universal Hamiltonian [1]

$$H = \sum_{\alpha,\sigma} \varepsilon_\alpha a^+_{\alpha,\sigma} a_{\alpha,\sigma} + E_c(N - N_0)^2 - J\mathbf{S}^2 \ . \quad (1)$$

Here, ε_α denotes the single particle levels, N is the operator of total number of electrons, $\mathbf{S}$ is the operator of total electron spin, N_0 represents the background charge, $J>0$ denotes ferromagnetic exchange interaction, Ec is a charging energy.

The exact expression for the partition function can be written as [2,3]

$$Z = \sum_{n_\uparrow, n_\downarrow} (2m+1) Z_{n_\uparrow} Z_{n_\downarrow} e^{-\beta E_c (n-N_0)^2 + \beta J m(m+1)} . \quad (2)$$

Here $\beta = 1/T$, $n_\uparrow$ ($n_\downarrow$) represents the number of spin-up (spin-down) electrons, the total number of electrons $n = n_\uparrow + n_\downarrow$, and $m = (n_\uparrow - n_\downarrow)/2$. Note that for $m \geq 0$ ($m<0$) the total spin $S=m$ ($S=-m-1$), respectively. The quantity $E_c(n-N_0)^2 - Jm(m+1)$ is the interaction energy of the state with $n_\uparrow$ and $n_\downarrow$ electrons. The factors $Z_{n\uparrow}$ and $Z_{n\downarrow}$ defined as

$$Z_n = \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{2\pi} \, e^{-i\theta n} \prod_{\alpha,\sigma} \left(1 + e^{-\beta\varepsilon_\alpha + i\theta}\right) \quad (3)$$

and take into account the contributions from the single-particle energies.

The exact expression for the tunneling density of states is given as [3]

$$\nu(\varepsilon) = \frac{1 + e^{-\beta\varepsilon}}{2Z} \sum_{n_\uparrow, n_\downarrow} e^{-\beta(n-N_0)^2 + \beta J m(m+1)}$$
$$\times \sum_\alpha \delta\left(\varepsilon - \varepsilon_\alpha - E_c(2n - 2N_0 + 1) - J\left(m + \frac{1}{4}\right)\right)$$
$$\times \{2m\left[Z_{n_\uparrow} Z_{n_\downarrow}(\varepsilon_\alpha) - Z_{n_\uparrow+1}(\varepsilon_\alpha) Z_{n_\downarrow - 1}\right]$$
$$+ (2m+1)\left[Z_{n_\uparrow} Z_{n_\downarrow}(\varepsilon_\alpha) - Z_{n_\uparrow}(\varepsilon_\alpha) Z_{n_\downarrow}\right]\}, \quad (4)$$

where

$$Z_n(\varepsilon_\alpha) = \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{2\pi} \, e^{-i\theta n} \prod_{\gamma \neq \alpha,\sigma} \left(1 + e^{-\beta\varepsilon_\gamma + i\theta}\right) . \quad (5)$$

As expected, according to Eq.(5), the TDOS represents a sum of delta-functions corresponding to all possible processes of tunneling of an electron with energy ε and spin ζ into (or from) a single-particle level with energy ε_α. The factors $Z_n(\varepsilon_\alpha)/Z_n$ describe the probability that the single-particle level α is empty.

At relatively low temperatures, $\delta \ll T \ll E_c, E_{Th}$, the quantity of main interest is the static spin susceptibility averaged over realizations of single-particle levels. As is well established, its divergence indicates the Stoner instability. In general, the static spin susceptibility at zero magnetic field can be found as

$$\chi = \frac{1}{3} \frac{\partial \ln Z}{\partial J} \ . \quad (6)$$

At high temperatures $T \gg J_* = \delta J/(\delta - J)$ (region I) the average spin susceptibility is given as

$$\langle\chi\rangle = \frac{J_*}{2J\delta}\left[1 + \frac{J_*}{6T} + \frac{c}{\beta_E}\frac{J_*^2}{T^2}\left(1 + \frac{J_*}{2T}\right)\right], \quad (7)$$

where $\beta_E = 1$ for the orthogonal symmetry class and $\beta_E = 2$ for the unitary symmetry class, and numerical factor

$$c = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega^2}\left[\frac{1}{3} - \frac{\omega\coth\omega - 1}{(\sinh\omega)^2}\right] \approx 0.02. \quad (8)$$

At low temperatures $J_* \gg T \gg \delta$ (region II) we find

$$\langle\chi\rangle = \frac{J_*^2}{12TJ^2}\left\{1 + \frac{1}{\beta_E \pi^2}\left[\ln\frac{2J_*}{T} + \gamma_E + 2\right]\right\}, \quad (9)$$

where $\gamma_E = 0.577\ldots$ denotes the Euler constant. In region I, the mesoscopic Stoner instability is manifested through small temperature dependent corrections to the Fermi-liquid result $J_*/2J\delta$. The effect of level statistics is weak. In regions II, the average spin susceptibility behaves in accordance with the Curie law. The latter is a manifestation of the mesoscopic Stoner

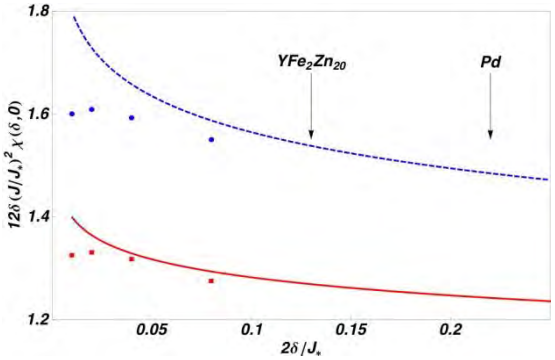


Fig. 1. Comparison between the average spin susceptibility at zero temperature estimated from the theoretical result (9) with $T=\delta$ (solid curve for $\beta_E=2$ and dashed curve for $\beta_E=1$) and results of numerical simulations of Ref. [1] (circles for $\beta_E=2$ and squares for $\beta_E=1$).

instability at non-zero temperature. Fluctuations of single-particle levels lead to logarithmic-in-temperature corrections to the Curie term in the average spin susceptibility. The dependence of the spin susceptibility at $T=\delta$ on the distance from the Stoner instability $2(\delta-J)/J$ is shown in Figure 1.

The TDOS (in the absence of level fluctuations) is given as [3]

$$\frac{\nu(\varepsilon)}{2\nu_0} = \sum_{n,p=\pm} e^{-\beta(n-N_0)^2}\left[\left(1+\frac{J}{2J_*}\right) f_F\left(p\varepsilon - 2p\Omega_n^{-p}\right) - \frac{J}{2J_*}\Phi\left(\frac{p\varepsilon-2p\Omega_n^{-p}}{J_*}, \beta J_*\right)\right] / \sum_n e^{-\beta(n-N_0)^2}. \quad (10)$$

Here $\nu_0=1/\delta$ denotes the average density of states of non-interacting electrons for single spin projection, the energy $\Omega_n^p = E_c(n-N_0+p/2)$, the Fermi-Dirac function $f_F(\varepsilon) = 1/[1+\exp(-\beta\varepsilon)]$, and the function

$$\Phi(x,y) = \frac{1}{2}e^{-y/4}e^{yx/2}\int_{-\infty}^{\infty} dt\, \frac{e^{ixyt-yt^2}}{\cosh(\pi t)}. \quad (11)$$

At y<<1, the function $\Phi(x,y)$ has the following asymptotic expression

$$\Phi(x,y) \approx f_F(-yx)\left[1-\frac{y}{2\,(\cosh xy/2)^2}\right]. \quad (12)$$

At y>>1, the behavior of the function $\Phi(x,y)$ can be described as

$$\Phi(x,y) \approx \frac{1}{2}\mathrm{sgn}\left(\cos\frac{\pi x}{2}\right) e^{-\frac{y}{4}(x-1)^2+\frac{y}{\pi^2}\left(\cos\frac{\pi x}{2}\right)^2} \times\left[1+\mathrm{erf}\left(\frac{\sqrt{y}}{\pi}\left|\cos\frac{\pi x}{2}\right|\right)\right] + e^{\frac{y}{2}(x-|x|)} \times \sum_{m\geq 0}(-1)^m e^{-y|x|m+ym(m+1)}\theta(|x|-2m-1). \quad (13)$$

Here $\mathrm{erf(z)}=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^z dt\, e^{-t^2}$ denotes the error function, and $\theta(x)$ is the Heaviside step function with $\theta(0)=0$. As x is varied for a fixed y, Eq. (13) suggests that $\Phi(x,y)$ exhibits damped oscillations with a period 4 (equivalent to an energy scale $4J_*$). However, it is not the case. At $y>>1$ the function $\Phi(x,y)$ is monotonous and close to the function $1/[1+\exp(-y(x-1))]$. The linear combination of two Fermi functions (standard one and one shifted in energy on J_*) in Eq. (10) leads to the appearance of a maximum in the TDOS. The height of the maximum can be approximately estimated as $[\nu(\varepsilon)/2\nu_0-1]_{max}\sim J/J_*$. This additional structure in the TDOS reflects enhanced electron correlations due to the exchange interaction.

In the case of temperatures $T<<E_c$ we illustrate the non-monotonic behavior in the TDOS due to exchange interaction in Figs. 2 and 3 for the Coulomb valley (N_0 is integer) and for the Coulomb peak (N_0 is half-integer), respectively.

Similarly to the zero-field average spin susceptibility the statistical fluctuations of single-particle levels result in logarithmic dependence with temperature of the height of the maximum in the TDOS. We expect that the height of the maximum in the average TDOS is of the order of $[1+(1/\beta_E\pi^2)\ln(J_*/T)]J/(2J_*)$.

To test our results one needs to explore quantum dots made of materials close to the thermodynamic Stoner instability. The long list of such materials includes Co impurities in a Pd or Pt host, Fe or Mn dissolved in various transition-metal alloys, Ni impurities in a Pd host, and Co in Fe grains, as well as

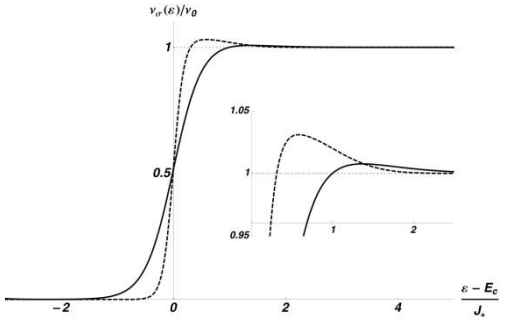


Fig. 2. The tunneling density of states in the Coulomb valley. The solid (dashed) line corresponds to $J/\delta = 0.92$, $\delta/T=0.35$, and $J_*/T=3.95$ ($J/\delta = 0.92$, $\delta/T=0.95$, and $J_*/T=10.70$). The inset depicts the nonmonotonic behavior.

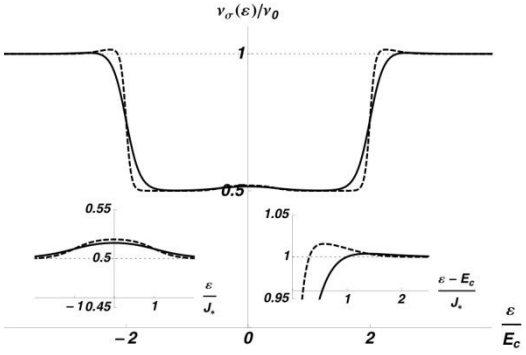


Fig. 3. The tunneling density of states at the Coulomb peak. The parameters are the same as in Fig. 2. The insets depict the nonmonotonic behavior.

new, nearly ferromagnetic rare-earth materials. For the closest material to the Stoner instability, we are aware of, YFe_2Zn_{20}, the parameter $J/(\delta - J)$ is approximately equal to 16.

We acknowledge useful discussions with I. Aleiner, Y. Alhassid, A. Altland, V. Glazkov, V.Gritsev, M. Feigelman, I. Kolokolov, V. Kravtsov, Yu. Makhlin, G. Murthy, A. Shnirman, M. Skvortsov, and G. Tsirlina.The research was funded in part by the Russian-Israel scientific research cooperation (RFBR Grant No. 11-02-92470 and IMOST 3-8364), the Council for Grant of the President of Russian Federation (Grant No. MK-296.2011.2), RAS Programs ``Quantum Physics of Condensed Matter'' and ``Fundamentals of nanotechnology and nanomaterials'', the Russian Ministry of Education and Science under contract No. P926, the Minerva Foundation, the German-Israel GIF, the Israel Science Foundation of the Israel Academy of Sciences and Humanities, and EU project GEOMDISS.

1. Kurland I.L., Aleiner I.L., Altshuler B.L. // Phys. Rev. B **62**, 14886 (2000).

2. Alhassid Y. and Rupp T. // Phys. Rev. Lett. **91**, 056801 (2003).

3. Burmistrov I.S., Gefen Y., Kiselev M.N. // JETP Letters **92**, 179 (2010).

Проявление эффекта Фано в транспортных характеристиках спиновых наноструктур

В.В. Вальков [1,2], С.В. Аксенов [1], Е.А. Уланов [2]

[1] Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск
[2] Сибирский аэрокосмический университет, Красноярск

vvv@iph.krasn.ru

Развитие нанотехнологии сделало возможным экспериментальное исследование транспортных свойств структур, размеры которых составляют десятки и даже единицы ангстрем. На таких масштабах в проводящих характеристиках низкоразмерных систем возникает ряд эффектов (например, квантование кондактанса, резонанс Кондо, кулоновская блокада, отрицательная дифференциальная проводимость), перспективных с точки зрения практических приложений. Зачастую, физическая причина реализации тех или иных особенностей при квантовом транспорте кроется в том, что в таких системах принципиально важную роль играют взаимодействия носителей со структурой различного типа [1].

В последнее время активно изучаются транспортные свойства магнитных наногетероструктур [2], выступающих базовыми элементами современных приборов и устройств спинтроники. Наряду с этим были проведены экспериментальные исследования, в которых с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) измерялась дифференциальная проводимость одиночных магнитных атомов, а также групп магнитных атомов переходных металлов и молекул на их основе, образующих спиновые димеры, тримеры и т.д. [3-6]. Характерной особенностью таких работ является возможность реализации условий, при которых транспорт осуществляется с участием не только основного состояния структуры, но и ее возбужденных состояний за спин-спиновых взаимодействий транспортируемых электронов с магнитной наноструктурой.

В работе представлены результаты расчета транспортных характеристик для нескольких модельных спиновых наноструктур: одиночной примеси, находящейся в кристаллическом поле, и спинового димера. Предполагается, что спиновая наноструктура расположена между левым ($n\leq 0$) и правым ($n\geq 2$) металлическими контактами, как это показано на рисунке 1 на примере транспорта через одиночную магнитную примесь со спином **S**. При этом левый контакт соответствует игле СТМ в эксперименте, а правый – подложке [3-6]. К системе может быть приложено внешнее магнитное поле H. Важная особенность рассмотренных спиновых структур проявляется в том, что присутствующее в системе обменное взаимодействие интенсивности A между спиновым моментом транспортируемого электрона **σ** и спиновыми моментами структуры индуцирует ее переходы в возбужденные состояния, что на качественном уровне удовлетворяет вышеупомянутым экспериментальным ситуациям.

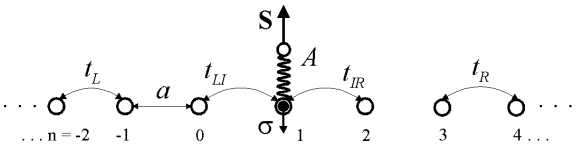
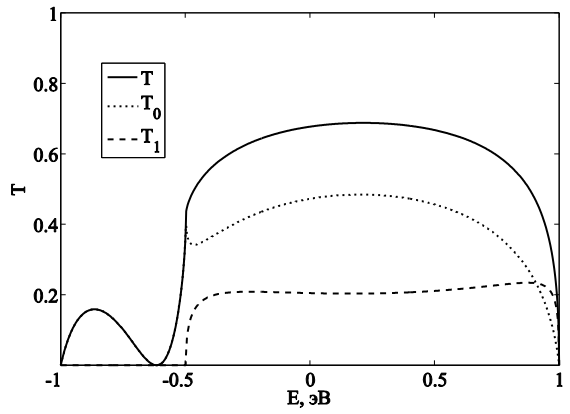
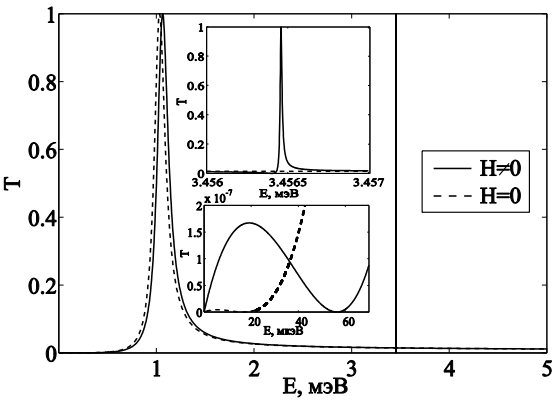


Рис. 1. Одиночная магнитная примесь со спином **S**, расположенная между левым ($n\leq 0$) и правым ($n\geq 2$) металлическими контактами

Проведенные расчеты в приближении сильной связи показали, что в низкоэнергетической области коэффициента прохождения T, когда энергии налетающего электрона E на спиновую структуру не достаточно для ее возбуждения, могут возникать резонансные особенности Фано: антирезонансы (T=0, см. рис.2а) и асимметричные пики, каждому из которых свойственно близкое расположение резонанса (T=1) и антирезонанса (см. рис.2б).



а



б

Рис. 2. Энергетические зависимости T. а). Случай одиночной магнитной примеси. б). Случай димера. Модификация зависимости T(E) в низкоэнергетической области. На верхней вставке - пик Фано, возникающий при ненулевых H. На нижней - сдвиг антирезонанса

Проявление эффекта Фано в рассмотренных системах связано с интерференцией немагнитного состояния континуума и квазилокализованных магнитных состояний. Действие магнитного поля на резонансные особенности Фано проявляется, в частности, в сдвиге уже имевшихся при *H=0* резонансов, а также, в случае спинового димера, в индуцировании новых асимметричных пиков Фано (см. рис. 2б). Последний эффект объясняется снятием вырождения по энергии возбужденных триплетных состояний димера.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) устройства, где одиночная магнитная примесь или спиновый димер выступают в качестве активных элементов, рассчитывалась в рамках подхода Ландауэра-Бюттикера, $I=(e/h)\int T(E)[f_L(E)-f_R(E)]dE$, где $f_L(E)\equiv f(E-\mu_L)$, $f_R(E)\equiv f(E-\mu_R)$ - фермиевские функции распределения электронов в левом и правом контактах с электрохимическими потенциалами $\mu_L=E_F$ и $\mu_R=E_F-eV$ соответственно (E_F - энергия Ферми системы). На рисунке 3 изображена ВАХ системы с одиночной магнитной примесью, вычисленная в предположении, что токонесущими являются состояния в окрестности антирезонанса Фано (см. рис.2а). ВАХ в этой ситуации имеет нелинейное поведение, а ее модификация при включении магнитного поля объясняется сдвигом антирезонанса *T* вправо.

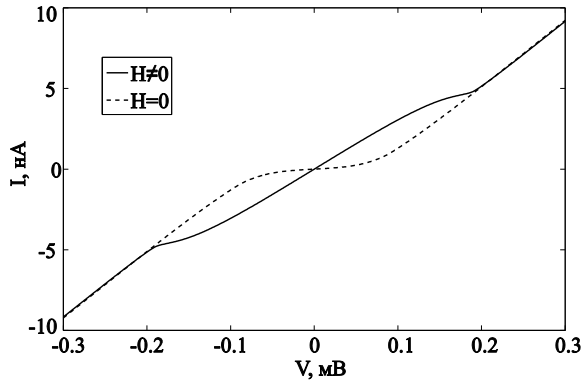


Рис. 3. Влияние магнитного поля на ВАХ устройства, рабочая область которого представлена одиночной магнитной примесью

Основываясь на различии в поведении ВАХ в области |V|<0.2 мВ, можно сделать вывод о наличии у рассматриваемого устройства магнитосопротивления MR=[G(H)/G(0)-1]*100%, G=dI/dV, индуцированного эффектом Фано (рис. 4). Видно, что относительное изменение дифференциальной проводимости *G* в магнитном поле может достигать аномально высоких значений [7].

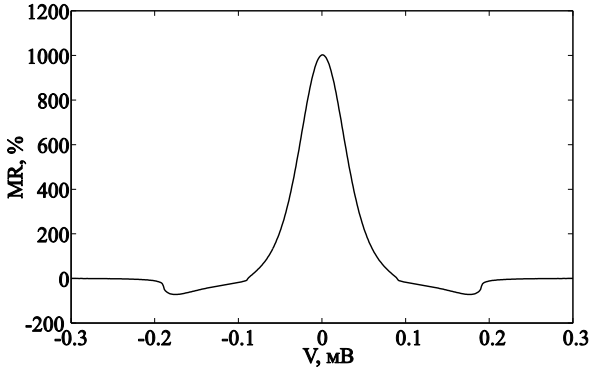


Рис. 4. Магнитосопротивление устройства, рабочая область которого представлена одиночной магнитной примесью

Аналогичная картина наблюдается при вычислении магнитосопротивления спин-димерной системы, которое обусловлено индуцированием новых пиков Фано магнитным полем [8].

Следует подчеркнуть, что электрическое поле затвора может выступать эффективным механизмом, позволяющим управлять резонансами Фано в рассмотренных системах в режиме туннельного спин-зависящего транспорта, когда выполняются соотношения t_{LI}/t_L, t_{IR}/t_R <1 для параметров перескока t_L, t_R, t_{LI}, t_{IR} в системе.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы», Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы», Российского фонда фундаментальных исследований (грант р_сибирь #11-02-98007). Один из авторов (С.В. Аксенов) выражает благодарность за поддержку исследований, оказываемую в рамках гранта Президента РФ МК-1300.2011.2.

1. Арсеев П.И., Маслова Н.С. // УФН **180**, 1197 (2010).
2. Вдовичев С.Н., Грибков Б.А., Гусев С.А. и др. // Письма в ЖЭТФ **94**, 418 (2011).
3. Heinrich A.J., Gupta J.A., Lutz C.P., Eigler D.M. // Science **306**, 466 (2004).
4. Hirjibehedin C.F., Lutz C.P., Heinrich A.J. // Science **312**, 1021 (2006).
5. Chen X., Fu Y.-S., Ji S.-H. et al. // Phys. Rev. Lett. **101**, 187208 (2008).
6. Loth S., von Bergmann K., and Ternes M. // Nature Physics **6**, 340 (2010).
7. Вальков В.В., Аксенов С.В., Уланов А.Е. // Известия РАН. Серия физическая **76**, 451 (2012).
8. Вальков В.В., Аксенов С.В. // ЖЭТФ **140**, 305 (2011).

Туннельное магнитосопротивление и особенности перемагничивания многослойных магнитных наночастиц

С.Н. Вдовичев, Н.К. Вдовичева, Б.А. Грибков, С.А. Гусев, И.Р. Каретникова, А.Ю. Климов, В.Л. Миронов, И.М. Нефедов, В.В. Рогов, А.А. Фраерман, И.А. Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

vdovichev@ipm.sci-nnov.ru

Неколлинеарные состояния могут реализовываться в многослойных ферромагнитных наночастицах за счет магнитостатического взаимодействия слоев, а устойчивость этих состояний определяется формой частиц. Рассмотрим, для простоты, три магнитных диска, разделенных диэлектрическими прослойками. Распределение намагниченности в каждом диске будем считать однородным. Магнитостатическое взаимодействие между слоями носит дальнодействующий антиферромагнитный характер и, как показано теоретически [1], приводит к спиральному основному состоянию системы. Такая ситуация реализуется при условии, что энергия взаимодействия между дисками много больше энергии анизотропии, связанной, например, с их формой.

В работе экспериментально и теоретически исследовано распределение магнитных моментов в многослойных частицах, состоящих из трех ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрическими прослойками. Экспериментальные данные о магнитном состоянии частиц получены путем измерения их магнитосопротивления. Показано, что в нулевом внешнем поле многослойная частица, обладающая анизотропией типа «легкая плоскость», находится в неколлинеарном спиральном состоянии, см. Рис.

Многослойные структуры $Co/AlO_x/Co/AlO_x/Co$ изготавливались методом магнетронного напыления в атмосфере Ar при остаточным давлении в камере ~ 10^{-6} Торр. Туннельный барьер формировался с помощью плазменного окисления тонкого слоя Al. Перед напылением многослойной структуры на кремниевую подложку наносилась металлическая пленка (Ta/Pt) толщиной ~ 50 нм, выполняющая функции «нижнего» электрода.

Для формирования магнитных туннельных контактов с латеральными субмикронными размерами использовались методы электронной литографии (литографическая приставка ELPHY PLUS. В качестве резиста была использована многослойная маска, состоящая из полимерных и металлических слоев. Этот составной резист обеспечил, возможность ионного (плазмохимического) травления металлических слоев и "lift-off" процесс удаления диэлектрического слоя (Ta_2O_5), используемого для обеспечения подведения верхнего электрода к туннельному контакту.

Проведено численное моделирование процессов перемагничивания туннельных магнитных контактов субмикронных размеров в форме диска с

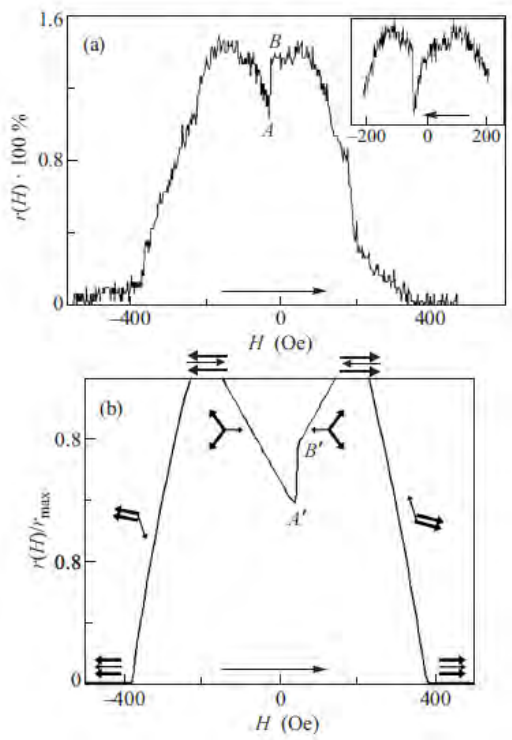


Рис. Зависимость магнитосопротивления r(H), эксперимент и моделирование. Параметры частицы: диаметр 250 нм, толщины слоев Co(10нм)/I/Co(5нм)/I/Co(10нм), I= AlOx (2 нм). Параметры моделирования: диаметр частицы 250 нм, толщины слоев F/I/F/I/F 10/2/5/2/10 нм, в качестве подгоночного параметра использовано Ms ферромагнитного материала, Ms=350 Oe. Стрелками условно изображены направления намагниченности слоев (среднему слою соответствует более тонкая стрелка)

магнитостатическим взаимодействием между слоями ферромагнетика в модели «макроспина» и с учетом распределения намагниченности в каждом слое, на основе уравнения Ландау–Лившеца–Гильберта. Показано существенное влияние латерального размера магнитных слоев на процесс перемагничивания. Это отражается на формировании магнитных состояний с принципиально неоднородным распределением намагниченности в течение процесса перемагничивания.

Работа поддержана РФФИ (11-02-97077-р_поволжье_а), Минобрнауки РФ ГК 16.552.11.7007 и др.

1. Fraerman A.A. et al. // J. of Appl. Phys. 103, 073916, 2008.

Гибридные структуры ферромагнетик/диэлектрик/полупроводник: магнитосопротивление, магнитоимпеданс, фотоэлектрический эффект

Н.В. Волков [1,2], А.С. Тарасов [1], Е.В. Еремин [1,2], А.В. Еремин [1], С.Н. Варнаков [1,2], С.Г. Овчинников [1,2]

[1] Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск
[2] Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, Красноярск

volk@iph.krasn.ru

Одно из самых привлекательных и бурно развивающихся направлений в спинтронике в настоящее время – гибридные наноструктуры, представляющие собой различные комбинации немагнитных полупроводниковых и ферромагнитных (ФМ) элементов [1]. Такие структуры объединяют огромный потенциал традиционной полупроводниковой электроники с потенциалом магнитных материалов – возможностью управлять электронным транспортом, манипулируя спиновым состоянием электронов или использовать спиновый транспорт. Таким образом, функциональные возможности гибридных структур могут быть существенно расширены и даже могут приобрести принципиально новое качество за счет использования наряду с зарядом спиновых степеней свободы.

В настоящем работе мы представляем результаты исследований электронных транспортных свойств структуры *ферромагнетик/диэлектрик/полупроводник* Fe/SiO_2/p-Si. Исследовались выполнялись как для «структуры со сплошной пленкой» ферромагнетика, так и для «структуры со щелью» (из сплошной пленки железа на поверхности структуры формировались два электрода, разделенные промежутком 20 μm).

Сравнительные исследования транспортных свойств образцов на постоянном токе показали, что они определяются наличием перехода металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) с барьером Шоттки, который формируется на границе раздела SiO_2/p-Si [2]. Структура обнаруживает магниторезистивный эффект, причем в зависимости от условий (температура, ток смещения) наблюдается либо положительное магнитосопротивление (МС), либо отрицательное. Положительное МС связано с процессами, имеющими место при протекании тока в объеме полупроводника (p-Si), а отрицательное необходимо связывать с тонким инверсионным слоем, который формируется вблизи границы SiO_2/p-Si. Не исключено, что определенную роль при этом играет ФМ состояние верхнего слоя структуры и спин-зависимое туннелирование электронов через SiO_2/p-Si интерфейс.

С целью выяснения природы транспортных и магнитотранспортных явлений, имеющих место в исследуемой структуре, мы использовали метод импедансной спектроскопии. При соответствующем подходе исследования импеданса и магнитоимпеданса позволяет разделить динамические вклады, определяемые процессами переноса заряда и спина, зарядовой и спиновой релаксации в различных участках гибридной структуры. Исследование импеданса $Z = R + iX$ структуры были выполнены в диапазоне частот 20 Гц – 2 ГГц. Обнаружено сильное увеличение магнитоимпеданса при понижении температуры в диапазоне частот 50-200 МГц. Относительные изменения R и X ($MR = \Delta R/R_0$ и $MX = \Delta X/X_0$) в магнитном поле достигали 30 %, Рис. 1. Анализ поведения импеданса при изменении температуры, смещения, частоты и магнитного поля показал, что основной вклад в магнитоимпеданс, наблюдаемый на высоких частотах, определяется кремниевой подложкой. Механизм влияния магнитного поля тот же, что определяет вклад в положительный магниторезистивный эффект на постоянном токе. Напомним, что последнее мы связываем с процессами слабой локализации в примесном p-Si [2].

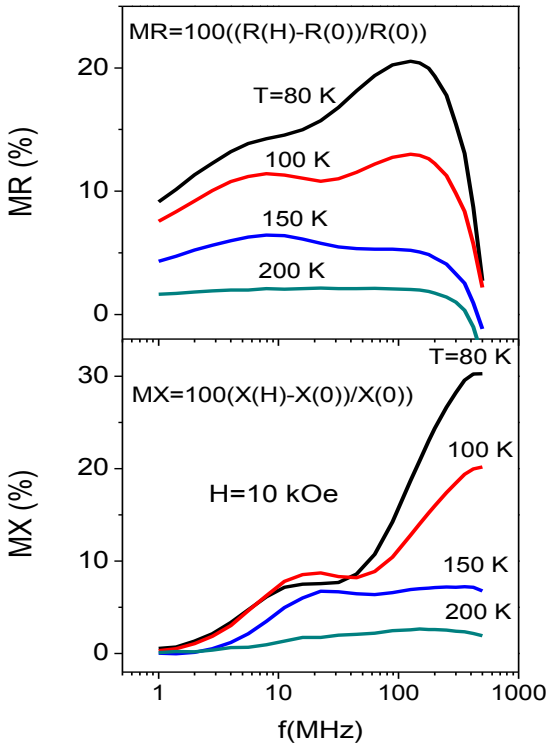


Рис. 1. Магнитоимпеданс (MR и MX) структуры Fe/SiO_2/p-Si «со щелью» при различных температурах

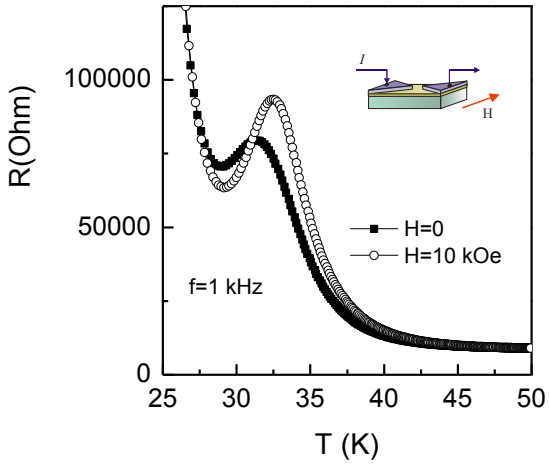


Рис. 2. Температурная зависимость действительной части импеданса (R) структуры Fe/SiO_2/p-Si «со щелью» без магнитного поля и в поле 10 кЭ; частота переменного тока f=1 kHz

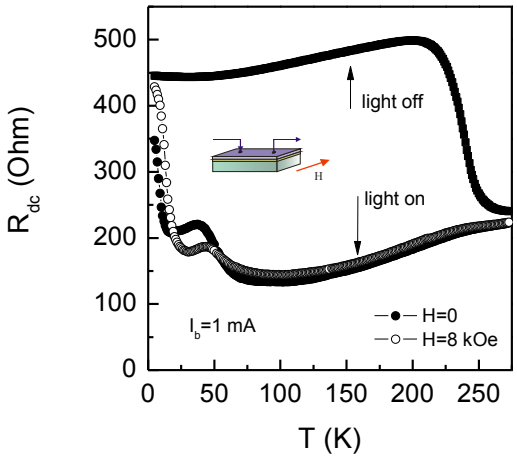


Рис. 3. Температурная зависимость сопротивления на постоянном токе (R_{dc}) структуры Fe/SiO_2/p-Si со сплошной пленкой ферромагнетика без облучения и при воздействии оптического облучения, без магнитного поля и в поле 8 кЭ. Ток смещения на структуре – $I_b = 1$ mA, мощность оптического излучения – 60 mW/cm^2, длина волны – 0.98 μm

Наиболее привлекательным оказался эффект влияния магнитного поля на импеданс, наблюдаемый при низких температурах (30-50 К), в области ярко выраженного пика на зависимости $R(T)$, Рис. 2. Причем, наиболее сильное влияние магнитного поля имеет место при низких частотах, пик на $R(T)$ сдвигается в область высоких температур становиться уже, его интенсивность растет. Имеют место и соответствующие изменения на зависимости $X(T)$. Наличие особенностей в поведении $R(T)$ и $X(T)$ при низких температурах согласуется с представлением о примесных центрах, которые локализуются вблизи SiO_2/p-Si интерфейса. Такие центры могут образовываться за счет диффузии атомов Fe через слой оксида SiO_2 [3]. Пик на зависимости $R(T)$ возникает при тех температурах, при которых происходит ионизация примесных состояний (квази-уровень Ферми при изменении температуры пересекает примесные энергетические уровни). Зависимость от частоты определяется характерными временами генерации-рекомбинации носителей с участием примесных центров.

Исследование фотопроводимости структуры, выполненное для различных длин волн, показывает наличие особенностей при тех же температурах, где наблюдаются особенности импеданса. Это объясняется тем, что ионизованные при определенной температуре примеси начинают участвовать в оптических переходах – переходах между примесными состояниями и состояниями для электронов в зоне проводимости. Анализ поведения импеданса и фотопроводимости свидетельствует, что примесные энергетические уровни (фактически, примесная зона) лежат вблизи потолка валентной зоны (~ 25 meV).

Влияние магнитного поля на фотопроводимость наблюдается в том же температурном диапазоне, что и на импеданс, Рис. 3. Это еще раз свидетельствует, в пользу того, что особенности на $R(T)$, $X(T)$ и фотопроводимости от сопротивления обусловлены одними примесными центрами. Сам механизм влияния магнитного поля пока не определен. Есть несколько вариантов. Во-первых, магнитное поле может вызывать сжатие волновых функций примесных центров, как следствие, примесная энергетическая зона сужается и сдвигается вверх по энергии относительно валентной зоны [4]. Не исключен вариант, что свой вклад дают туннельные переходы между металлом и примесными состояниями на границе SiO_2/p-Si. Если центры обладают магнитным моментом, то можно ожидать, что туннельные переходы между ними и ферромагнитным (Fe) металлом будут спин-зависимыми. Таким образом, и переменный ток (при измерении импеданса) и фототок будут зависеть от магнитного состояния примесей и ферромагнитного электрода, т.е., будут управляться магнитным полем. Для окончательного заключения о механизме влияния магнитного поля необходимы дополнительные исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 11-02-00367-а) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Госконтракт № NK-555P_15).

1. Fert A. // Thin Solid Films, **2-5**, 517 (2008).

2. Volkov N.V., Tarasov A.S., Eremin E.V. et al. // J. Appl. Phys. **109**, 123924 (2011).

3. Kanoun M., Benabderrahmane R., Duluard C. et al. // Appl. Phys. Lett. **90**, 192508 (2007).

4. H.M J.J. Schoonus, F.L. Bloom, W. Wagemans et al. // Phys. Rev. Lett. 100, 127202 (2008).

Синтез и структура пленочных материалов состава $Mg(Fe_{1-x}Ga_x)_2O_{4-\delta}$

А.А. Гераськин [1,2], О.Л. Голикова [2], А.В. Беспалов [2], В. А. Кецко [1]

[1] Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук, Москва
[2] Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики

bleed4me@yandex.ru

В работе обсуждаются проблемы оптимизации свойств пленочных гомогенных магнитных полупроводниковых материалов на основе системы Mg – Ga – Fe – O на подложках кремния и нитрида галлия для формирования элементов спинтронных структур, работающих при комнатных температурах с востребованными функциональными характеристиками. Фундаментом исследований является экспериментально определение соответствия между свойствами мишеней и пленок даже при отсутствии эпитаксиально согласованных подложек. Ранее было показано (рис.1), что в твердом растворе $Mg(Fe_{1-x}Ga_x)_2O_4$ состав с x=0.2 обладает наибольшей намагниченностью насыщения при наименьшей ширине запрещенной зоны (наиболее близок к полупроводникам) [1-3]. Большая величина значения постоянной решетки и высокая температура кристаллизации делают проблематичным подбор коммерчески доступных и эпитаксиально согласованных подложек.

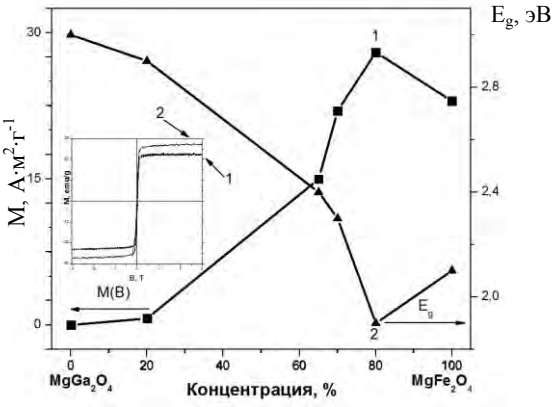


Рис. 1. Зависимость намагниченности насыщения (1) и ширины запрещенной зоны (2) $Mg(Fe_{1-x}Ga_x)_2O_4$ от состава.

В докладе углубляется подход к синтезу пленок указанных феррит-шпинелей методом ионно-лучевого распыления мишеней соответствующего состава [2] на подложках Si и GaN с предварительно нанесенными на поверхность нанослоями оксида титана и алюминия, соответственно. Необходимо отметить, что толщина пленок находилась в диапазоне 150-200 нм.

Обладая аморфной структурой, химической и термической инертностью к протекающим при кристаллизации процессов, нанослои, выполняя барьерные функции, благодаря своей наноразмерности, не оказывают отрицательного влияния на формирование свойств пленок шпинелей. На рис. 2-5 в качестве примеров представлены изображения морфологии поверхности пленочных образцов состава $Mg(Fe_{1-x}Ga_x)_2O_{4-\delta}$ на кремнии, отожженных при различных температурах.

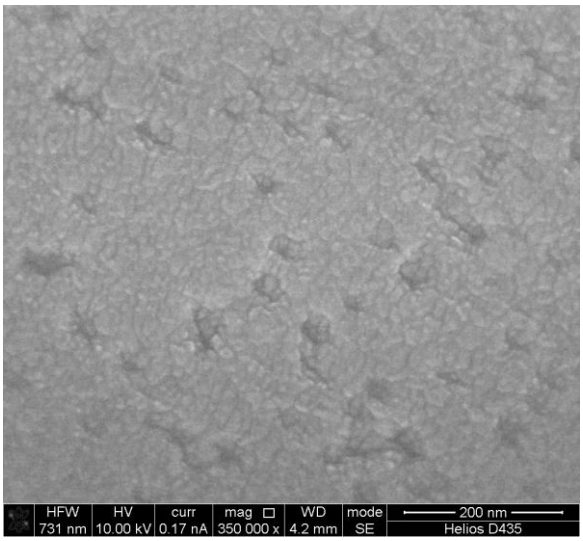


Рис. 2. Изображение морфологии поверхности пленочного образца $Mg(Fe_{0.8}Ga_{0.2})_2O_{4-\delta}$ с TiO_2, отожженного при 1000°C.

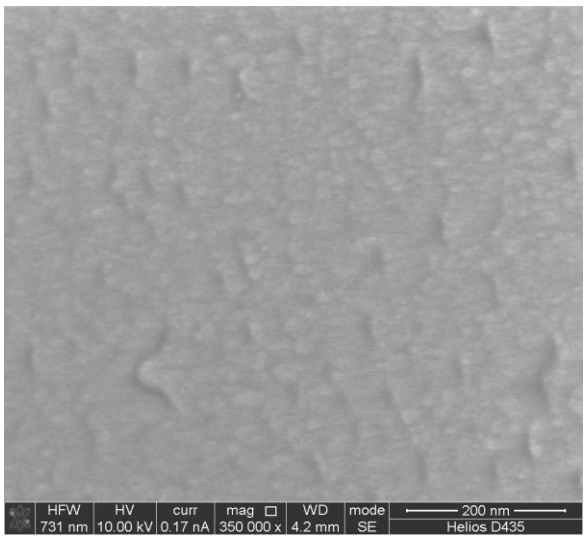


Рис. 3. Изображение морфологии поверхности пленочного образца $Mg(Fe_{0.8}Ga_{0.2})_2O_{4-\delta}$, отожженного при 900°C.

Как видно из рисунков, наибольшим совершенством характеризуется пленочный образец, представленный на рис. 5.

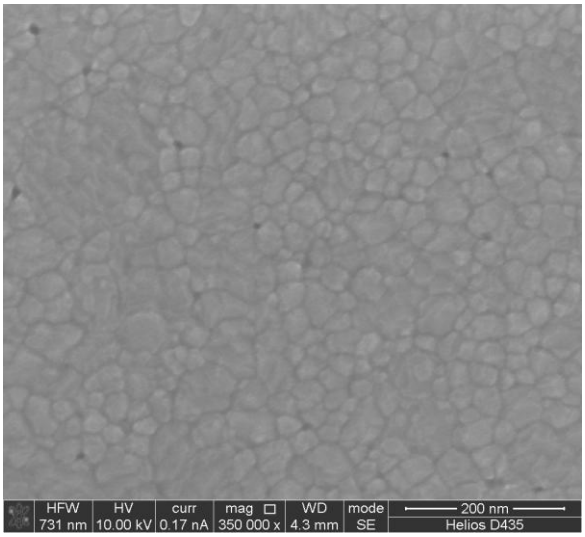


Рис. 4. Изображение морфологии поверхности пленочного образца $Mg(Fe_{0.7}Ga_{0.3})_2O_{4-\delta}$ с TiO_2, отожженного при 1000°C.

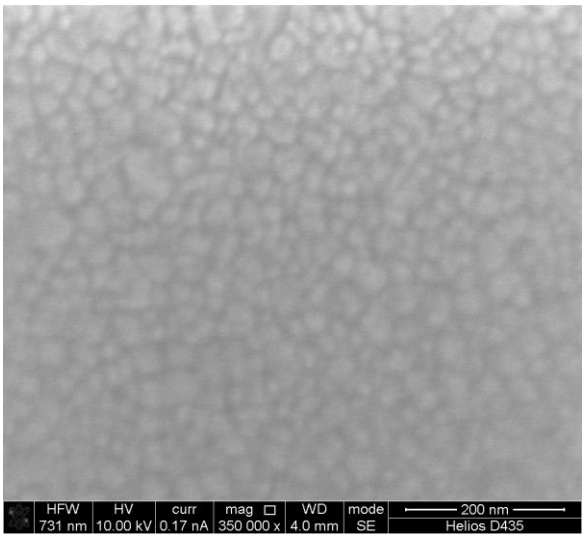


Рис. 5. Изображение морфологии поверхности пленочного образца $Mg(Fe_{0.65}Ga_{0.35})_2O_{4-\delta}$, отожженного при 1000°C.

Необходимо отметить, что пленки были получены из порошкообразных материалов, синтезированных пирогидролитическим методом [4] при температурах 950-1000°C, что значительно ниже температуры синтеза (1400°C) указанных материалов твердофазным способом.

На рис 6-7. представлены результаты измерений полевых зависимостей полярного эффекта Керра на образцах $Mg(Fe_{0.8}Ga_{0.2})_2O_{4-\delta}$ без защитного слоя и с защитным слоем TiO_2, из анализа результатов которых можно сделать вывод о том, что пленки с защитным слоем TiO_2 характеризуются магнитными характеристиками, сопоставимыми со свойствами объемного аналога.

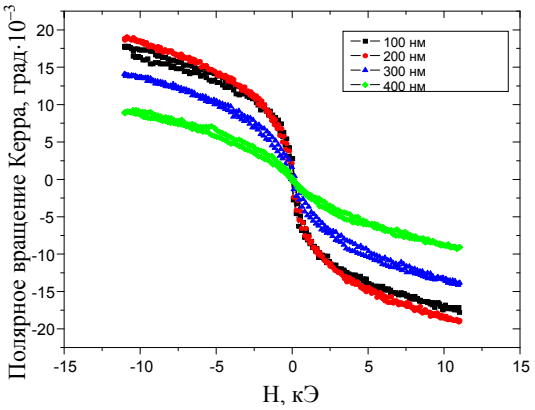


Рис. 6. Полевые зависимости полярного эффекта Керра пленочного образца состава $Mg(Fe_{0.8}Ga_{0.2})_2O_{4-\delta}$ при различных толщинах защитного слоя TiO_2.

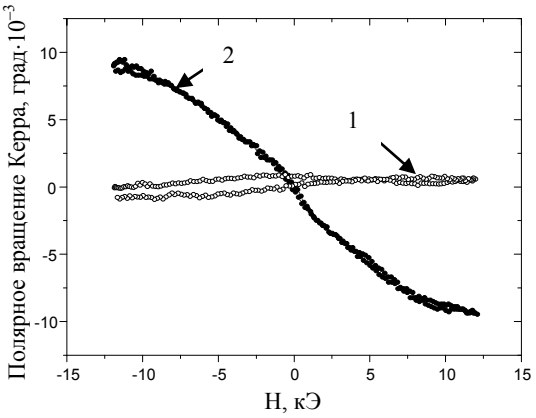


Рис. 7. Полевые зависимости полярного эффекта Керра пленки $Mg(Fe_{0.8}Ga_{0.2})_2O_{4-\delta}$ без защитного слоя (1) и с защитным слоем TiO_2 (2).

Из представленных материалов видно, что несмотря на значительное рассогласование кристаллографических параметров и коэффициентов теплового расширения, на Si и GaN подложке удалось получить пленочные образцы со структурой шпинели номинального состава $Mg(Fe_{0.8\pm x}Ga_{0.2\pm y})_2O_{4-\delta}$.

1. Nipan G.D., Ketsko V.A., Stognij A.I., Kuznetsov N.T. Materials science perspectives for oxide ferromagnetic semiconductors// Inorganic Materials, 2010, Supplement, Vol.46, No.13, pp.35-56.

2. Труханов А.В., Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Труханов С.В., Кецко В.А. Синтез и структура пленок сотава $Mg(Fe_{0.8}Ga_{0.2})_2O_{4-\delta}$ // Неорганич. материалы 2011. Т.47. № 9. С.1128-1131.

3. Кецко В.А., Нипан Г.Д., Стогний А.И. и др. Полупроводниковый ферримагнитный материал. Патен № 2436859.

4. Кецко В.А., Береснев Э.Н., Копьёва М.А., Елесина Л.В., Баранчиков А.Е., Стогний А.И., Труханов А.В., Кузнецов Н.Т. Особенности синтеза твердых растворов в системе $(MgGa_2O_4)_x(MgFe_2O_4)_{1-x}$ пирогидролитическим и твердофазным методами // Журн. неорган. химии, 2010, Т 55, № 3, С. 476-479.

Наномагнитная фаза Гриффитса в $Mn_{1-x}Fe_xSi$

В.В. Глушков [1], И.И. Лобанова [2], М.А. Анисимов [1], А.В. Семенов [1], В.Ю. Иванов [1], Н.Е. Случанко [1], С.В. Демишев [1]

[1] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
[2] Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва

glushkov@lt.gpi.ru

Уникальность твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ связана с двумя актуальными направлениями исследований в современной физике магнетизма наноразмерных систем. С одной стороны, исходное соединение – моносилицид марганца – известен как классический пример зонного магнетика с сильными спиновыми флуктуациями, в котором с понижением температуры в интервале $T<T_c$~29 K магнитные моменты упорядочиваются в геликоидальную спираль с периодом 18 нм [1]. Конкуренция обменных взаимодействий приводит к формированию необычных пространственных спиновых образований нанометрового (~10-30 нм) размера – скирмионов, впервые предсказанных для нецентросимметричных магнетиков в [2] и наблюдавшихся вблизи T_c при исследовании родственного соединения $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$ методом лоренцовской электронной микроскопии пропускания [3]. С другой стороны, замещение марганца железом приводит к подавлению критической температуры магнитного перехода, которая обращается в ноль при концентрации железа x_C~0,13 [4]. Однако, предлагаемые сценарии квантового критического поведения не согласуются с возникновением флуктуационной неупорядоченной фазы, обнаруженной в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ по данным малоуглового рассеяния нейтронов в узкой парамагнитной окрестности критической температуры (ΔT≈2-3 K) [5].

Для ответа на вопрос о природе промежуточной магнитной фазы, формирующейся в квантовом критическом режиме в $Mn_{1-x}Fe_xSi$, в работе выполнены исследования транспортных и магнитных свойств монокристаллических образцов с содержанием железа до 30 ат.% в диапазоне температур 2-300 K в магнитных полях до 8 Тл. Удельное сопротивление образцов в форме параллелепипеда измерялось в стандартной четырехконтактной схеме. Намагниченность образцов иследовалась при помощи СКВИД–магнитометра MPMS–5. Контроль химического состава исследуемых образцов проводился на сканирующем электронном микроскопе JSM–5910LV с аналитической системой INCA ENERGY.

Увеличение концентрации растворенного железа приводит к заметному росту остаточного сопротивления от ρ_0≈3,8 мкОм·см для MnSi до ρ_0≈115 мкОм·см для $Mn_{0.71}Fe_{0.29}Si$, при этом на концентрационных зависимостях $\rho(x,T_0)$ обнаружена выраженная аномалия вблизи критической концентрации x=0,12≈x_C, регистрируемая во всем диапазоне исследуемых температур. Поскольку по данным [5] температура перехода в спиральную фазу обращается в ноль при x~0,12, немонотонный характер зависимости $\rho(x)$ в окрестности x_C следует связать с подавлением спирального упорядочения. Действительно, с ростом концентрации железа особенность на кривых $\rho(T)$ составов 5, 9 и 11 ат.%, связанная с переходом в спиральную (гелимагнитную фазу), смещается в сторону низких температур, причем ее положение хорошо согласуется с зависимостью $T_c(x)$ [5].

Удельное сопротивление в ряду $Mn_{1-x}Fe_xSi$ во всем исследованном диапазоне температур 1.8-300 K уменьшается с ростом магнитного поля $\Delta\rho/\rho\equiv(\rho(H)-\rho(0))/\rho(0)<0$. Увеличение концентрации растворенного железа приводит к подавлению максимальной амплитуды магнитосопротивления, которая уменьшается от $\Delta\rho/\rho$~–21% для x=0,05 до $\Delta\rho/\rho$~–1,2% для x=0,26 в полях до 8 Тл. Отрицательный знак $\Delta\rho/\rho$ в ряду $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($0,05<x\leq0,26$), на наш взгляд, указывает на определяющий вклад магнитного рассеяния носителей заряда в моносилициде марганца, легированным железом, в эффект магнитосопротивления.

Анализ температурных разрезов $\Delta\rho/\rho=f(T,H_0)$ при фиксированных значениях магнитного поля показывает, что для образцов с малым содержанием железа (x<0.1), как и в случае MnSi [6], положение максимума на зависимостях $\Delta\rho/\rho=f(T,H_0)$ с хорошей точностью соответствует температуре магнитного фазового перехода в нулевом поле. Ситуация качественно меняется с ростом содержания железа выше x=0.1. Так, для твердого раствора $Mn_{0.89}Fe_{0.11}Si$ максимум на зависимостях $\Delta\rho/\rho=f(T,H_0)$ появляется только в полях выше 2 Тл, при этом положение максимума смещается с ростом магнитного поля от T_{max}≈6 K для H_0=2 Тл до T_{max}≈12 K для H_0=8 Тл. Аналогичный эффект смещения положения максимума $\Delta\rho/\rho=f(T,H_0)$ наблюдается и для составов $Mn_{1-x}Fe_xSi$ с большей концентрацией железа.

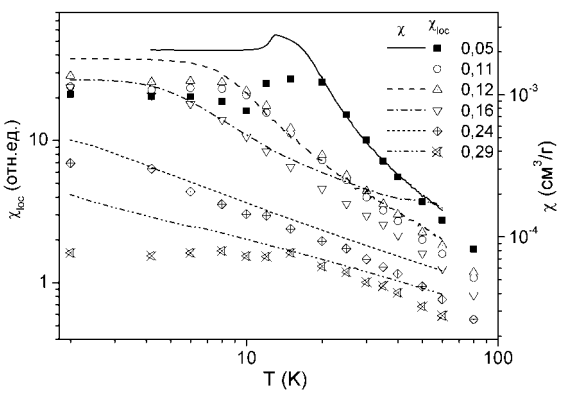


Рис. 1. Температурные зависимости параметра $\chi_{loc}(T)$ (см. текст) и удельной магнитной восприимчивости $\chi(T)$ в ряду $Mn_{1-x}Fe_xSi$.

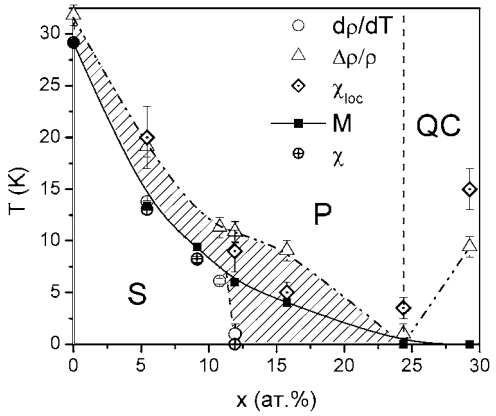


Рис. 2. Температурные зависимости локальной $\chi_{loc}(T)$ (см. текст) и удельной магнитной $\chi(T)$ восприимчивостей в ряду $Mn_{1-x}Fe_xSi$. S – область геликоидального упорядочения, P – парамагнитная фаза, QC – область квантовой критичности.

Рост концентрации железа в ряду $Mn_{1-x}Fe_xSi$ приводит к качественному изменению магнитных свойств. Для составов с x<0,13 магнитная восприимчивость в парамагнитной фазе описывается законом Кюри-Вейсса $\chi\sim(T-\Theta)^{-1}$, который с понижением температуры сменяется выходом на насыщение к значениям χ_0, монотонно уменьшающимся с ростом x (рис.1). Для $Mn_{0.84}Fe_{0.16}Si$ значения χ при T>20 K оказываются аномально высокими (рис.1), С дальнейшим увеличением концентрации железа (x>0,2) магнитная восприимчивость в области T<60 K описывается степенной зависимостью $\chi(T)\sim T^{-\xi}$ с показателем степени, убывающим с ростом x от ξ=0,62±0,02 для x=0,24 до ξ=0,47±0.02 для x=0.29 (рис.1). Возникновение степенной зависимости $\chi(T)$ с ξ<1, характерной для квантового критического режима [7-10], заставляет предположить, что граница квантовой критической области у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ расположена в окрестности $x_Q\sim$0,2-0,23. При этом квантовые критические явления отвечают скорее протяженной области, а не выделенной точке, что указывает на возможное образование наномагнитной фазы Гриффитса [9-10] в исследуемых образцах.

Квадратичный характер зависимости $\Delta\rho/\rho\sim-H^2$, наблюдаемый в парамагнитной фазе для всех исследуемых составов ряда $Mn_{1-x}Fe_xSi$, позволяет сопоставить абсолютную величину эффекта магнитосопротивления с локальной восприимчивостью $\Delta\rho/\rho(H)=-\chi_{loc}^2H^2$. Сопоставление χ_{loc} с результатами измерений статической намагниченности (рис.1) показывает, что поведение локальной восприимчивости $\chi_{loc}(T)$ в ряду $Mn_{1-x}Fe_xSi$ неплохо согласуется с температурными зависимостями магнитной восприимчивости $\chi(T)$, хотя различие в $\chi_{loc}(T)$ и $\chi(T)$ растет с увеличением концентрации железа в твердом растворе. В частности, для твердых растворов $Mn_{0.95}Fe_{0.05}Si$ и $Mn_{0.85}Fe_{0.11}Si$ локальная и магнитная восприимчивости хорошо согласуются в диапазонах T>20 K и T>10 K, соответственно (рис.1). При больших концентрациях железа различие в поведении локальной и магнитной восприимчивостей становится заметным, причем для концентраций x=0.23 и 0.26 $\chi_{loc}(T)$ и $\chi(T)$ не совпадают как при низких, так и при высоких температурах (рис.1). При этом единый коэффициент пересчета между $\chi_{loc}(T)$ и $\chi(T)$ во всем ряду $Mn_{1-x}Fe_xSi$ (рис.1), на наш взгляд, дополнительно подтверждает доминирующий вклад рассеяния носителей заряда на локализованных магнитных моментах.

Результаты исследования транспортных и магнитных свойств монокристаллов ряда $Mn_{1-x}Fe_xSi$ позволяют сопоставить положение различных особенностей на концентрационной магнитной фазовой диаграмме (рис.2). Структура фазовой диаграммы показывает, что спиральная магнитная (S) и парамагнитная (P) фазы оказываются разделенными областью (заштрихованная область на рис.2), отвечающей ближнему ферромагнитному упорядочению (наномагнитной фазе Гриффитса) в спиновой подсистеме. При этом состав с концентрацией x=0,29, по-видимому, попадает в фазу «квантовой критичности» $x>x_Q$, и требует дополнительных исследований магнитных и транспортных свойств системы $Mn_{1-x}Fe_xSi$.

Работа выполнена в рамках программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» и ФЦП «Научно-педагогические кадры инновационной России».

1. Ishikawa, Y. Helical spin structure in manganese silicide MnSi / Y.Ishikawa, K.Tajima,D.Bloch, M.Roth // Sol. State Commun. 1976. V. 19, P. 525.

2. Bogdanov, A.N. Contribution to the theory of inhomogeneous states of magnets in the region of magnetic-field-induced phase transitions. Mixed state of antiferromagnets. // A.N. Bogdanov, D.A.Yablonskii // JETP 1989. V. 69, P. 142.

3. Yu, X.Z. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. / X.Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J.H.Park, J.H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, Y. Tokura // Nature. 2010. P. 465, P. 901.

4. Waki, S. Spin fluctuation effects in $Mn_{1-x}Fe_xSi$ / S. Waki, Y. Nishihara, S. Ogawa // J. Magn. Magn. Mater. 1983. V. 31-34, P. 275-276.

5. Grigoriev, S.V. Helical spin structure of $Mn_{1-y}Fe_ySi$ under a magnetic field: Small angle neutron diffraction study / S.V. Grigoriev, V.A. Dyadkin, E.V. Moskvin, D. Lamago, Th. Wolf, H. Eckerlebe, S.V. Maleev // Phys. Rev. B. 2009. V. 79, P. 144417.

6. Demishev, S.V. Magnetic phase diagram of MnSi in the high field region / S.V. Demishev, V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, M.A. Anisimov, V.Yu. Ivanov, T.V. Ishchenko, M.S. Karasev, N.A. Samarin, N.E. Sluchanko, V.M. Zimin, A.V. Semeno // Phys. Rev. B. 2012. V. 85, (in print).

7. Griffiths, R.B. Nonanalitic behavior above the critical point in a random Ising ferromagnet / R.B. Griffiths // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23, N. 1, P. 17.

8. Bray, A.J. Nature of the Griffiths phase/ A.J. Bray // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 586.

9. Демишев, С.В. Моделирование магнитной восприимчивости антиферромагнитной системы с обусловленным беспорядком квантовым критическим поведением/ С.В. Демишев // ФТТ. 2009. Т. **51**, В. 3, С. 514.

10. Demishev S. Magnetic susceptibility of an antiferromagnetic system with disorder-driven quantum critical behavior / S. Demishev // Phys. Status Solidi B. 2010. V. 247, N. 3, P. 676.

Исследование структуры магнитного поля МСМ зондов при помощи микродатчиков Холла

С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, М.С. Доронин, А.Ю. Климов, В.В. Рогов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

bg@ipm.sci-nnov.ru

Методом фотолитографии были созданы образцы микродатчиков Холла. Материал датчика GaAs, геометрические размеры 500 на 500 нм, толщина исходной пленки GaAs 100нм. Микродатчики были изготовлены на подложке из кремния.

Эксперименты по исследованию структуры магнитного поля однослойных МСМ зондов проводились следующим образом. Микродатчик Холла на кремниевой подложке закреплялся в держателе сканирующего зондового микроскопа (СЗМ). Электропитание микродатчика осуществлялось при помощи внешнего источника постоянного тока, сигнал с датчика (холловское напряжение) регистрировался блоком электроники СЗМ в качестве внешнего сигнала. Для исследования пространственного распределения сигнала с холловского датчика, другими словами пространственного распределения магнитного поля МСМ, осуществлялось сканирование МСМ зондом области микродатчика на постоянной высоте порядка 20-30нм (как показали наши исследования, данный диапазон высота является оптимальным). Было обнаружено, что пространственно распределение холловского напряжения для стандартного МСМ зонда имеет колоколообразную форму (Рис. 1), что, как показало численное моделирование, соответствует дипольному распределению магнитного поля МСМ зонда. Данный факт хорошо согласуется с литературными данными.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

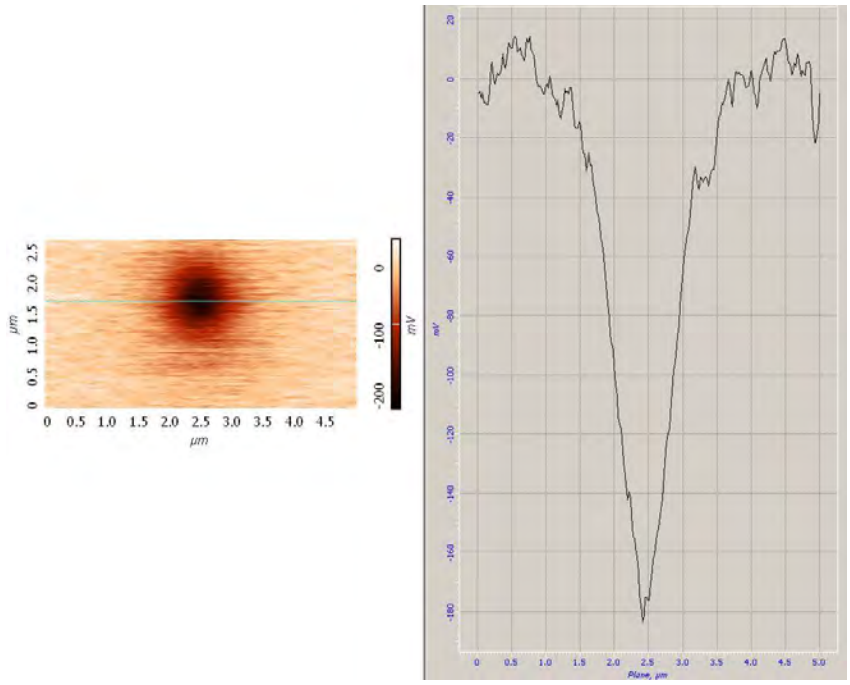


Рис. 1. Сигнал с Холловского датчика, полученный во время его сканирования стандартным МСМ зондом

Комплексная литография и диагностика металлических наноструктур с помощью фокусированных ионных пучков

С.А. Гусев, А.Ю. Климов, Е.В. Скороходов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

gusev@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к исследованиям металлических наноструктур определяется наличием уникальных свойств у искусственно структурированых материалов. Действительно, когда размер структурного элемента любой системы становится соизмеримым с одним из характерных пространственных параметров, определяющих характеристики массивного материала, то свойства такой структуры резко меняются. В последние годы из металлических систем наибольшую перспективу представляют искусственные латерально упорядоченные наноструктуры, размер элементов которых лежит в диапазоне от ~1 до ~100 нм, и которые находят все большее применение в различных технических устройствах. При выборе технологии для формирования структур с такими линейными масштабами чаще всего отдают предпочтение электронно-лучевой литографии (EBL). Этот способ обладает требуемым пространственным разрешением, и хорошо адаптируется для работы с любыми материалами. Одним из его главных недостатков является необходимость использования промежуточных технологических процессов: использование многослойных масок, проведение нескольких этапов мокрого и сухого травления. Эти промежуточные процедуры часто ограничивают топологию и качество формируемых структур. В частности, таким способом пока невозможно изготовить металлические наноструктуры с плотным расположением деталей (размер элемента примерно равен расстоянию между соседними деталями), гладкими вертикальными стенками и высоким аспектным соотношением (отношение вертикального размера элемента к его планарному размеру).

Когда производительность технологического процесса не имеет главного значения (например, при изготовлении уникальных структур для исследовательских задач), хорошей альтернативой традиционной электронно-лучевой литографии становятся методы, основанные на локальном травлении с использованием остро фокусированных ионных пучков Ga^+ (FIB) и локальном осаждении материалов из газовой фазы, стимулированного электронными или ионными пучками (FIB-CVD и EB-CVD). При этом, несмотря на известные другие ограничения ионно-пучковых методов [1], можно создавать структуры с геометрическими характеристиками, которые пока нельзя получить с помощью электронной литографии. Ниже в докладе приведены примеры применения методов с использованием FIB для формирования функциональных металлических наноструктур, анализа их топологии и микроструктуры.

Одна из задач, при решении которой FIB методы дали лучший результат, - это изготовление периодических структур из металлических полосок шириной в несколько десятков нм (рис.1).На рис. 1а приведена микрофотография (получена в сканирующем электронном микроскопе во вторичных электронах) полосок **Ta** шириной около 100 нм, сформированных с помощью EBL на поверхности многослойного зеркала Mo-Si. При изготовлении была использована двухслойная маска позитивного резиста (ПММА 495+ПММА 950 толщиной по 100 нм) и три промежуточных слоя разной толщины из разных металлов, которые наносились магнетронным напылением. Несмотря на то, что исходная толщина пленки **Ta** составляла 80 нм (аспектное соотношение элементов структуры всего ~1), неровность вертикальных стенок полос достаточно большая, и это дает заметные локальные отклонения в ширине полос от среднего значения. Качество границ структуры определяется в этом случае действием нескольких факторов: размерами и взаимным расположением элементов, толщиной и литографическими характеристиками электронных ре-

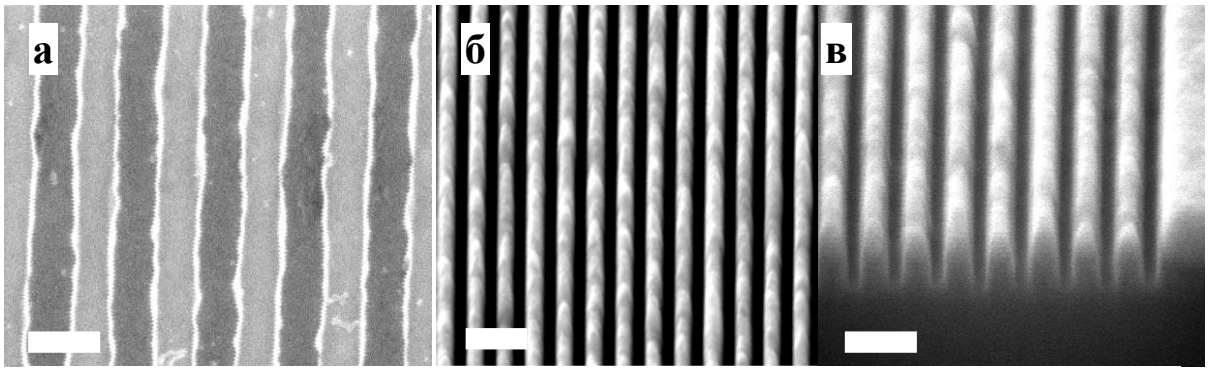


Рис. 1. Микрофотографии металлических полосок, сформированных: а) методом электронной литографии; б, в) с помощью фокусированных ионных пучков. Масштаб белой полоски на изображениях составляет 200 нм.

зистов, адгезионными и механическими свойствами металлических пленок, их кристаллической микроструктурой и т.п. В частности, влияние кристаллличности определяется тем, что металлические пленки имеют поликристаллическую структуру с зернами размерами от единиц до нескольких десятков нм. В EBL по ряду технологических условий нам необходим был lift-off процесс при переносе рисунка из резиста в первый металлический слой. При этом происходит разрыв металлической пленки по границе поликристаллических зерен, размер которых и влияет на неровности границ.

При использовании FIB процессов часть этих факторов устраняется естественным образом из-за сокращения количества технологических стадий. В

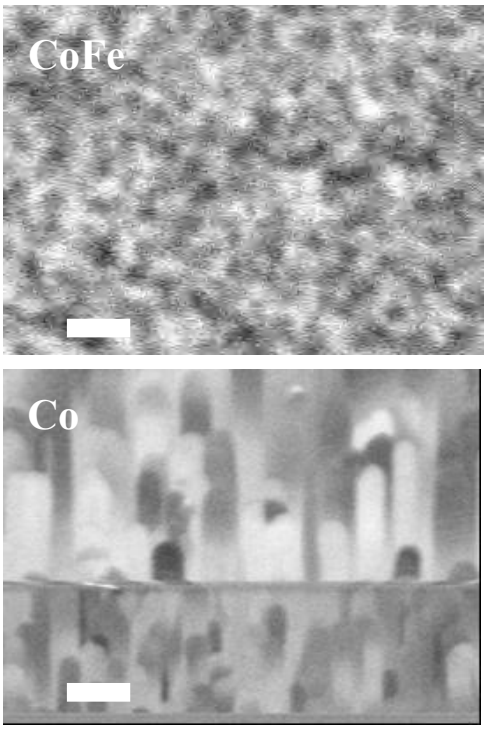


Рис. 2. Микрофотографии поверхности магнитных пленок во вторичных электронах, выявленные с помощью каналирования ионов Ga^+. Масштаб белой полоски на изображениях равен 200 нм.

простейшем случае всѐ сводится к одной процедуре – локальному травлению металлической пленки с помощью остро фокусированных ионных пучков Ga^+ (у нас минимальный диаметр равен 7 нм). На рис. 1б-в приведены микрофотографии периодической структуры из полосок **Au** (период равен 100 нм), изготовленных с помощью FIB. В этом случае задача осложнялась тем, что структура предназначена для использования в качестве дифракционной решетки в установке ВУФ литографии, поэтому еѐ необходимо было сформировать на прозрачной для ВУФ излучения мембране нитрида кремния толщиной ~100 нм. Здесь удалось подобрать режимы травления, которые обеспечили более гладкие вертикальные стенки полосок. Ширина щели между соседними полосками составляла ~30 нм. Из поперечного разреза решетки, изготовленного тоже с помощью FIB (рис. 1в), можно оценить вертикальный размер щели, который в данном случае был равен ~150 нм, т.е. их аспектное отношение равнялось 5.

Размер поликристаллических зерен также важен для формирования структур методом FIB, т.к. каналирование ионов может приводить к развитию неровностей структуры [1]. Влияние этого эффекта на качество структуры можно минимизировать оптимальным подбором диаметра ионного пучка и шага сканирования в зависимости от среднего размера поликристаллов. Эту величину можно оценить in-situ при локальном пробном травлении. На рис.2 представлены микрофотографии двух разных пленок магнитного материала (Co и CoFe), в которых кристаллическая структура была выявлена с помощью эффекта каналирования ионов Ga^+.

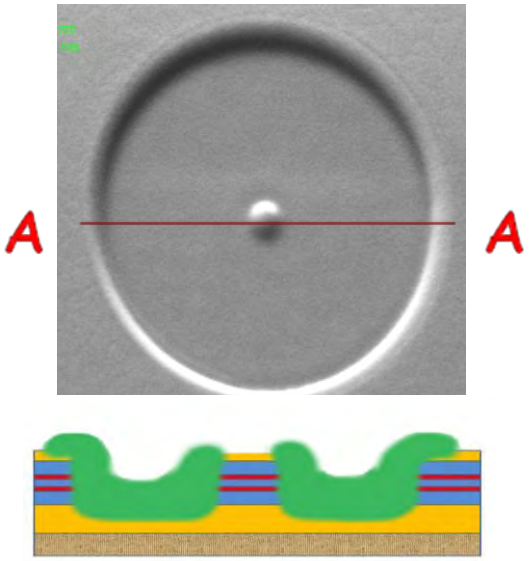


Рис. 3. Микрофотография структуры для магнитно транспортных измерений на промежуточной стадии изготовления с помощью FIB и FIB CVD, и схема структуры – сечение по линии A-A. Диаметр центральной точки равен ~ 100 нм.

Усложненная технологическая схема была предложена для формирования структур из многослойных магнитных пленок разделенных немагнитными прослойками. Одной из сложных технологических проблем при этом является подводка электрических наноконтактов к измеряемому элементу структуры и электрическая изоляция отдельных зон структуры. Применение методов локального осаждения материалов методом FIB-CVD является наиболее прямым способом, позволяющим выполнить эти процедуры. В частности, например, для пропускания тока перпендикулярно плоскости частиц, подобных тем, что приведены на рис.3, внешние области вокруг частицы мы изолировали локальным осаждением изолирующих слоев (SiO_2). Детали этих экспериментов подробно изложены в докладе.

Работа выполнялась при поддержке грантами РФФИ и Программ Президиума РАН.

1. Giannuzzi L.A. and Stevens F.A. // Introduction to Focused Ion Beams: Instrumentation, Theory, Techniques and Practice. Springer Press (2004).

Необычные свойства гетероструктур MnSb/GaAs

О.В. Вихрова [1], Ю.А. Данилов [1], М.В. Дорохин [1], Ю.Н. Дроздов [2], Б.Н. Звонков [1], А.В. Здоровейщев [1], А.В. Кудрин [1], И.Л. Калентьева [1]

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н. Новгород.
[2] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

danilov@nifti.unn.ru

Полуметаллическое соединение MnSb имеет кристаллическую структуру гексагонального типа и является ферромагнетиком с температурой Кюри, равной 587 К [1]. Поэтому представляет интерес использование тонких слоев этого материала для формирования инжекторов спин-поляризованных носителей в GaAs структурах. Однако свойства гетероструктур MnSb/GaAs изучены недостаточно, например, по сравнению с гетеросистемой MnAs/GaAs. Исследования, которые были проведены на слоях MnSb, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), выявили ряд особенностей в морфологии и в магнитных свойствах структур. Так, при выращивании нанослоев GaSb на диэлектрических подложках SiN наблюдалось [2] образование островкового рельефа (рост по механизму Волмера-Вебера), а магнитное поведение слоев (суперпарамагнитное или ферромагнитное) зависело от их толщины. При формировании нанослоев GaSb на подложках GaAs (001) методом МЛЭ наблюдался рост наноскластеров, а вольт-амперные характеристики структур с продольным переносом обнаружили магниточувствительное поведение [3]; при этом магнетосопротивление составило чрезвычайно высокое значение (более 1000 % при комнатной температуре). Представляет интерес дальнейшее исследование свойств гетеросистемы MnSb/GaAs, в том числе структур, изготовленных методами, альтернативными методу МЛЭ.

В данной работе слои MnSb толщиной около 100 нм наносились на подложки GaAs (100) методом лазерного распыления металлических мишеней марганца и сурьмы в атмосфере водорода. Относительное содержание Mn и Sb в осажденном слое варьировалось путем изменения отношения времен поочередного распыления мишеней марганца и сурьмы (t_{Mn}/t_{Sb}). Температура процесса (T_g) составляла 200 или 300°C. Морфология поверхности слоев изучалась на атомно-силовом микроскопе (АСМ) NT-MDT Solver Pro. Кристаллическое качество исследовалось методом рентгеновской дифракции. Гальваномагнитные характеристики структур изучались в температурном диапазоне от 10 до 300 К с использованием гелиевого криостата замкнутого цикла Janis. Величина магнитного поля при этом варьировалась в пределах ± 3800 Э. Магнитооптические свойства исследовались методом экваториального эффекта Керра при комнатной температуре на длине волны излучения лазерного диода 980 нм.

Обнаружено, что в спектрах рентгеновской дифракции, кроме пиков, отвечающих фазе гексагонального MnSb, наблюдается пик, связанный с образованием GaSb (или GaMnSb) вследствие диффузии Ga из подложки.

АСМ исследования выявили значительные изменения морфологии слоев MnSb при уменьшении соотношения времен распыления мишеней марганца и сурьмы (t_{Mn}/t_{Sb}) от 5 до 0.5. В случае t_{Mn}/t_{Sb} = 5 (рис.1а) средняя высота неровностей составляла около 4 нм, а при t_{Mn}/t_{Sb} = 1 (рис.1б) поверхность структуры содержала кластеры, значения высоты которых достигали величины, сравнимой с номинальной толщиной слоя.

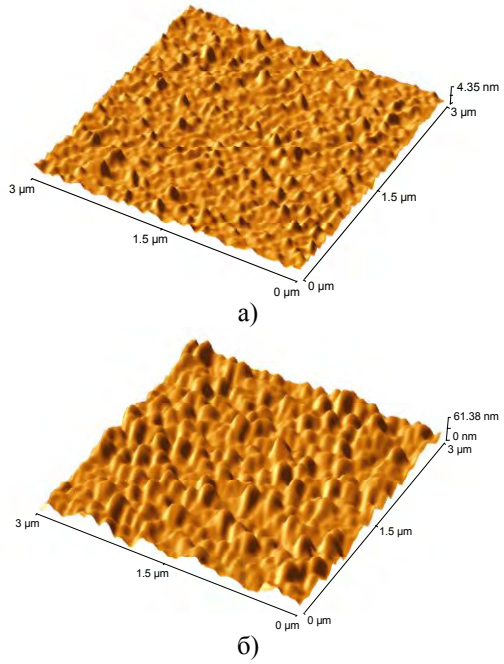


Рис. 1. АСМ-изображение поверхности слоев MnSb, выращенных методом лазерного осаждения при 200°C и различных отношениях времен распыления соответствующих мишеней: а) t_{Mn}/t_{Sb} = 5, б) t_{Mn}/t_{Sb} = 1.

Исследования экваториального эффекта Керра на изготовленных структурах MnSb/GaAs при комнатной температуре выявили необычную анизотропию намагниченности слоя MnSb с изменением направления приложенного магнитного поля от [110] к [1-10] (рис.2). Эффект анизотропного поведения в целом, по-видимому, обусловлен различием типов кристаллических решеток MnSb и GaAs, а наблюдаемое скачкообразное изменение намагниченности может быть связано с движением доменных стенок через массив кластеров (либо ограничением движения доменных стенок границами кластеров). Проявление подобных эффектов в гальваномагнитных свойствах наблюдали для массива

квантовых точек MnSb, выращенных методом МЛЭ на подложках GaAs [4].

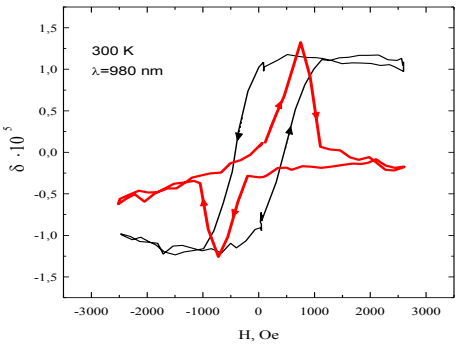


Рис. 2. Магнитополевые зависимости экваториального эффекта Керра структуры MnSb/GaAs (t_{Mn}/t_{Sb} =1, T_g = 200°C) для двух направлений магнитного поля в плоскости (100) GaAs: [110] и [1-10].

Измерения эффекта Холла для структур с t_{Mn}/t_{Sb} =5 и 1 показали наличие петли гистерезиса при 300 К, что подтверждает ферромагнитные свойства полученных слоев MnSb (рис. 3).

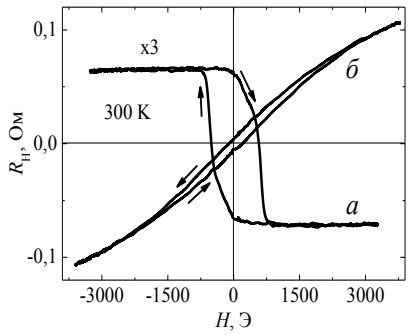


Рис. 3. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла при 300 К: а) - структура MnSb/GaAs (t_{Mn}/t_{Sb} = 5, T_g = 200°C); б) - структура MnSb/GaAs (t_{Mn}/t_{Sb} = 1, T_g = 200°C). Магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости структур.

Для слоя MnSb с t_{Mn}/t_{Sb} =5 магнитополевая зависимость сопротивления Холла ($R_H(H)$) демонстрирует ярко выраженный гистерезис и полностью насыщается в магнитном поле 800 Э. Это позволяет сделать заключение об ориентации оси легкого намагничивания перпендикулярно плоскости структуры. В случае слоя MnSb с t_{Mn}/t_{Sb} =1 зависимость $R_H(H)$ обнаруживает тенденцию к насыщению в магнитном поле более 3000 Э, что свидетельствует об ориентации оси легкого намагничивания преимущественно в плоскости структуры. Структура с t_{Mn}/t_{Sb} =5, в отличие от структуры с t_{Mn}/t_{Sb} =1, имеет магнитополевые зависимости экваториального эффекта Керра (магнитное поле приложено в плоскости слоя MnSb), которые не демонстрируют гистерезисного характера, что подтверждает ориентацию оси легкого намагничивания для структуры с t_{Mn}/t_{Sb} =5 перпендикулярно плоскости структуры. Для структуры с t_{Mn}/t_{Sb} =1 магнетосопротивление при ориентации магнитного поля в плоскости образца имеет гистерезисный характер и также, как магнитополевые зависимости экваториального эффекта Керра, выявляет ярко выраженную плоскостную анизотропию.

Следует также отметить, что для структур с t_{Mn}/t_{Sb} = 1 и 5 зависимости $R_H(H)$ демонстрируют различный знак аномального эффекта Холла (рис. 3). Подобная зависимость знака аномального эффекта Холла от ростовых параметров слоев наблюдалась ранее для структур GaMnSb/GaAs [5].

Неординарное поведение при исследовании поперечного транспорта обнаруживали структуры, сформированные на подложке *n*-GaAs и включающие квантовую яму $In_xGa_{1-x}As$, дельта<C>-легированный слой и слой MnSb в качестве инжектора: наблюдались S-образные вольт-амперные характеристики с сильной магнитополевой зависимостью тока при переключении.

Таким образом, как магнитооптические, так и гальваномагнитные (в первую очередь, температурная зависимость эффекта Холла) свойства гетероструктур MnSb/GaAs существенно отличаются от свойств известной системы MnAs/GaAs.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-00645а), Минобрнауки России (ГК 02.740.11.0672 и 16.552.11.7007) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.

2. Synthesis and magnetic properties of MnSb nanoparticles on Si-based substrates / H. Zhang, S.S. Kushvaha, S. Chen, X. Gao, D. Qi, A.T.S. Wee, X.-S. Wang // Appl. Phys. Lett. 2007. V.90. P.202503.

3. Room-temperature thousandfold magnetoresistance change in MnSb granular films: Magnetoresistive switch effect / H. Akinaga, M. Mizuguchi, K. Ono, M. Oshima // Appl. Phys. Lett. 2000. V.76, n.3. P.357-359.

4. Fabrication and magnetotransport properties of nanoscaled MnSb dots / M. Mizuguchi, H. Akinaga, K. Ono, M. Oshima // J. Appl. Phys. 2000. V.87, n.9. P.5639-5641.

5. Manipulation of an unusual anomalous Hall effect in $Ga_{1-x}Mn_xSb$ random alloys / M. Eginligil, G. Kim, Y. Yoon, J.P. Bird, H. Luo, B.D. McCombe // Physica E. 2008. V.40. P. 2104-2106.

Лазерный синтез эпитаксиальных слоёв высокотемпературного алмазоподобного ферромагнетика на основе кремния, легированного марганцем

Е.С. Демидов, Е.Д. Павлова, А.И. Бобров, В.В. Подольский, В.П. Лесников

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

demidov@phys.unn.ru

На необходимость заполнить брешь между микроэлектроникой и магнитной электроникой в 1988 г. обратил внимание J. K. Furdyna, который тогда работал с полупроводниковыми соединениями II-VI [1]. Первые, ферромагнитные так называемые разбавленные магнитные полупроводники (РМП) на основе соединений II-VI были разработаны в 90-х годах прошлого столетия [2,3]. Приблизительно в это же время появились первые результаты синтеза при сравнительно низкой температуре 250°C методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) РМП на основе соединений III-V вида $Ga_{1-x}Mn_xAs$ и $In_{1-x}Mn_xAs$ с атомной долей примеси марганца $x\approx0.05$ [4]. В настоящее время имеется множество публикаций, посвящѐнных эпитаксиальным слоям РМП $Ga_{1-x}Mn_xAs$ с совершенной кристаллической структурой, однако максимальная точка Кюри этого ферромагнетика 170K ниже комнатной температуры [5]. Привлекательность ферромагнитных РМП на основе алмазоподобных полупроводников для их использования, например, в качестве инжектора или коллектора спин-поляризованных электронов, наверное, была ясна с самого начала. Принципиально возможна полная спиновая поляризация электронов при их умеренной концентрации [6]. Отработанная для алмазоподобных полупроводников эпитаксиальная технология позволяет сделать наиболее совершенную границу между ферромагнетиком и немагнитным полупроводником.

Особенно интересными представляются РМП на основе кремния в связи с совместимостью с наиболее распространѐнной технологией на основе этого элементарного полупроводника. Предпринимались неоднократные попытки синтеза ферромагнитного РМП Si:Mn. Обнадѐживающие предпосылки появились ещѐ в 1963 г. [7], по данным нелинейной и гистерезисной полевой зависимости намагниченности и ферромагнитного резонанса (ФМР) наблюдалось проявление ферромагнетизма до 320K в периодической структуре из 20 nm слоѐв Si и Mn, полученной электроннолучевым вакуумным испарением (EBVE). Впервые слои РМП Si:Mn были как и в случае РМП на основе соединений III-V были сформированы молекулярно-лучевой эпитаксией (MBE) при 300°C на кремниевой подложке [8]. В слоях Si:Mn/Si с 5% Mn по данным Оже спектроскопии наблюдалось проявление ферромагнетизма температурой Кюри T_c до 70K в измерениях аномального эффекта Холла (АЭХ). Авторами [9] вакуумным испарением были получены при 400°C аморфные без включений второй фазы слои Si:7%Mn/Si с T_c=210K по данным намагниченности, но высоким удельным сопротивлением 1-10^7 Ohm·cm с экспоненциальным изменением $\rho=\rho_0\exp(E_a/kT)$ свыше 210K. Впервые монокристаллические слои Si:Mn/Si с 5% Mn были получены методом EBVE [10,11] с проявлением ферромагнетизма по данным намагниченности до 400K. Однако они были сравнительно высокоомными 0.25-2.5 Ohm·cm с полупроводниковым поведением $\rho=\rho_0\exp(E_a/kT)$. Впервые метод импульсного осаждения из лазерной плазмы или лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии (LMBE) для синтеза РМП Si:Mn был описан в 2005 г. в [12]. Использовалась третья гармоника Nd:YAG лазера, с плотностью энергии в импульсе 1 J/cm^2. Слои Si:Mn или Mn_xSi_{1-x} ($0.02 \le x \le 0.10$) толщиной 1 mkm были выращены на подложках Si(100) при 400-700°C. По данным намагниченности ферромагнетизм проявился до 400K и он связывается с присутствием проявившихся в спектрах рентгендифракции включений вторых фаз Mn_5Si_2, $Mn_{81.5}Si_{18.5}$ и Mn_5Si_3. Электронографически совершенные без включений второй фазы слои $Si_{0.98}Mn_{0.02}$, $Si_{0.975}Mn_{0.025}$ и $Si_{0.95}Mn_{0.05}$ были сформированы имплантацией 200 keV ионов Mn^+ с дозами $5\cdot10^{15}$, $1\cdot10^{16}$ и $5\cdot10^{16}$ cm^{-2}, соответственно, с последующим 5 мин отжигом при 600-900°C атмосфере азота. Наблюдалась дырочная проводимость с концентрацией дырок до $1.2\cdot10^{18}$ cm^{-3}. Температура Кюри по данным намагниченности не превышала 70K. Авторы [14,15] достигли больших успехов по точке Кюри слоѐв РМП Si:Mn с применением имплантации Mn+ в Si (300 keV [14], 195 keV [15]) и последующего 800°C 5-10 min отжига. В [14] в слоях с пиковой долей Mn 0.8% по данным намагниченности ферромагнетизм проявлялся до 400K. В статье А.Б. Грановского с соавторами [15] слои с $N_{Mn}=(2.7\text{-}5.9)\cdot10^{20}$ cm^{-3} по данным намагниченности и эффекта Фарадея показали ферромагнетизм до 305K.

Самые высокотемпературные РМП, на основе алмазоподобных полупроводников синтезированы в нашей лаборатории осаждением из лазерной плазмы [16,17]. Продемонстрирована возможность использования лазерной технологии для синтеза тонких (30-200 нм) слоев GaSb:Mn, InSb:Mn с температурой Кюри T_c выше 500 K, Ge:Mn, Si:Mn и Si:Fe с T_c до 400, 500, 250 K, соответственно, на монокристаллических подложках GaAs, Si и сапфира (Al_2O_3). Наиболее исследованные нами РМП Si:Mn обладают наибольшей подвижностью носителей тока, в них примесь Mn проявляет практически полную электрическую и магнитную актив-

ность. Ферромагнетизм РМП был подтверждѐн наблюдениями ФМР, АЭХ, ОМС, МОЭК. Тот факт, что РМП обладает некоей упорядоченной структурой, не обусловлен ферромагнитными включениями был проверен экспериментами с перегревом, ионным облучением, сравнением с дискретными сплавами из тех же компонентов.

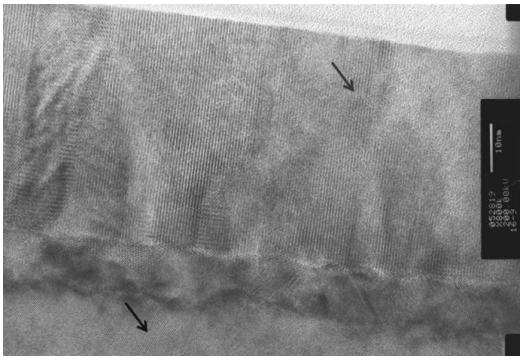


Рис. 1. Высокоразрешающая просвечивающая электронная микроскопия (HRTEM) вдоль направления <110> решѐточного изображения осаждѐнного из лазерной плазмы при 300°C 50 nm слоя Si:Mn на монокристаллической подложке GaAs с ориентацией (100)

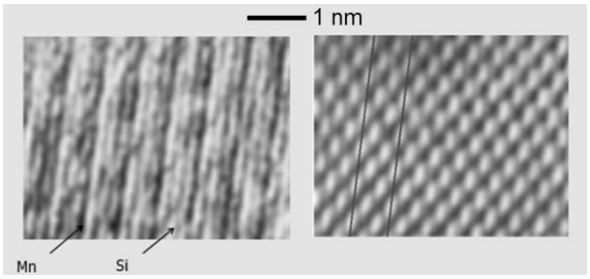


Рис. 2. Увеличенные изображения показанных стрелками на рис.1 малых участков слоя РМП Si:15%Mn слева и пдложки GaAs справа

Здесь мы представляем новые данные о структуре слоѐв РМП Si:Mn/GaAs, полученные с применением высокоразрешающей электронной микроскопии (HRTEM) и локальной электронодифракции (selected area electron diffraction (SAED)) на приборе JEM-2100F фирмы JEOL. Технология этих осаждѐнных из лазерной плазмы при 300°C 50 nm слоѐв Si:Mn на монокристаллической подложках GaAs с ориентацией (100) описана в [16,17]. Изображение HRTEM на рис.1 показывает, что слои Si:Mn, сформированные при 300°C, являются преимущественно эпитаксиальными с алмазоподобной структурой, нет включений второй фазы, имеется наглядно показанное на рис.2 сверхрешѐточное самоорганизованное распределение марганца в плоскостях (110) в его твѐрдом растворе в кремнии. Электронография на рис.3 показывает сохранение алмазоподобной решѐтки РМП Si:Mn с тем же периодом, что и у подложки GaAs. Выделенные кружками дополнительные рефлексы на рис.3 подтверждают видимую на рис.2 сверхрешѐточную структуру с утроенным периодом плоскостей (110).

Таким образом, реальным является эпитакисальный рост высокотемпературного кремниевого ферромагнетика с алмазоподобной структурой на монокристаллической подложке немагнитного алмазоподобного полупроводника. Этот уникальный ферромагнетик представляет и большой познавательный интерес как для физики сверхбыстрого формирования пересыщенных переходными элементами монокристаллических твѐрдых растворов с самоорганизацией без выделений второй фазы, так и для развития электронной зонной теории таких растворов со сврхрешѐточной структурой.

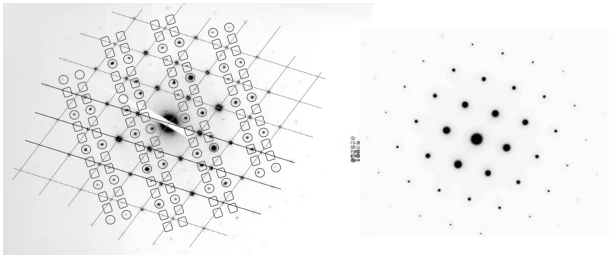


Рис. 3. Картина локальной электронной дифракции вдоль направления <110> слоя РМП Si:Mn слева и подложки GaAs справа

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17362, 08-02-01222а, МНТЦ G1335, АВЦП РНП ВШ 2.1.1/2833, 2.1.1/12029, контрактом № 02.740.11.0672 по проекту кадры с Министерством образования и науки.

1. Furdyna J.K. // J. Appl. Phys., **64**, R29 (1988).
2. Ohno H., Munekata H., Penney T. et al. // Phys. Rev. Lett., **68**, 2664 (1992).
3. Ohno H., Shen A., Matsukura F. et al. // Appl. Phys. Lett., **69**, 363 (1996).
4. Munekata H., Ohno H., von Molnár S. et al. // Phys. Rev. Lett., **63**, 1849 (1989).
5. Maciej Sawicki / Magnetic Properties of (Ga,Mn)As-Based Magnetic Semiconductors, in Spintronic Materials and Technology // Series in Materials Science and Engineering, ed. By Y.B. Xu, S.M. Thompson CRC Press Taylor & Francis Group, 2007, P. 57-76.
6. Gregg J.F., Peter I., Jouguelet E., Dennis C. // J.Appl. Phys., **35**, R121 (2002).
7. Takeuchi T., Hirayama Y., Futamoto M. // IEEE Transactions on Magnetics, **29**, 3090 (1993).
8. Nakayama H., Ohta H., Kulatov E. // Physica B. **302-303**. 419 (2001).
9. Kim H.M., Kim N.M., Park C.S. et al. // Chem. Mater., **15**, 3964 (2003).
10. Zhang F.M., Zeng Y., Gao J. et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **282,** 216 (2004).
11. Zhang F.M., Liu X.C., Gao J. et al. // Appl. Phys. Lett., **85**. 786 (2004).
12. Sug Woo Jung, Gyu-Chul Yi, Yunki Kim et al. // Electronic Materials Letters, **1**, 53 (2005).
13. Kwon Y.H., Kang T.W., Cho H.Y., Kim T.W. et al. // Solid State Communications, **136**. 257 (2005).
14. Bolduc M., Awo-Affouda C., Stollenwerk A. et al. // Phys. Rev. B, **71**, 033302 (2005).
15. Грановский А.Б., Сухоруков Ю.П., Орлов А.Ф. и др. // Письма в ЖЭТФ, **85**, 414 (2007).
16. Демидов Е.С., Данилов Ю.А., Подольский В.В. и др., Письма в ЖЭТФ, **83**, 664 (2006).
17. Демидов Е.С., Подольский В.В., Лесников В.П. и др. // ЖЭТФ, **133**, 1 (2008).

Локализованные магнитные моменты и спиновые поляроны в моносилициде марганца

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

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

demis@lt.gpi.ru

Введение. Моносилицид марганца, MnSi, привлекает внимание исследователей в качестве классического примера зонного магнетика с геликоидальным упорядочением [1]. В последнее время интенсивно обсуждаются возможное возникновение квантовой критичности под давлением, а также скирмионные состояния и топологический эффект Холла в так называемой А-фазе. Однако, вся эта нетривиальная физика соответствует сравнительно слабым магнитным полям B<0.6 Тл и (или) окрестности критической температуры перехода в геликоидальное состояние T_{c0}~29 K. В сильном магнитном поле структура магнитной фазовой диаграммы MnSi существенно упрощается и имеет место единственный переход между высокотемпературной парамагнитной (P) фазой и низкотемпературной спин-поляризованной (SP) или ферромагнитной фазой. Считается что этот переход имеет размытый характер [2], соответствующей спин-флуктуационной природе магнетизма в этом соединении, причем фазовая граница $B(T)$, определенная по данным магнитной восприимчивости имеет заметный положительный наклон [2].

В настоящей работе были исследованы магнитные характеристики, транспортные свойства и ЭПР у монокристаллов MnSi в магнитном поле до 8 Т в области температур 1.8-300 К. Магнитный резонанс измерялся на частоте 60 ГГц; для анализа данных использовалась новая методика [3], позволяющая находить полный набор спектроскопических параметров (осциллирующую намагниченность в абсолютных единицах M_{osc}, g-фактор и ширину линии). Полученные данные показывают, что (1) магнетизм MnSi обусловлен локализованными магнитными моментами (ЛММ) гейзенберговского типа, (2) спиновые флуктуации (определяющие, например, ширину линии ЭПР) связаны с взаимодействием ЛММ и зонных носителей, (3) SP-P фазовая граница является хорошо определенной и соответствует не зависящей от магнитного поля температуре T~30 K, (4) в SP фазе происходит экранировка ЛММ марганца зонными электронами с образованием спин-поляронных состояний.

Магнитный резонанс. Температурные зависимости статической намагниченностим M, осциллирующей намагниченности M_{osc} и g-фактора показаны на рис. 1. Видно, что у MnSi выполняется условие $M \approx M_{osc}$. Такое соотношение может иметь место в теории Мории [1], когда магнитные колебания обусловлены полной спиновой плотностью в образце. Однако оценки паулиевского вклада в магнитную восприимчивость показывают, что эта величина не превышает 1-2% от вклада ЛММ ионов Mn, и, в пределах экспериментальной погрешности, соотношение $M \approx M_{osc}$ не противоречит модели гейзенберговского магнетизма.

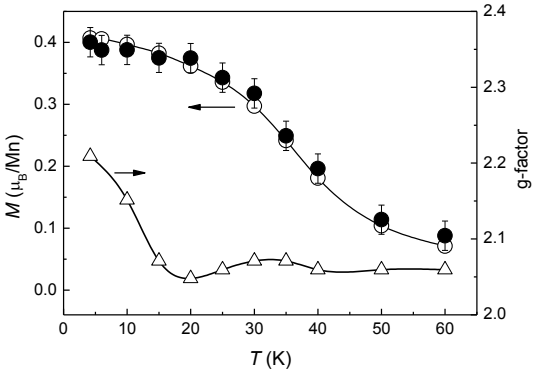


Рис. 1. Полная статическая намагниченность M в поле резонанса ~2 Тл (белые точки), и осциллирующая часть намагниченности M_{osc} (черные точки) и g-фактор у MnSi.

Отметим, что в области T>15 K $g(T)$=const, что

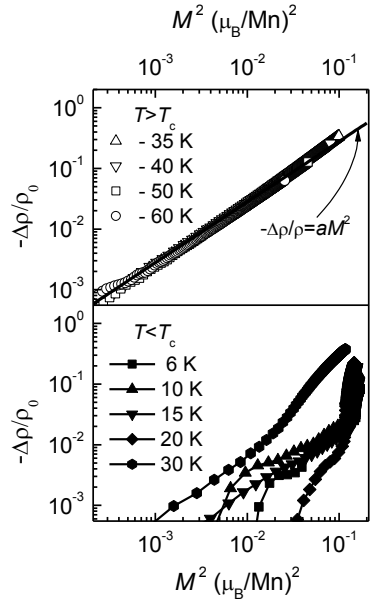


Рис. 2. Отрицательное магнитосопротивление у MnSi и модель Иосиды.

согласно [1] противоречит предсказаниям теории зонного магнетизма и однозначно свидетельствует в пользу ЛММ гейзенберговского типа, определяющих статические и динамические магнитные

свойства MnSi. При этом ширина линии ЭПР задается спиновыми флуктуациями, амплитуда и температурная зависимость которых находятся в разумном согласии с теорией Мории. Более подробно этот вопрос рассмотрен в нашей работе [4].

Магнитосопротивление и магнитное рассеяние. Совместное исследование температурных и полевых зависимостей магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ и намагниченности позволило установить, что в области $T>30$ K у MnSi справедлив скейлинг вида $\Delta\rho/\rho=-aM^2$, где коэффициент a не зависит от температуры и магнитного поля, а при $T<30$ K универсальная связь между амплитудой отрицательного магнитосопротивления (ОМС) и намагниченностью нарушается . Можно показать, что такое поведение соответствует предсказаниям модели Иосиды [5] для случая рассеяния зонных электронов на ЛММ марганца, причем области универсального скейлинга соответствует парамагнитная фаза.

Магнитная фазовая диаграмма. Для определения SP-P фазовой границы помимо магнитной восприимчивости $\partial M/\partial B$ следует рассмотреть также поведение производной $\partial\rho/\partial T$ в магнитном поле, поскольку обе этих величины обнаруживают максимум на температурных зависимостях в области перехода. Кроме того, следует учесть положение максимума на температурных зависимостях амплитуды ОМС, который согласно модели Иосиды должен соответствовать SP-P переходу. Полученные экспериментальные данные суммированы на рис. 3

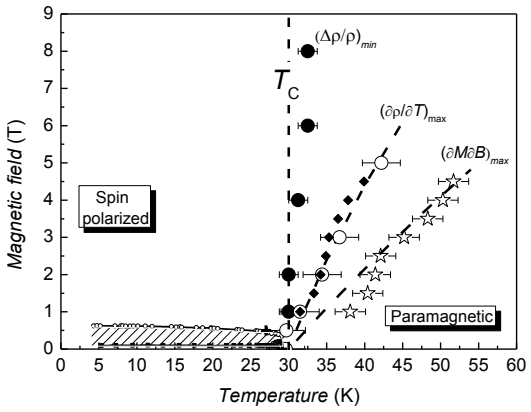


Рис. 3. Магнитная фазовая диаграмма MnSi в области сильных магнитных полей (точки- эксперимент, сплошные линии- теоретический расчет).

Обращает на себя внимание, что в отличие от магнитных переходов в слабом поле, положение особенностей различных физических величин в рассматриваемой области магнитной фазовой диаграммы не совпадает. Предположим, что истинное положение SP-P фазовой границы соответствует температуре $T_c\sim30$ K не зависящей от магнитного поля. Можно показать, что при $T>T_c$ для намагниченности выполняется простая интерполяционная формула $M(B,T)=M_\infty\text{th}[\mu^*B/(T-T_c)]$, в которой параметры M_∞ и μ^* являются слабыми функциями температуры. Тогда, с учетом универсального скейлинга $\Delta\rho/\rho=-aM^2$, легко рассчитать положение особенностей $\partial M/\partial B$ и $\partial\rho/\partial T$ (рис. 3). Хорошее согласие между расчетом и экспериментом подтверждает правильность предложенного описания магнитной фазовой диаграммы MnSi в области сильных магнитных полей.

Спиновые поляроны. Если исходить их картины гейзенберговских ЛММ, то изменение магнитного момента иона Mn при переходе из парамагнитной в спин-поляризованную фазу (следующее из величины константы Кюри и намагниченности насыщения при $T=0$ [1]) не является фиктивным как в теории Мории, и, следовательно, требует новой интерпретации. Предположим, что взаимодействие между ЛММ и зонными электронами вблизи иона Mn имеет антиферромагнитный характер, а взаимодействие между ЛММ по-прежнему остается ферромагнитного типа (такая ситуация принципиально возможна для случая РККИ взаимодействия в металле). Тогда в рамках спин-полярoнного подхода при переходе из парамагнитной фазы в одну из магнитоупорядоченных фаз должно произойти образование спинового полярона малого радиуса, сопровождающееся экранировкой «голого» магнитного момента иона Mn зонными носителями. В результате произойдет уменьшение амплитуды ЛММ μ_{Mn} до наблюдаемых значений.

Оценим величину ренормализованного магнитного момента в спин-поляризованной фазе для $T<T_c$. Константа Кюри в парамагнитной фазе MnSi в расчете на ион марганца составляет $C=1.66\mu_B^2/k_B$, что соответствует «голому» моменту равному $\mu_{Mn}=1.29\mu_B$ для иона Mn со спином S=1/2. В случае MnSi измерения эффекта Холла дают для приведенной концентрации электронов $n_e/n_{Mn}=0.89$, и, следовательно, при образовании спинового полярона средний локализованный магнитный момент будет $\mu(0)=\mu_{Mn}+\mu_B\, n_e/n_{Mn}\approx0.4\mu_B$. Данная оценка хорошо согласуется с экспериментальными данными по намагниченности насыщения. Отметим, что представление о сложной, «составной» природе редуцированного ЛММ позволяет объяснить не только статические, но и динамические магнитные свойства MnSi, включая экспериментальную температурную зависимость g-фактора [4].

Работа поддержана Государственной программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и программами РАН «Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах», «Квантовая физика конденсированных сред».

1. Moriya T. Spin fluctuations in itinerant electron magnetism, Springer-Verlag, 1985

2. Thessieu C., Pfleiderer C., Stepanov F.N., Flouquet J. // J. Phys.: Condens. Matter, **9**, 6677 (1997)

3. Semeno A.V., Glushkov V.V., Bogach A.V. et al. // Phys. Rev. B, **79**, 014423 (2009)

4. Demishev S.V., Semeno A.V., Bogach A.V., et al. // JETP Lett., **93**, 213 (2011)

5. Yosida K. // Phys. Rev., **107**, 396 (1957).

Циркулярно-поляризованная электролюминесценция светоизлучающих диодов с ферромагнитным полупроводниковым инжектором

М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, А.В. Здоровейщев, Ю.А. Данилов

НИФТИ Нижегородского госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

dorokhin@nifti.unn..ru

Создание и исследование спиновых светоизлучающих диодов (ССИД) с управляемыми магнитным полем параметрами излучения является актуальной задачей современной оптоэлектроники и спинтроники [1]. Важным элементом ССИД является слой ферромагнитного инжектора, который обеспечивает инжекцию ориентированных по спину носителей заряда в активную область светодиодной структуры. Последние достижения в технологии инжекторов связаны с применением эпитаксиальных слоѐв, ферромагнитного полупроводника вида A^3MnB^5 [1,2]. В настоящей работе исследованы свойства светодиодов на основе гетероструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs, содержащих слой ферромагнитного полупроводника GaMnSb [2]. Указанный материал, на наш взгляд, имеет значительные перспективы применения. Согласно ранее полученным результатам, преимуществами GaMnSb по сравнению с альтернативными инжекторами, например, GaMnAs [1], является возможность эпитаксиального выращивания на поверхности GaAs, а также наличие ферромагнитных свойств при комнатной температуре [2].

Структуры были изготовлены с помощью двухступенчатого метода эпитаксиального выращивания. Буферный слой GaAs, слой нелегированного GaAs, квантовая яма и 30 нм спейсерный слой GaAs были последовательно выращены при температуре 600°C на подложке n-GaAs (001) методом газофазной эпитаксии из металл-органических соединений. На следующей стадии методом лазерного распыления Mn и GaSb мишеней при температуре роста 400°C был выращен слой GaMnSb, толщина которого составляла d = 10 - 50 нм. Содержание Mn оценивалось по соотношению времѐн распыления компонентов ($Y_{Mn} = t_{Mn}/(t_{Mn} + t_{GaSb})$). Для формирования диодной структуры на поверхность образцов наносился Au контакт. Для изучения свойств контактного слоя GaMnSb было проведено исследование морфологии поверхности полупроводниковых структур на атомно-силовом микроскопе (АСМ) NT-MDT Solver Pro. На диодах были проведены исследования электролюминесценции (ЭЛ) и циркулярной поляризации ЭЛ в интервале температур 10 − 120 К. Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ исследовались в диапазоне полей 0 – 0.37 Т. Значение степени поляризации оценивалось по формуле:
$P_{ЭЛ} = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$, где $I_+(I_-)$ – интенсивности компонент с правой (левой) поляризацией.
Основные технологические и экспериментально определѐнные параметры исследованных структур приведены в Таблице 1.

Технологические и экспериментально определѐнные параметры исследованных структур

№	d, нм	Y_{Mn}	Относительная инт. ЭЛ	Диапазон рабочих токов, мА	Средняя высота неровностей повти, нм
1	10	0.5	87000	1-50	14±2
2	50	0.5	0	----	116±2
3	30	0.5	400	70-700	79±2
4	50	0.33	22	100-1000	43±2
5	50	0.33	30	100-700	60±2
6	<10	0.1	9000	5-70	2±2
7	50	0.1	2400	10-70	5±2
8	30	0.2	5000	10-70	4±2

Обнаружено, что основным фактором, определяющим морфологию поверхности, является содержание Mn. Для структур со сравнительно высоким содержанием Mn в ферромагнитном слое (Y_{Mn} = 0.5- 0.33) характерна сильно неоднородная поверхность. На топографии поверхности структур (рис.1) наблюдаются кластеры с максимальными высотами до 116 нм (табл.1, образец 2). Отметим, что указанные значения более чем в два раза превышают номинальную толщину слоя GaMnSb.

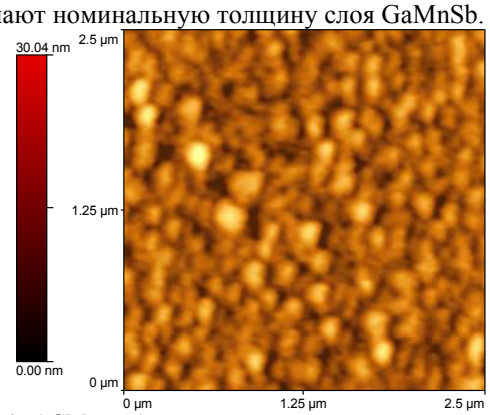


Рис. 1. АСМ изображение поверхности структур с квантовой ямой и покровным слоем GaMnSb. Толщина слоя – 10 нм, содержание Mn – 0.5

Уменьшение толщины GaMnSb сопровождается уменьшением размеров кластеров и «выравниванием» поверхности. Для структур с низким содержанием Mn в GaMnSb (Y_{Mn} = 0.1 - 0.25), напротив, характерна сравнительно ровная поверхность (табл. 1, обр. 6-8), средняя высота неровностей на которой слабо зависит от толщины ферромагнитного слоя и составляет 2 - 5 нм. По-видимому, при относительном содержании Mn меньше 0.33 имеет место послойный эпитаксиальный рост ферромагнитного слоя, при содержании 0.33 и выше – трѐхмерный островковый рост.

Электролюминесцентные свойства диодов связаны с топографией поверхности слоя GaMnSb. Наиболее низкая интенсивность ЭЛ характерна для структур с высоким содержанием Mn ($Y_{Mn} \geq 0.33$) и сравнительно толстым покровным слоем (более 30 нм). Отметим, что структурам с низкой интенсивностью электролюминесценции соответствует большое значение высоты неровностей (табл.1). Также особенностью указанных структур также является высокое значение пороговых токов. Увеличение интенсивности ЭЛ и снижение величины порогового тока достигается путѐм снижения толщины слоя GaMnSb или уменьшением содержания Mn. Так, снижение толщины GaMnSb до 10 нм позволяет получить высокую интенсивность ЭЛ даже в случае наибольшего содержания Mn. Уменьшение содержания Mn в 4 раза также позволяет сформировать диоды со сравнительно высокой интенсивностью ЭЛ. В этом случае однородность поверхности структур сохраняется даже для 50 нм слоя, хотя интенсивность ЭЛ диодов монотонно снижается с увеличением толщины GaMnSb.

В работе [2] методом рентгеновской дифракции показано, что в гетероструктурах GaMnSb/GaAs при содержании атомов Mn $Y_{Mn} < 0.25$ кристалличность слоя GaMnSb не нарушается. Можно предполагать, что, несмотря на большое рассогласование решѐток (~ 7 %), на поверхности структур формируется эпитаксиальный слой GaMnSb. Особенностью зонной диаграммы гетероструктуры GaSb/GaAs является наличие потенциального барьера для обоих типов носителей заряда. Электронный и дырочный токи могут протекать в результате надбарьерной эмиссии, аналогично диодам Шоттки [3], либо за счѐт туннелирования (в случае небольшой толщины GaMnSb). В силу наличия дефектов на границе раздела [4] и в слое GaMnSb, можно сделать предположение о вкладе безызлучательной рекомбинации на границе.

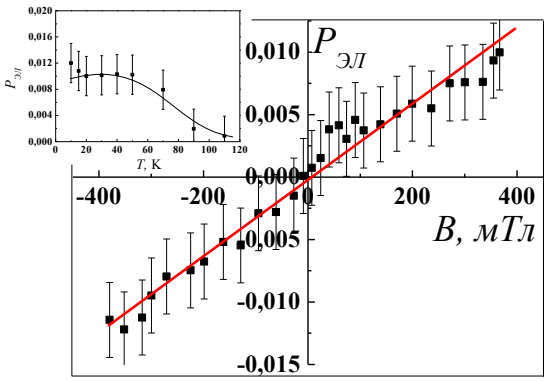


Рис. 2. Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от величины магнитного поля. На вставке изображена температурная зависимость $P_{ЭЛ}$, измеренная в магнитном поле 0.37 Тл

Вероятность безызлучательной рекомбинации растет с увеличением концентрации примесных атомов Mn, а также с увеличением толщины ферромагнитного слоя – за счѐт его частичной релаксации и образования дислокаций несоответствия на границе. Для диода 1 с наиболее тонким слоем GaMnSb и наименьшим содержанием Mn была зарегистрирована циркулярно-поляризованная электролюминесценция. Степень циркулярной поляризации линейно зависит от величины магнитного поля, достигая значение ~1 % в магнитном поле 0.37 Тл (рис.2). Полученное значение превышает значение степени поляризации для контрольных структур, не содержащих ферромагнитного слоя ($P_{ЭЛ} < 0.5$ %). Диапазон температур, где наблюдалась циркулярной поляризации излучения, составил 10 - 70 К (вставка к рис.2). При значениях температуры измерений выше 70 К значение степени циркулярной поляризации уменьшается, что может быть связано с приближением к точке Кюри ферромагнитного слоя.

Наличие циркулярной поляризации свидетельствует об инжекции спин-поляризованных дырок из ферромагнитного слоя в активную область диода. Низкое значение степени поляризации, по-видимому, обусловлено используемой геометрией эксперимента (магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности [5], а указанное направление перпендикулярно оси лѐгкого намагничивания ферромагнитного слоя). Для намагничивания слоя требуются поля порядка 2 - 3 Тл. Так, в работе [5] магнитное поле выхода в насыщение ферромагнитного слоя MnAs составило 2 Тл. В использованном нами диапазоне магнитных полей степень циркулярной поляризации ЭЛ диодов с контактом MnAs [5] линейно зависела от магнитного поля и не превышала 0.4 %. Указанное значение сравнимо со значением, полученным в настоящем эксперименте. Отсутствие циркулярной поляризации в диодах с более высоким содержанием Mn и большей толщиной спейсерного слоя предположительно обусловлено рассеянием спин-поляризованных дырок на дефектах границы раздела.

Таким образом, в работе исследованы диоды на основе гетероструктур с квантовой ямой и контактным слоем GaMnSb. Показана возможность получения циркулярно-поляризованной ЭЛ диодов, обусловленной инжекцией спин-поляризованных дырок из ферромагнитного слоя.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (10-02-00739, 11-02-00645), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, Гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых Российских учѐных (№ 16.120.11.5359-МК).

1. Žutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications / I. Žutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. 2004. V.76. P.323-410.

2. Магнитный полупроводник (Ga,Mn)Sb как перспективный материал для приборов спинтроники / Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, А.В. Кудрин, и др. // Нанофиз. и наноэл. 2011. С.129-130.

3. Стриха, В.И. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки (физика, технология применение) / В.И. Стриха, Е.В. Бузанева, И.А. Радзиевский // Москва: Сов. радио. 1974, 248 С.

4. Strain relief at the GaSb/GaAs interface versus substrate surface treatment and AlSb interlayers thickness / Y. Wang, P. Ruterana, L. Desplanque, et.al.// J. Appl. Phys. 2011. V.109. P.023509.

5. Electrical spin injection from ferromagnetic MnAs metal layers into GaAs / M. Ramsteiner, H. Y. Hao, A. Kawaharazuka, et.al. // Phys. Rev. B. 2011. V.109. P.023509.

Эффекты контролируемого пиннинга доменной стенки в ферромагнитных системах нанопроволока-наночастицы

О.Л. Ермолаева, В.Л. Миронов, Е.В. Скороходов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

Ermolaeva@ipmras.ru

Настоящая работа посвящена исследованию эффектов движения и пиннинга доменной стенки в гибридной системе, представляющей собой магнитостатически взаимодействующие нанопроволоку и наночастицы. В работе было продемонстрировано, что при определенной конфигурации такой системы в ней может быть реализован управляемый пиннинг доменной стенки локальным магнитным полем наночастиц. Были проведены микромагнитное моделирование и экспериментальные исследования.

Исследуемая система представляет собой ферромагнитную нанопроволоку с круглой затравочной частью на одном из концов и расположенные вблизи нее ферромагнитные наночастицы (рис.1). Распространение доменной стенки в такой структуре происходит под действием внешнего магнитного поля. Домены с ориентацией, соответствующей направлению внешнего поля зарождаются в затравочной части нанопроволоки, которая обладает более низкой коэрцитивностью.

Магнитные структуры, представляющие собой взаимодействующие нанопроволоку и частицы, были изготовлены методами электронной литографии и ионного травления слоев CoFe на кремниевой подложке. Размер нанопроволоки 0,1×3 мкм, размер частиц 200×100 нм, расстояние между частицами и нанопроволокой 50 нм. Исходные слои CoFe выращивались на подложке Si методом магнетронного напыления.

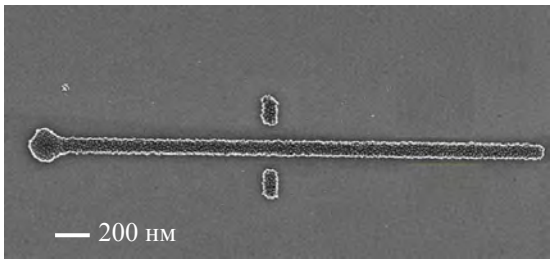


Рис. 1. СЭМ изображение системы нанопроволока – наночастицы.

Методами магнитно-силовой микроскопии были экспериментально исследованы процессы перемагничивания такой системы во внешнем магнитном поле.

Была экспериментально продемонстрирована возможность пиннинга доменной стенки локальным магнитным полем управляющих частиц и показано, что критическое поле депиннинга H_D доменной стенки существенно зависит от взаимного направления намагниченности управляющих частиц и нанопроволоки.

В исследуемой системе возможны три принципиально различных взаимных ориентации намагниченности доменов нанопроволоки и наночастиц. В первом варианте (канфигурация А-типа, рис. 2а) намагниченность наночастиц направлена навстречу друг другу (друг от друга) и вектора намагниченности доменов в нанопроволоки так же направлены на встречу друг другу (друг от друга). В этом случае магнитное поле частиц создает потенциальный барьер для движения доменной стенки.

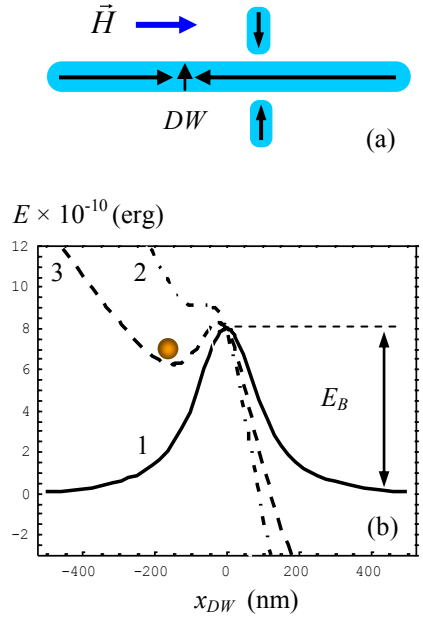


Рис. 2. (а) Схематичное изображение А-типа намагниченности системы; (б) График зависимости энергии нанопроволоки от положения доменной стенки для различных внешних полей. 1- без внешнего поля, 2 – в поле депиннинга H_D. 3 – в поле $0.5\ H_D$. Кружком показано положение доменной стенки.

Во втором варианте (канфигурация В-типа, рис.3.а) намагниченность наночастиц направлена навстречу друг другу (друг от друга), а вектора намагниченности доменов в нанопроволоки направлены друг от друга (на встречу друг другу). В этом случае магнитное поле частиц создает потенциальную яму, так же приводящую к пиннингу доменной стенки.

Третий вариант конфигурации намагниченности соответствует случаю, когда намагниченность частиц направлена в одну сторону (канфигурация С-типа). В этом случае, локальное магнитное поле

частиц так же может образовывать как потенциальный барьер, так и потенциальную яму, в зависимости от взаимной ориентации намагниченности в доменной стенке и наночастицах. Однако следует отметить, что высота барьера (глубина ямы) для такой конфигурации существенно меньше, чем для двух предыдущих случаев.

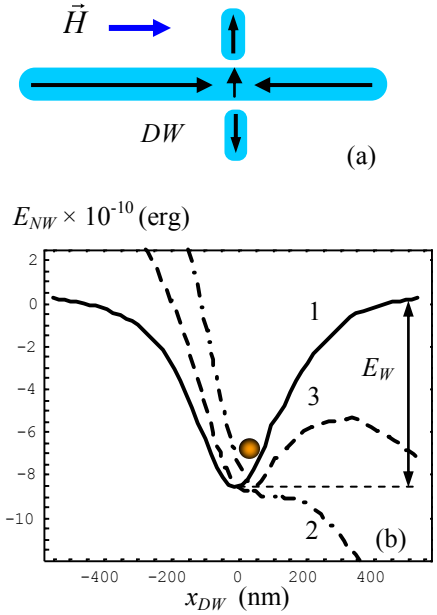


Рис. 3. (а) Схематичное изображение В-типа намагниченности системы; (б) График зависимости энергии нанопроволоки от положения доменной стенки для различных внешних полей. 1- без внешнего поля, 2 – в поле депиннинга H_D. 3 – в поле $0.5\ H_D$. Кружком показано положение доменной стенки.

На рис. 4 приведены МСМ изображения магнитной нанопроволоки (без затравочной части), демонстрирующие эффекты пиннинга-депиннинга доменной стенки для А-типа конфигурации намагниченности. Направление магнитного поля показано стрелкой. Намагниченность структуры схематично показана синими стрелками в левом нижнем углу.

Вначале магнитная нананопроволока намагничивается однородно во внешнем магнитном поле (рис.3.а). Затем к структуре прикладывается магнитное поле противоположного направления и величиной H=450 Э, под действием которого в затравочной части нанопроволоки образуется домен с противоположным направлением намагниченности. Доменная стенка пиннингуется локальным полем магнитных частиц в области непосредственно перед частицами (рис.3.b). При приложении внешнего поля депиннинга $H_D = 800\ Oe$, происходит перемагничивание всей нанопроволоки (рис. 3с).

Для В-типа конфигурации полученные экспериментальные результаты по перемагничиванию системы аналогичны результатам для А-типа, с той лишь разницей, что пиннинг доменной стенки происходит в области непосредственно между двумя частицами (на дне потенциальной ямы), а не перед ними, как это было для предыдущего случая.

В случае С-конфигурации намагниченности системы при приложении внешнего поля H = = 450 Oe происходит перемагничивание всей нанопроволоки, и пиннинга доменной стенки полем частиц не наблюдается. Поле депиннинга в этом случае меньше поля зарождения домена.

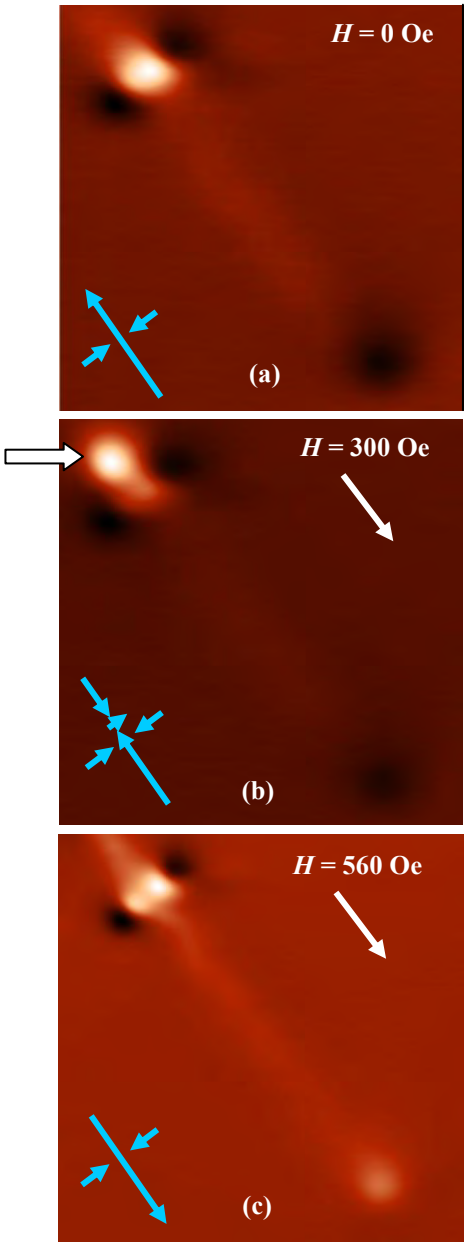


Рис. 4. МСМ изображение системы после приложения к ней магнитного поля (а) начальное состояние, нанопроволока намагничена однородно; (б) после приложения поля 450 Э доменная стенка (показана белой стрелкой) пиннингуется в области перед наночастицами; (в) после приложения поля 800 Э нанопроволока однородно намагничена в направлении, противоположном изначальному.

Таким образом, в работе были экспериментально продемонстрированы эффекты контролируемого пиннинга доменной стенки локальным полем управляющих ферромагнитных наночастиц.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

Особенности рассеяния электромагнитных волн системами с вихревой намагниченностью

Е.А. Караштин, О.Г. Удалов, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

eugenk@ipmras.ru

Известно, что в однородно намагниченных средах в случае слабой пространственной дисперсии намагниченность влияет на распространение электромагнитных волн уже в первом порядке по волновому вектору **k** и намагниченности среды **M**: тензор диэлектрической проницаемости таких сред может содержать поправку вида **kM** [1], которая приводит к магнитокиральному эффекту. Наличие этого слагаемого должно привести к слагаемому вида (**k+k'**)**M** (**k'** — волновой вектор рассеянной волны) в интенсивности рассеянного намагниченной средой неполяризованного света, что может являться методом обнаружения подобной особенности диэлектрической проницаемости среды. Кроме того, нетрудно видеть, что данный эффект является невзаимным: при обращении направления распространения волны его знак меняется, что дает возможность его применения в прикладных целях. Хорошо известен также линейный по намагниченности невзаимный оптический эффект Холла [2], определяемый слагаемым вида (**k**[**k'M**]). В случае же неоднородного распределения намагниченности, в дополнение к этим эффектам, могут присутствовать слагаемые, содержащие производные **M** и являющиеся линейными по **M**. Одним из таких слагаемых является слагаемое вида (**k+k'**)rot**M**.

Из симметрийных соображений ясно, что, поскольку это слагаемое является истинным скаляром, для его появления не требуется, в отличие от (**k+k'**)**M**, наличия дополнительного вектора в системе, т.е. это слагаемое возникает в однородной и изотропной среде, обладающей, однако, неоднородной магнитной структурой, причём такой, что rot**M** отличен от нуля.

Данная работа посвящена изучению возникновения слагаемых подобного вида при рассеянии электромагнитных волн на неоднородно намагниченной среде, в частности, на магнитном вихре. Для простоты рассмотрена частица шарообразной формы, обладающая вихревым магнитным моментом. Будем считать, что частица металлическая, т.е. проводимость частицы σ велика: $4\pi\sigma/\omega >> 1$, где ω — частота падающего излучения. Отсюда следует, что толщина скин-слоя δ мала по сравнению с длиной волны излучения λ. Кроме того, предполагается, что радиус частицы *a* также мал по сравнению с длиной волны излучения; при этом соотношение между *a* и δ может быть любым. Будем также полагать, что тензор диэлектрической проницаемости среды, кроме диагональной компоненты, имеет недиагональную гиромагнитную компоненту:

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{r}) = \varepsilon\delta_{ij} + i\gamma e_{ijl} M_l(\mathbf{r}), \qquad (1)$$

здесь δ_{ij} — символ Кронекера, e_{ijl} — антисимметричный тензор Леви-Чивита, M_l — декартова компонента единичного вектора, направленного вдоль намагниченности среды (модуль намагниченности постоянен, а направление ее зависит от координат).

Считая, что второе слагаемое в правой части (1) мало по сравнению с первым, рассмотрим задачу по теории возмущений. В силу линейности задачи будем отдельно рассматривать влияние на частицу электрического и магнитного поля падающей волны. В нулевом порядке, т.е. в отсутствии недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости, однородное в пространстве и переменное во времени электрическое поле волны вызывает в частице осциллирующую поляризацию $\mathbf{P}_{e\text{-}i}$ (см. рис. 1) и связанный с ней осциллирующий однородный ток. Магнитное же поле волны приводит к возникновению вихревого тока Фуко $\mathbf{j}_F$, который не дает вклада в средний электрический дипольный момент частицы, но создает магнитный дипольный момент [3] (см. рис. 2).

При учете недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости в первом порядке теории возмущений для электрического поля падающей волны имеем поправку к поляризации среды $\boldsymbol{\delta}\mathbf{P}_{e\text{-}i}$, направленную вдоль векторного произведения $\mathbf{P}_{e\text{-}i}$ и вектора намагниченности среды (рис. 1). Нетрудно видеть, что при вихревом распределении намагниченности среднее по частице значение этой поправки равно нулю. Поэтому она не дает вклада в дипольный момент частицы, однако создает квадрупольный момент. Интерференция волны, излучаемой этим моментом, с волной, излучаемой дипольным моментом нулевого порядка, дает линейный по намагниченности вклад в интенсивность рассеянного излучения. Поскольку направление $\boldsymbol{\delta}\mathbf{P}_{e\text{-}i}$ зависит от направления завихренности, от него также зависит знак этого вклада. В плоскости, образованной волновым вектором и вектором магнитного поля падающей волны, что соответствует s-поляризации падающей волны, электрический квадрупольный момент излучает лишь p-поляризацию, в то время, как дипольный момент нулевого порядка излучает s-поляризацию. В плоскости же, образованной волновым вектором и вектором электрического поля падающей волны (p-поляризация) и дипольный момент нулевого порядка, и квадрупольный момент первого порядка излучают p-поляризацию. Поэтому данный механизм дает вклад в описанный эффект только при рассеянии волны p-поляризации, являясь, таким образом, анизотропным по отношению к поляризации падающей волны.

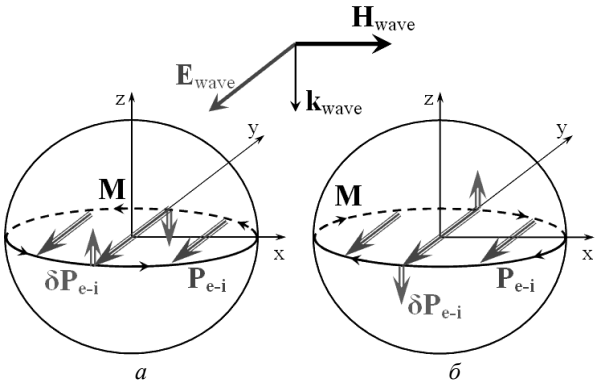


Рис. 1. Возникновение электрического квадрупольного момента в металлической шарробразной частице, обладающей завихренной влево (*а*) и вправо (*б*) намагниченностью (направление завихренности определяется относительно направления падения волны $\mathbf{k}_{wave}$)

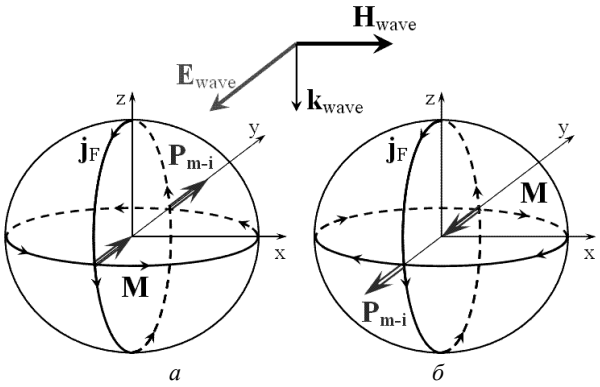


Рис. 2. Возникновение поправки к электрическому дипольному моменту в металлической шарробразной частице, обладающей завихренной влево (*а*) и вправо (*б*) намагниченностью (направление завихренности определяется относительно направления падения волны $\mathbf{k}_{wave}$)

Для магнитного поля падающей волны при учете недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости в первом порядке теории возмущений имеем поправку к току, направленную вдоль векторного произведения $\mathbf{j}_F$ и вектора намагниченности среды (рис. 2). Эта поправка дает вклад в электрическую поляризацию частицы $\mathbf{P}_{m\text{-}i}$. Поскольку и ток Фуко, и намагниченность частицы имеют вихревую структуру, среднее значение от такого вклада не обращается в ноль. Это приводит к возникновению поправки к электрическому дипольному моменту частицы, направление которого, как нетрудно видеть, зависит от направления завихренности ее намагниченности. Интерференция волны, излучаемой этим дипольным моментом, с волной, излучаемой дипольным моментом нулевого порядка, дает линейный по намагниченности вклад в интенсивность рассеянной волны, знак которого зависит от направления завихренности намагниченности в частице. Как видно из рисунков 1 и 2, дипольный момент нулевого порядка, индуцированный электрическим полем падающей волны, сонаправлен поправке к дипольному моменту первого порядка, индуцированной магнитным полем падающей волны. Это означает, что вклад описанного механизма не зависит от поляризации падающей волны.

В данной работе рассчитано рассеяние электромагнитной волны на малых шарообразных частицах, обладающих неоднородным вихревым распределением магнитного момента. Показана возможность возникновения невзаимного эффекта, связанного с неоднородностью намагниченности, в рассеянии света на таких частицах. Возниконовение этого эффекта может быть вызвано двумя механизмами. Первый из них связан с электрическим квадрупольным моментом, возникающим под действием электрического поля падающей волны в результате неоднородного распределения намагниченности частицы. Он является анизотропным относительно поляризации падающей волны: указанный механизм имеет место лишь для p-поляризации излучения. Второй механизм связан с возникновением поправки к электрическому дипольному моменту, вызванной взаимодействием неоднородной намагниченности среды и токов Фуко, возникающих в частице под действием магнитного поля падающей волны. Этот механизм присутствует как для p-, так и для s-поляризации падающего излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 11-02-00294-а) и фонда «Династия».

1. Баранова, Н.Б. Новые электрооптические и магнитооптические эффекты в жидкости / Н.Б. Баранова, Ю.В. Богданов, Б.Я. Зельдович // Успехи физических наук. 1977. Т. 123, № 2. С. 349.

2. van Tiggelen, B.A. Transverse Diffusion of Light in Faraday-Active Media / B.A. van Tiggelen // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75, P. 422-424.

3. Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. М.: Наука, 1982. 620 с.

Линейные и нелинейные магнитооптические свойства системы магнитных наностержней

В.Л. Крутянский [1], Е.А. Ганьшина [1], И.А. Колмычек [1], С.В. Лобанов [2], А. Заяц [3], Т.В. Мурзина [1]

[1] Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] Институт общей физики РАН, Москва
[3] Physics Department, King's College London, Strand, London, United Kingdom

victor@shg.ru

В последнее время активно проводится изучение оптических, магнитооптических и нелинейно-оптических свойств наноструктур различной формы и состава. В случае металлических магнитных структур могут возникать дополнительные эффекты, связанные с возбуждением локальных поверхностных плазмонов (ЛПП), которые могут модифицировать оптические свойства наноструктур и приводить к их резонансному усилению в области возбуждения ЛПП. Особый интерес представляют анизотропные плазмонные структуры, поскольку в них возможно наблюдение нескольких плазмонных мод и появления более широкого набора новых эффектов.

К настоящему времени существует ряд работ по исследованию нелинейно-оптических эффектов, таких как генерация оптических гармоник и самовоздействие света, в плазмонных наноструктурах, в частности, значительное увеличение эффективности генерации второй и третьей гармоник наблюдалось в планарных массивах наночастиц и островковых металлических плѐнках [1]. Тем не менее, лишь недавно появились работы, в которых исследовалась генерация магнитоиндуцированной второй гармоники в плазмонных наноструктурах [2]. Исследование спектральных характеристик нелинейного магнитооптического отклика в таких структурах ранее не проводилось.

В данной работе приведены результаты исследований оптических и нелинейно-оптических свойств, а именно генерации второй оптической гармоники и магнитного нелинейно-оптического эффекта Керра, для массива магнитных наностержней никеля.

Данные структуры были получены методом электрохимического осаждения никеля в структуру пористого алюминия [3]. Заполненные поры представляют собой массив наностержней Ni с диаметром 20 нм, высотой 180 нм и характерным расстоянием между стержнями 40 нм. Стержни располагаются нормально к поверхности образца.

Экспериментально и с помощью численного расчета показано, что линейные и нелинейно-оптические спектры отражения обусловлены преимущественно интерференцией в композитной пленке Al_2O_3-Ni. В то же время, в спектре магнитного контраста линейного экваториального магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), измеренного для *p*- поляризации зондирующего излучения, наблюдается максимум при длине волны 380 нм. Теоретический расчѐт показывает возможность наличия при этом значении длины волны резонанса, обусловленного возбуждением ЛПП, соответствующего поперечной стержню моде.

Эксперименты по генерации второй оптической гармоники (ВГ) были проведены при использовании в качестве накачки излучения титан-сапфирового лазера с длительностью импульса 100 фс, средней мощностью 100 мВт и частотой повторения 80 МГц. Излучение накачки фокусировалось на поверхность исследуемого образца в пятно с диаметром около 100 мкм, регистрировалось отраженное излучение на удвоенной частоте. Спектроскопия нелинейного магнитооптического эффекта Керра была проведена при помещении образца в экваториально ориентированное магнитное поле с напряженностью около 3 кГс, при этом перестройка длины волны накачки осуществлялась в диапазоне 730 – 850 нм. Измеряемыми величинами являлись фаза волны второй гармоники, а также магнитный контраст интенсивности ВГ, определяемый как

$$\rho_{2\omega}(H)=\{I_{2\omega}(H+)-I_{2\omega}(H-)\}/\{I_{2\omega}(H+)+I_{2\omega}(H-)\},$$

где $I_{2\omega}(H+)$ и $I_{2\omega}(H-)$ - интенсивность ВГ, измеренная для противоположных направлений магнитного поля H.

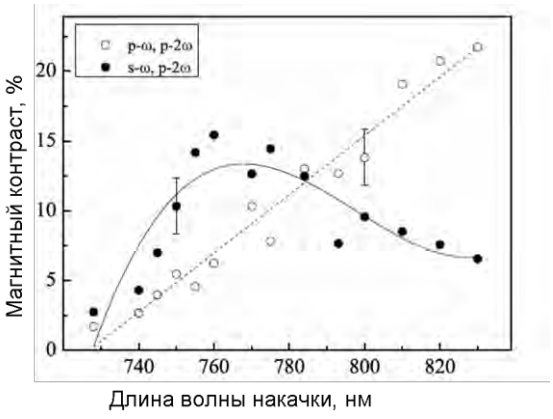


Рис. 1. Спектр магнитного контраста интенсивности ВГ, угол падения 20^0

Показано, что спектр магнитного контраста интенсивности ВГ при s- поляризованном излучении накачки имеет максимум с центром при длине волны накачки 760 нм, при этом $\rho_{2\omega}(H)$ превышает 15% (рис. 1). В то же время, в спектре магнитного контраста интенсивности ВГ для p- поляризованно-

го излучения накачки, так же как и в спектрах немагнитной ВГ, соответствующий максимум не наблюдался.

Можно предположить, что наблюдавшиеся спектральные особенности магнитного контраста интенсивности второй гармоники обусловлены резонансным возбуждением локальных поверхностных плазмонов в наностержнях, причем резонанс достигается именно на длине волны ВГ. Согласно модельным расчетам, в изолированном наностержне никеля с указанными выше геометрическими параметрами резонанс моды ЛПП, соответствующей направлению, перпендикулярному оси наноцилиндра, может наблюдаться при длине волны около 300 нм. Однако взаимодействие между близко расположенными стержнями, а также наличие матрицы (оксида алюминия) может привести к с сдвигу резонансной длины волны в красную область спектра.

Выше уже отмечалось, что резонансные особенности были выявлены только для магнитного контраста ВГ, тогда как спектр немагнитной ВГ не обнаруживал резонансного поведения. Можно предположить, что условием наблюдения резонанса ЛПП в данном случае является различное спектральное поведение магнитоиндуцированной и немагнитной (кристаллографической) составляющих ВГ, частное которых определяет величину $\rho_{2\omega}(H)$, которое может быть связано с различной симметрией этих компонент.

Таким образом, экспериментально наблюдалось усиление магнитооптического и нелинейного магнитооптического эффекта Керра в окрестности длины волны ВГ 380 нм, что предположительно связано с резонансным возбуждением локальных поверхностных плазмонов в никелевых наностержнях. Показана высокая чувствительность магнитооптических эффектов к плазмонным свойствам структуры.

1. Wokaun A.. Surface second harmonic generation from metal island films and microlithographic structures / A. Wokaun, J.G. Bergman, J.P. Heritage, A.M. Glass, P.F. Liao, D.H. Olson // Phys. Rev. B 24, 849 (1981).

2. Murzina T.V. Plasmonic and magnetic effects accompanying optical second-harmonic generation in Au/Co/Au nanodisks / T.V. Murzina, I.A. Kolmychek, A.A. Nikulin, E.A. Gan'shina, O.A. Aktsipetrov // JETP Lett. 90 (7), 552 (2009).

3. Stashkevich A.A. Spin-wave modes in Ni nanorod arrays studied by Brillouin light scattering/ A. A. Stashkevich, Y. Roussigné, P. Djemia, S.M. Chérif, P.R. Evans, A.P. Murphy, W.R. Hendren, R. Atkinson, R.J. Pollard, A.V. Zayats, G. Chaboussant // Phys. Rev. B 80, 144406 (2009).

Электронные орбитали и локальные искажения кристаллической решетки: неоднозначное соответствие

К.И. Кугель [1], А.Л. Рахманов [1], А.О. Сбойчаков [1], Д.И. Хомский [2]

[1] Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва
[2] II. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Köln, Germany

kugel@orc.ru

Введение. Взаимодействие и конкуренция спиновых, зарядовых, орбитальных и решеточных степеней свободы играет важную роль в физике магнитных оксидов, и, в особенности, соединений, содержащих ионы с обитально-вырожденным основным состоянием (ян-теллеровские (ЯТ) ионы) такие, как Mn^{3+} и Cu^{2+}. В материалах с ЯТ ионами упорядочение орбиталей и соответствующие искажения кристаллической решетки проявляются в виде самых разнообразных эффектов и эта "орбитальная физика" привлекает большое внимание исследователей [1, 2]. К сожалению, непосредственное определение орбитального состояния ЯТ ионов оказывается довольно трудной задачей. Стандартный метод нахождения орбитальной структуры, широко используемый более полувека, основан на анализе кристаллографических данных [3]. При этом предполагается однозначное соответствие между заполнением электронных орбиталей данного иона и искажениями его локального окружения.

В данной работе мы демонстрируем, что такой прямолинейный подход может иногда приводить к неверным результатам. В качестве примера соединения, где может реализоваться подобная ситуация, нами рассмотрен слоистый манганит $La_{0.5}Sr_{1.5}MnO_4$, основным структурным элементом, которого является Mn-O плоскость, где ионы марганца образуют квадратную решетку и при этом каждый из них окружен кислородным октаэдром. Для этого соединения характерно зарядовое упорядочение, т.е. чередование в шахматном порядке ионов Mn^{3+} и Mn^{4+}, а также магнитная структура, построенная в плоскости из зигзагообразных ферромагнитных цепочек с противоположным направлением спинов в соседних цепочках, см. рис. 1. В то же время, данные об орбитальной структуре, определяющей пространственное распределение валентных электронов, довольно противоречивы [4, 5]. Проанализировав взаимосвязь орбитальной структуры с решеточными искажениями в $La_{0.5}Sr_{1.5}MnO_4$, мы показали, что тип заполнения орбиталей в данном соединении сильно отличается от того, который следует из вида ЯТ смещений ионов. Для получения правильных результатов требуется самосогласованное рассмотрение заполнения орбиталей, решеточных искажений, перераспределения заряда и влияния кристаллического поля.

Постановка и решение задачи. Мы моделируем систему как совокупность слабо связанных зигзагообразных магнитных цепочек и изучаем взаимосвязь заполнения электронных орбиталей и локальных искажений кристаллической решетки. Рассмотрение основано на следующем гамильтониане [6]

$$H = -\sum_{\langle n,m\rangle\alpha\beta}\left(t_{\alpha\beta}^{nm}a_{n\alpha}^{+}a_{m\beta} + h.c.\right) + g\sum_{n}(Q_{2n}\tau_n^x + Q_{3n}\tau_n^z) + \sum_{n}\left(K\frac{Q_{2n}^2+Q_{3n}^2}{2} - \varepsilon_z Q_{3n} - \Delta\tau_z\right)$$

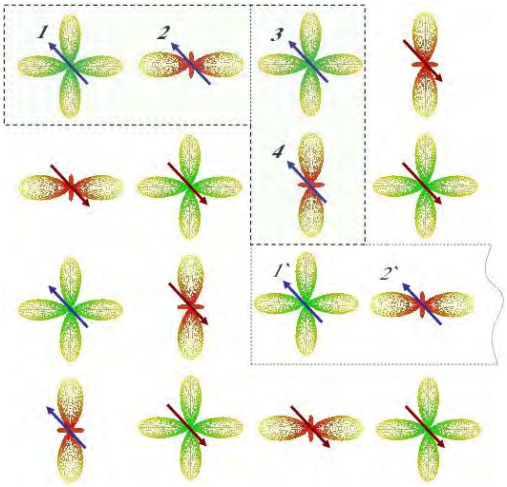


Рис. 1. Антиферромагнитное упорядочение CE типа в слоистом манганите $La_{0.5}Sr_{1.5}MnO_4$ - зигзагообразные ферромагнитные цепочки с чередующимися направлениями спинов, и характерное заполнение электронных орбиталей - "розетки" на Mn^{4+} и "гантели" на Mn^{3+}.

Этот гамильтониан включает в себя кинетическую энергию, электрон-решеточное взаимодействие, упругую энергию и энергию электронов в кристаллическом поле. Здесь

$$\tau_n^{x,y,z} = \sum_{\alpha\beta} a_{n\alpha}^{+}\sigma_{\alpha\beta}^{x,y,z}a_{n\beta}$$

операторы, аналогичные спину ½, описывающие заполнение орбиталей; σ – матрицы Паули. Перескоки между орбиталями α и β на соседних центрах описываются следующей матрицей

$$t_{\alpha\beta}^{nm} = \frac{t_0}{4}\begin{pmatrix} 3 & \mp\sqrt{3} \\ \mp\sqrt{3} & 1 \end{pmatrix}$$

Рассмотрим сначала ситуацию, характерную для изолированных ионов (в отсутствие перескоков электронов между узлами решетки). Для каждого отдельного узла мы имеем следующий набор базисных орбиталей

$$|a\rangle = |x^2-y^2\rangle,\ \ |b\rangle = |2z^2 - x^2-y^2\rangle$$

Тогда любая линейная комбинация орбиталей характеризуется углом θ на n-м узле решетки

$$|\theta_n\rangle = -\sin\frac{\theta_n}{2}|a\rangle + \cos\frac{\theta_n}{2}|b\rangle$$

В то же время, искажение решетки вокруг узла n, характеризуемое углом θ', определяется выражением

$$\tan\theta'_n = \frac{Q_{2,n}}{Q_{3,n}}$$

Минимизация по Q_2 и Q_3 дает

$$Q_2^\theta = \frac{g\sin\theta_n}{K}\ ,\ \ Q_3^\theta = \frac{g\cos\theta_n + \varepsilon_z}{K}$$

Таким образом, $\boldsymbol{\theta \neq \theta'}$ даже в отсутствие перескоков электронов между центрами!

Рассмотрим теперь случай ненулевой ширины зоны, применив: метод самосогласованного поля. Средние значения ян-теллеровских искажений получаются минимизацией гамильтониана, усредненного по электронным степеням свободы

$$\bar{Q}_{2n} = -\frac{g\langle\tau_n^z\rangle}{K}, \qquad \bar{Q}_{3n} = -\frac{g\langle\tau_n^z\rangle - \varepsilon_z}{K}$$

Эти значения подставляются в исходный гамильтониан и задача на собственные функции и собственные значения решается точно, поскольку мы имеем дело с одномерной зигзагообразной цепочкой с периодом, отвечающим 4-м узлам решетки. Более того, задача сводится к двухузельной при учете симметрии искажений

$$\bar{Q}_{23} = -\bar{Q}_{21}, \qquad \bar{Q}_{33} = +\bar{Q}_{31}$$
$$\bar{Q}_{24} = -\bar{Q}_{22}, \qquad \bar{Q}_{34} = +\bar{Q}_{32}$$

Отметим, что задавая средние значения операторов τ, мы однозначно определяем локальные искажения Q, но не наоборот!

Результаты. На рис. 2 приведены результаты расчета углов, характеризующих локальные искажения решетки и заполнения орбиталей. Видно, что при росте вклада кинетической энергии, характеризуемого интегралом перескока электрона между соседними узлами решетки, различие между этими углами становится все более значительным.

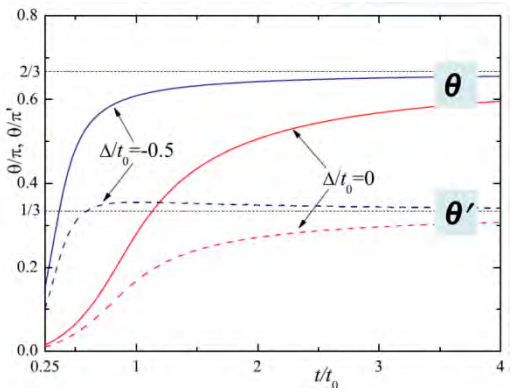
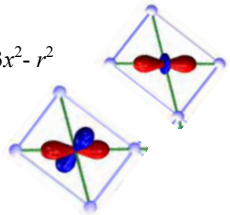


Рис. 2. Углы, θ и θ', характеризующие заполнение орбиталей и локальные искажения решетки в зависимости от величины интеграла перескока при разных значениях расщеплениях электронных уровней в кристаллическом поле. Видно, что при реалистических значениях параметров эти углы описывают качественно различные конфигурации:

для θ мы имеем $2\pi/3$, т.е. $3x^2 - r^2$

а для θ' - $\pi/3$, т.е. $x^2 - z^2$



Проведенные расчеты позволяют также уточнить характер диспропорционирования заряда при зарядовом упорядочении, которое оказывается сильно отличающимся от простого чередования ионов Mn^{4+} и Mn^{3+}, см. рис. 3.

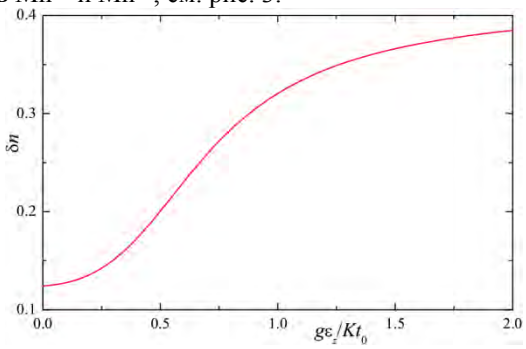


Рис. 3. Отклонение заряда на ионе, формально описываемом как Mn^{4+}, от среднего заряда иона марганца равного 3.5 в зависимости от расщепления уровней в кристаллическом поле. Видно, что реальная валентность Mn оказывается всегда меньшей, чем 4.

Выводы. (1) Часто используемое предположение об однозначном соответствии между заполнением электронных орбиталей данного иона и искажениями его локального окружения может приводить к неверным результатам.

(2) Проанализировав взаимосвязь орбитальной структуры с решеточными искажениями в $La_{0.5}Sr_{1.5}MnO_4$, мы показали, что тип заполнения орбиталей в данном соединении сильно отличается от того, который следует из вида смещений ионов.

(3) Для получения правильных результатов требуется самосогласованное рассмотрение заполнения орбиталей, решеточных искажений, перераспределения заряда и влияния кристаллического поля.

(4) Полученные результаты могут быть важны для различных систем с сильными электронными корреляциями и электрон-решеточным взаимодействием. В особенности важным этот эффект может оказаться для систем с ян-теллеровскими ионами, к которым относятся ВТСП и манганиты.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты 10-02-92600-КО, 11-02-00708 и 11-02-91335-ННИО.

1. Dagotto E. Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance:The Physics of Manganites and Related Compounds (Springer-Verlag, Berlin, 2003).

2. van den Brink J., Khaliullin G., and Khomskii D. in Colossal Magnetoresistive Manganites, edited by T. Chatterji (Kluwer, Dordrecht, The Netherlands, 2004), Chap. 6, pp. 263–302.

3. Goodenough J.B. Magnetism and the Chemical Bond (Wiley Interscience, New York, 1963).

4. Huang D.J., Wu W.B., Guo G.Y., Lin H.-J., Hou T.Y., Chang C.F., Chen C.T., Fujimori A., Kimura T., Huang H.B., Tanaka A., Jo T. // Phys. Rev. Lett. **92**, 087202 (2004).

5. Hua Wu, C.F. Chang, O. Schumann, Z. Hu, J.C. Cezar, T. Burnus, N. Hollmann, N.B. Brookes, A. Tanaka, M. Braden, L.H. Tjeng, D.I. Khomskii, Phys. Rev. B **84**, 155126 (2011).

6. Sboychakov A.O., Kugel K.I., Rakhmanov A.L., Khomskii D.I. // Phys. Rev. B **83**, 205123 (2011).

Необычная спиновая динамика в магнитных квантовых ямах CdMnTe/CdMgTe

Е.А. Жуков [1], Ю.Г. Кусраев [2], Д.Р. Яковлев [2,3], М. Байер [2,3]

[1] Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
[3] Experimental Physics II, University of Dortmund, Dortmund, Germany

kusrayev@orient.ioffe.ru

Генерация спина и управление спиновым состоянием в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах является одной из главных задач спинтроники. Важная проблема на этом пути – это поиск и исследование объектов с долгими временами спиновой релаксации (спиновой когерентности) [1]. Наиболее удобным и элегантным способом создания спиновой поляризации является оптическая ориентация [2]. В случае неравновесных, фотовозбужденных электронов естественным пределом времени жизни спина является время рекомбинации. Это ограничение отсутствует в случае спинов равновесных электронов или магнитных ионов (в разбавленных магнитных полупроводниках – РМП) – для них время жизни спина может быть существенно больше. Спины равновесных носителей, ядер решетки или магнитных ионов могут поляризоваться за счет передачи углового момента от оптически ориентированных неравновесных носителей [2,3,4]. Эволюцию оптически индуцированной поляризации обычно изучают, измеряя поворот плоскости поляризации пробного пучка света, отраженного от образца. В поперечном магнитном поле при этом наблюдаются когерентные осцилляции керровского угла, обусловленные прецессией намагниченности электронов или ионов марганца [5].

В данной работе обнаружено и исследовано новое явление – оптически индуцированная поляризация равновесных магнитных поляронов в квантовых ямах CdMnTe/CdMgTe. Время существования оптически индуцированной поляризации существенно превышает времена релаксации, наблюдавшиеся до сих пор в РМП или в наноструктурах на их основе. Целью работы является объяснение этой необычной динамики.

Исследовались КЯ CdMnTe/CdMgTe, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) ориентированных подложках GaAs. Две структуры содержали по 3 КЯ шириной 40, 60 и 100 Å, разделенные барьерами CdMgTe толщиной 300 Å. Концентрация марганца в структурах составляла 1 и 4 процента соответственно. Спектр фотолюминесценции (ФЛ) образца с концентрацией Mn 4% представлен на вставке Рис. 1a. Подробное исследование показывает, что три основные линии, соответствующие КЯ шириной 40, 60 и 100 Å соответственно, имеют дублетный экситонно-трионный характер.

Энергия возбуждающих фотонов перестраивалась вблизи резонанса с экситоном или трионом. Экспериментально измерялась временная зависимость угла поворота плоскости поляризации $\vartheta_K(t)$ при различных значениях температуры, мощности возбуждения и магнитного поля в геометрии Фойгта. На Рис.1a представлены типичные зависимости угла поворота плоскости поляризации от времени для КЯ шириной 40 Å, а на Рис.1b - для КЯ шириной 100 Å в структуре CdMnTe/CdMgTe с x=0.04. В КЯ с L=100 Å в керровском сигнале наблюдались компоненты двух типов: i) затухающие за времена ≈500-700 пс биения с *g*-фактором равным 2, обусловленные прецессией спина марганца в поперечном магнитном [5,6,7] и ii) быстро затухающие (≈10 пс) биения с эффективным *g*-фактором близким к 50, вызванные прецессией фотовозбужденных электронов в обменном поле марганца [5] (вставка к Рис. 1b).

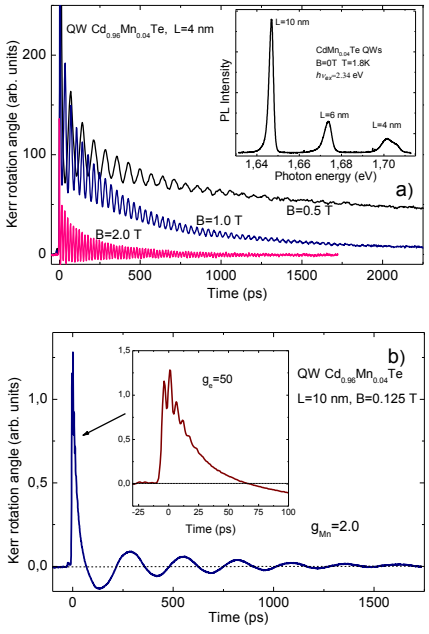


Рис. 1. Сигнал керровского вращения $\vartheta_K(t)$ в КЯ $Cd_{0.96}Mn_{0.04}Te$ шириной L=40Å (a) и L=100 Å (b) при T=1.8K. Вставка на панели (a) – спектр ФЛ, на панели (b) сигнал на коротких временах.

В случае КЯ шириной 40 Å (Рис. 1a) к указанным компонентам добавляется неосциллирующая компонента с временем затухания, зависящим от магнитного поля. При B=0.125 T это время равно 6 ns, а при B=0 T возрастает до нескольких десятков наносекунд.

На рис. 2 представлены зависимости $\vartheta_K(t)$ при различных температурах. С ростом температу-

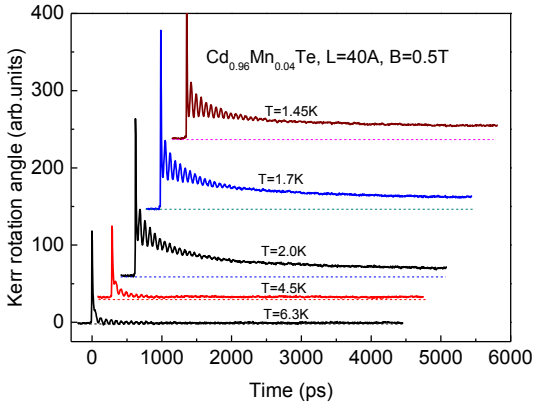


Рис. 2. Сигнал керровского вращения $\vartheta_K(t)$ в КЯ $Cd_{0.96}Mn_{0.04}Te$ с L=40Å при различных температурах в магнитном поле B=0.5 T

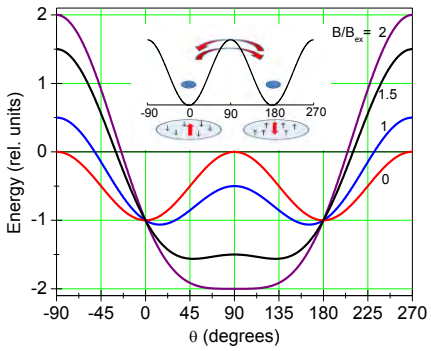


Рис. 3. Зависимость свободной энергии системы от угла между осью z и моментом полярона $\boldsymbol{M_p}$ при различных значениях B/B_{ex}

ры от 1.45 К до 6 К время затухания неосциллирующего вклада резко сокращается до величины τ <100 пс. Сложное поведение зависимостей керровского сигнала $\vartheta_K(t)$ указывает на существование различных механизмов возникновения и распада намагниченности. Особого внимания заслуживает неосциллирующий сигнал, поскольку сигнал такого типа ранее не наблюдался. Его происхождение нельзя связать ни с оптически ориентированными носителями (экситонами), ни с ионами марганца. В первом случае быстрая спиновая релаксация носителей должна приводить к быстрому затуханию сигнала (характерные времена спиновой релаксации носителей в исследованных структурах составляют десятки пикосекунд [6]), а во втором – в магнитном поле должны наблюдаться осцилляции сигнала, обусловленные прецессией спина. Таким образом, необходимо предположить, что в процессе участвуют долгоживущие спиновые состояния, которые по какой-то причине не прецессируют в магнитном поле.

В качестве таких новых состояний в наноструктурах из РМП могут выступать магнитные поляроны, формируемые локализованными дырками [7]. Подтверждением этой гипотезы является и то, что энергия магнитного полярона тем больше, чем сильнее локализована частица [7]: в более широкой квантовой яме (L=60, 100 А) энергия магнитного полярона слишком мала (E_p<kT). Долгие времена затухания поляризации, а также отсутствие прецессии магнитного момента можно объяснить, если учесть анизотропную спиновую структуру тяжелой дырки (g_{xx}<< g_{zz}). Магнитный полярона, формируемый такой дыркой, также будет обладать значительной анизотропией: $E=-E_a\cos^2\theta$, где E_a – энергия анизотропии, т.е. разность энергий поляронов, соответствующих $\boldsymbol{M_p}\|z$ и $\boldsymbol{M_p}\perp z$, θ – угол между $\boldsymbol{M_p}$ и осью z. Чтобы перевернуть магнитный момента полярона, необходимо преодолеть барьер, равный энергии анизотропии E_a (рис. 3). По этой причине магнитный момент такого анизотропного полярона должен быть стабильным при температуре $T<<E_a/k$, где k – постоянная Больцмана. В предельно анизотропном случае (g_{xx} =0) энергия анизотропии равна энергии магнитного полярона $E_p = M_p B_{ex}$, где B_{ex} – обменное поле, создаваемое локализованной дыркой.

Модель анизотропного полярона с двумя устойчивыми состояниями способна также объяснить отсутствие прецессии магнитного момента в магнитном поле $\boldsymbol{B}$, направленном по оси x. Действительно, в соответствии с теоремой Лармора магнитный момент полярона должен оставаться перпендикулярным к магнитному полю ($\boldsymbol{M_p}\perp\boldsymbol{B}$), тогда как поворот магнитного момента в плоскости z-y сопровождается изменением энергии полярона. Эффект магнитного поля состоит в понижении барьера между устойчивыми состояниями полярона. Действительно, полная энергия системы E в магнитном поле дается формулой. $E=-M_pB_{ex}\cos^2\theta-M_pB\sin\theta$. Из этой формулы видно, что во внешнем магнитном поле B энергетический барьер между устойчивыми состояниями полярона понижается (см. рис.3). Легко показать, что при некотором критическом значении поля B=$2B_{ex}$ минимуму энергии соответствует направление θ=90° ($\boldsymbol{M_p}\|\boldsymbol{B}$) и энергетический барьер исчезает: время релаксации при этом должно резко сокращаться. Эксперимент показывает, что в магнитном поле B~1 Тесла время релаксации сокращается до величины τ <100 пс.

Таким образом, основные закономерности, наблюдаемые экспериментально, можно объяснить в модели оптически выстроенных магнитных поляронов, сформированных равновесными дырками. Результаты показывают, что создание магнитного момента в заданном направлении и управление этим моментом можно использовать в устройствах хранения и обработки информации.

1. Semiconductor Spintronics and Quantum Computation, edited by D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth (Springer-Verlag, Heidelberg, 2002).

2. Optical Orientation 1984 edited by F. Meier and B.P. Zakharchenya (North-Holland, New York).

3. Zhukov E.A., Yakovlev D.R., Bayer M., at al. // Phys. Rev. B **76**, 205310 (2007)

4. Krenn H., Kalteneger K., Dietl T., Spalek J., Bauer G. // Phys. Rev. B, **39**, 10918 (1989).

5. Crooker S.A., Awschalom D.D., Baumberg J.J., Flack F., Samarth N. // Phys. Rev. B **56**, 7574 (1997).

6. Camilleri C., Teppe F., Scalbert D., at al. // Phys. Rev. B **64**, 085331 (2001)

7. Yakovlev D.R., Kavokin K.V. // Comments Cond. Matt. Phys. **18**, 51 (1996).

Открытые биллиарды со спин-орбитальным взаимодействием: резонансные особенности кондактанса

Г.Г. Исупова, А.И. Малышев

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

malyshev@phys.unn.ru

Как известно, спин-орбитальное взаимодействие (далее СОВ) проявляется в физике твердого тела на фундаментальном уровне, определяя электронные квантовые состояния и приводя к многочисленным транспортным и оптическим эффектам, многие из которых имеют и практический интерес [1, 2].

Настоящая работа посвящена исследованию транспортных свойств открытой квантовой системы, представляющей собой круглый биллиард с примыкающими входным и выходным каналами (рис. 1). СОВ в рассматриваемой системе присутствует и внутри биллиарда, и в примыкающих к нему каналах. В расчетах использовались как модели Дрессельхауза, так и Рашбы, однако заметим сразу, что с точки зрения интересующего нас эффекта конкретный вид СОВ значения не имеет.

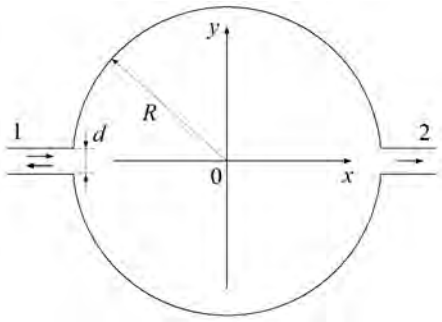


Рис. 1. Круглый биллиард с примыкающими входным (1) и выходным (2) каналами

Пример энергетического спектра в бесконечном канале с СОВ Дрессельхауза, нормированного на энергию первой поперечной моды $E_1 = \pi^2\hbar^2/2md^2$, представлен на рис. 2. Видно, что он состоит из серии ветвей, расщепленных СОВ. Если рассмотреть нижнюю пару ветвей, то фиксированному значению энергии будут отвечать четыре состояния – волны с волновыми векторами $\pm k_1$ и $\pm k_2$, бегущие вправо и влево вдоль канала. При этом пара состояний с волновыми векторами k_1 и $-k_2$ отличается от пары состояний с векторами k_2 и $-k_1$ спиновой поляризацией: компоненты спиновой плотности $\bar{s}_i(x,y) = \hbar/2 \cdot \psi^+ \hat{\sigma}_i \psi$ в каждой точке пространства имеют противоположные знаки. Заметим, что при этом $\bar{s}_y(x,y) \equiv 0$, поскольку компоненты спинора здесь могут быть выбраны действительными.

При рассмотрении СОВ типа Рашбы решение уравнения Шрѐдингера в канале имеет качественно тот же вид, однако теперь если одна компонента спинора выбрана действительной, другая будет чисто мнимой. Это приводит к занулению x-компоненты спиновой плотности: $\bar{s}_x(x,y) \equiv 0$.

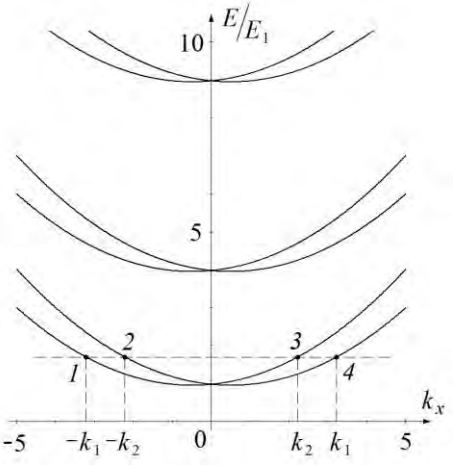


Рис. 2. Фрагмент энергетического спектра электрона в квазиодномерном канале шириной $d = 1$ с СОВ Дрессельхауза ($\beta = 0.5$).

Рассматривая первую пару ветвей спектра (см. рис. 2), будем придерживаться следующей постановки задачи. Пусть в канал 1 (слева) входит волна с волновым вектором k_1, а в канале 2 (справа) распространяются прошедшие волны с волновыми векторами k_1 и k_2, с амплитудами c_1 и c_2 соответственно. Во входном канале при этом распространяются и отражѐнные волны с волновыми векторами $-k_1$ и $-k_2$, с амплитудами c_3 и c_4 соответственно. Таким образом, волновая функция имеет следующий вид:

$$\psi_{out}^{(1)}(x,y) = e^{ik_1x}\varphi_1(y) + \\ + c_3e^{-ik_1x}\varphi_3(y) + c_4e^{-ik_2x}\varphi_4(y) \qquad (1)$$

во входном канале и

$$\psi_{out}^{(2)}(x,y) = c_1e^{ik_1x}\varphi_1(y) + c_2e^{ik_2x}\varphi_2(y) \qquad (2)$$

в выходном. Во внутренней области биллиарда решение может быть записано в виде суперпозиции плоских волн:

$$\psi_{in}(x,y) = \frac{1}{\sqrt{d}}\int_0^{2\pi}\left(c(\theta)e^{ik_+(x\cos\theta+y\sin\theta)}\begin{pmatrix}1\\ e^{-i\theta}\end{pmatrix} + \right. \\ \left. + d(\theta)e^{ik_-(x\cos\theta+y\sin\theta)}\begin{pmatrix}1\\ -e^{-i\theta}\end{pmatrix}\right)d\theta, \qquad (3)$$

где θ – угол в плоскости (k_x, k_y), отсчитываемый положительного направления оси k_x, а также

$$k_\pm = \frac{1}{\hbar}\left(\sqrt{2mE + \frac{m^2\beta^2}{\hbar^2}} \mp \frac{m\beta}{\hbar}\right). \qquad (4)$$

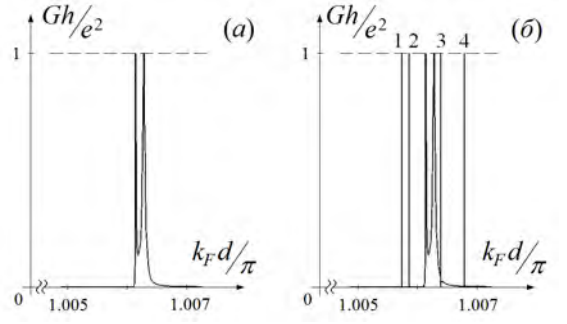


Рис. 3. Фрагмент зависимости кондактанса системы с биллиардом от k_F в системе без СОВ (*а*), а также с СОВ Дрессельхауза (*б*) при $\beta = 0.003$. Здесь $d = 1$, $R = 15$.

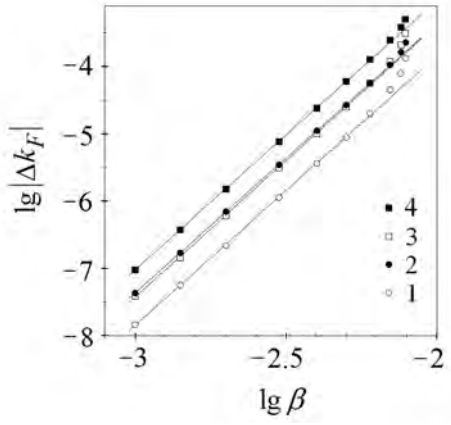


Рис. 4. Зависимость «ширины» резонансов 1-4, отмеченных на рис. 3, от параметра СОВ Дрессельхауза. Угловые коэффициенты прямых, проведенных по методу наименьших квадратов, при округлении до сотых равны 4.00, 4.00, 4.05 и 4.00 соответственно.

Здесь m – эффективная масса носителей. Для учета СОВ Рашбы в (3) необходимо $e^{-i\theta}$ заменить на $-ie^{i\theta}$, а в определении (4) параметр СОВ Дрессельхауза β заменить на параметр Рашбы α.

Далее следует произвести сшивку решений (1)-(3) между собой в местах примыкания каналов к биллиарду, а также потребовать выполнения нулевых граничных условий на стенках биллиарда. Всѐ это может обеспечить применение метода, предложенного в [3] и расширенного в [4] на случай двухкомпонентной волновой функции. В результате появляется возможность анализировать как особенности распределения плотности вероятности, так и компонент спиновой плотности, а также рассчитывать проводимость. Последняя в данном случае может быть найдена по формуле Ландауэра:

$$G = \frac{e^2}{h}\left(|c_1|^2 + |c_2|^2\right). \qquad (5)$$

Пример зависимости проводимости от волнового вектора k_F (характеризующего полную энергию – энергию Ферми $E = \hbar^2 k_F^2 / 2m$) в системе без СОВ, а также с СОВ Дрессельхауза представлен на рис. 3.

Интересным фактом является то, что амплитуда c_2 не дает вклада в расчет проводимости: во всех экспериментах ее абсолютная величина не превышала 10^{-5}. То же самое относится и к амплитуде c_3. Таким образом, при прохождении и отражении волн в биллиарде их спиновая поляризация не меняется. Это согласуется с данными работы [5], где сохранение спиновой поляризации было доказано аналитически для произвольного биллиарда с СОВ Рашбы. Чрезвычайно важен при этом тот факт, что внутри биллиарда в равной мере распространяются волны обеих поляризаций: их амплитуды $c(\theta)$ и $d(\theta)$ в (3) имеют один порядок величины.

Нетрудно также заметить (см. рис. 3), что включение СОВ приводит к появлению на зависимости проводимости от k_F дополнительных асимметричных резонансов типа известных резонансов Фано [6]. На рис. 3(*б*) легко обнаружить четыре таких резонанса. Причем увеличение константы СОВ приводит лишь к уширению этих резонансов, практически не сказываясь на положении пиков. Под шириной резонансов Фано в данном случае имеется ввиду расстояние Δk_F между «единицей» и «нулѐм» резонанса. В результате анализа удалось установить, что Δk_F меняется пропорционально параметру СОВ Дрессельхауза β в степени, среднее значение которой с точностью до нескольких сотых равно четырем (см. рис. 4).

В такой ситуации есть все основания говорить об известном явлении коллапса резонансов Фано, происходящем в данном случае при стремлении константы СОВ к нулю [7]. С другой стороны, это же позволяет утверждать, что включение СОВ сколь угодно малой интенсивности при некоторых значениях энергии (в чрезвычайно узких областях) сказывается вовсе не малым образом, вызывая проявление резонансных особенностей кондактанса.

Что касается численных оценок, то, если принять ширину каналов равной 0.1 мкм, диаметр самого биллиарда составит 3 мкм. Приняв эффективную массу носителей за $0.067m_0$, получим, что интервал значений безразмерной постоянной СОВ Дрессельхауза β от 0 до 0.01 соответствует интервалу от 0 до 11.5 мЭв·нм, что находится в хорошем согласии с тем диапазоном значений, что имеет место в реальных структурах.

Авторы благодарят за поддержку фонд «Династия».

1. Wu M.W., Jianga J.H., Weng M.Q., Phys. Rep. **493**, 61 (2010).

2. Кусраев Ю.Г., УФН **180**, 759 (2010).

3. Nakamura K., Ishio H., J. Phys. Soc. J. **61**, 3939 (1992).

4. Исупова Г.Г., Малышев А.И., Журн. Выч. Мат. и Мат. Физ. **52(2)**, 1 (2012).

5. Bulgakov E.N., Sadreev A.F., Phys. Rev. B **66**, 075331 (2002).

6. Yong S.J., Satanin A.M., Kim C.S., Phys. Scr. **74**, 259 (2006).

7. Исупова Г.Г., Малышев А.И., Письма в ЖЭТФ **94(7)**, 597 (2011) (JETP Letters **94(7)**, 556 (2011)).

Низкогистерезисные металлические спиновые клапаны с композитным свободным слоем

М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, В.В. Устинов

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

milyaev@imp.uran.ru

Наиболее простая наноструктура, реализующая функции «спинового клапана», состоит из двух, разделенных немагнитной (НМ) прослойкой, ферромагнитных (ФМ) слоев и слоя антиферромагнетика (АФМ), соседствующего с один из ФМ слоев [1]. За счет однонаправленной анизотропии, возникающей на границе между ферромагнетиком и антиферромагнетиком, один ФМ слой оказывается «закрепленным» или пиннингованным и его перемагничивание происходит в относительно большом магнитном поле - сотни эрстед. Второй ФМ «свободный слой» почти независимо от пиннингованного слоя перемагничивается в слабом (единицы и десятки эрстед) магнитном поле. Перемагничивание каждого ФМ слоя характеризуется своей петлей гистерезиса. Основными магнитными состояниями, реализуемыми в спиновом клапане, являются состояния с ФМ и АФМ упорядочением магнитных моментов соседних ФМ слоев. Если длина свободного пробега электронов проводимости сравнима с толщиной трехслойной структуры ФМ/НМ/ФМ, то за счет спин-зависимого рассеяния электронов проводимости каждое из двух магнитных состояний будет обладать своим значением электросопротивления. Скачкообразное изменение сопротивления, возникающее при смене магнитного состояния в магнитном поле, является главной чертой данного типа наноструктур, широко используемых в различных технических приложениях.

Важными функциональными характеристиками спиновых клапанов являются: максимальная величина магнитосопротивления (МС), чувствительность к магнитному полю, величина гистерезиса, температурная стабильность. Для цифровых приложений и устройств порогового срабатывания наличие небольшого гистерезиса магнитосопротивления является одним из условий стабильного функционирования устройств, использующих свойства спинового клапана. В аналоговых приложениях (измерение величины магнитного поля и тока) требуется однозначная (безгистерезисная) зависимость между сопротивлением и напряженностью магнитного поля. В связи с этим наличие характерного для широкого класса спиновых клапанов низкополевого гистерезиса величиной в десятки эрстед исключает их использование в аналоговых приложениях.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование различных способов уменьшения ширины петли гистерезиса свободного слоя (ΔH^{free}) до величин в десятые доли эрстеда для спиновых клапанов, обладающих относительно большой (свыше 8%) величиной МС. Для этой цели были приготовлены спиновые клапаны (подложка)/Ta/[NiFe/CoFe]/Cu /CoFe/(FeMn,MnIr)/Ta с композитным свободным слоем $Ni_{80}Fe_{20}/Co_{90}Fe_{10}$ и двумя типами антиферромагнетика $Fe_{50}Mn_{50}$ и $Mn_{75}Ir_{25}$. Проведен поиск оптимальных толщин слоев магнитных и немагнитных материалов, при которых достигается наибольшая величина МС при минимальном гистерезисе свободного слоя. Изучены зависимости величины МС и гистерезиса в геометрии, когда ось легкого намагничивания свободного слоя параллельна направлению пиннинга, а магнитное поле направлено в плоскости слоев под различными углами к направлению легкой оси. Данная геометрия эксперимента отличается от анализируемых ранее конфигураций [2, 3].

Спиновые клапаны были приготовлены методом магнетронного напыления на постоянном токе с помощью напылительной установки MPS-4000-C6 (Ulvac) на подложках (100)Si, стекло (Corning). Образцы напылялись при комнатной температуре подложки, фиксированном давлении аргона 0.1 Па и мощности магнетронов 100 ватт. Базовое давление остаточных газов в камере было $P = 2\times10^{-7}$ Па. Сопротивление образцов измерялось четырехконтактным методом при протекании тока в плоскости слоев. Исследования выполнены при комнатной температуре. Магнитосопротивление определялось как $\Delta R/R_s = [(R(H) - R_s)/R_s]\times100\%$, где $R(H)-$ сопротивление образца в магнитном поле, R_s – сопротивление в поле магнитного насыщения. Магнитное поле в плоскости слоев было направлено либо вдоль оси легкого намагничивания свободного слоя и перпендикулярно току, либо образец с фиксированным положением контактов поворачивался в магнитном поле на заданный угол α (Рис. 1), который изменялся в пределах $\alpha = (-20^0 \div 90^0)$.

В качестве исходной наноструктуры с антиферромагнетиком $Fe_{50}Mn_{50}$ был выбран спиновый клапан Si/Ta(50Å)/NiFe(20Å)/CoFe(55Å)/Cu(32Å)/CoFe(55Å)/FeMn(150Å)/Ta(20Å).

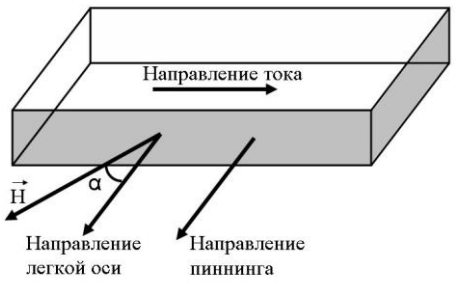


Рис. 1. Схема геометрии эксперимента при измерении магнитосопротивления. α – угол между направлением приложенного магнитного поля и осью легкого намагничивания свободного слоя

Проведенные в настоящей работе исследования показали, что уменьшение толщины слоя Cu от t_{Cu} = = 32 Å до t_{Cu} = 24 Å, приводит к увеличению МС до с 8.2 % до 9.4 % и уменьшению гистерезиса с ΔH^{free} = 14 Э до ΔH^{free} = 6 Э. Дальнейшее, более чем 30-кратное, уменьшение гистерезиса до значений ΔH^{free} = (0.1 ÷ 0.2) Э было получено при повороте образца (Рис.1) в магнитном поле на угол $\alpha = 15^o$. Уменьшение гистерезиса в зависимости от угла α связано со сменой механизма перемагничивания свободного слоя: перемагничивание за счет смещения доменных границ меняется на перемагничивание преимущественно за счет обратимых процессов вращения намагниченности [4].

Зависимость от угла α максимальной величины МС и гистерезиса свободного слоя для двух спиновых клапанов с разными толщинами слоя Cu приведена на Рис. 2. Видно, что при наличии большого исходного гистерезиса ΔH^{free} = 14 Э, измеренного в параллельной конфигурации ($\alpha = 0^o$), малый гистерезис ($\Delta H^{free} < 1$ Э) может быть получен только при повороте образца в магнитном поле на большой угол, при котором значительно уменьшается МС. В случае же малого исходного гистерезиса ($\Delta H^{free} < 6$ Э - заполненные символы на Рис.2) поворотом образца в магнитном поле на относительно небольшой угол $\alpha = (15^o \div 20^o)$ можно получить почти безгистерезисные полевые зависимости магнитосопротивления без существенного уменьшения величины МС. Данный результат указывает на необходимость этапа оптимизации свойств спинового клапана для уменьшения гистерезиса до величин $\Delta H^{free} < 10$ Э за счет выбора толщин слоев магнитных и немагнитных материалов.

В случае антиферромагнетика $Mn_{75}Ir_{25}$ значение МС 11.6 % при ΔH^{free} =25.2 Э получено у спинового клапана стекло/Ta(20Å)/NiFe(25 Å)/CoFe(20 Å)/ Cu(24 Å)/CoFe(25Å)/MnIr(50Å)/Ta(20Å). Уменьшение гистерезиса свободного слоя в параллельной

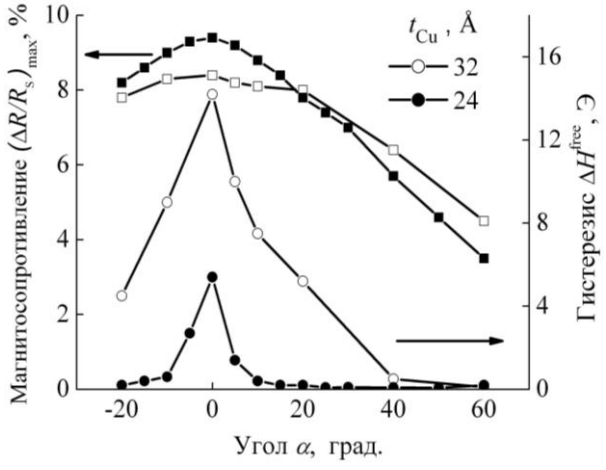


Рис. 2. Зависимости максимального значения магнитосопротивления и ширины петли гистерезиса свободного слоя от угла для спиновых клапанов Ta(50Å)/NiFe(20Å)/ CoFe(55Å)/Cu(t_{Cu})/CoFe(55Å)/FeMn(150Å)/Ta(20Å) с t_{Cu} = 24 Å (заполненные символы) и 32 Å (пустые символы). Квадратные и круглые символы показывают соответственно $(\Delta R/R_s)_{max}$ и ΔH^{free}

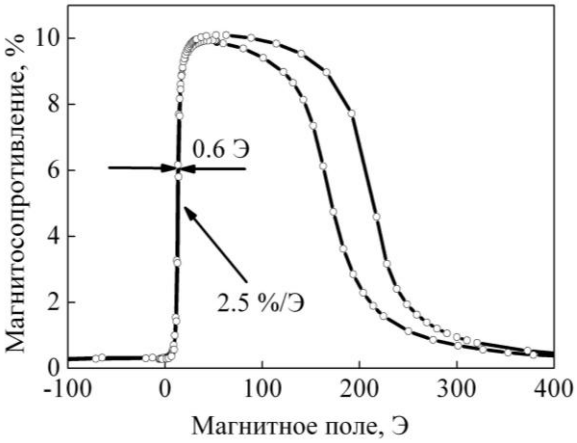


Рис. 3. Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана стекло/Ta(50Å)/NiFe(30Å)/CoFe(15Å)/ Cu(22Å)/CoFe(25Å)/MnIr(50Å)/Ta(20Å).

конфигурации до значения ΔH^{free} = 8.7 Э достигнуто путем последовательной 3-х этапной оптимизации, включающей: а) увеличение доли пермаллоя в композитном свободном слое; б) уменьшение толщины слоя Cu до t_{Cu} = 22Å; в) увеличение толщины слоя Ta до t_{Ta} = 50Å. Первый шаг оптимизации улучшил свойства ФМ композитного слоя как магнитомягкого материала. Второй шаг увеличил энергию обменного и магнитостатического взаимодействия между ФМ слоями. Третий шаг повысил совершенство текстуры <111> в слоях спинового клапана, способствующей уменьшению гистерезиса. Результирующая зависимость МС от напряженности магнитного поля для оптимизированного спинового клапана измерена после поворота образца на угол $\alpha = 15^o$ (Рис. 3). Данная зависимость характеризуется относительно большой величиной МС, малым гистерезисом, высокой чувствительностью и линейностью. Спиновые клапаны с подобными характеристиками могут использоваться, например, в датчиках тока, в которых чувствительный элемент располагается в фиксированном положении по отношению к проводнику с током.

Работа выполнена в рамках темы «Спин», при частичной поддержке Программы Президиума УрО РАН № 12-П-2-1051, РФФИ № 10-02-00590 и проекта УрО-офи № 11-2-23-НПО.

1. Dieny B., Speriosu V.S., Metin S., Parkin S.S.P., Gurney B.A., Baumgart B., Wilhoit D.R. Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. № 8. P. 4774–4779.

2. Rijks Th. G.S.M., de Jonge W.J.M., Folkerts W., Kools J.C.S., Coehoorn R. Magnetoresistance in $Ni_{80}Fe_{20}$/Cu/$Ni_{80}Fe_{20}$/$Fe_{50}Mn_{50}$ spin valves with low coercivity and ultrahigh sensitivity // Appl. Phys. Letters. 1994. V. 65. № 7. P. 916-918.

3. Labrune M., Kools J.C.S., Thiaville A. Magnetization rotation in spin-valve multilayers // J. Magn. Magn. Mater. 1997. V. 171. № 1-2. P. 1–15.

4. Kools J.C.S. Exchange-Biased Spin-Valves for Magnetic Storage // IEEE Trans. on Magn. 1996. V. 32. № 4. P. 3165–3184.

Геометрически фрустрированные состояния в упорядоченных массивах многослойных ферромагнитных наночастиц

В.Л. Миронов, К.Д. Бессмертный

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

mironov@ipm.sci-nnov.ru

Настоящая работа посвящена исследованиям закономерностей магнитостатического взаимодействия в упорядоченных системах однодоменных ферромагнитных наночастиц. В научной литературе такие системы получили название искусственного спинового льда (″artificial spin ice″) [1-7].

В нашей работе исследовались многослойные системы, состоящие из эллиптических нанодисков (аспектное соотношение 1:2 и более), упорядоченных в треугольную (“honeycomb”, рис. 1) и квадратную (рис. 2) решетки.

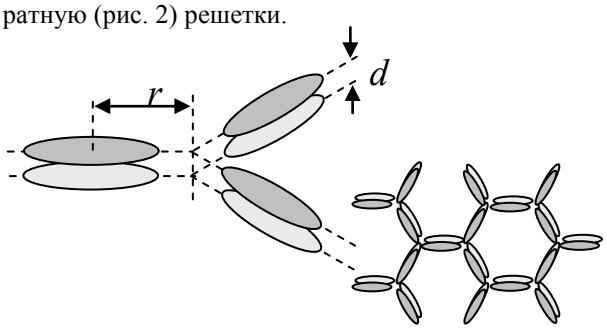


Рис. 1. Схематическое изображение пространственной конфигурации узла треугольной решетки, состоящей из двухслойных эллиптических наночастиц.

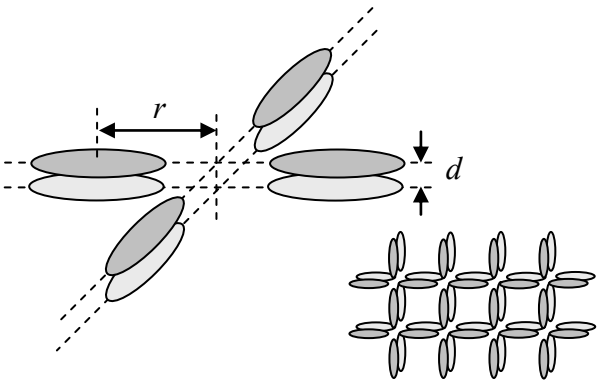


Рис. 2. Схематическое изображение пространственной конфигурации узла квадратной решетки, состоящей из двухслойных эллиптических наночастиц.

Изучалось влияние изменения расстояния между слоями и величины магнитного момента частиц на энергию их взаимодействия. Магнитостатическая энергия частиц в решетке W оценивалась в приближении точечных анизотропных диполей:

$$W = \frac{1}{2}\sum_{i\neq j}\left\{\frac{\left(\vec{m}_i\cdot\vec{m}_j\right)}{r_{ij}^3}-\frac{3\left(\vec{m}_i\cdot\vec{r}_{ij}\right)\left(\vec{m}_j\cdot\vec{r}_{ij}\right)}{r_{ij}^5}\right\},$$

где $\vec{m}_i$ - средний магнитный момент i-той частицы.

В качестве величины, характеризующей энергию магнитной конфигурации частиц, использовалась эффективная средняя энергия на узле решетки:

$$\boldsymbol{w} = W / W_0,$$

где $W_0 = m^2 / r^3$. Зависимости энергии $\boldsymbol{w}$ для различных состояний в уединенном узле двухслойного спинового льда на треугольной решетке от расстояния между слоями приведены на рис. 3.

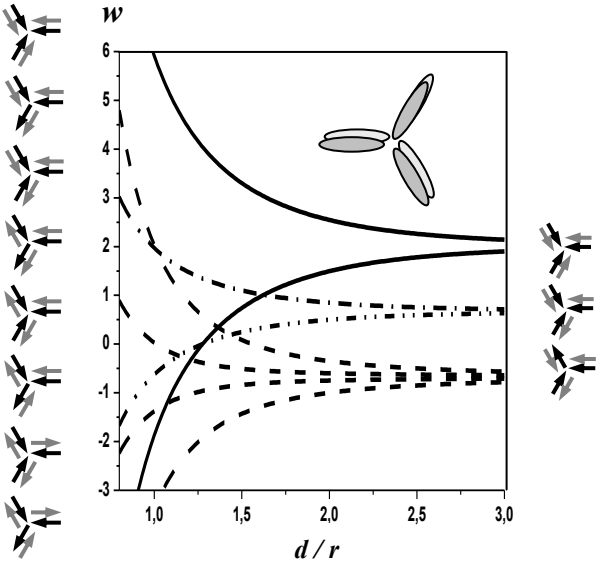


Рис. 3. Зависимости средней энергии $\boldsymbol{w}$ массива из 6 частиц, упорядоченных на двухслойной треугольной решетке (рис. 1) от расстояния между слоями для различных состояний, отличающихся конфигурацией магнитных моментов.

Из рис. 3 видно, что на больших расстояниях ($d / r >> 1$) взаимодействие между слоями мало и энергетический спектр системы состоит из трех компонент, каждая из которых является алгебраической суммой возможных энергий в одном слое. При сближении слоев спектр расщепляется на 8 состояний вследствие межслоевого взаимодействия. При этом в области $d / r \sim 1$ наблюдается эффект выравнивания энергий совершенно разных конфигураций магнитных моментов, когда взаимодействие частиц в слое становится сравнимым с взаимодействием частиц, расположенных в различных слоях [7].

Также были исследованы магнитные состояния в двухслойном спиновом льде на квадратной решетке. В этом случае энергетический спектр состояний значительно усложняется. Зависимости энергии $\boldsymbol{w}$ для различных состояний в уединенном узле двухслойного спинового льда на квадратной решетке от расстояния между слоями приведены на рис. 4. На больших расстояниях в системе реализуются 10 состояний, которые расщепляются на 22 состояния вследствие межслоевого взаимодействия.

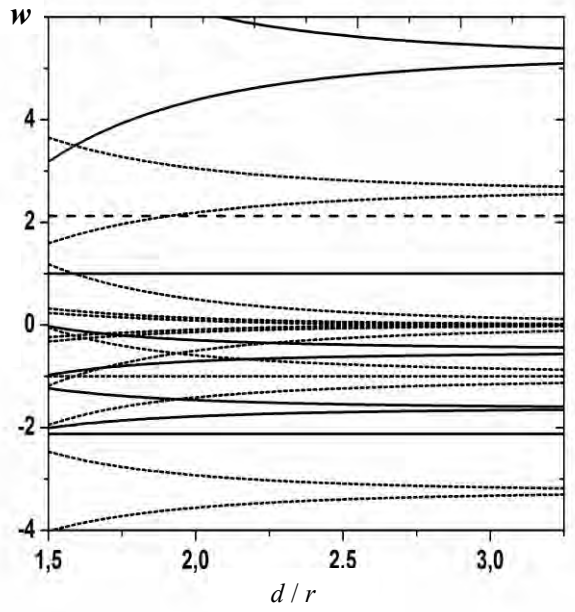


Рис. 4. Зависимости средней энергии w массива из 8 частиц, упорядоченных на двухслойной квадратной решетке (рис. 2) от расстояния между слоями для различных состояний, отличающихся конфигурацией магнитных моментов.

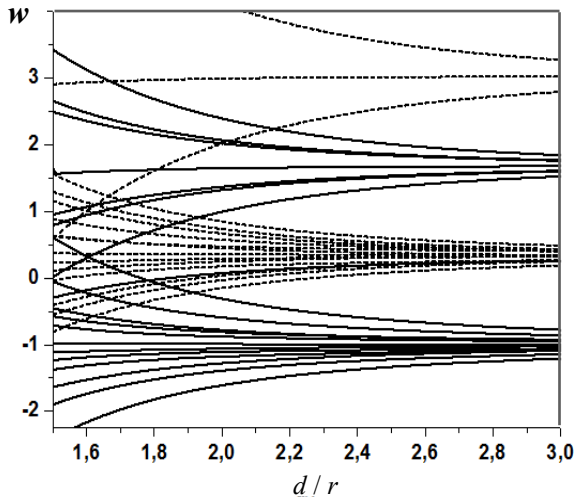


Рис. 5. Зависимости средней энергии w массива из 9 частиц, упорядоченных на трехслойной треугольной решетке от расстояния между слоями для различных состояний, отличающихся конфигурацией магнитных моментов.

Аналогичные расчеты были проведены для трехслойного спинового льда на треугольной и квадратной решетках. В качестве примера, на рис. 5 показаны зависимости энергии w для различных состояний в уединенном узле трехслойного спинового льда на треугольной решетке от расстояния между слоями. На больших расстояниях в данной системе реализуются 4 состояния, которые расщепляются на 36 состояний вследствие межслоевого взаимодействия.

Энергия взаимодействия в многослойном спиновом льде может регулироваться также за счет изменения величины магнитного момента частиц, расположенных в разных слоях.

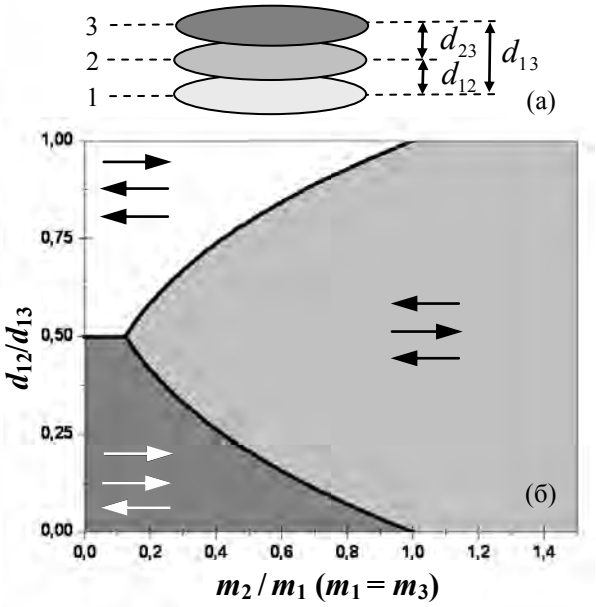


Рис. 6. Схематическое изображение трехслойной магнитной частицы и диаграмма ее состояний.

На рис. 6 приведены схематическое изображение системы из трех частиц, расположенных друг над другом, и диаграмма состояний такой системы в зависимости от межслоевого расстояния и соотношения магнитных моментов частиц. Считалось, что моменты крайних частиц одинаковы. В такой системе возможны 3 устойчивые конфигурации моментов, различающиеся магнитостатической энергией. Как видно из рис. 6 в критической точке с параметрами $d_{12} / d_{13} = 0.5$ и $m_2 / m_1 = 0.2$ реализуется фрустрированное состояние, у которого энергии всех конфигураций магнитных моментов равны.

С помощью модифицированного пакета ″SIMMAG″ (разработка ИФМ РАН) было проведено микромагнитное моделирование процессов релаксации состояний с высокоэнергетичной конфигурацией намагниченности в решетках многослойных наночастиц. Показано, что релаксация высокоэнергетичных конфигураций магнитных моментов связана с преодолением энергетического барьера, обусловленного формированием неоднородных квазивихревых состояний.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 11-02-00434-а).

1. Wan R.F. et al. // Nature, **439**, 303 (2006).
2. Nisoli C. et al. // Phys. Rev. Lett., **98**, 217203 (2007).
3. Westphalen A. et al. // Phys. Rev. B, **77**, 174407 (2008).
4. Mengotti E. et al. // Phys. Rev. B, **78**, 144402 (2008).
5. Schumann A. et al. // Appl. Phys. Lett., **97**, 022509 (2010).
6. Mengotti E. et al. // J. Appl. Phys., **105**, 113113 (2009).
7. Möller G. et al. // Phys. Rev. Lett., **96**, 237202 (2006).

Эффекты магнитостатического взаимодействия в геометрически фрустрированных массивах ферромагнитных наночастиц на треугольной решетке

В.Л. Миронов, О.Л. Ермолаева, Е.В. Скороходов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

mironov@ipm.sci-nnov.ru

В настоящей работе исследовались эффекты магнитостатического взаимодействия в упорядоченных системах однодоменных ферромагнитных наночастиц упорядоченных в плотноупакованную треугольную решетку (рис. 1) В научной литературе аналогичные системы получили название искусственного спинового льда (″artificial spin ice″) [1-6]. Интерес к таким системам обусловлен их потенциальными возможностями для применения в устройствах магнитной логики и перестраиваемых СВЧ фильтрах [7, 8].

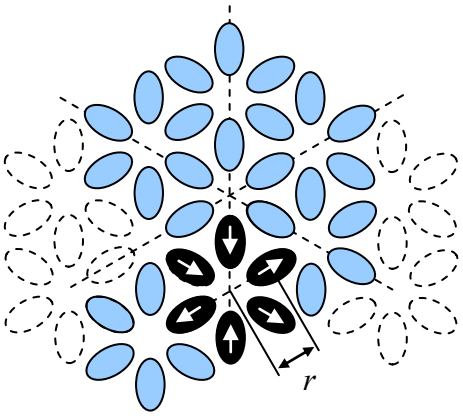


Рис. 1. Схематическое изображение массива эллиптических частиц, упорядоченных на треугольной решетке.

Магнитостатическая энергия частиц в решетке W оценивалась в приближении точечных анизотропных диполей:

$$W = \frac{1}{2}\sum_{i \neq j}\left\{\frac{\left(\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j\right)}{r_{ij}^3} - \frac{3\left(\vec{m}_i \cdot \vec{r}_{ij}\right)\left(\vec{m}_j \cdot \vec{r}_{ij}\right)}{r_{ij}^5}\right\},$$

где $\vec{m}_i$ - средний магнитный момент i-той частицы. В качестве величины, характеризующей энергию магнитной конфигурации частиц, использовалась эффективная средняя энергия на узле решетки:

$$\boldsymbol{w} = W / W_0,$$

где $W_0 = m^2 / r^3$.

В узлах треугольной решетки могут наблюдаться 8 пространственных конфигураций магнитных моментов (см. рис. 2), различающихся геометрической вероятностью их реализации при случайных начальных условиях (число способов реализации $\boldsymbol{v}$ каждого из состояний приведено на рис. 2), эффективным магнитным зарядом на узле $\boldsymbol{q}$, эффективным магнитным моментом на узле $\boldsymbol{m}$ и плотностью магнитостатической энергии $\boldsymbol{w}$.

Основным структурным элементом рассматриваемых массивов частиц является группа из 6 элементов, расположенных вблизи узла решетки.

v:	2	12	12	6	12	6	12	2
q:	6	4	2	0	2	2	0	0
m:	0	2	3.4	4	2	0	2	0
w:	10.27	3.42	1.57	1.07	-2.07	-2.42	-2.92	-6.22

Рис. 2. Пространственные конфигурации магнитных моментов и соответсвующие эффективные параметры, характеризующие состояние узла треугольной решетки.

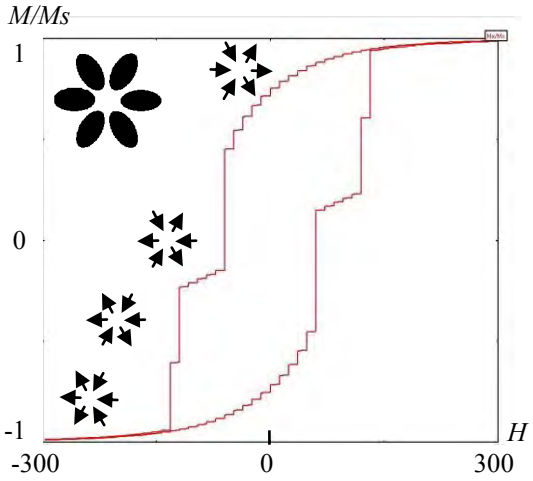


Рис. 3. Модельная кривая перемагничивания массива из 6 сильно взаимодействующих частиц, упорядоченных на треугольной решетке.

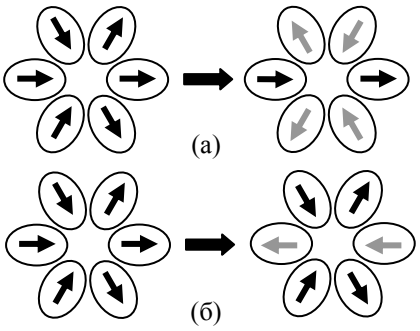


Рис. 4. Схематическое изображение процесса перемагничивания массива из шести слабо взаимодействующих (а) и сильно взаимодействующих (в) частиц.

В настоящей работе исследовались процессы перемагничивания уединенного массива из 6 частиц во внешнем поле и с помощью поля зонда магнитно-силового микроскопа (МСМ). Методом

микромагнитного моделирования показано, что при перемагничивании из квазиоднородного состояния в массиве частиц формируется состояние с нулевым средним магнитным моментом. Кривая перемагничивания приведена на Рис. 3. Данное состояние формируется двумя разными способами в зависимости от степени взаимодействия частиц – либо за счет переориентации внешних частиц (при слабом взаимодействии см. Рис. 4а), либо посредством переориентации внутренних частиц (при сильном взаимодействии см. Рис. 4б). На Рис. 5 приведены результаты in-situ перемагничивания массива частиц во внешнем поле непосредственно в рабочем промежутке магнитно-силового микроскопа.

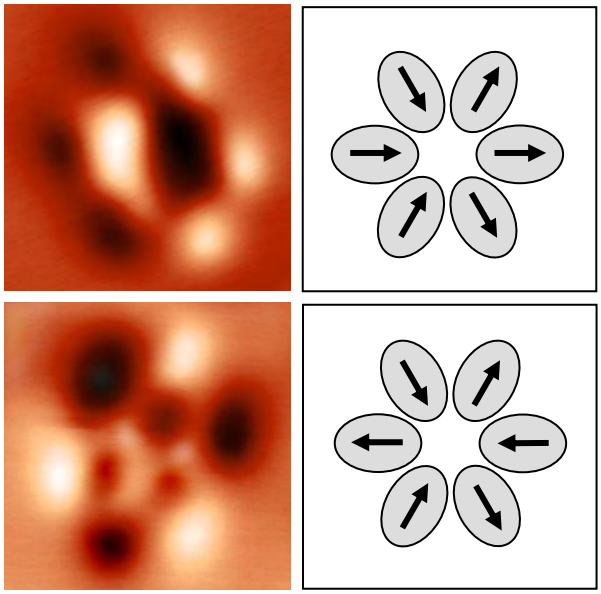


Рис. 5. МСМ изображения и соответствующие конфигурации магнитных моментов для квазиоднородного состояния массива из шести частиц и состояния с нулевым средним моментом.

Были проведены исследования коллективного поведения частиц под действием локального поля зонда МСМ. Используя специальные алгоритмы сканирования, производилось селективное перемагничивание отдельных частиц в массиве. Экспериментально продемонстрировано, что в массиве слабовзаимодействующих частиц возможно МСМ конфигурирование высокоэнергетического состояния, в котором все магнитные момента направлены к узлу решетки (так называемый «магнитный монополь»). Уменьшение расстояния между частицами в массиве приводило к тому, что такого конфигурирования провести не удалось. Переключение одной частицы в массиве приводило к одновременному переключению соседних частиц, так что состояние массива оставалось низкоэнергетичным.

Кроме того, теоретически исследованы особенности ферромагнитного резонанса в массиве из шести частиц. Показано, что спектр частот собственных колебаний такой системы зависит от пространственной конфигурации магнитных моментов частиц. Данное обстоятельство делает возможным использование подобных систем в качестве перестраиваемых СВЧ фильтров. На рис. 6 представлены спектры собственных частот, рассчитанные для массива из 6 частиц FeCo размерами $100 \times 200 \times 15$ нм (расстояние между центром массива и центром частиц $r = 150$ нм), находящихся в квазиоднородном состоянии и в состоянии с нулевым средним магнитным моментом.

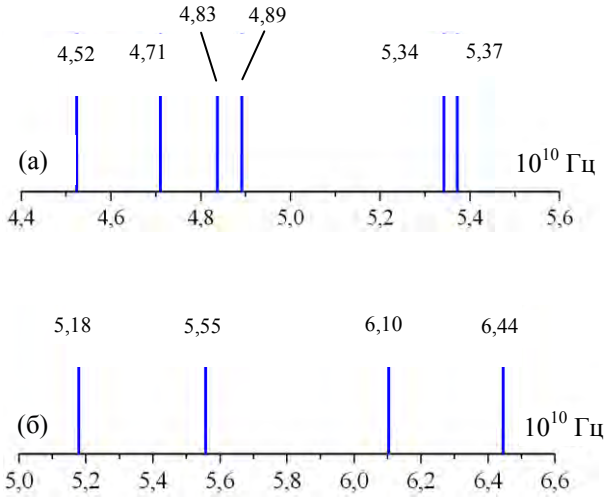


Рис. 6. Спектр собственных колебаний для массива из шести частиц (r = 150 нм). (а) - массив находится в квазиоднородном состоянии. (б) – массив находится в состоянии с нулевым средним моментом. Колебания на частотах 5,55 и 6,1 (10^{10}) Гц двукратно вырождены.

Исследованы амплитудно-частотные характеристики системы (в квазиоднородном состоянии и в состоянии с нулевым моментом) в зависимости от ориентации вектора поляризации внешнего переменного магнитного поля.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 11-02-00434-а).

1. Wan R.F. et al. // Nature, **439**, 303 (2006).
2. Nisoli C. et al. // Phys. Rev. Lett., **98**, 217203 (2007).
3. Westphalen A. et al. // Phys. Rev. B, **77**, 174407 (2008).
4. Mengotti E. et al. // Phys. Rev. B, **78**, 144402 (2008).
5. Schumann A. et al. // Appl. Phys. Lett., **97**, 022509 (2010).
6. Mengotti E. et al. // J. Appl. Phys., **105**, 113113 (2009).
7. Imre A. et al. // Science, **311**, 205 (2006).
8. Zhang H. et al. // Appl. Phys. Lett., 95, 232503 (2009).

Форма обменных спиралей в антиферромагнитной прослойке фрустрированной спин-вентильной структуры

А.И. Морозов, Д.О. Рынков

Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики

mor-alexandr@yandex.ru

Магнитные спин-вентильные структуры со слоями нанометровой толщины, обладающие эффектом гигантского или туннельного магнетосопротивления, нашли широкое применение в считывающих головках жестких дисков, сенсорах магнитного поля и в магниторезистивной памяти. Поэтому исследование их свойств представляет как фундаментальный, так и прикладной интерес.

Развитие технологий позволяет изготовлять структуры, в которых ширина атомных ступеней на границах раздела слоев составляет десятки-сотни нанометров и превосходит толщину традиционных доменных стенок в используемых материалах.

Наличие атомных ступеней на границах раздела ведет к фрустрации обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями в случае, когда атомные плоскости антиферромагнетика, параллельные границам раздела, являются нескомпенсированными, то есть содержат атомы только одной из двух подрешеток коллинеарного антиферромагнетика (смотри, например, обзоры [1, 2]).

В работе [3] было показано, что в определенной области значений ширин ступеней на границах раздела и толщин слоев ферромагнитные слои и антиферромагнитная прослойка остаются монодоменными, но вблизи границ раздела ферромагнетик - антиферромагнетик формируются обменные спирали (Рис. 1) В обменной спирали происходит совокупный разворот параметров порядка на 180º. Исследование точной формы спиралей в указанной работе не проводилось.

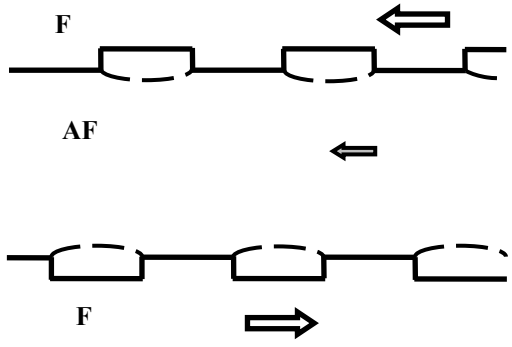


Рис. 1. Обменные спирали, параллельные границам раздела, в антиферромагнитной прослойке (штриховые линии). Сплошными линиями показаны границы раздела слоев. Стрелки указывают направление параметров порядка

Спираль выгнута в сторону прослойки вследствие того, что энергия неоднородности параметра порядка меньше в антиферромагнетике, чем в ферромагнетике. Обменная спираль стремиться расположиться целиком в антиферромагнитном слое, однако еѐ края должны совпадать с краями соседних атомных ступеней на границе раздела. Поэтому смещение средней части обменной спирали в антиферромагнетик сопровождается ростом еѐ поверхностной энергии. Поведение обменной спирали аналогично поведению упругой мембраны, закрепленной на краях и находящейся в потенциальном рельефе.

Для нахождения формы обменных спиралей проводилось численное моделирование. Исследовалась область низких температур, когда модули магнитных моментов атомов можно считать неизменными. Мы ограничились рассмотрением локализованных квазиклассических спинов в приближении гейзенберговского обменного взаимодействия между ближайшими соседями. Пренебрегая различием постоянных кристаллических решеток ферро- и антиферромагнетика, мы считали, что кристаллические решетки слоев являются продолжением друг друга и что поверхность слоев соответствует срезу (100) тетрагональной объемноцентрированной решетки с осью легкого намагничивания c, лежащей в плоскости слоя. Для уменьшения числа параметров константы одноионной анизотропии слоев предполагались одинаковыми.

Для нахождения равновесного распределения спинов решалась система уравнений Ландау - Лифшица - Гильберта. В отличие от случая обменных спиновых спиралей, возникающих в процессе перемагничивания двухслойной структуры жесткий ферромагнетик – мягкий ферромагнетик [4-6], исследуемые спиновые спирали возникают в отсутствие магнитного поля вследствие фрустраций и отвечают равновесному, а не метастабильному, как в системе жесткий ферромагнетик – мягкий ферромагнетик, состоянию.

В обменной спирали происходит совокупный разворот параметров порядка на угол π. Пусть функция $\xi(x)$ задает множество точек обменной спирали, в которых угол отклонения антиферромагнитного параметра порядка в плоскости слоев от направления легкой оси равен $\pi/2$, а максимальное значение $\xi(x)$ - это прогиб обменной спирали d.

Для аналитического исследования формы обменной спирали на границе раздела слоев рассмотрим следующую упрощенную модель. Проведенное моделирование показало, что прогиб обменной спирали d намного меньше характерного расстояния R между краями соседних ступеней на границе

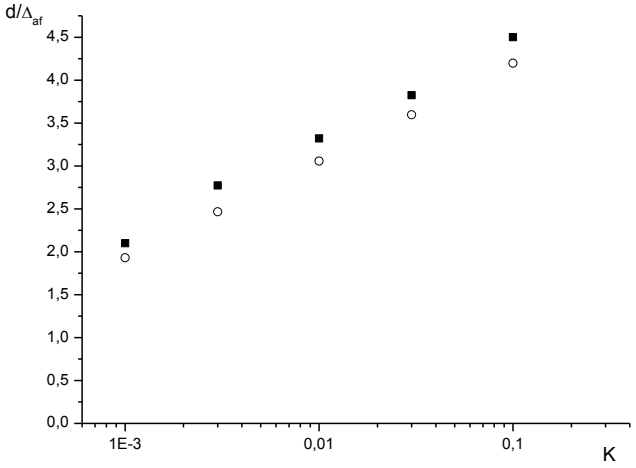


Рис. 2. Зависимость прогиба обменной спирали от константы анизотропии: квадраты – численное моделирование, кружки - расчет в рамках аналитической модели (2).

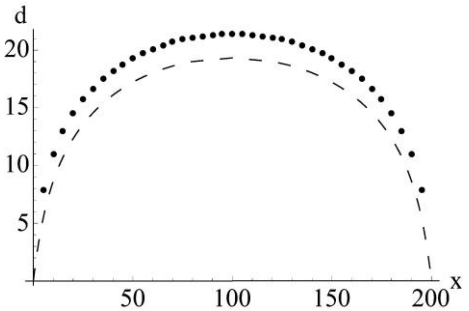


Рис. 3. Форма статической обменной спирали: точки - результаты численного моделирования; штрихи - расчет в рамках аналитической модели.

раздела слоев. Поэтому можно считать, что поверхностное натяжение обменной спирали $\tilde{\varepsilon}$ в данной точке является функцией локального значения $\xi(x)$. Для нахождения этой функции рассмотрим обменную спираль в континуальном приближении. Аналогично [7] получаем

$$\tilde{\varepsilon}(\xi)=\frac{1}{2}[(\varepsilon_{af}+\varepsilon_f)+\mathrm{th}(\frac{\xi}{\Delta_{af}})(\varepsilon_{af}-\varepsilon_f)], \qquad (1)$$

где ε_{af} и ε_f - поверхностные натяжения блоховских доменных стенок в антиферро- и ферромагнетике соответственно, а Δ_{af} - толщина блоховской доменной стенки в антиферромагнетике. Большая часть обменной спирали находится в антиферромагнетике, а меньшая – в ферромагнетике.

Энергия W обменной спирали в расчете на единицу длины вдоль края атомной ступени на границе раздела слоев равна

$$W=\int_0^R dx\tilde{\varepsilon}(\xi)\sqrt{1+(\xi'(x))^2}\ , \qquad (2)$$

Граничные условия имеют вид

$$\xi(0)=\xi(R)=0\,. \qquad (3)$$

В точке $x=R/2$ величина ξ достигает максимального значения d. Варьируя функционал (2), получаем уравнение Эйлера

$$\frac{\partial\tilde{\varepsilon}(\xi)}{\partial\xi}-\frac{\tilde{\varepsilon}(\xi)\xi''}{1+(\xi')^2}=0\,. \qquad (4)$$

Пренебрегая слагаемым $(\xi')^2\ll 1$ и полагая, что $\tilde{\varepsilon}(\xi)$ равно поверхностному натяжению блоховской доменной стенки в антиферромагнетике, приходим к уравнению

$$\xi''+\frac{\varepsilon_f-\varepsilon_{af}}{2\varepsilon_{af}\Delta_{af}}\mathrm{ch}^{-2}\left(\frac{\xi}{\Delta_{af}}\right)=0\,. \qquad (5)$$

Проводя замену переменных

$$\eta=\xi/\Delta_{af}\ , \qquad (6)$$

$$q=\frac{x}{\Delta_{af}}\sqrt{\frac{\varepsilon_f-\varepsilon_{af}}{\varepsilon_{af}}}\ , \qquad (7)$$

приходим к уравнению, не содержащему параметров:

$$2\eta''_{qq}+\mathrm{ch}^{-2}\,\eta=0\,, \qquad (8)$$

На участке $0<x<\frac{R}{2}$, величина $\eta'>0$ и

$$q=\int_0^{\eta}\frac{dp}{\sqrt{\mathrm{th}\,\eta_{\max}-\mathrm{th}\,p}}\ , \qquad (9)$$

а величина $\eta_{\max}$ находится из соотношения

$$\int_0^{\eta_{\max}}\frac{dp}{\sqrt{\mathrm{th}\,\eta_{\max}-\mathrm{th}\,p}}=q_{\max}, \qquad (10)$$

где

$$q_{\max}\equiv\frac{R}{2\Delta_{af}}\sqrt{\frac{\varepsilon_f-\varepsilon_{af}}{\varepsilon_{af}}}\ . \qquad (11)$$

Рассчитанные в рамках данной модели зависимость прогиба обменной спирали от константы анизотропии и ее форма изображены на Рис. 2 и 3 соответственно. С точностью 10% они совпадают с результатами численного моделирования.

Таким образом, предложенная аналитическая модель с хорошей точностью описывает форму обменных спиновых спиралей в широком диапазоне значений константы анизотропии.

1. Морозов А.И., Сигов А.С. // ФТТ **46**, 385 (2004).
2. Морозов А.И., Сигов А.С. // ФТТ **54**, 209 (2012).
3. Морозов А.И., Морозов И.А. // ФТТ **50**, 1846 (2008).
4. Fullerton E.E., Jiang J.S., Grimsditch M., Sowers C.H., Bader S.D. // Physical Review B **58**, 12193 (1998).
5. Jiang J.S., Fullerton E.E., Sowers C.H., Inomata A., Bader S., Shapiro A.J., Shull R.D., Gornakov V.S., Nikitenko V.I. // IEEE Transactions on magnetics **35**, 3229 (1999).
6. Vlasko-Vlasov V.K., Welp U., Jiang J.S., Miller D.J., Grabtree G.W., Bader S.D. // Phys. Rev. Lett. **86,** 4386 (2001).
7. Морозов А.И., Рынков Д.О. // ФТТ **49**, 1849 (2007).

Генерация второй оптической гармоники в киральных наноструктурах

Е.А. Мамонов [1], И.А. Колмычек [1], Т.В. Мурзина [1], V. Valev [2], A. Silhanek [2], Th. Verbiest [2]

[1] Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] Molecular Electronics and Photonics, INPAC, Katholieke Universiteit Leuven, Leuven, Belgium.

murzina@mail.ru

Оптика и нелинейная оптика наноструктур является активно развивающимся направлением исследований. Планарные метаматериалы представляют особый интерес, поскольку позволяют управлять пространственным распределением в них электромагнитного поля за счет вариации геометрической формы, размеров, материала структур, подложки и проч. Эти параметры определяют также и плазмонные эффекты, что приводит к модификации спектральных свойств таких структур и открывает определенные перспективы для их применений в устройствах оптоэлектроники. С точки зрения управления распространения светом перспективными представляются так называемые киральные планарные метаматериалы, или планарные структуры, элементы симметрии которых не содержат плоскости зеркальной симметрии, ориентированной перпендикулярно плоскости структуры [1].

В данной работе приведены результаты исследований квадратичного отклика киральных метаматериалов – ансамблей плоских упорядоченных наноструктур, имеющих форму буквы «G».

Образцы представляли собой массив золотых G – образных частиц, толщина которых составляла 25 нм, поперечный размер каждого G-элемента 1 мкм, ширина полосы золота 200 нм, расстояние между сторонами соседних наноструктур 200 нм (Рис. 1). Структуры были сформированы методом электронно-лучевой литографии из пленки золота, напыленного на поверхность кремниевой пластины со слоем окисла толщиной 200 нм. Весь массив составляет 2.5x2.5 мм (3333x3333 элементов). Были изготовлены образцы, имеющие периодом один или два G-элемента (Рис. 1 a и b, соответственно), а также структуры, являющиеся их зеркальными отражениями.

Исследование генерации второй оптической гармоники (ВГ) были проведены при использовании в качестве накачки излучения лазера на титанате сапфира с длительностью импульса 100 фс, средней мощностью 100 мВт и частотой следования импульсов 80 МГц. Излучение накачки проходит через полуволновую пластину, с помощью которой выбирается s- или p-поляризация, и с фокусируется на поверхность образца под углом падения 45^0. Отраженное излучение ВГ выделяется спектрально с помощью соответствующих фильтров, проходит через компенсатор Бабине-Солейля и призму Глана, определяющие поляризацию регистрируемого излучения.

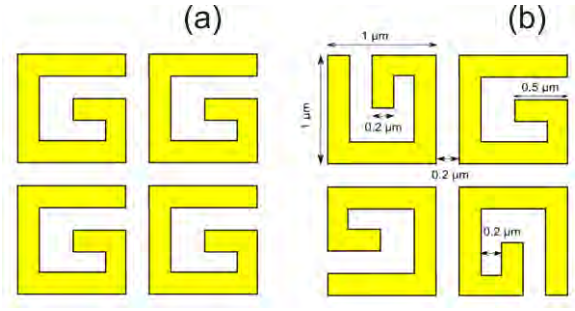


Рис. 1. Схематичное изображение структуры образцов с элементами в форме буквы «G», (a) – одно-периодные структуры и (b) – двухпериодные

Образец закреплен на столике, который с помощью шагового двигателя может вращаться вокруг своей оси, что используется при измерении азимутальной анизотропии ВГ.

На Рис. 2 приведены экспериментальные зависимости интенсивности циркулярно лево- и право-поляризованной ВГ, отраженной от одного из энантиомеров одно-периодных планарных наноструктур. Видно, что интенсивность циркулярно поляризованного излучения ВГ анизотропна, причем существуют азимутальные положения образца (плоскость поляризации излучения накачки параллельна одной из сторон образца), при которых наблюдается преимущественно генерация одной из циркулярно поляризованных составляющих ВГ.

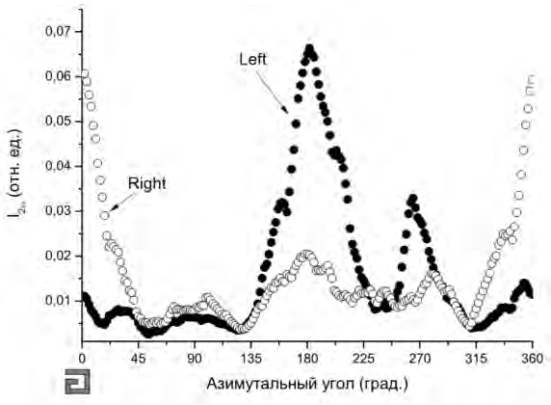


Рис. 2. Азимутальные зависимости интенсивности циркулярно лево- и право-поляризованной ВГ, отраженной от одно-периодных планарных наноструктур

В то же время, интенсивности обеих циркулярно поляризованных составляющих ВГ, усредненные по всем азимутальным положениям образцов разных энантиомеров, оказываются равными с хо-

рошей точностью. Таким образом, в случае одноперриодных структур мы наблюдаем, по-видимому, преимущественно эффекты анизотропии формы, а не проявления киральности структуры G-элементов.

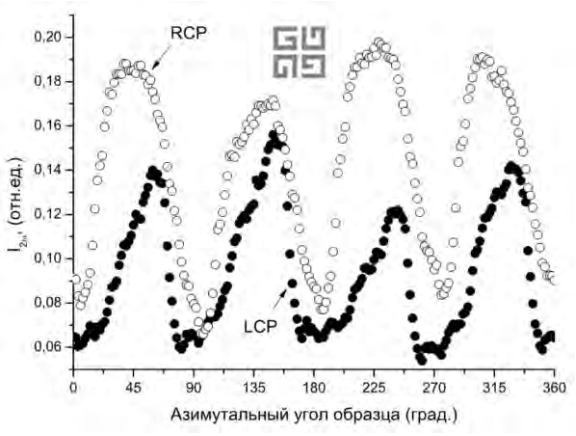


Рис. 3. Азимутальные зависимости интенсивности циркулярно лево- и право-поляризованной ВГ, отраженной от двухпериодных планарных наноструктур.

Для метаматериалов с элементарной ячейкой из четырех G-элементов (двухпериодные структуры, Рис. 1, b) наблюдается другая картина, а именно, для любого азимутального положения образца эффективнее генерируется вторая гармоника одной из двух круговых поляризаций в зависимости от типа энантиомера. Азимутальные засисимости интенсивности левой и правой циркулярно-поляризованной ВГ для одного из энантиомеров двухпериодных метаматериалов приведены на Рис. 3. В этом случае можно утверждать, что интенсивности циркулярно поляризованных составляющих ВГ, усредненные по всем азимутальным положениям образцов, отличаются для двух энантиомеров и отношение этих усредненных интенсивностей для двух структур определяется именно киральностью образцов.

Были проведены измерения поворота плоскости поляризации (главной оси эллипса поляризации волны ВГ) в зависимости от азимутального положения образцов различных энантиомеров; угол поворота отсчитывался от плоскости поляризации линейно-поляризованной волны зондирующего излучения. Оказалось, что в зависимости от азимутального положения структуры наблюдается поворот поляризации волны ВГ относительно p-поляризованного зондирующего излучения. При ориентации вектора поляризации накачки практически по диагонали к G-элементам наблюдается преимущественная генерация s-поляризованной ВГ, т.е. поворот плоскости поляризации на $\pi/2$. В то же время, направление поворота плоскости поляризации ВГ для второго энантиомера двухпериодной структуры имеет противоположный знак.

Возможный механизм данного эффекта связан, по-видимому, с различным пространственным распределением поля электромагнитной волны в различных энантиомерах. Как следует из расчета распределения поля на частотах накачки и ВГ [2], а также из измерений конфокальной микроскопии ВГ [3], источники ВГ в рассматриваемых образцах сильно локализованы, причем вид их распределения зеркален в энантиомерных структурах. Соответственно можно ожидать , что сдвиг фаз между различными компонентами ВГ будет различен для разных энантиомеров, что и приведет к преимущественной генерации одной из циркулярно-поляризованных волн на удвоенной частоте для каждого из энантиомеров.

Таким образом, выявлены особенности в генерации второй оптической гармоники, связанные с киральностью структуры планарных метаматериалов, образованных элементами в форме буквы «G»: обнаружено различие в эффективности генерации правой и левой циркулярно поляризованных волн ВГ в энантиомерах различных типов; показано, что направление поворота плоскости поляризации второй гармоники в двухпериодных метаматериалах различно для разных энантиомеров.

1. Fedotov V.A. Asymmetric transmission of light and enantiomerically sensitive plasmon resonance in planar chiral nanostructures / V.A. Fedotov, V.V. Khardikov, S.L. Prosvirnin, et al. // Nano Letters 7, 1996 (2007).

2. Mamonov E.A. Coherent and incoherent second harmonic generation in planar G-shaped nanostructures / E.A. Mamonov, T.V. Murzina, I.A. Kolmychek, et al. // Optics Letters **36**, 3681 (2011).

3. Anceau C. Local second-harmonic generation enhancement on gold nanostructures probed by two-photon microscopy / C. Anceau, S. Brasselet, J. Zyss, and P. Gadenne // Opt. Lett. 28(9), 713–715 (2003).

Киральная симметрия неколлинеарных магнитных распределений в гибридных структурах ферромагнетик-сверхпроводник

К.Р. Мухаматчин [1,2], А.А. Фраерман [1]

[1] Институт Физики Микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

myKamil@yandex.ru

Важной характеристикой структур с неколлинеарным распределением намагниченности является вектор хиральности $\mathbf{C}=\Sigma[\mathbf{M}_i \times \mathbf{M}_j]$, $\mathbf{M}_i$-магнитный момент i-го узла, среды с отличным от нуля модулем $\mathbf{C}$ называют хиральными. Возможность управления знаком $\mathbf{C}$ представляет интерес как с фундаментальной, так и прикладной точек зрения в связи с возможностью создания новых устройств памяти [1]. Наиболее изученными хиральными структурами являются доменные стенки в ферромагнетиках, их конфигурация обычно определяется конкуренцией обменных взаимодействий и магнитокристаллической анизотропии. Это означает, что состояния с направлением вращения спинов "по часовой стрелке" и "против часовой стрелки" энергетически вырождены и равновероятно встречаются в природе. Например, энергии Блоховских и Неелевских доменных стенок с различными направлениями $\mathbf{C}$ одинаковы. Подобное вырождение может быть снято присутствием в системах без центра инверсии антисимметричного по спинам взаимодействия типа взаимодействия Дзялошинского-Мории (ДМ) $\mathbf{D}[\mathbf{M}_i \times \mathbf{M}_j]$ [2]. В качестве возможной микроскопической причины возникновения слагаемого ДМ в большинстве случаев рассматривается спин-орбитальное взаимодействие [3]. Одним из следствий перехода ферромагнетика в киральное состояние может являться возникновение спонтанной электрической поляризации в ферроэлектрических средах [4]. Качественно новый способ создания киральных состояний независимо указан в статьях [5,6] где рассмотрены киральные распределения в гетероструктурах ферромагнетик/магнитополяризуемая подложка.

В нашей работе показано, что дополнительный вклад в энергию вида слагаемого ДМ содержится в общем случае в энергии магнитостатического взаимодействия и связан с симметрией тензора магнитостатических взаимодействий. В качестве примера рассчитана энергия синусоидальной волны намагниченности в гибридной структуре ферромагнетик/сверхпроводник в рамках Лондоновской теории.

Энергия магнитостатического взаимодействия двух частиц объёмами V и V' с намагниченностями $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{M}(\mathbf{r}')$ может быть записана в виде

$$E = -(1/2)\int_{VV'} M_i(\mathbf{r}) M_k(\mathbf{r}') Q_{ik}(\mathbf{r},\mathbf{r}') d\mathbf{r}' d\mathbf{r} \qquad (1)$$

где $Q_{ik}(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ компоненты тензора магнитостатических взаимодействий. В общем случае, как и всякий тензор второго ранга $\mathbf{Q}$ содержит симметричную и антисимметричную компоненты. Нас будет интересовать антисимметричная часть $\mathbf{Q}^{\mathbf{A}}$, ей можно поставить в соответствие вектор $\mathbf{D} = [\nabla_{\mathbf{r}} \times \nabla_{\mathbf{r}'}]G(\mathbf{r},\mathbf{r}')$, где $G(\mathbf{r},\mathbf{r}') = G(\mathbf{r}',\mathbf{r})$ является функцией Грина уравнения Пуассона с соответствующими граничными условиями. $\mathbf{Q}^{\mathbf{A}}$ описывает антисимметричное по спинам магнитостатическое взаимодействие, подобное взаимодействию ДМ:

$$E_D = (1/4)\int_{VV'} [\mathbf{M}(\mathbf{r}) \times \mathbf{M}(\mathbf{r}')]\,[\nabla_{\mathbf{r}} \times \nabla_{\mathbf{r}'}]G(\mathbf{r},\mathbf{r}')d\mathbf{r}'d\mathbf{r} \quad (2)$$

В средах, где магнитная проницаемость μ зависит лишь от одной координаты z, $\mathbf{D} \sim \mathrm{sign}(\mathrm{grad}\,\mu)[\mathbf{e}\times\mathbf{n}]$, где $\mathbf{e}$-вектор, соединяющий взаимодействующие моменты в узлах $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$, $\mathbf{n}$ направлен вдоль оси z. Отметим, что вырождение относительно направления вращения спинов в блоховских доменных стенках в этом случае не может быть снято, так как в подобной геометрии $[\mathbf{M}(\mathbf{r})\times\mathbf{M}(\mathbf{r}')] \perp \mathbf{D}$ и $E_D \equiv 0$.

Рассмотрим ферромагнетик с распределением намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, помещённый над бесконечной плоской поверхностью сверхпроводника, занимающей полупространство $z < 0$. В рамках теории Лондонов, которой мы будем пользоваться, магнитное поле, индуцируемое магнитными моментами ферромагнетика экранируется мейснеровскими токами, текущими вдоль поверхности сверхпроводника в слое глубиной λ. Таким образом, при вычислении полной энергии необходимо учитывать кинетическую энергию токов экранирования и потенциальную энергию взаимодействия поля этих токов с магнитными моментами ферромагнетика. Для функции $G(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ в этом случае имеем:

$$G(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} + \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z+z')^2}} + 2\lambda^2\int_0^\infty k(k-\sqrt{k^2+1/\lambda^2})e^{-k(z+z')}J_0(k\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2})dk \qquad (3)$$

Первый член в (3) описывает магнитостатическое взаимодействие в однородной среде, оно не даёт вклада в E_D, второе и третье слагаемые отвечают взаимодействию магнитных моментов с полями экранирующих токов, текущих в сверхпроводнике.

В качестве примера рассмотрим одномерную доменную структуру Неелевского типа, распределение намагниченности в которой меняется вдоль поверхности сверхпроводника (направления y). Дополнительный вклад в энергию (2), обусловленный

присутствием сверхпроводника, для ферромагнитной плѐнки бесконечно малой толщины d на единицу длины стенки запишется в виде:

$$E_D = -d^2\Sigma_k \mathrm{Im}\,[M_y(k)M_z(k)^*]\, kG(k) \qquad (4)$$

где $\mathbf{M}(k)$ Фурье-образ намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})=\Sigma_k\mathbf{M}(k)\exp(iky)$, $G(k)$- Фурье-образ $G(\mathbf{r},\mathbf{r}')$:

$$G(k) = -\frac{4}{|k|}\left\{\frac{\pi}{4} - k^2\lambda^2\left[K\left(-\frac{1}{k^2\lambda^2}\right) - E\left(-\frac{1}{k^2\lambda^2}\right)\right] - K\left(-\frac{1}{k^2\lambda^2}\right)\right\}$$

здесь $K(x)$ и $E(x)$ полные эллиптические интегралы первого и второго рода.

Мы ограничимся рассмотрением простейшего случая, когда магнитную структуру ферромагнетика можно аппроксимировать простой синусоидальной спиралью $M_y(k)=(M/2i)(\delta_{k,-q}-\delta_{k,q})$, $M_z(k)=(M/2)(\delta_{k,-q}+\delta_{k,q})$ [6]. Легко видеть, что в присутствии сверхпроводника энергия ферромагнетика зависит от знака волнового вектора q и энергетически выгоднее реализоваться структуре с вращением вектора намагниченности “против часовой стрелки”.

Вблизи точки фазового перехода глубина проникновения полей рассеяния в сверхпроводник достаточно большая, поэтому можно считать выполненным условие $q^2\lambda^2>>1$

$$E_D \approx \mathrm{sign}(q)d^2M^2/(16q^2\lambda^2) \qquad (5)$$

В обратном предельном случае, когда $q^2\lambda^2<<1$

$$E_D \approx \mathrm{sign}(q)d^2M^2/2 \qquad (6)$$

Таким образом, учѐт конечной глубины проникновения поля в сверхпроводник приводит к уменьшению величины “расщепления” вырожденного уровня, соответствующего состоянию с двумя возможными направлениями вектора хиральности в поле сверхпроводника пропорционально отношению $(l/\lambda)^2$, где l-характерный масштаб неоднородности магнитного распределения.

Работа поддержана грантом РФФИ, проект N 11-02-00434.

1. Fina, I. Chiral Domains in Cycloidal Multiferroic Thin Films: Switching and Memory Effects / I. Fina, L. Fabrega, X. Martı, F. Sanchez, and J. Fontcuberta // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107, P. 257601.

2. Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1982. – 620 с.

3. Describing Dzyaloshinskii–Moriya spirals from first principles / M. Heide and G. Bihlmayer and S. Blugel // Physica B. 2009 V. 404, P. 2678

4. Seki, S. Correlation between Spin Helicity and an Electric Polarization Vector in Quantum-Spin Chain Magnet $LiCu_2O_2$ / S. Seki and Y. Yamasaki and M. Soda and et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100, P. 127201.

5. Мухаматчин, К.Р. Неколлинеарные состояния в цепочке однодоменных магнитных частиц / К.Р. Мухаматчин, А.А. Фраерман // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93, вып. 12. С. 797–800.

6. Mikuszeit, N. Magnetostatics and the rotational sense of cycloidal spin spirals / N. Mikuszeit and S. Meckler and R. Wiesendanger and R. Miranda // Phys. Rev. B. 2011. V. 84, P. 054404.

Влияние материальных параметров магнитной наночастицы на процесс ее перемагничивания. Результаты микромагнитного моделирования

И.М. Нефедов, И.А. Шерешевский, С.Н. Вдовичев

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

nefd@ipm.sci-nnov.ru

В работе [1] решается задача о нахождении поля перемагничивания магнитной наночастицы. Задача решается путем линеаризации интеграла энергии в окрестности однородного состояния, находятся условия, при которых это состояния становится неустойчивым и появляется зародыш другой фазы. Аналитические решения удается получить для бесконечной проволоки и сферы. В докладе численно рассматривается аналогичная задача нахождения поля перемагничивания для эллиптического нанодиска. Представлены результаты моделирования процесса перемагничивания такого диска для широкого класса материалов приведена зависимость поля перемагничивания H_c от обменной длины ($L_{ex}=\sqrt{2J/M_s^2}$, J - константа обмена, M_s - намагниченность насыщения) и геометрии частицы.

Расчеты основаны на численном интегрировании системы динамических уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) [1]. Учитывались обменное и магнитостатическое взаимодействия внутри частицы. Частица считалась однослойной, т.е. предполагалось, что намагниченность не зависит от координаты z , направленной вдоль высоты частицы. Размер ячейки дискретизации в плоскости основания частицы (в (x,y) плоскости) не превышал половины обменной длины.

Моделирование выполнено с помощью пакета программ SIMMAG [2]. Пакет представляет собой объектно-ориентированную систему, состоящую из ядра и периферийных блоков, что позволяет легко менять ее конфигурацию для решения конкретной задачи микромагнетизма.

Процесс перемагничивания частицы моделировался следующим образом. Первоначально частица намагничивалась однородно вдоль длинной оси эллипса (оси x) так, что намагниченность $\vec{M}(\vec{r})=(-M_s,0,0)$. Прикладывалось внешнее магнитное поле H_{ext} под углом 5° к оси x , которое, начиная с отрицательных значений, увеличивалось с шагом 5 Э до поля насыщения. При каждом значении H_{ext} решалось уравнение ЛЛГ до получения стационарного распределения намагниченности. Критерием стационарности являлось условие: $\max_j|1-\cos\alpha_j|<\delta$, ($\alpha_j$ - угол между намагниченностью и эффективным магнитным полем в j - ячейке), δ выбиралась равной 10^{-10}. Поле перемагничивания определяется как поле, при котором компонента намагниченности M_x меняет знак.

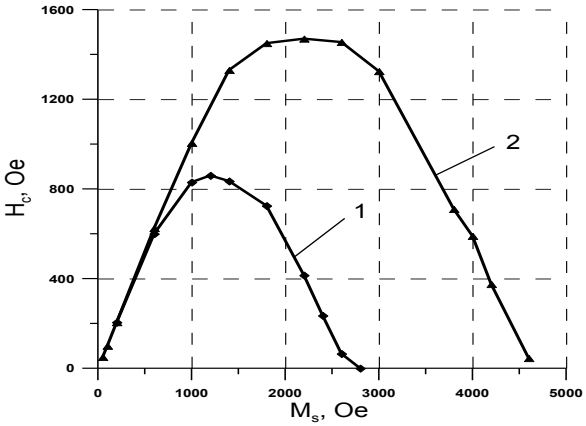


Рис. 1. Зависимость поля перемагничивания от намагниченности насыщения для эллиптического диска 200x100x20 нм, $J=1\times10^{-6}$ эрг/см (1), $J=3\times10^{-6}$ эрг/см (2)

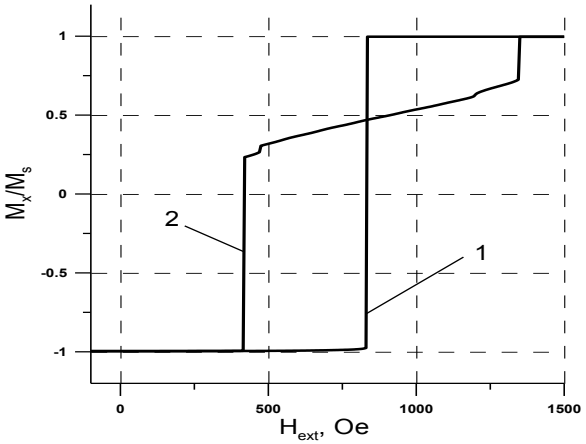


Рис. 2. Кривая намагничивания для эллиптического диска 200x100x20 нм, $J=1\times10^{-6}$ эрг/см, $M_s=1000$ Э ($L_{ex}=24.5$ нм) (1), $M_s=2200$ Э ($L_{ex}=11.1$ нм). (2). H_{ext} растет из отрицательных значений в положительные

На Рис. 1 приведено поле перемагничивания для эллиптического диска при разных значениях параметров материала. При малых значениях M_s (больших значениях L_{ex}) частица ведет себя как “макроспин”: намагниченность однородна, перемагничивание происходит путем поворота намагниченности в плоскости (x,y), кривая перемаг-

ничивания имеет прямоугольный вид (см. кривую (1) на Рис. 2, на котором представлены половина кривой гистерезиса для характерных значений параметров). По мере увеличения M_s (уменьшения L_{ex}) наблюдается квазиоднородные распределения намагниченности. При дальнейшем увеличении M_s при некотором значении внешнего поля в частицу входят два вихря. Эти вихри сдвигаются с ростом поля, пока частица не перемагничивается окончательно. При этом гистерезис принимает другой вид (см. кривую (2) на Рис. 2).

Заметим, что в отсутствии анизотропии единственным материальным параметром остается обменная длина L_{ex}. Действительно, если внешнее поле отсутствует, то полную энергию частицы можно записать в виде суммы обменной энергии и энергии магнитостатического взаимодействия: $E/M_s^2 = L_{ex}^2 \varepsilon_{ex}(\vec{m}) + \varepsilon_{\mathrm{m}}(\vec{m})$, где интегралы $\varepsilon_{ex}(\vec{m})$ и $\varepsilon_m(\vec{m})$ зависят только от безразмерной намагниченности $\vec{m}(\vec{r}) = \vec{M}(\vec{r})/M_s$ и формы частицы.

Для нормировки поля мы использовали величину $H_s = 4\pi M_s (N_y - N_x)$, где N_x, N_y - размагничивающие факторы в x и y направлениях соответственно. Размагничивающие факторы N_x (N_y) мы получали из численного моделирования, намагничивая частицу в x (y) направлении и вычисляя энергию. Следуя работе [3], можно использовать простые приближенные формулы для N_x и N_y: $N_x \approx Yh/(Yh + Xh + 0.5XY\sqrt{\pi})$, $N_y \approx Xh/(Yh + Xh + 0.5XY\sqrt{\pi})$, где h - толщина, а X, Y - латеральные размеры частицы вдоль x и y осей соответственно. В таблице приведены значения размагничивающих факторов и относительные погрешности приближенных формул для разных размеров частицы.

Погрешность приближенного вычисления размагничивающих факторов эллиптического диска

Размеры, нм	N_x	Отн.ош., %	N_y	Отн.ош., %
100x50x20	0.121	11.1	0.283	5.04
200x100x20	0.0772	9.19	0.190	11.4
400x200x20	0.0477	1.10	0.120	19.5

На Рис. 3, 4 показано поле перемагничивания для разных геометрий эллиптического нанодиска. Видно, что при большой обменной длине нормированное поле перемагничивания стремится к константе, независящей ни от латеральных размеров, ни от аспектного отношения. С увеличением латеральных размеров частицы величина H_c уменьшается (Рис. 3), что согласуется с литературными данными. Заметим, что кривые (1) и (2) на Рис. 1 совпадают с кривой (2) на Рис. 3.

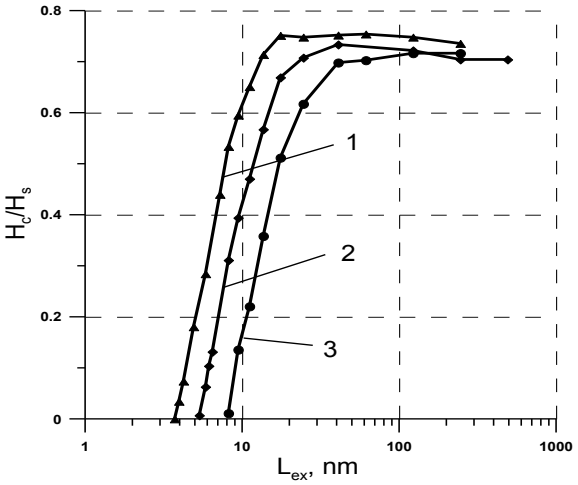


Рис. 3. Зависимость поля перемагничивания от обменной длины для эллиптического диска толщины $h = 20$ нм и латеральными размерами: 100x50 нм (1), 200x100 нм (2), 400x200 нм (3). $H_s = 4\pi M_s (N_y - N_x)$

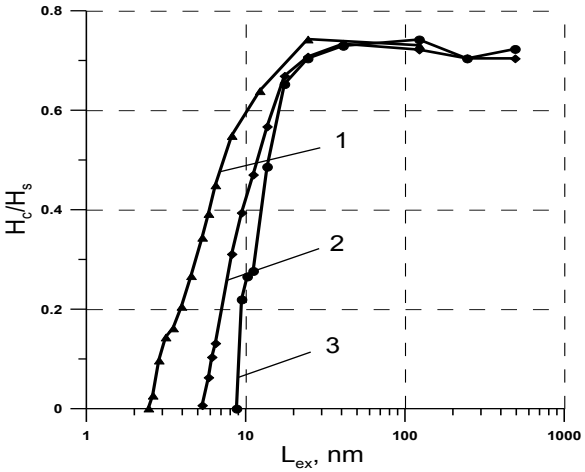


Рис. 4. Зависимость поля перемагничивания от обменной длины для эллиптического диска 200xYx20 нм при разных аспектных соотношениях, Y = 50 нм (1), Y = 100 нм (2), Y = 150 нм (3). $H_s = 4\pi M_s (N_y - N_x)$

Таким образом, приведенные результаты показывают, что поле перемагничивания эллиптического нанодиска зависит только от обменной длины и формы образца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-02-97077 р_поволжье_а, № 11-02-00434).

1. Браун, У.Ф. Микромагнетизм / У.Ф. Браун. М.: Наука, 1979. 158 с.

2. Каретникова, И.Р. Пакет программ SIMMAG для моделирования задач микромагнетизма / И.Р. Каретникова, И.М. Нефедов, И.А. Шерешевский // Нанофизика и наноэлектроника XII Международный симпозиум, Н. Новгород, 2009, Т. 2, С, 277-278. № гос. регистрации 2011612679.

3. Sato, M. Simple and approximate expressions of demagnetizing factors of uniformly magnetized rectangular rod and cylinder / M. Sato, Y. Ishii // J. Appl. Phys.. 1989. V. 66(2), P. 983–985.

Магнитные свойства многослойных пленок $(CoNiP_{soft}/CoP_{hard})_n$

Г.С. Патрин [1,2], М.Г. Пальчик [1], Д.А Балаев [1,2], С.Я. Кипарисов [1]

[1] Институт физики им.Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск
[2] Сибирский федеральный университет, Красноярск

patrin@iph.krasn.ru

Интерес к системам, обладающим спин-вентильным эффектом, обусловлен их практическим использованием в устройствах спиновой электроники [1]. На первый план здесь выходит проблема создания спин-поляризованных электронов. Пленочные системы, показывающие эффект обменного смещения, являются удобными объектами для решения этой задачи. Межслоевое взаимодействие в таких системах является ответственным за формирование магнитного состояния. Именно изучению механизмов намагничивания в многослойных пленочных структурах с чередующимися слоями из магнитомягкого и магнитожесткого слоев и посвящено данное сообщение.

Пленки $(CoNiP_{soft}/CoP_{hard})_n$ были получены методом химического осаждения. Содержание фосфора во всех слоях составляло 8 % ат. В магнитожестким слое CoP был в гексагональном поликристаллическом состоянии, в магнитомягком слое CoNiP находился в аморфном состоянии. В последнем случае содержание кобальта было 57.5 % ат., а никеля – 24.5 % ат. Толщина каждого слоя была t = 4 nm. Такой состав слоев был выбран потому, что при сопряжении магнитомягкого CoNiP и магнитожесткого CoP слоев нет резкого изменения структуры на интерфейсе. В таком случае вкладом от границы раздела между слоями можно пренебречь и принимать во внимание только межслоевые взаимодействия и собственно магнитные свойства слоев многослойной структуры. Измерения проводились на вибрационном магнетометре в температурном интервале T = 77 ÷ 400 K и в магнитных полях H < 10 kOe. Мы исследовали изменения магнитных свойств в зависимости от количества слоев в мультислойной структуре. В наших экспериментах число пар слоев было $n \leq 15$.

Для одиночного магнитомягкого слоя CoNiP температурное поведение петель намагниченности носит характер типичный для магнитомягкого ферромагнетика (см. Рис.1, часть **1**), при этом коэрцитивная сила (H_C(T=77,4 K) ≅ 15 Oe) уменьшается более чем на порядок при повышении температуры от азотной до комнатной. Анизотропия в плоскости пленки не наблюдается. Для одиночного магнитожесткого слоя CoP поведение также является ферромагнитным, только в этом случае (H_C(T=77,4 K) ≅ 950 Oe) и изменение H_C, при повышении температуры от азотной до комнатной, происходит примерно в два раза (см. Рис.1, часть **2**). Ситуация заметно меняется, когда из этих слоев складывается сэндвич (см. Рис.1, часть **3**). Вид

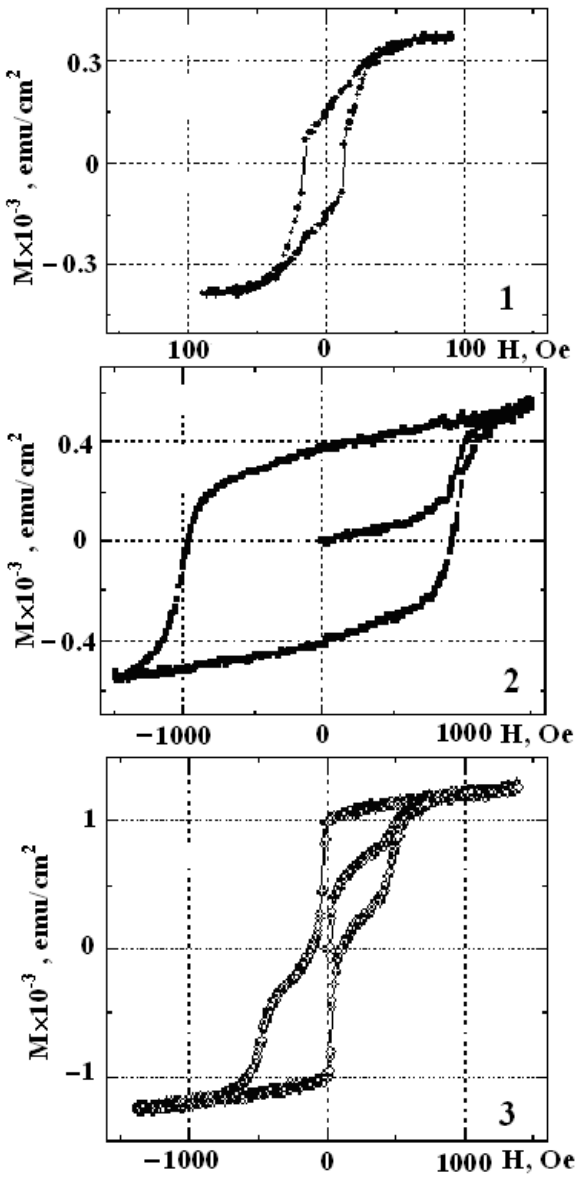


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности пленок: 1 – CoNiP, 2 – CoP, 3 - $CoNiP_{soft}/CoP_{hard}$. T = 77 K

но, что кривая намагничивания имеет вид суммы двух петель. Однако, это не алгебраическая сумма исходных кривых, т.к. внутренняя петля уширена по сравнению с исходной магнитомягкой кривой, а внешняя кривая заметно сужена. Если проследить за температурным изменением петель намагниченности, то, из Рис. 2. видно, что наиболее температурно-чувствительной является та часть, которая произошла от магнитожесткого слоя. Дальнейшее увеличение пар слоев (n) ведет

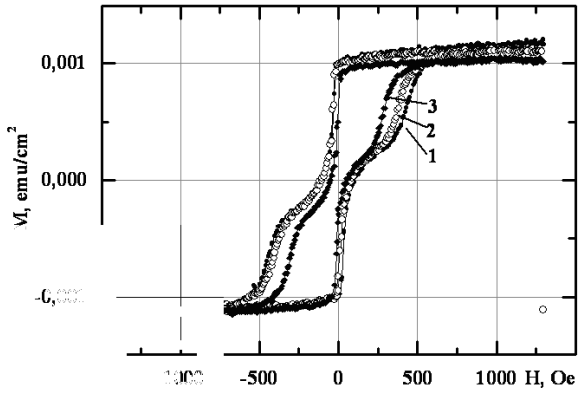


Рис. 2. Петли намагниченности пленки (CoNiP/Co). 1, 2, 3 ─ T = 110, 210, 300 K

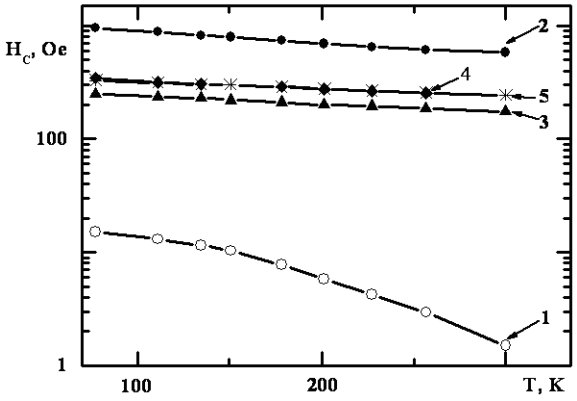


Рис. 3. Температурная зависимость коэрцитивной силы. 1 –soft, 2 – hard, 3 – n=5, 4 – n=10, 5 - n=15

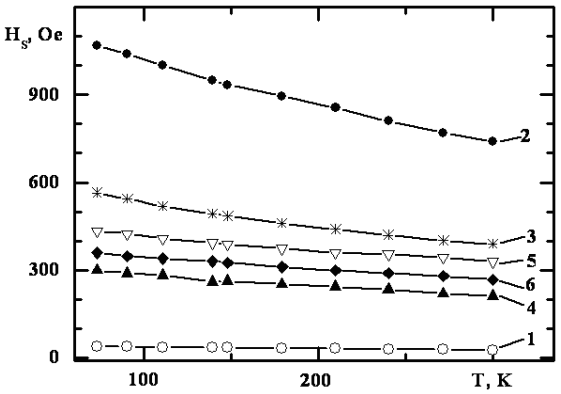


Рис. 4. Температурная зависимость поля насыщения. 1 –soft, 2 – hard, 3 – n=1, 4 - n=5, 5 - n=10, 6 - n=15

к тому, что эта особенность в виде «ступеньки» сглаживается. Так при n=5 ширина гистерезиса меньше, чем при n=1, но при увеличении n до 10 ширина увеличивается, и эта величина практически не меняется в дальнейшем (см. Рис.1. части – 6), достигая насыщения при n=15. Зависимость от количества слоев в структуре проявляется в изменении характера поведения магнитных параметров, в частности, коэрцитивной силы (см. Рис. 3).

Ранее [2] было установлено, что коэрцитивная сила слоев CoP зависит от толщины слоя (в области толщин t = 4 ÷ 50 nm), увеличиваясь по величине при увеличении толщины слоя. Это связано с тем, что при увеличении толщины пленки увеличивается размер гранул и как следствие происходит увеличение одноосной анизотропии гранулы. Отметим еще один интересный момент, связанный с поведением поля насыщения намагничивания. Как видно из Рис.4 поле насыщения (H_S) пленок с нечетным выше, чем с четным числом и имеет зависимость типа затухающих колебаний. Полученные результаты указывают на то, что межслоевое взаимодействие по порядку величины сравнимо с внутри слоевым обменным взаимодействием. Кривые на Рис. 2 можно понять, считая, что магнитомягкий слой за счет межслоевого обменного взаимодействия подмагничивает магнитожесткий слой, что ведет к уменьшению поля насыщения. В случае многослойных структур экспериментальные результаты можно объяснить, предполагая, что в структурах с нечетным количеством пар существует нескомпенсированный вклад. Если считать, что этот вклад связан с анизотропией гранул, то независимо от количества слоев должна быть полная компенсация. Другой механизм может быть связан либо с существованием отрицательного обменного взаимодействия между магнитожесткими слоями через магнитомягкий слой, либо отрицательного биквадратичного обмена между магнитомягким и магнитожестким слоями.

Настоящие исследования ведутся при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00675-а).

1. Zutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev.Mod.Phys. 2004. V.76. №.2. P. 323–410.

2. Чжан, А.В. Структура и магнитные свойства пленок Co–P в области нанотолщин / А.В. Чжан, Г.С. Патрин, С.Я. Кипарисов, В.А. Середкин, М.Г. Пальчик // ФММ. 2010. Т.109. № 6. С. 1–4.

Спин-зависимый электронный транспорт в манганитных бикристаллических контактах

А.М. Петржик[1], В.В. Демидов[1], Г.А. Овсянников[1,2], И.В. Борисенко[1], А.В. Шадрин[1,2]

[1] ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва
[2] Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция

petrzhik@hitech.cplire.ru

Магнитные контакты являются основным элементом устройств спинтроники, где манипуляции производятся не с зарядовым, а со спиновым состоянием системы. Допированные манганиты типа $La_{1-x}A_xMnO_3$ (где A – Sr, Ca, Ba, ...) при оптимальном уровне допирования x ≈ 0,33 являются ферромагнитными материалами с высокой поляризацией носителей, близкой к 100%. При использовании таких материалов в магнитных контактах можно ожидать рекордных значений магнитосопротивления, а также наблюдать наиболее сильные эффекты, вызванные сильной спиновой инжекцией.

Проведено исследование бикристаллических границ и контактов, образованных из эпитаксиальных пленок $La_{0,67}Sr_{0,33}MnO_3$ (LSMO) и $La_{0,67}Ca_{0,33}MnO_3$ (LCMO), выращенных на бикристаллических подложках с симметричным поворотом плоскости (110)$NdGaO_3$ на углы ±6°, ±11°, ±14° и ±19° [1, 2]. Бикристаллические контакты шириной 6-8 мкм формировались ионно-лучевым травлением манганитной пленки с применением маски из фоторезиста.

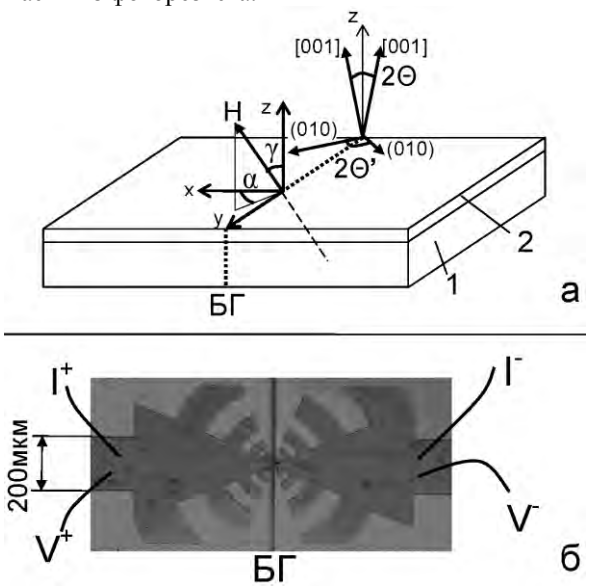


Рис. 1. (а) - Схематичное изображение бикристаллической границы (БГ) в манганитной пленке (2), нанесенной на подложку $NdGaO_3$ (1). Углы α и γ определяют направление внешнего магнитного поля. Ось X совпадает с направлением тока, а Y - с бикристаллической границей; (б) - фото бикристаллического контакта, включенного в логопериодическую антенну

Для определения параметров магнитной анизотропии применялись две независимые методики, основанные на резонансном поглощении ферромагнитными плѐнками электромагнитного облучения. Во-первых, использовался стандартный ЭПР спектрометр X-диапазона (частота ≈ 10 ГГц) ER-200 фирмы Bruker, на котором снимались угловые зависимости спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) в параллельной ориентации. В этом случае образцы вращались на 360° вокруг оси, перпендикулярной к плоскости подложки, а постоянное магнитное поле и магнитная составляющая СВЧ поля всѐ время были взаимно перпендикулярны и оставались в плоскости плѐнки. Такая методика позволяет с хорошей точностью определять как направления осей магнитной анизотропии, так и величины констант анизотропии. Внешнее магнитное поле всѐ время оставалось в плоскости плѐнки. Эти измерения позволили определить углы разориентации намагниченностей частей плѐнки, лежащих по обе стороны от бикристаллической границы [3].

Вторая методика основана на резком увеличении стационарной магнитной восприимчивости одноосного ферромагнетика при направлении внешнего магнитного поля вдоль трудной оси намагничивания, величина поля изменяется вокруг значения, равного полю одноосной анизотропии. Угловые зависимости спектров поглощения также снимались в условиях параллельной ориентации. Внешнее магнитное поле менялось в диапазоне от -300 Э до +300 Э, и когда его направление приближалось к направлению оси трудного намагничивания одноосной магнитной анизотропии, возникало резкое увеличение сигнала поглощения электромагнитного облучения в области значений, равных величине поля одноосной анизотропии [3].

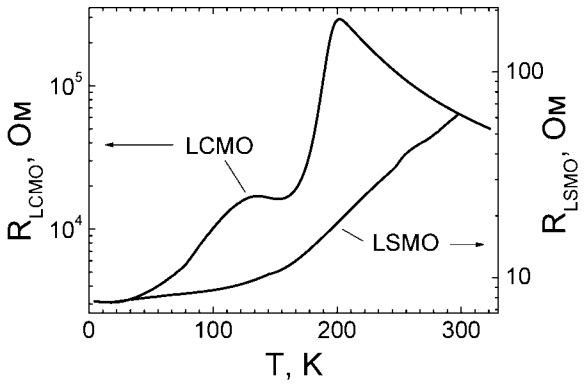


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления бикристаллических контактов из LSMO и LCMO плѐнок

Переход манганитов в ферромагнитное состояние в окрестности температуры Кюри T_C всегда сопровождается переходом изолятор-металл, который проявляется в виде пика на температурной зависимости сопротивления при температуре T_P (см. рис. 2). Обычно T_P на несколько градусов ниже T_C. Температура Кюри для объемных монокристаллов и эпитаксиальных плѐнок LCMO составляет ≈250 K, а для LSMO – ≈350 K. Как видно из рис. 2, для данных контактов T_P составляет 210 K и >300 K для LCMO и LSMO, соответственно. Сравнение температурной зависимости сопротивления бикристаллического контакта из LCMO с мостиком из эпитаксиальной плѐнки показывает, что в контактах наблюдается второй переход металл-изолятор, что свидетельствует об образовании вблизи бикристаллической границы слоя с существенно более низкой T_C.

Магнитосопротивление мостиковых структур измерялось в диапазоне температур от 4,2 до 300K при различных углах между током, текущем через бикристаллическую границу, и магнитным полем. Экспериментально наблюдался рост магнитосопротивления с увеличением угла разориентации 2θ.

Семейство кривых MR для LSMO бикристаллического контакта, снятых при разной температуре, представлено на рис. 3. Видно, что придостаточно больших значениях внешнего магнитного поля сопротивление спадает с увеличением поля. Такая зависимость характерна для манганитов и объясняется наличием эффекта колоссального магнитосопротивления в этих веществах, заметно влияющего на магнитосопротивление контакта в сильных магнитных полях (порядка 10 кЭ). Для всех измеренных образцов магнитосопротивление увеличивалось с уменьшением температуры, что свидетельствует о доминирующем влиянии туннельного механизма возникновения магнитосопротивления. Известно, что максимум колоссального магнитосопротивления в манганитах наблюдается вблизи T_C [4]. В низких магнитных полях (порядка сотен эрстед) наблюдается гистерезис по магнитному полю, характерный для ферромагнетиков.

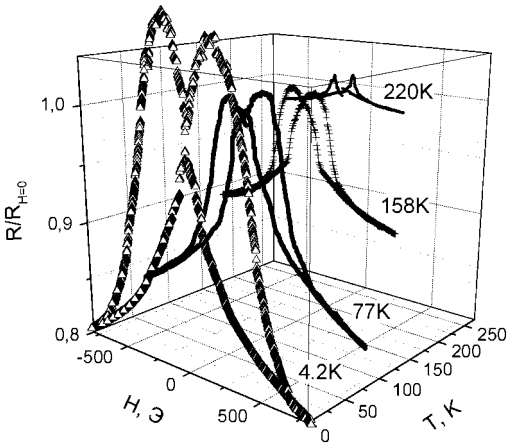


Рис. 3. Изменение формы кривых магнитосопротивления бикристаллического контакта (2θ = 38°) в зависимости от температуры при фиксированных значениях углов направления магнитного поля α = 45°, γ = 90°

На рис. 4 показаны зависимости магнитосопротивления бикристаллического контакта из LSMO с углом разориентации 2θ = 12° для трѐх направлений магнитного поля, лежащего в плоскости подложки при T = 77 K. Магнитосопротивление нормировано на сопротивление контакта при значении внешнего поля H = 1 кЭ.

В случае совпадения направления внешнего магнитного поля и протекающего тока наблюдались максимальные положительные колоколообразные пики сопротивления, которые можно объяснить как туннельным магнитосопротивлением при прохождении тока через границу, так и анизотропным магнитосопротивлением самой плѐнки. Последнее может вызываться анизотропией спин-орбитального взаимодействия между $e_{g\uparrow}$ и $e_{2g\uparrow}$ орбиталями ионов марганца или рассеянием спин-поляризованных электронов при прохождении через движущиеся магнитные доменные стенки. В данном случае максимальная величина MR наблюдалась при $\alpha = 5^o$ и составляла 0.05%. При отклонении направления магнитного поля от тока величина магнитосопротивление уменьшалось.

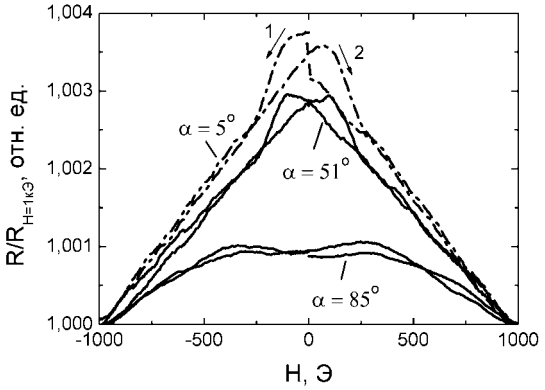


Рис. 4. Магнитосопротивление бикристаллического LSMO контакта с углом разворота 2θ = 12° при T = 77 K для разных направлений внешнего магнитного поля: α = 5°, 51° и 85°, угол γ = 90° не изменялся. Стрелками и цифрами 1, 2 указано направление изменения величины внешнего магнитного поля

Максимальное магнитосопротивление величиной более 150% удалось получить для LCMO бикристаллических контактов [1], а для LSMO контактов с теми же углами разориентации MR составила величину в 7%.

Работа выполнена при поддержке программами ОФН РАН и Президиума РАН, Министерством образования и науки РФ 02.740.11.0795, грантом Президента России: Ведущая научная школа НШ-5408.2008.2, проектом РФФИ-11-02-01234а.

1. Борисенко И.В., Овсянников Г.А. // Физика твѐрдого тела, **51**, 292 (2009).

2. Alejandro G., Steren L.B., Pastoriza H., Vega D., Granada M., J.C. Royas Sanchez, Sirena M. and Alascio B. // J. Phys.: Condens. Matter **22** (2010).

3. Демидов В.В., Борисенко И.В., Климов А.А., Овсянников Г.А., Петржик А.М., Никитов С.А. // ЖЭТФ, **139,** 943 (2011).

4. Gunnarsson R., Ivanov Z.G., Dobourdieu C., and Russel H. // Phys. Rev B **69**, 054413 (2004).

Низкоэнергетичный спин-поляризованный источник позитронов – уникальный инструмент для исследования магнетизма поверхности

В.Н. Петров [1], С.Н. Самарин [2], П. Гуаглиардо [2], К. Сударшан [2], Д. Вильямс [2]

[1] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
[2] Университет Западной Австралии, Гравлей, Перт, Австралия

petrov@tuexph.stu.neva.ru

Всесторонние исследования в области физики поверхности (в том числе и изучение их магнитных свойств) зависят от эффективных источников [1] и детекторов [2] поляризованных электронов. В настоящее время активно обсуждается возможность использования позитронного пучка в качестве инструмента для детального изучения поверхности.

В докладе представлена конструкция низкоэнергетичного спин-поляризованного источника позитронов, а также полученные с его помощью предварительные экспериментальные результаты. Известно, что позитроны, испускаемые из радиоактивных источников, из-за нарушения четности в процессе бета-распада имеют выделенное спиновое направление [3]. Позитроны, в значительной степени сохраняют свою ориентацию спина даже после процесса замедления при прохождении сквозь тонкую пленку (~ 1 мкм) вольфрама. Этот эффект позволяет сформировать медленный спин-поляризованный пучок позитронов. Позитронная пушка (см. рис.1) состоит из радиоактивного источника позитронов, замедлителя позитронов (модератора) и электронной оптики.

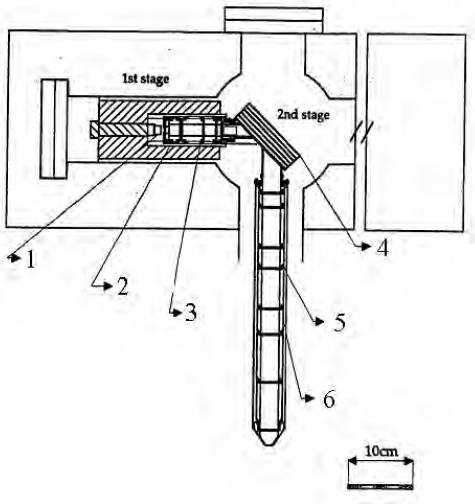


Рис. 1. Схема позитронной пушки. 1. Радиоактивный источник позитронов, 2. Замедлитель (модератор), 3. Входная часть электронной оптики, 4. Система поворота позитронов на 90 градусов, 5. Фокусирующая система, 6. Выходная часть электронной оптики

Источник позитронов основан на радиоактивном распаде изотопов ^{22}Na (~ 20 мКи). Для замедления позитронов используется поликристаллическая пленка вольфрама. Позитроны, покидающие модератор электростатически транспортируется в экспериментальную камеру, для последующего использования. Применение электростатической (а не магнитной) системы транспортировки обусловлено необходимостью сохранения спиновой поляризации пучка позитронов [4]. Потенциалы на различных элементах электронно-оптической системы были оптимизированы с помощью программы Simion. Размеры и интенсивность пучка была измерена с помощью позиционно-чувствительного микроканального детектора.

Исследовательская камера также оснащена позиционно-чувствительным микроканальным детектором, позволяющим регистрировать как позитроны, так и электроны. Наличие специальных сеток позволяло проводить энергетический анализ вторичных позитронов или электронов. Вакуум на уровне 10^{-8} Па достигался как в экспериментальной, так и в позитронной камере.

В качестве образца исследования использовались монокристаллы W(100) или W (100)-Fe, которые были выбраны в связи с тем, что их электронные и магнитные свойства многократно исследованы различными методами электронной спектроскопии.

На рис. 2 представлены зависимости интенсивности позитронов и электронов, как функции энергии падающих на поверхность вольфрама позитронов.

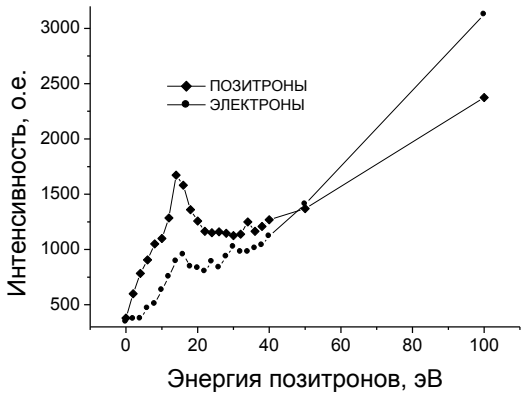


Рис. 2. Интенсивности позитронов (ромбики) и электронов (кружки), как функции энергии падающих на образец позитронов. В качестве образца использовалась поверхность W(100)

Видно, что при энергии около 15 эВ для позитронов и электронов отчетливо наблюдается пик, соответствующий первому дифракционному максимуму. Отметим, что при использовании позиционно-чувствительного микроканального детектора для **позитронов** мы наблюдали типичную картину

дифракции в виде набора соответствующих рефлексов.

На рис. 3 представлен спектр вторичных позитронов, при облучении поверхности вольфрама **позитронами** с энергией в 15 эВ.

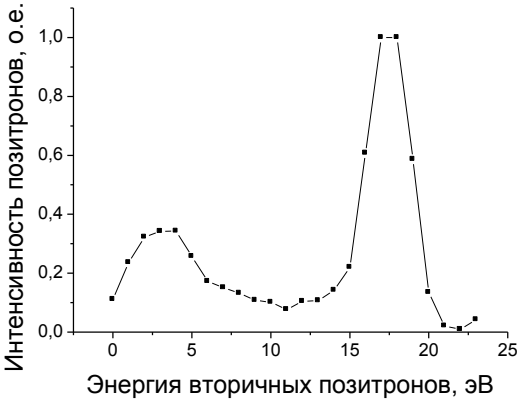


Рис. 3. Спектр вторичных позитронов, при облучении поверхности вольфрама позитронами с энергией в 15 эВ

Представленная зависимость выглядит, как типичный спектр для вторичных электронов, в случае возбуждения поверхности электронным пучком. Сдвиг упругого пика на 2,5 вольта обусловлен наличием начальной энергии у пучка позитронов, при выходе из модератора.

На рис. 4 представлен спектр вторичных электронов, при облучении поверхности вольфрама **позитронами** с энергией в 15 эВ.

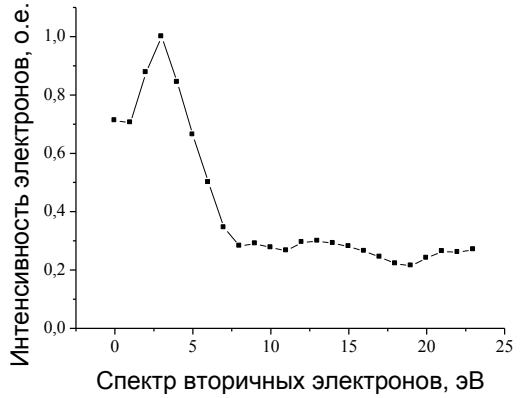


Рис. 4. Спектр вторичных электронов, при облучении поверхности вольфрама позитронами с энергией в 15 эВ

Видно, что на спектре отсутствует упругий пик, но имеется значительное количество низкоэнергетичных электронов. Отметим также, что интенсивность электронов при энергии 15 эВ и выше не равна нулю. Нам даже удалось зафиксировать Оже пик вольфрама с энергией в ~ 170 эВ.

На следующем этапе работы исследовались магнитные свойства пленки железа, напыленной на поверхность вольфрама (см. рис. 5). В процессе измерений пленка железа периодически намагничивалась в двух противоположных направлениях. В экспериментах регистрировалась интенсивность электронов и их асимметрия, которая вычислялась по формуле: $A=(I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$, где I^+ и I^- интенсивности электронов при различных направлениях намагниченности пленки железа, относительно направления поляризации позитронного пучка.

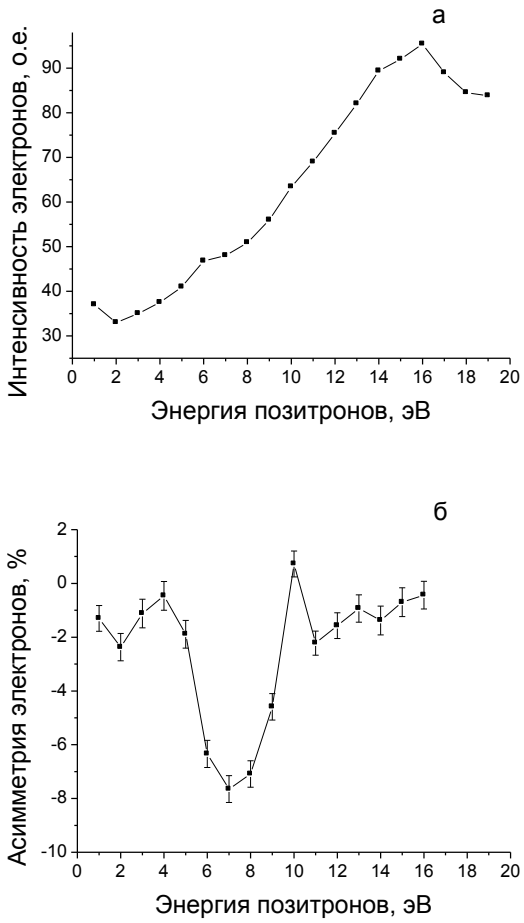


Рис. 5. Интенсивность (а) и асимметрия (б) электронов, как функция энергии падающих на образец позитронов. В качестве образца использовалась пленка железа толщиной 4 монослоя, напыленная на поверхность W(100)

Видно, что в области электронного поверхностного резонанса (~ 7 эВ) асимметрия достигает значительной величины. Анализ этого результата позволил определить намагниченность непосредственно поверхности исследуемого образца. Отметим также, что регистрация пар гамма квантов при аннигиляции позитронов на поверхности дает дополнительную информацию о конфигурации электронных состояний поверхности ответственных за магнетизм.

Работа проводилась при поддержке гранта РФФИ № 11-02-01092-а.

1. Pierce D.T. et al. // Phys. Rev. B 13, 5484–5500 (1976)

2. Petrov V.N. at al. // Rev. Sci. Instrum, V. 74, # 3, 1278-1281 (2003)

3. Rich A. et al. // Hyperfine Interactions, 44, 125. (1988)

4. Haiquing Zhou, PhD thesis, The University of Texas at Arlington (1996)

Эффект Холла магнонов в ферромагнитных периодических структурах

С.О. Платонов [1,2,3] , С.А. Никитов [1,2,3]

[1] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва
[2] Московский физико-технический институт (государственный университет)
[3] Саратовский государственный университет

platonov@cplire.ru

Одной из ключевых задач спинтроники является изучение динамических свойств наноразмерных магнитных структур. В частности большое значение играет транспорт магнонов (спиновых волн), как самый подходящий кандидат на роль носителя спиновой информации в ферромагнитных структурах [1]. В таких ферромагнетиках как, например, ЖИГ (железоиттриевый гранат) магноны могут распространяться на сантиметры [2], что существенно превышает аналогичные максимальные расстояния распространения носителей спиновой информации в металлах и полупроводниках. Осуществление контроля над транспортом магнонов является важной задачей при применении в устройствах спинтроники. Эффект Холла магнонов в ферромагнетиках [3] также может быть полезен для контроля магнонного транспорта. Данный эффект заключается в наличии поперечного потока магнонов в ферромагнитных образцах при распространении в них спиновых волн и вызван присутствием эффективной силы Лоренца, возникающей из-за фазового эффекта Берри [4, 5]. В квазиклассическом приближении он может быть описан с помощью уравнений движения волнового пакета спиновых волн в ферромагнетике:

$$\dot{\vec{r}} = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial \varepsilon}{\partial \vec{k}} - \dot{\vec{k}} \times \Omega(\vec{k}),\ \hbar\dot{\vec{k}} = -\nabla U(\vec{r}),$$

где Ω - кривизна Берри. В данной работе рассматривалось влияние эффекта фазы Берри на распространение прямых объѐмных магнитостатических волн (ПОМСВ) в периодических магнитных структурах (магнонных кристаллах). Одним из основных преимуществ данных структур является возможность управления свойствами распространяющегося волнового пакета постоянным магнитным полем [6].

В рассматриваемом образце присутствует магнитная анизотропия вызванная формой образца [7] (в данном случае каждый элемент магнонного кристалла это ограниченная прямоугольная пластинка).

Как показано на рисунке 2 в такой структуре дисперсия ПОМСВ имеет запрещѐнные и разрешенные зоны.

При распространении спиновых волн в образце магнитная анизотропия играет аналогичную роль, что и спин-орбитальное взаимодействие в электронных системах являясь источником геометрических фазовых эффектов (фазы берри) в динамике волнового пакета спиновых волн, и, как следствие, вызывая аномальный эффект Холла магнонов.

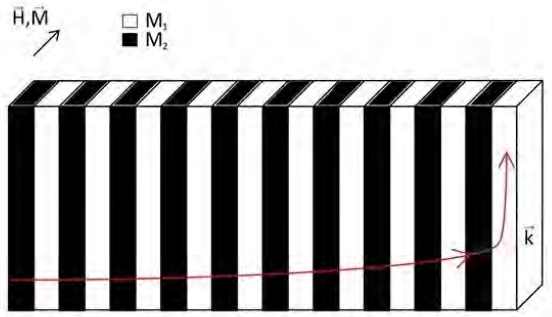


Рис. 1. Аномальный эффект Холла магнонов в ферромагнитном образце

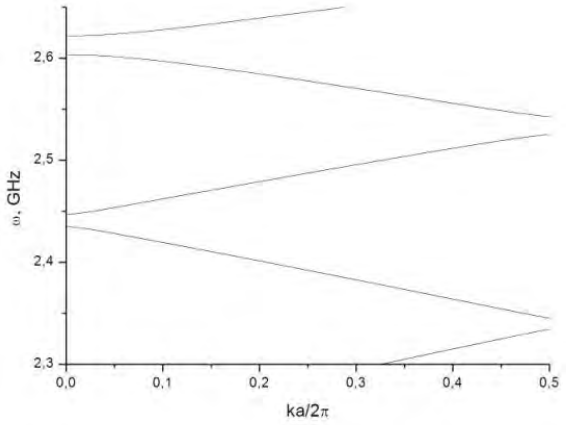


Рис. 2. Дисперсия ПОМСВ в одномерном магнонном кристалле

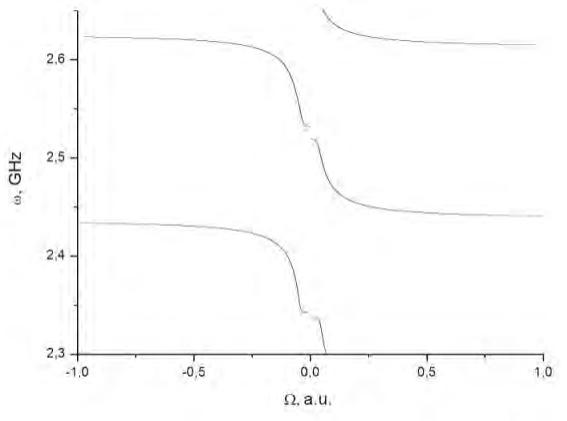


Рис. 3. Зависимость кривизны Берри от частоты для ПОМСВ в магнонном кристалле

Нами была предложена теория влияния эффекта фазы Берри на распространение прямых объѐмных магнитостатических волн в одномерных и двумерных магнонных кристаллах.

Полученные результаты говорят о наличии поперечного потока магнонов при распространении в ограниченном образце, что согласуется с результатами в работе [8], где данный эффект был изучен для однородных пленок. В работе показано, что в периодических структурах можно контролировать величину поперечного потока магнонов и кривизну Берри с помощью постоянного внешнего поля. Были получены зависимости величины кривизны Берри от частоты спиновых волн для двумерных периодических структур.

Данная работа была поддержана Министерством Образования и Науки РФ. (гос. контракт Р551) и РФФИ(ОФИ-М).

1. Hidekazu Kurebayashi. Controlled enhancement of spin-current emission by three-magnon splitting / Hidekazu Kurebayashi et al. Nature Materials № **10**, P. 660–664 (2011)

2. Buttner O. Space- and time-resolved Brillouin light scattering from nonlinear spinwave packets / O. Buttner et al., Ultrasonics 38, P. 443-449 (2000).

3. Satoshi Fujimoto Hall Effect of Spin Waves in Frustrated Magnets / Phys. Rev. Lett 103, 047203 (2009)

4. Berry M.V. Quantal Phase Factors Accompanying Adiabatic Changes / Proc. Roy. Soc. 1984, A392, P. 45-47.

5. Клышко Д.Н. Геометрическая фаза Берри в колебательных процессах / УФН 163, №11, 1993

6. Nikitov S.A., Tailhades Ph., Tsai C.S. Spin Waves in Periodic Magnetic Structures-Magnonic Crystals / J. Magn. Magn. Mater. 236 320 (2001).

7. Guslienko K.Yu., Demokritov S.O., Hillebrands B., and Slavin A.N. Spin-wave excitations in finite rectangular elements of $Ni_{80}Fe_{20}$ / Phys. Rev. B 66, 132402 2002.

8. Ryo Matsumoto and Shuichi Murakami Theoretical prediction of a rotating magnon wave packet in ferromagnets / PRL 106, 197202 (2011)

Спиновая автоэмиссия и переключение состояний в магнитной туннельной структуре

А.Ф. Попков [1], Г.Д. Демин [1,2], Н.Е. Кулагин [3], Н.С. Мазуркин [1,2]

[1] Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Зеленоград
[2] Зеленоградский Нанотехнологический Центр (ЗАО «ЗНТЦ»), Зеленоград
[3] Государственный университет управления, Москва

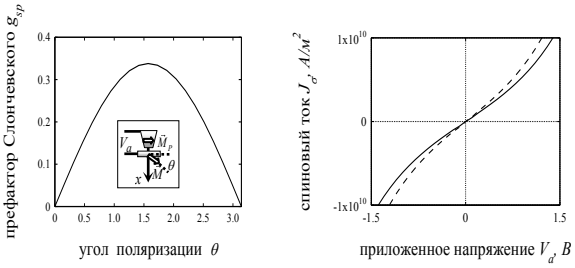
afpopkov@inbox.ru

В последнее время интенсивно исследуются явления спинового транспорта, сопровождаемые переносом вращательного момента в слоях магнитных туннельных контактов, перспективных для микроволновых генераторов и элементов энергетически независимой магниторезистивной памяти. Основные физические принципы работы разрабатываемых в настоящее время ячеек магниторезистивной памяти основаны на явлениях переноса вращательного момента в спин-туннельных структурах и тепловых эффектах снижения порогов переключения. Представляют интерес аналогичные явления в автоэмиссионных туннельных структурах, состоящих из магнитного анода и зондирующего заостренного катода, для создания которых могут использоваться групповые методы технологии магнитных зондов высокого разрешения для АС/МС микроскопии.

Экспериментальные исследования спин полевой эмиссии электронов из проводящих наконечников с кобальтовым и железным магнитным покрытием показывает возможность получения 10-25% поляризации по спину [1], а максимальная величина может достигать 48%. Сильный спин-поляризующий эффект автоэмиссии наблюдается в сверхтонких пленках железа [2].

Такого рода автоэмиссионные магнитные зонды перспективны как для спин-поляризованной спектроскопии, так и с целью их использования для магнитной записи информации в системе магнитных наноточек [3]. Считывание информации может осуществляться методами спин-поляризационной либо магнито-силовой зондовой спектроскопии с помощью той же системы проводящих магнитных иголок. Для увеличения скорости записи и считывания может быть применена параллельно-последовательная архитектура организации памяти с применением картриджа магнитных зондов [4].

Нами проделан последовательный анализ процессов спиновой автоэмиссии и токового переключения в автоэмиссионной структуре с магнитным нанооствровком – магнитной наноточкой. На первом этапе решается задача о туннелировании электронов и передаче вращательного момента в туннельной структуре в баллистическом приближении. Расчет тока электронов и спинового потока проводится на основе квантовомеханических выражений путем их термодинамического усреднения с учетом обменного смещения распределения Ферми в магнитных слоях структуры.



а *б*

Рис. 1. Зависимость индуцированного вращательного момента от угла между направлениями намагниченностей катода и анода при напряжении Va=0.45 В (*а*); зависимость туннельного тока от напряжения в параллельной (пунктирная линия) и антипараллельной (сплошная линия) конфигурациях намагничивания (*б*): на врезке представлена моделируемая магнитная туннельная структура Fe-вакуум-Fe, толщина барьера d=0.7 нм

Полученные выражения для прошедших и отраженных на границе свободного слоя перпендикулярных компонент спинового тока использованы нами затем для анализа уравнений магнитодинамики с вращательными моментами, наведенными спин-поляризованным током. Показано, что пороги спинового переключения возрастают, а микроволновой генерации падают с ростом угла наклона намагничения зонда по отношению к плоскости нанодиска. Расчеты показывают, что токи и достижимые параметры поляризации автоэмиссионной магнитной структуры лежат в области пороговых значений переключения спиновых состояний в магнитных наностолбчатых спин-вентильных гетероструктурах с перпендикулярной и плоскостной геометрией спиновой инжекции.

Работа поддержана РФФИ, грант № 11-07-12031, и Минобрнауки РФ, ГК №16.552.11.7011 и № 2.1.1/5169

1. Bryl R. and Altman M.S. Spin-polarized vacuum tunneling in field emission from Co-coated W (111) tips // Journal of Applied Physics 2003. V. 94, №. 7. P. 4670-4675.

2. Li Bin, Leung T.C., Chan C.T. Highly Spin-Polarized Field Emissions Induced by Quantum Size Effects in Ultrathin Films of Fe on W(001) // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 14, № 8. P. 087201-087204.

3. Eleftheriou E. et al. // IEEE Trans. Magn. 2003. V.45, № 5. P. 2324-2327.

4. Krause S. et al. Current-induced Magnetization Switching of thermally Stable Nanoislands Using SP-STM, International Conference on Nanoscience and Technology, Keystone, Colorado (USA) (2008).

Высокотемпературный ферромагнетизм пленок $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.5$), полученных лазерным напылением с использованием сепарации осаждаемых частиц по скорости

В.В. Рыльков [1,4], С.Н. Николаев [1], И.А. Лихачев [1], Э.М. Пашаев [1], Б.А. Аронзон [1,5], К.Ю. Черноглазов [2], А.С. Семисалова [2], Н.С. Перов [2], В.А. Кульбачинский [2], О.А. Новодворский [3], А.В. Шорохова [3], О.Д. Храмова [3], Е.В. Хайдуков [3], В.Я. Панченко [3]

[1] Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт», Москва
[2] Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[3] Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура
[4] Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
[5] Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва

vvrylkov@mail.ru

В последнее время значительное внимание уделяется созданию и исследованиям свойств магнитных полупроводниковых систем на основе Si, в частности, $Si_{1-x}Mn_x$ сплавам, поскольку такие материалы привлекательны для создания элементов спинтроники, легко интегрируемых в существующую микроэлектронную технологию [1]. С фундаментальной точки зрения $Si_{1-x}Mn_x$ сплавы интересны своими необычными магнитными свойствами, которые не могут быть описаны в рамках известных моделей, используемых в случае магнитных полупроводников типа GaMnAs, или объяснены только формированием силицидов Mn, температуры Кюри T_C которых < 50 К (см. [2] и ссылки там).

Недавно нами в $Si_{1-x}Mn_x$ пленках ($x \approx 0.35$) был обнаружен ферромагнетизм (ФМ) при комнатных температурах, сопровождаемый проявлением аномального эффекта Холла [3]. Полученные результаты были интерпретированы в рамках модели [2], основанной на предположении о формировании силицидной матрицы типа Mn_4Si_7, содержащей из-за нестехиометрии магнитные дефекты, обмен которых через спиновые флуктуации (парамагноны) матрицы приводит к сильному возрастанию T_C $Si_{1-x}Mn_x$ пленок [3]. Последующие исследования показали, что создание хорошо воспроизводимых магнитных систем на основе Mn_4Si_7 проблематично, в силу многообразия устойчивых фаз высших силицидов (не менее 5) типа $MnSi_y$ с близкими содержаниями компонент (y = 1.72-1.75).

В данной работе изучена возможность создания ферромагнитных $Si_{1-x}Mn_x$ пленок с иным значением $x \approx 0.5$, т.е. близким к моносилициду MnSi, который по составу заметно отличается как от высших (Mn_4Si_7, $Mn_{11}Si_{19}$, $Mn_{15}Si_{26}$ и др.), так и низших силицидов марганца (Mn_5Si_3, Mn_5Si_2). Поэтому маловероятно получение структурно неоднородного материала, представляющего собой смесь многих типов силицидов. Существенно также, что MnSi является слабым зонным ферромагнетиком, в котором при $T > T_C \approx 30$ К велика роль спиновых флуктуаций [4] и можно ожидать проявления высокотемпературного ФМ подобного [2,3] при наличии в MnSi матрице магнитных дефектов с локализованным моментом.

Пленки $Si_{1-x}Mn_x$ толщиной 55-70 нм с различным содержанием Mn (x = 0.44-0.6) получены методом импульсного лазерного напыления (ИЛН) с использованием сепарации осаждаемых частиц по скорости [5]. Метод [5] позволяет практически полностью избежать попадания капель на растущую пленку, наличие которых является главным фактором снижения их качества при ИЛН. Осаждение слоев осуществлялось на подложки Al_2O_3 (0001) при температуре 340 ^{0}C со скоростью 1.5 нм/мин.

Состав образцов исследовался методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФС) на фотоэлектронном спектрометре Quantera SXM. При расчете соотношения компонент в пленках, Si/Mn, использовались данные РФС для монокристалла MnSi, чистая поверхность которого была получена путем его излома непосредственно в вакуумной камере спектрометра [6]. Структурные особенности пленок были изучены методом рентгеновской дифрактометрии, что позволило выявить наличие в них поликристаллической фазы MnSi.

Транспортные и магнитные свойства $Si_{1-x}Mn_x$ слоев исследовались в диапазоне температур 5-400К в полях до 2 Тл. Было установлено, что изменение содержания Mn на величину $\Delta x \approx \pm 0.05$ приводит к заметному подавлению ФМ порядка, причем существенно сильнее при обеднении пленок Mn. При этом в образцах с избытком Mn зависимость намагниченности насыщения от температуры (рис. 1) имеет ярко выраженный излом, указывающий на наличие двух магнитных фаз с различными T_C. Для образца с $x \approx 0.55$ оценки, полученные с использованием модифицированной функции Бриллюэна вида $M_s(T) = M_s(0)[1-(T/T_C)^n]$ (где n = 1.5-2.5), дают $T_{C1} \approx 230$ К и $T_{C2} \approx 490$ К для низко- и высокотемпературной фазы, соответственно.

Результаты исследований магнитополевых зависимостей холловского сопротивления для образцов $Si_{1-x}Mn_x$ с различным содержанием Mn приведены на рис. 2. Во всех образцах при гелиевых температурах наблюдается аномальный эффект Холла (АЭХ). В образце с $x \approx 0.44$ АЭХ имеет наименьшую величину, причем с ростом температуры практически полностью подавляется уже при T = 64 К (кривая 2). Максимальная величина АЭХ при T =

= 197 К достигается в образце с $x \approx 0.5$ (кривая 3). В образце с $x \approx 0.55$ АЭХ заметно (в 2 раза) падает при 197К (кривая 4), тогда как в образце с $x \approx 0.5$, наиболее близким по составу к MnSi, величина АЭХ практически не изменяется в этом диапазоне температур. Более того, величина удельного сопротивления АЭХ оказывается в 5 раз выше, чем в ранее исследованных пленках $Si_{1-x}Mn_x$ с $x \approx 0.35$ [3].

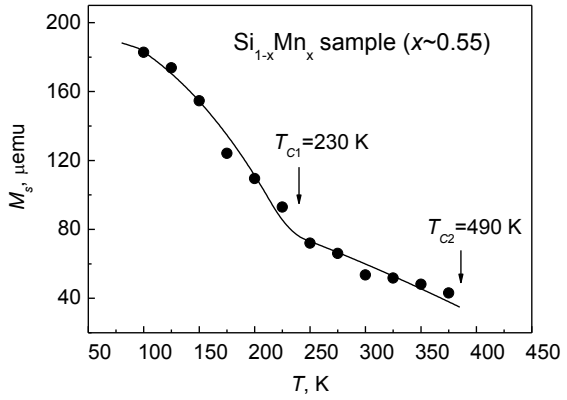


Рис. 1. Температурная зависимость магнитного момента насыщения M_s для $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.55$). Сплошная линия – расчетная зависимость $M_s(T)$.

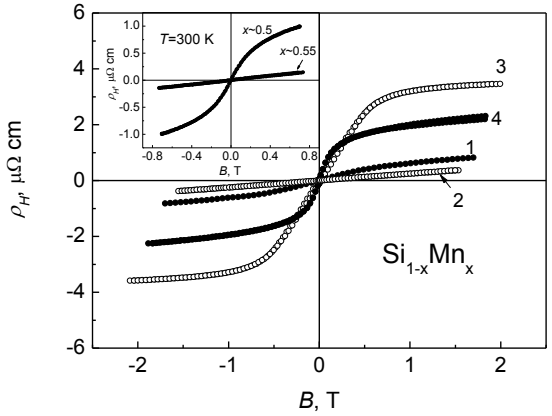


Рис. 2. Зависимости холловского сопротивления ρ_H от магнитного поля для $Si_{1-x}Mn_x$ с различным содержанием Mn: $x \approx 0.44$ при $T = 5$ (кривая 1) и $T = 64$ К (кривая 2); $x \approx 0.5$ при $T = 197$ К (кривая 3); $x \approx 0.55$ при $T = 197$ К (кривая 4). На вставке – зависимости $\rho_H(B)$ при 300 К.

При $T = 300$ К АЭХ наблюдается лишь для образца с $x \approx 0.5$ (см. вставку к рис.2). В других образцах эффект Холла носит обычный (линейный) характер, обусловленный силой Лоренца. Наконец, обратим внимание, что знак АЭХ во всех образцах положительный, тогда как в кристаллическом MnSi АЭХ <0 [7], что указывает на существенные отличия полученных пленок от моносилицида MnSi.

На рис. 3 представлена температурная зависимость аномальной компоненты холловской проводимости $\sigma_H^a(T) \cong (\rho_H^a / \rho_{xx}^2)$ для образца $Si_{1-x}Mn_x$ с $x \approx 0.5$. Видно, что σ_H^a увеличивается с уменьшением температуры и при $T < 50$ К выходит на плато. Поэтому естественно предположить, что σ_H^a определяется собственным (“intrinsic”) механизмом АЭХ (или “side-jump”), а ее изменение обусловлено температурной зависимостью намагниченности насыщения. Подтверждением тому является хорошая корреляция в поведении $\sigma_H^a(T)$ в этом образце с его расчетной температурной зависимостью $M_s(T)$ для низкотемпературной фазы (рис. 3).

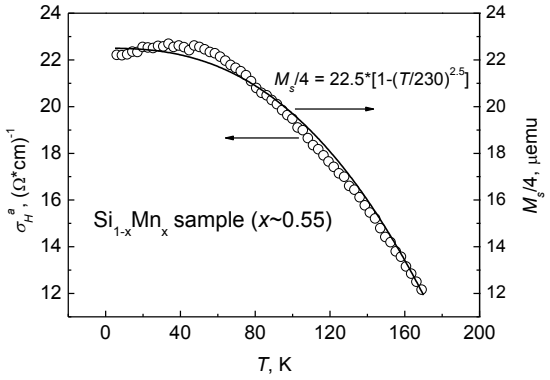


Рис. 3. Температурная зависимость аномальной компоненты холловской проводимости σ_H^a для $Si_{1-0.55}Mn_{0.55}$ образца (слева). Сплошная линия - температурная зависимость намагниченности для низкотемпературной фазы.

Возможные причины высокотемпературного ФМ в случае $Si_{1-x}Mn_x$ пленок с $x \approx 0.5$ могут быть связаны с особенностями формирования и распределения в них магнитных дефектов, фазовой сегрегацией сплава и существенной ролью спиновых флуктуаций в механизме обмена между магнитными моментами этих дефектов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (10-07-00492, 11-02-12200, 11-07-12050, 11-02-92478).

1. Zhou S. and Schmidt H. // Mn-doped Ge and Si: A Review of the Experimental Status, Materials **3**, 5054 (2010).

2. Men’shov V.N., Tugushev V.V., Caprara S. // Phys. Rev. B **83**, 035201 (2011); Меньшов В.Н., Тугушев В.В. // ЖЭТФ **140**, 140 (2011).

3. Aronzon B.A., Rylkov V.V., Nikolaev S.N., Tugushev V.V., Caprara S., Podolskii V.V., Lesnikov V.P., Lashkul A., Laiho R., Gareev R.R., Perov N.S. and Semisalova A.S. // Phys. Rev. B **84**, 075209 (2011).

4. Moriya T. // Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism (Springer, Berlin, 1985).

5. Хайдуков Е.В., Новодворский О.А., Рочева В.В., Лотин А.А., Зуев Д.А., Храмова О.Д. // Письма в ЖТФ **37**, 39 (2011).

6. Ohtsu N., Masaoki O., Akiko N., Takamasa S., Toetsu S., Kazuaki W. // Appl. Surf. Science **254**, 3288 (2008).

7. Lee M., Onose Y., Tokura Y., Ong N.P. // Phys. Rev. B **75**, 172403 (2007)

Невзаимные оптические эффекты в решетках магнитных вихрей

М.В. Сапожников, А.А. Фраерман, О.Г. Удалов, Е. Караштин, С.А. Гусев, Б.А. Грибков

Учреждение Российской Академии наук Институт Физики Микроструктур РАН, Н. Новгород

msap@ipm.sci-nnov.ru

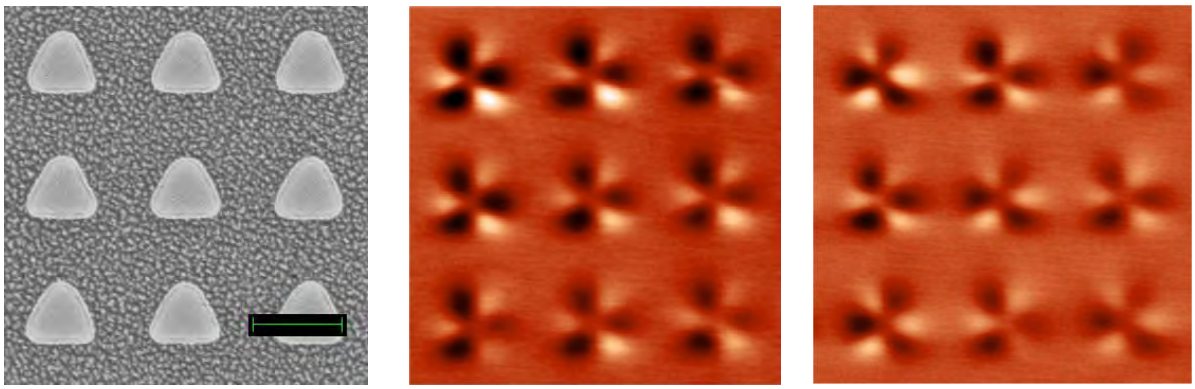
Известно, что невзаимные эффекты наблюдаются при распространении оптического излучения в средах без центра инверсии и с нарушенной симметрией по отношению к обращению времени. Эти эффекты объясняются возникновением линейных по волновому вектору электромагнитной волны поправок в диагональных компонентах диэлектрической проницаемости. Данные эффекты получили название невзаимного двулучепреломления и хорошо изучены в антиферромагнитных кристаллах. В настоящее время большой интерес представляют невзаимные явления в искусственных системах без центра инверсии. Этот интерес обусловлен возможностью создания управляемых с помощью магнитного поля оптических изоляторов нового типа с геометрией, отличной от ячейки Фарадея.

В данной работе проведены теоретические и экспериментальные исследования невзаимных оптических явлений в искусственной решетке наночастиц с вихревой магнитной структурой. При этом вихревой характер распределения намагниченности обуславливает отсутствие центра инверсии у системы. С феноменологической точки зрения рассеяние света на решетке магнитных вихрей описывается выражением

$$I(k,k')=Ir(k,k')+a(k+k')\langle rot(M(r))\rangle,$$

где I(k,k') – интенсивность рассеянного света, k, k' – волновые вектора падающей и рассеянной волны, Ir(k,k') – взаимный вклад в интенсивность (Ir(k,k')=Ir(-k',-k)), M(r) – пространственное распределение намагниченности в частице. Величина невзаимности может быть определена, как $I(k,k')-I(-k',-k)= 2a((k+k')\langle rot(M(r))\rangle)$. Как видно, из формулы знак невзаимности определяется завихренностью частицы, и знаком суммы k+k'.

Для экспериментальной проверки феноменологически предсказанного эффекта были проведены исследования оптических свойств прямоугольной решетки магнитных наночастиц треугольной формы. Образцы были изготовлены методом электронной литографии из пленок кобальта толщиной 30 нм, нанесенных на подложку SiO_2 при помощи магнетронного напыления. Период решетки составляет около 1 μм что обуславливалось использованием HeNe (λ=632 нм) для проведения измерения интенсивности рассеяния в дифракционные максимумы. Размер частиц (700 нм, рис. 1а) подбирался таким образом, чтоб при максимально возможной степени заполнения исключить влияние дипольного взаимодействия между частицами на распределение намагниченности в системе. В отсутствие магнитного поля частицы такого размера находятся в вихревом состоянии, что подтверждается измерением кривых намагничивания (Рис. 2а) и непосредственными магнито-силовыми измерениями (Рис. 1б,в). В зависимости от процедуры намагничивания можно получить как решетку одинаково закрученных вихрей (Рис. 1б), так и решетку произвольно закрученных вихрей (Рис. 1в) [1].



а *б* *в*

Рис. 1. а) Изображение участка прямоугольной решетки треугольных частиц в электронно-лучевом микроскопе. Длина масштабной полоски составляет 1 μм. б) Магнитосиловое изображение частиц в нулевом поле после намагничивания вдоль стороны треугольника, частицы находятся в вихревом состоянии с одинаковым направлением завихренности. в) Магнитосиловое изображение частиц в нулевом поле после намагничивания вдоль высоты треугольника треугольника, наблюдаются вихри с разным направлением завихренности.

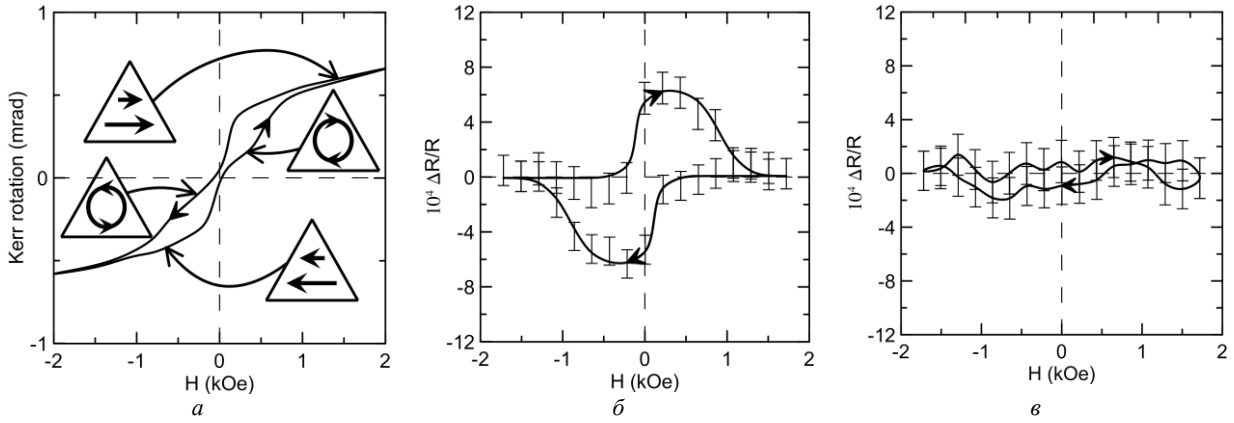


Рис. 2. а) Форма петли гистерезиса решетки треугольных частиц при намагничивании вдоль стороны треугольника полученная при помощи измерения магнитооптического эффекта Керра. Показаны магнитные состояния соответствующие разным участкам кривой намагничивания. б) Зависимость коэффициента прохождения s-поляризованного света в (0,-1) дифракционный максимум при намагничивании системы вдоль стороны треугольника. Экспериментальные данные обозначены доверительным интервалом и для удобства восприятия соединены направляющей линией, стрелка показывает направление обхода. в) Зависимость коэффициента прохождения в (0,-1) дифракционный максимум при намагничивании системы вдоль высоты треугольника.

Было проведено измерение зависимости интенсивности света, рассеянного такими решетками, в (0,±1) дифракционные максимумы в отражении и прохождении от приложенного магнитного поля. Измерения проводились как для p-, так и для s- поляризации падающего света. При изменение магнитного поля смена магнитных состояний происходит следующим образом (Рис. 2а) [2]: в нулевом магнитном поле частицы находятся в вихревом состоянии, в полях ≈ 500 Э кор вихря начинает смещаться.и в поле около 1000 Э частица переходит в однородно намагниченное состояние. При уменьшении магнитного поля зарождение вихря происходит в гораздо меньших полях чем его выдавливание (что связана с наличием энергетического барьера для проникновения магнитного вихря в частицу), тем не менее в нулевом магнитном поле все частицы переходят в вихревое состояние о чем свидетельствует нулевая остаточная намагниченность. В том случае, если поле намагничивания было направлено вдоль стороны треугольника все образующиеся вихри имеют одинаковое направление завихренности (Рис. 1б), при намагничивании в противоположную сторону, образующиеся в нулевом поле вихри имеют противоположный знак завихренности. В том случае если поле было направлено вдоль высоты треугольника вероятность возникновения вихрей с правой и левой завихренностью одинакова (Рис. 1в). При намагничивании вдоль стороны треугольника наблюдаемая смена магнитных состояний проявляется в зависимости интенсивности рассеяния излучения в дифракционные максимумы от магнитного поля (Рис 2б). Видно, что в нулевом магнитном поле интенсивность прохождения в (0, -1) дифракционный максимум различается для вихрей закрученных в правую и левую сторону. Подобные зависимости были получены также для (0, +1) дифракционного максимума в прохождении и (0,±1) максимумов в отражении. Форма кривой гистерезиса несколько отличаются для случаев s- и p- поляризации падающего излучения, но знак эффекта сохраняется при удовлетворении условия k+k'>0. Изменение знака (k+k') возможно для (0, -1) дифракционного максимума в отражении, в геометрии, когда этот максимум лежит между падающим и зеркально отраженным лучом света. В этом случае знак эффекта невзаимности в интенсивности рассеяния также меняется, что соответствует изменению направления обхода по кривой гистерезиса. При намагничивании системы вдоль высоты треугольников гистерезичный эффект исчезает, так как при этом количество магнитных вихрей с правой и левой закрученностью одинаково и не зависит от истории намагничивания системы (Рис. 2в).

Полученные результаты находится в согласии с феноменологической формулой, приведенной выше. Относительная величина невзаимности, полученная в эксперименте, составляет 10^{-3}.

Данная работа поддержана грантами РФФИ и Федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы.

1. Yakata S., Miyata M., Nonoguchi S., Wada H., and Kimura T. // Appl. Phys. Lett., **97**, 222503 (2010)

2. Cowburn R.P., Koltsov D.K., Adeyeye A.O., Welland M.E., and Tricker D.M. // Phys. Rev. Lett. **83**, 1042 (1999).

Особенности строения мультиферроиков на основе слоистых перовскитоподобных структур $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$

В.Г. Семенов [1], В.В. Панчук [1], Н.А. Ломанова [2], В.В. Гусаров [3]

[1] Санкт-Петербургский государственный университет
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург
[3] Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет)

val_sem@mail.ru

Перовскитоподобные соединения системы Bi_2O_3-TiO_2-Fe_2O_3 сочетают полупроводниковые, ферромагнитные и сегнетоэлектрические свойства. Это определяет перспективы их применения в различных электротехнических устройствах, например, в качестве материалов для магнитной памяти (NV-FeRAM).

В системе Bi_2O_3-TiO_2-Fe_2O_3 реализуется гомологический ряд соединений с общей формулой $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$. Данные соединения имеют слоистую перовскитоподобную структуру типа фаз Ауривиллиуса, впервые описанных в работе [1]. В элементарной ячейке соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ чередуются флюоритоподобные висмут-кислородные слои $\{(Bi_2O_2)^{2+}\}_\infty$ толщиной f≈4.08 Å и перовскитоподобные слои $\{(Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+1})^{2-}\}_\infty$ толщиной $h \approx m \cdot 4.11$ Å. Величина m соответствует числу перовскитоподобных слоев в структурном пакете и может принимать целые или дробные значения. Дробные значения m соответствуют структурам, в которых чередуются перовскитоподобные слои различной толщины (рис.1). При этом, в литературе отсутствует комплексный анализ влияния состава на строение соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$. В работе [2] соединения $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ с m = 4, 6, 7, 8 были исследованы методом мессбауэровской спектроскопии. Показано, что при m>5 наблюдается резкое изменение в состоянии ионов Fe^{3+} в структуре. В работах [3, 4] данный факт косвенно подтверждается данными по термической устойчивости соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ и отражен на политермическом разрезе $Bi_4Ti_3O_{12}$ - $BiFeO_3$ фазовой диаграммы системы Bi_2O_3-TiO_2-Fe_2O_3. Как показано в [4], в области существования соединений с 5<m<8 данная система находится в состоянии близком к безразличному равновесию.

Проведение систематического исследования влияния состава на особенности строения соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ является важным и необходимым этапом в изучении физико-химических свойств этих соединений.

При синтезе соединений использовали оксид висмута квалификации «ч», оксид железа (III) квалификации «чда» и оксид титана (IV) квалификации «ОСЧ». Указанные оксиды смешивались в соответствии со стехиометрией $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$, где m=4, 4.5, 5, 5.5, 6, 6.5, 7, 7.5, 8, 9. Измельчение и смешение исходных веществ проводили в вибромельнице. После этого образцы отпрессовывали в виде таблеток и обжигали. Обжиг проводили на воздухе с пошаговым повышением температуры. После каждого шага обжига образцы измельчали и гомогенизировали в вибромельнице, затем прессовали и обжигали при более высокой температуре. Подробно методика синтеза соединений системы Bi_2O_3-TiO_2-Fe_2O_3 описана в [5].

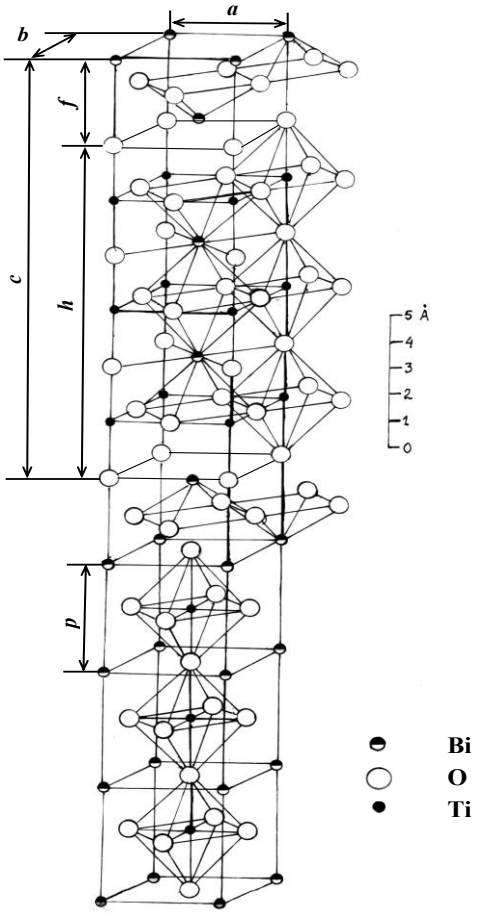


Рис. 1. Структура соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$

Степень завершения синтеза соединений определяли методом рентгенофазового анализа образцов с использованием дифрактометра ДРОН-3 ($CuK\alpha_{ср}$- излучение). Фазовое состояние образцов и элементный состав фаз определяли методами сканирующей электронной микроскопии и электронно-зондового микроанализа на сканирующем электронном микроскопе CamScan MV2300 с микрозондовой приставкой Oxford Link.

Мессбауэровское исследование образцов поводили на спектрометре фирмы “WISSEL”. Измерения проводили в геометрии на поглощение при

комнатной температуре. В качестве мессбауэровского источника использовался ^{57}Co в матрице родия (Rh). Величины химических сдвигов (IS) измеренных образцов приводятся относительно химического сдвига стандартного поглотителя α-Fe.

Был синтезирован ряд соединений с общей формулой $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$, где m принимает не только целые значения в диапазоне от 4 до 9, и $BiFeO_3$. Данные рентгенофазового состава и электронной микроскопии показали, что образцы с m от 4 до6,5 соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ с высокой степенью точности можно рассматривать как однофазные. В образцах m от 7 до 9 и ∞ вместе с синтезируемыми фазами Ауривиллиуса $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ присутствует незначительное количество примесных компонентов на основе γ-Bi_2O_3(Fe_2O_3), $Bi_2Fe_4O_9$ и $BiFeO_3$.

Анализ мессбауэровских спектров соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ показывает, что при $4<m<7$ не наблюдается изменений в магнитном состоянии образцов – они остаются парамагнитными при комнатной температуре.

В диапазоне $4<m<9$ на мессбауэовских спектрах присутствует два дублета, свидетельствующих о двух неэквивалентных состояниях ионов железа (Fe^{I} и Fe^{II}). При этом ионы железа сохраняют формальный заряд 3+, о чем свидетельствуют соответствующие значения изомерного сдвига (IS). Наличие секстета, характерного для BiFeO3 наблюдалось у образцов с $7<m<10$. Это подтверждает, что получение однофазных образцов соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ с $m>7$ затруднительно (рис.2).

Рис. 2. Мессбауэровские спектры соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$.

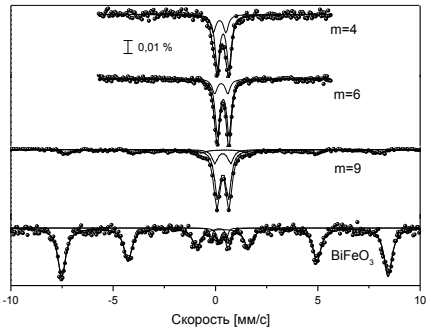


Рис. 2. Мессбауэровские спектры соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$

Для образцов с m=7÷9 наблюдается появление антиферромагнитного и парамагнитного состояния ионов Fe^{3+}, приводящее к изменениям не только характера (рис.2), но и параметров мессбауэровских спектров. По-видимому, это связано с увеличением содержания в перовскитоподобном пакете антиферромаг-нитного $BiFeO_3$. Наблюдаемое при m~5 изменение в характере зависимости отношения величины перовскитоподобного блока вдоль оси c, к значению m (рис.3), показывает наличие структурных изменений у фаз Ауривиллиуса $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ в указанной области значений m. Это изменение коррелирует с данными об устойчивости соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$.

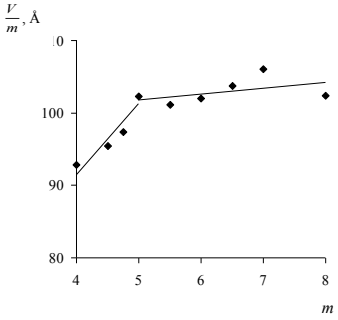


Рис. 3. Зависимость объема элементарной ячейки (V) к значению m

Повышение содержания $BiFeO_3$ в структуре фаз Ауривиллиуса до некоторого критического значения (около 0.7 мол.д.) приводит к энергетической неустойчивости соединений. Понижение устойчивости соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ при $m>5$ приводит, по-видимому, к неупорядоченному размещению атомов по структурным позициям и повышает энтропию соединений. Вероятно, данный энтропийный вклад несколько компенсирует энергетическую (энтальпийную) неустойчивость фаз Ауривиллиуса с большой толщиной перовскитоподобного пакета.

Изучение особенностей строения слоистых перовскитоподобных соединений $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ в системе Bi_2O_3-TiO_2-Fe_2O_3 показало наличие структурных изменений при увеличении толщины перовскитоподобного слоя на основе $BiFeO_3$ до 2 нм. Данные изменения, по-видимому, связаны с перераспределением атомов железа по структурно-эквивалентным позициям, направленным на стабилизацию системы.

1. Aurrivillius B. Mixed bismuth oxides with layer lattices. I //Ark. Kemi. 1949. Bd 1, H.1. P. 463-471.

2. Jartych E., Mazurek M., Lisinska-Czekaj A., Czekaj D. Hyperfine interactions in some Aurivillius $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ compounds // J. Magnetism and Magnetic Mater. 2010. № 322. P.51-55

3. Lomanova N.A., Ugolkov V.L., Gusarov V.V. Thermal Behavior of Layered Perovskite-Like Compounds in the $Bi_4Ti_3O_{12}$-$BiFeO_3$ System // Glass Physics and Chemistry. 2007. V. 33. № 6. P. 608–612.

4. Lomanova N.A., Gusarov V.V. Phase States in the $Bi_4Ti_3O_{12}$-$BiFeO_3$ Section in the Bi_2O_3-TiO_2-Fe_2O_3 System// Russian J. of Inorganic Chemistry. 2011. V. 56. № 4. P. 616-620.

5. Morozov M.I., Lomanova N.A., Gusarov V.V. Specific Features of BiFeO3 Formation in a Mixture of Bismuth(III) and Iron(III) Oxides // Russian J. of General Chemistry. 2003. V. 73. №. 11. P. 1676–1680.

Изготовление ферромагнитных частиц для исследования их магнитной структуры методом сканирующей просвечивающей микроскопии

А.С. Бондаренко [1], С.А. Гусев [2], Б.А. Грибков [2], Е.В. Скороходов [2]

[1] МРЦ по направлению «Нанотехнологии», Санкт-Петербург
[2] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

evgeny@ipm.sci-nnov.ru

Электронно-лучевая литография является одним из самых мощных и гибких способов создания планарно-упорядоченных ферромагнитных (ФМ) структур при линейных размерах элементов до 10 нм[1]. Технология получения ФМ частиц зависит от их размеров и материала, из которого они изготавливаются, а также от способа исследования их магнитной структуры. Главными проблемами при получении массивов ФМ частиц является повторяемость формы и размеров, отсутствие неровных краев, что необходимо для того, чтобы избежать влияния неровностей границ на магнитную структуру частицы. Для исследования распределения намагниченности у ФМ частиц представляют интерес структуры с размерами меньше 1 микрона, т.к. при таких размерах ФМ частицы проявляют магнитные свойства, которые сильно отличаются от магнитных свойств объемных материалов. Прежде всего, на распределение намагниченности сильное влияние начинает оказывать форма частицы. Вследствие этого, очень важно как можно более точно получить правильную форму магнитной структуры. При формировании наноструктур проводилась оптимизация технологического процесса, связанная с подбором условий экспонирования, резистов (как негативных, так и позитивных) и промежуточных масок из многослойных металлических пленок (Cu, V, Sc и др.)

Исследование магнитной структуры методом сканирующей просвечивающей микроскопии требует специального технологического процесса для изготовления ФМ частиц, который заключается в следующем. На Si подложке с пленкой Si_3N_4 толщиной 120 нм проводится щелочное травление кремния для получения нескольких мембран с размерами 10–40 микрон. Далее методом магнетронного напыления осаждается пленка Co толщиной 20 нм и вспомогательными слой V толщиной 15 нм. Затем в качестве негативного резиста наносился слой фуллеренов (толщина 50-100нм). После экспонирования, проявления и плазменного травления получались ФМ структуры на мембране Si_3N_4 (рис. 1). Толщина мембраны оказывается достаточной для применения сканирующей просвечивающей микроскопии, чтобы исследовать магнитную структуру полученных образцов. Лоренцева сканирующая просвечивающая электронная микроскопия основана на отклонении электронов, проходящих через образец, силой Лоренца. При получении изображения проводится сканирование образца, т.е. информация о намагниченности собирается с каждой точки скана. В качестве детектора используется 4-х секционный детектор темного поля. Магнитный контраст образуется за счет разности сигналов в секциях детектора. Основной трудностью данного метода исследования является присутствие дифракционного контраста, связанного с поликристаллической структурой изучаемых образцов. Для того, чтобы исключить дифракционный контраст, необходимо проводить дефокусировку электронного пучка. В работе приведены исследования магнитной структуры в пленках CoFe толщиной 30 нм с подслоями пермаллоя и Al, имеющими толщину около двух нанометров. Интерес к пленкам с различными подслоями связан с тем, что у них различная поликристаллическая структура и разные кривые перемагничивания, а также различная доменная структура (размер и тип доменов). Также представлены результаты исследования магнитный структуры ферромагнитных частиц треугольной, круглой и крестообразной форм с размерами ~1 мкм.

1. Моро У. Микролитография. М.: Мир, 1990.

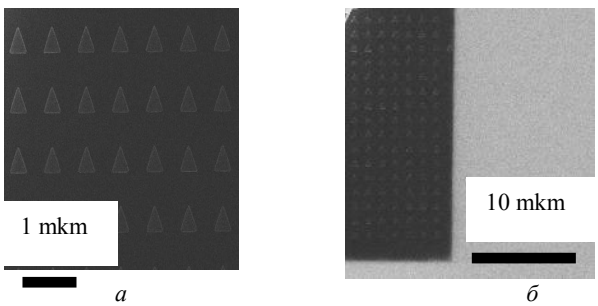


Рис. 1. SEM изображения во вторичных электронах треугольных ФМ структур на мембране Si_3N_4

Свойства многослойных магнитоэлектрических структур сегнетоэлектрик ферромагнетик на основе керамики PZT с плоскопараллельными интерфейсами наноразмерной гладкости

С.А. Шарко [1], Н.Н. Новицкий [1], Н.Н. Поддубная [1], А.В. Беспалов [2], О.Л. Голикова [2], А.И. Стогний [1]

[1] ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», Минск, Республика Беларусь
[2] Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики (МГТУ МИРЭА)

stognij@ifttp.bas-net.by

Композитные структуры сегнетоэлектрик/ферромагнетик, обладающие магнитоэлектрическим эффектом при комнатной температуре, перспективны для применения в качестве энергонезависимых сенсоров. Причем в многослойном исполнении эти структуры проявляют заметно больший магнитоэлектрический эффект [1].

Актуальна проблема формирования гладких, термостабильных интерфейсов неоднородных структур сегнетоэлектрик/металлическая пленка ферромагнетика без их принудительного механического сцепления с использованием эпоксидных смол и клеев на органической основе как описано в [1]. Последнее исключает минитюаризацию данных структур и их интегрирование в микроэлектронику. Кроме того, поверхности керамики свойственна развитость рельефа поверхности на микроуровне, а это приводит как к проблемам механической связности металлической пленки и сегнетоэлектрика, так и к отрицательному влиянию изломанности интерфейсов на интегральные свойства структур в целом.

Известно [2], что метод ионно-лучевого распыления позволяет получать пленки ферромагнитных металлов с объемоподобными свойствами практически от стадии зарождения на гладких поверхностях различной природы. Для формирования плоскопараллельного интерфейса наноразмерной гладкости в рассматриваемой проблеме достаточно обеспечить гладкость поверхности сегнетоэлектрика. Был предложен метод трехкратного ионно-лучевого осаждения-распыления сглаживающего слоя (ИЛОР), который позволил исходную шероховатость керамики на уровне 0,1 мкм уменьшить до наноразмерной.

Сегнетоэлектрическая керамика на основе цирконата-титаната свинца (PZT) состава $PbZr_{0,2}Ti_{0,8}O_3$ изготавливалась методом измельчения и горячего прессования в виде таблеток диаметром 8 мм и исходной толщиной 400 мкм. Керамика механически шлифовалась до требуемой толщины, далее поверхность механохимически полировалась до зеркального блеска и потом подвергалась суперфинишной обработке методом ИЛОР.

На первом этапе на поверхность подложки PZT напылялся слой материала посредством распыления мишени, идентичной по составу с подложкой. Толщина слоя составляла примерно половину шероховатости сглаживаемой поверхности, оцениваемой стандартными методами микроскопии. При этом наблюдалось преимущественное заполнение впадин рельефа поверхности осаждаемым материалом, в частности, за счет его сползания с вершин выступов во впадины, когда выступы практически не растут, а впадины заполняются. Далее производилось ионно-лучевое распыление поверхности ионами кислорода в течение времени, превышающем время распыления осажденного слоя. Вследствие угловой анизотропии коэффициента распыления, выступающие части кристаллитов распылялись интенсивнее плоских участков поверхности, причем впадины на границах кристаллитов были экранированы от распыления ранее. Это приводило к сглаживанию рельефа поверхности в целом. Максимальное сглаживание рельефа поверхности наблюдалось при трехкратном применении ИЛОР. Схематически эволюцию рельефа поверхности подложки PZT на промежуточной стадии характеризует рис. 1. Здесь пунктирная линия соответствует исходной поверхности, задаваемой гранями монокристаллических зерен, штрихпунктирная очерчивает поверхность с напыленным слоем, а сплошная линия – поверхность PZT после ИЛОР.

Рис. 1. Схема сглаживания рельефа поверхности сегнетоэлектрической подложки

На рис. 2 приведено РЭМ-фото поперечного сечения интерфейса структуры Co/PZT, полученной осаждением пленки Co методом ионно-лучевого распыления в условиях [2], после трехкратного применения описанной процедуры сглаживания на основе ИЛОР поверхности PZT. Видно, что интерфейсная область Co/PZT обладает наноразмерной гладкостью.

Предложенная процедура формирования интерфейса позволила получить гетероструктуры

Co/PZT/Co с плоскопараллельными границами и корректно исследовать зависимости магнитоэлектрических свойств от толщины ферромагнетика d_{FM} и сегнетоэлектрика d_{FE}.

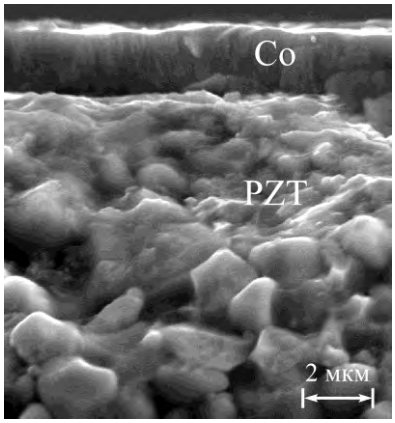


Рис. 2. Поперечное сечение области Co /PZT

Магнитоэлектрические измерения проводились при комнатной температуре путем измерения напряжения, возникающего на образце при воздействии на него переменного и постоянного магнитных полей, аналогично [3]. Далее определялся магнитоэлектрический коэффициент по напряжению α_{ME}, мВ/(см·Э).

Установлено, что α_{ME} на порядок возрастает с ростом d_{FM} от момента зарождения сплошной пленки Co и до достижения 1,5…2,5 мкм, далее мало изменяется, но при толщине Co больше 4 мкм наблюдаются его вспучивания и отслоения (рис. 3 а, d_{FE}= 300 мкм, магнитное поле 50 Э, 1 – 100 Гц, 2 – 1 кГц). И, наоборот, в аналогичных условиях, α_{ME} медленно возрастает с уменьшением d_{FE} (рис. 3 б, d_{FM}= 2 мкм).

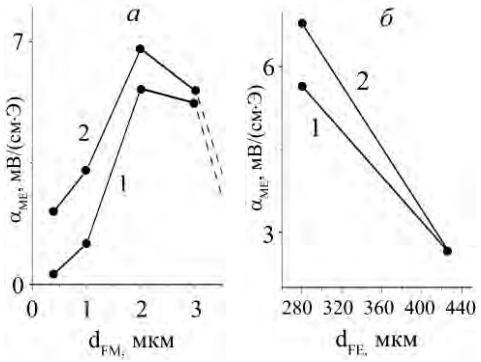


Рис. 3. Зависимости α_{ME} от толщин ферромагнитной пленки d_{FM} (*а*) и керамики PZT d_{FE} (*б*)

Полевые зависимости имели стандартный вид. В случае Co (2 мкм)/PZT (280 мкм)/Co (2 мкм) они спадали до нуля при напряженности постоянного магнитного поля свыше 1,5 кЭ, а при частоте 100 Гц и 1 кГц незначительно отличались друг от друга.

Известно, что в слоистых композиционных структурах, полученных механическим соединением ферромагнитных и сегнетоэлектрических слоев, максимальный магнитоэлектрический эффект реализуется в случае их примерного равенства [1]. В нашем случае данное условие существенно не выполняется. Кроме того, пленка Co отличается морфологией и формируется на сглаженных гранях монокристаллических зерен PZT (рис. 2). На начальной стадии роста пленки Co из-за различия постоянных кристаллических решеток и температурных коэффициентов расширения с PZT генерируются наибольшие механические напряжения на интерфейсе. При достижении критической толщины Co на интерфейсе в наиболее дефектных местах наблюдаются вспучивания и отслоения. Часто отрыв участков пленки Co происходит вместе с участками поверхности PZT. Это позволяет предположить, что наблюдаемые магнитоэлектрические взаимодействия имеют интерфейсную природу, а толщина образцов определяется минимальной толщиной керамики, при которой не нарушается связность материала.

В настоящее время получены структуры (Co /PZT /Co)$_3$, с α_{ME}=250 мВ/(см·Э) в магнитном поле до 2,5 кЭ, на частоте 100 Гц при комнатной температуре. Толщина пленок Co составляла 2,5 мкм, средней пластины PZT – 20 мкм, крайних пластин керамики – 80 мкм [4]. Изложенные результаты важны для синтеза микроминиатюрных сенсоров с гигантскими значениями α_{ME}

Работа частично финансировалась в рамках проекта Ф10ГКНТ-002 (Belarus-Poland)

1. Nan Ce-Wen, Bichurin M.I., Dong Shuxiang, Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // J. Appl. Phys. 2008. V.103. P.031101-1.

2. A.I. Stognij, M.V. Pashkevich, N.N. Novitskii, B.A. Gribkov, V.L. Mironov, A.A. Geras'kin, V.A. Ketsko, F. Fettar, and H. Garad. Controlled Growth of Co Nanofilms on Si(100) by Ion Beam Deposition// Inorganic Materials, 2011, Vol. **47**, No. 8, pp. 869–875.

3. Poddubnaya N.N., Laletin V.M., Stognij A.I., Novitskii N.N. Dependence of magnetoelectric effect in layered lead zirconate-titanate/nickel heterostructures on the interface type // Functional Materials. 2010. V.17. №3. P.329-334.

4. Stognij A.I., Novitskii N.N., Poddubnaya N.N., Sharko S.A., Szymczak H., and D'yakonov V.P. Magnetoelectric effect and minimal layer thickness in PZT (h>20 μm)/Co (d<6 μm) multilayered heterostructures // Moscow International Symposium on Magnetism, Proceedings of the MISM-2011, Moscow, Russia, 21-25 August 2011.

О влиянии поликристаллической структуры на магнитные свойства ферромагнитных частиц

Б.А. Грибков, С.А. Гусев, А.Ю. Климов, И.М. Нефѐдов, В.В. Рогов, М.В. Сапожников, Е.В. Скороходов, Д.А. Татарский, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

tatarsky@ipmras.ru

При создании структур, обладающих туннельным магнетосопротивлением (TMR), необходимо, чтобы они имели два стабильных состояния, соответствующих параллельной и антипараллельной ориентации магнитных моментов слоев, составляющих структуру. Одним из способов реализации таких состояний является создание слоев с различными коэрцитивностями. Известно, что коэрцитивность магнитных пленок связана с их поликристаллической структурой [1]. Поэтому, контроль микроструктуры пленок является необходимой составляющий процесса получения магнитных частиц, обладающих TMR-эффектом.

На подложке кремния методом магнетронного напыления были получены многослойные пленки FeNi(1 нм)/FeCo(10 нм)/Al_2O_3(1 нм)/FeCo(10 нм). Далее методом электронной и оптической литографии из этих пленок получили квадратные частицы с размерами: 2, 10 и 50 микрон. На рис. 1 видно, что петля гистерезиса для 2-х микронных частиц качественно отлична от петель, соответствующих 10-ти и 50-ти микронным частицам. На рис. 1б и рис. 1в присутствует достаточно резкая область перехода частиц из параллельного состояния в антипараллельное. Петля гистерезиса для 2-х микронных частиц (рис.1а), наоборот, имеет более гладкий характер. Такое отличие перемагничивания для частиц разных размеров, возможно, связано с кристаллической структурой каждого из слоев.

В случаях, когда магнитная пленка является поликристаллической, ось кристаллографической анизотропии в каждом кристаллите направлена случайным образом. Как показано в работе [2] наличие даже слабой случайной анизотропии всегда приводит к разрушению дальнего магнитного порядка в магнетиках. Т.е. помимо таких двух характерных масштабов, как размер одного кристаллита R_A и размер доменной стенки δ в системах со слабой случайно анизотропией возникает такой масштаб, как ферромагнитная длина корреляции R_F [3], равный

$$R_F \sim R_A \left(\frac{\alpha}{R_A^2 \beta} \right)^{\frac{2}{d-4}}, \qquad (1)$$

где d – размерность системы, а величины α и β связаны с константами обмена и анизотропии соответственно. В случае тонких пленок ($d = 2$) ферромагнитная длина корреляции оценивается как $R_F \sim \delta^2 / R_A$. Очевидно, что магнитные свойства частиц со случайной анизотропией будут зависеть не только от поликристаллической структуры самого вещества, но и от отношения L/R_F, где L – латеральный размер частицы. В частности, наличие ферромагнитной длины корреляции может приводить к упомянутым выше изменениям в кривых перемагничивания квадратных TMR-структур.

Для анализа кристаллической структуры были отдельно приготовлены пленки с подслоем Al и с подслоем FeNi. На кремневую подложку осаждался слой полиметалметакрилата (ПММА), далее магнетронным напылением осаждалась пленка FeCo толщиной 30 нм с соответствующим подслоем. Слой ПММА растворялся в ацетоне и полученная свободная пленка помещалась в сканирующий просвечивающий микроскоп (STEM). Полученные темнопольные изображения приведены на рис.2. Несмотря на то, что по данным микрофотографий нельзя однозначно связать кристаллическую структуру и контраст изображения, можно косвенно утверждать, что размер кристаллита меньше в пленке с подслоем из пермаллоя. Также на мембрану из нитрида кремния была напылена пленка FeCo толщиной 30 нм с подслоем Al толщиной 2 нм для исследования в просвечивающем электронном микроскопе (TEM). Электронная микродифракция и темнопольное изображение приведены на рис. 3. Анализ кольцевой электронограммы показал, что данная пленка является поликристаллической, а размеры блоков лежат в пределах от 40 нм до 100 нм.

Таким образом, показано, что при создании магнитных частиц необходимо учитывать соотношение между их латеральными размерами и поликристаллической структурой.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 11-02-00294а, 11-02-00434а и 11-02-00589а.

1. Alben H., Becker J.J., Chi M.C., Random Anisotropy in Amorphous Ferromagnets // J. Appl. Phys. 1978. V.49, №3. P.1653–1658

2. Imry Y., Ma S.-K., Random-Field Instability of the Ordered state of Continuous Symmetry // Phys. Rev Lett. 1975. V.32, №21. P.1399–1401.

3. Chudnovsky E.M., Saslow W.M., Serota R.A., Ordering in ferromagnets with random anisotropy // Phys. Rev. B 1986. V.33, №1. P.251–261.

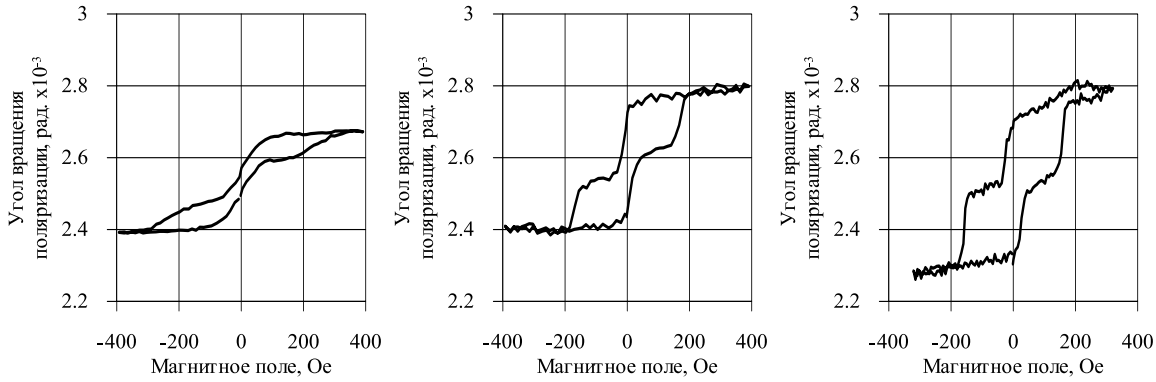


Рис. 1. Зависимость петли гистерезиса от размера квадратной частицы CoFe. (а) 2 мкм, (б) 10 мкм, (в) 50 мкм.

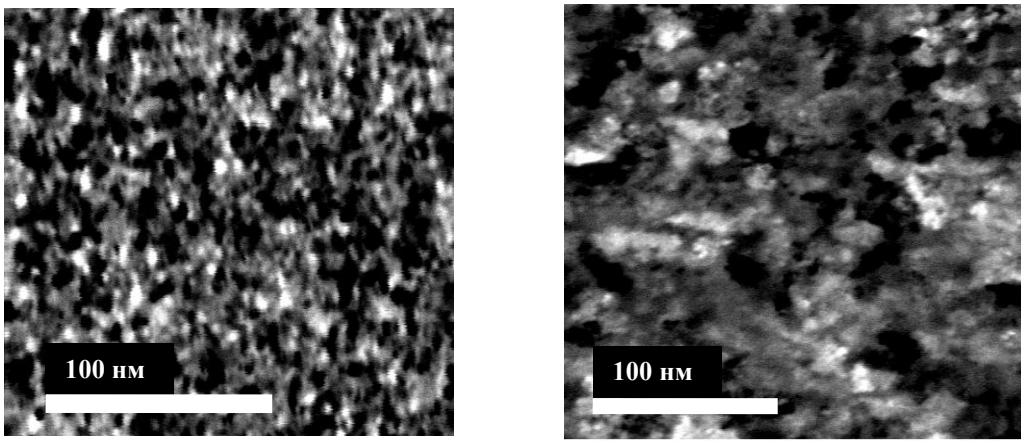


Рис. 2. Темнополное изображение, полученное на сканирующем просвечивающем микроскопе. (а) пленка FeCo 30 нм с подслоем FeNi 2 нм. (б) пленка FeCo 30 нм с подслоем Al 2 нм

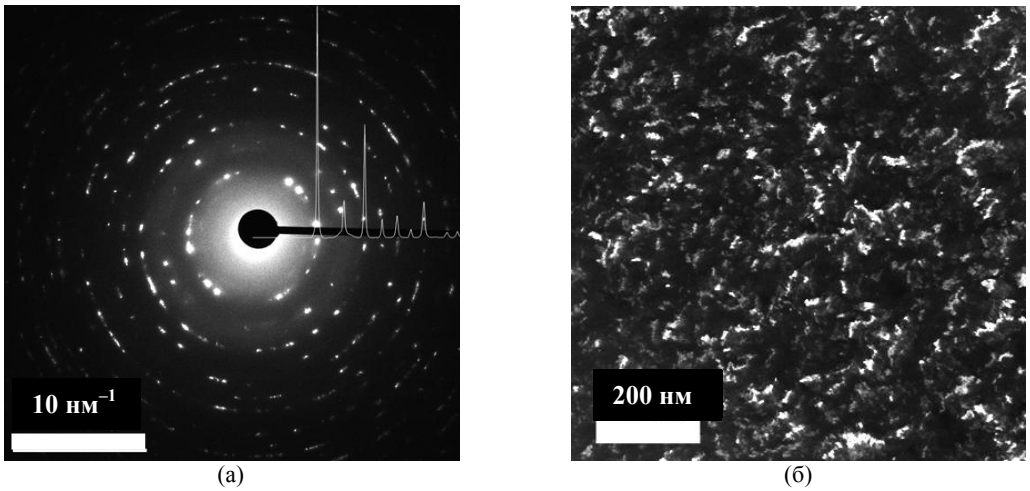


Рис. 3. (а) Электронограмма тонкой пленки FeCo толщиной 30 нм с подслоем Al. (б) темнопольное изображение поликристаллической пленки FeCo.

Фотонамагничивание плёнки феррит-граната циркулярно-поляризованным светом, обусловленное перестройкой её доменной структуры

Г.М. Генкин, Ю.Н. Ноздрин, А.В. Окомельков, И.Д. Токман

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

tokman@ipm.sci-nnov.ru

Обнаружен эффект фотонамагничивания гранатовой пленки $(Tm,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ при T = 300K, обусловленный перестройкой ее многодоменной структуры. Фотонамагничивание (ΔM) возникало под действием циркулярно-поляризованного импульсного излучения лазера в диапазоне длин волн 450нм – 600нм. (мощность P< 600 кВт/см^2, длительность импульса τ_i ~ 7нс). Измерены зависимости ΔM от поляризации и мощности света, от магнитного поля, перпендикулярного поверхности плѐнки. В отсутствии магнитного поля ΔM максимальна для круговой поляризации света (ΔM ~ 1G при мощности 300 кВт/см^2). При смене направления вращения поляризации ΔM меняет знак (для линейной поляризации ΔM = 0). Исследование эффекта во внешних магнитных полях и наблюдение поведения в этих полях доменной структуры плѐнки позволили сделать вывод, что эффект однозначно обусловлен изменением многодоменной структуры плѐнки под действием света. Данный эффект относится к широкому классу фотомагнитных эффектов, подробный обзор таких эффектов дан в [1].

Эксперименты проводились при T = 300K. При этой температуре намагниченность насыщения $4\pi M_S \cong$ 70 Гс (измеренная проводились с использованием крутильного магнетометра. На Рис.1 представлена микрофотография доменной структуры пленки $(Tm,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$, полученные с помощью эффекта Фарадея в нулевом магнитном поле.

Рис. 1. Доменная структура пленки в нулевом магнитном поле

На Рис.2 представлена зависимость магнитооптического эффекта Фарадея в исследуемой пленке от H_Z – dc магнитного поля, перпендикулярного плоскости пленки (измерения проводились при λ = 630 нм). Поскольку апертура луча значительно превышает ширину домена при H_Z = 0 (10 мкм), постольку, на Fig.2 представлена кривая намагничивания образца, являющая собою узкую петлю гистерезиса. Заметим, что узкая петля гистерезиса благоприятствует лѐгкости перестройки многодоменной структуры.

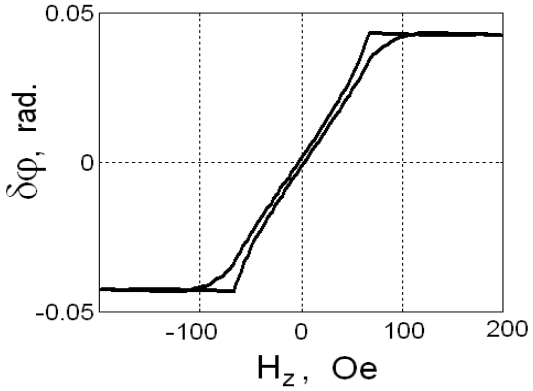


Рис. 2. Зависимость магнито–оптического эффекта Фарадея от магнитного поля, перпендикулярного поверхности пленки

В качестве источника поляризованного излучения использовался лазер с перестраиваемой длиной волны в диапазоне λ= 420 – 2500 нм, частота повторения импульса 10Гц, плотность потока мощности $P \leq$ 600 кВт/см^2. Образец размещался в H_Z–dc магнитном поле соленоида, нормальном к плоскости образца. Для наблюдения сигнала фотонамагничивания последовательно применялись: индукционный и магнитооптический методы. Индукционный метод состоял в том, что непосредственно на поверхности образца размещалась индукционная катушка с внутренним диаметром 1,5 мм. Эта катушка входит в состав измерительного контура; период собственных колебаний контура $T_c \approx 2\times10^{-7}$ с, его добротность $Q_c \leq 10$. Импульс поляризованного излучения, проходя вдоль оси индукционной катушки (ось oz), падал по нормали к плоскости образца, вызывая изменение намагниченности образца ΔM_Z.

Непосредственно измеряемой величиной, соответствующей ΔM_Z, являлся сигнал э.д.с., снимавшийся с измерительного контура и наблюдавшийся на осциллографе. Сигнал представляет собой затухающие колебания. Нами установлено, что фаза сигнала однозначно связана с направлением циркулярной поляризации излучения. Это означает, что направление циркулярной поляризации однозначно определяет знак ΔM_Z. На Рис. 2 представлена зависимость фотонамагничивания под действием цир-

кулярно-поляризованного света от величины поля H_Z. Так на Fig.3 представлена зависимость величины эффекта (λ = 525 нм, P = 500 кВт/см^2 от величины поля H_Z ($0 \le H_Z \le 200$ Э); кружки соответствуют ΔM_Z^R – правой поляризации излучения, а крестики – ΔM_Z^L – левой. При интерпретации этой зависимости необходимо учитывать, что в полях $0 \le H_Z <$ 100 Э образец находится в многодоменном состоянии, а в полях $100Oe \le H_Z \le 200$ Э в монодоменном состоянии (см. Рис. 2). Это позволяет выделить вклад в эффект как от изменения намагниченностей собственно в доменах так и от перестройки доменной структуры.

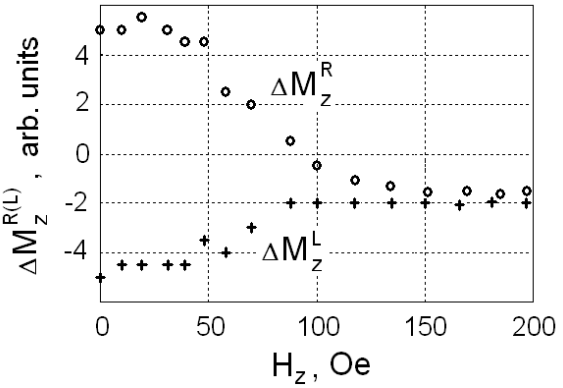


Рис. 3. Зависимость фотонамагничивания для правой (левой) циркулярной поляризации излучения от величины поля

А именно, поскольку в полях $100Э \le H_Z \le 200Э$ образец находится заведомо в монодоменном состоянии, постольку, в этих полях, изменение намагниченности образца под действием света связано лишь с изменениями величины спонтанной намагниченности образовавшегося монодомена. В полях же $0 \le H_Z \le 200Э$ эффект обусловлен перестроением доменной структуры под действием циркулярно-поляризованного света.

Эффект дополнительно исследовался нами с помощью хорошо известного магнитооптического метода (pump–probe method) при H_Z = 0. Вместе с излучением (λ = 525 нм), вызывающим эффект фотонамагничивания, через освещаемую область образца, под небольшим углом к нормали, пропускался пробный луч (линейно поляризованное излучение He-Ne лазера λ = 630 нм). Нами наблюдалось Фарадеевское вращение плоскости поляризации пробного луча синхронно с воздействием излучения накачки. Очевидно, что это вращение есть следствие фотонамагничивания: направление поворота плоскости поляризации пробного луча изменялось на противоположное при изменении направления поляризации накачки. Используя результаты по магнитооптическому наблюдению петли гистерезиса (см. Fig.2) мы сделали следующие оценки: воздействие циркулярно поляризованного излучения накачки λ = 525 нм, P $\cong$ 300 кВт/см^2, $\tau_i \approx 7$ нс приводит к намагничиванию образца, которое возникло бы при наложении магнитного поля $\approx$ 1.5Э.

1. Коваленко В.Ф. Фотоиндуцированный магнетизм / В.Ф. Коваленко, Э.Л. Нагаев // УФН. 1986. Т. 148, вып. 4. С. 561–602.

Невзаимность при дифракции неполяризованных холодных нейтронов на ферромагнитных кристаллах

О.Г. Удалов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

udalov@ipmras.ru

Введение

Хорошо известно, что нейтрон является нейтральной частицей, и для него не существует силы Лоренца и спин-орбитального взаимодействия. Вследствие этого эффекты холловского типа не возникают для нейтронов, движущихся в однородном магнитном поле. Однако из-за наличия спина у нейтрона магнитное поле влияет на его поведение. Магнито-дипольное взаимодействие описывается слагаемым в гамильтониане вида $-\mu(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{B})$, где μ - магнитный момент нейтрона, $\mathbf{B}$ - магнитное поле, $\boldsymbol{\sigma}$ - вектор матриц Паули. Известно, что взаимодействие такого типа приводит к холловского типа эффектам в системах с неоднородной магнитной структурой. Такое явление, называемое «топологическим» эффектом Холла (ТЭХ), теоретически предсказано и экспериментально наблюдено для электронов в магнетиках со сложной структурой [1,2]. В настоящей работе ТЭХ рассмотрен для нейтронов.

В случае электронов Паулевское слагаемое описывает обменное взаимодействие электронов проводимости с локализованными электронами. Оно имеет вид $-J(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{M})$, где J – обменная константа, $\mathbf{M}$ - единичный вектор вдоль локальной намагниченности. Это слагаемое может быть сведено к действию фиктивного магнитного поля, которое отлично от нуля только в системах с некомпланарной и, как минимум, двухмерным распределением намагниченности. Естественно ожидать, что ТЭХ для нейтронов может наблюдаться в этих же системах. Однако в отличие от обменного взаимодействия, зависящего от намагниченности среды, магнито-дипольное зависит от магнитной индукции. Таким образом, именно магнитная индукция в системе должна быть некомпланарной и неоднородной, как минимум, по двум координатам. Простейшим примером магнитного поля, удовлетворяющего этим критериям, является поле магнитного диполя.

Рассеяние неполяризованных нейтронов магнитным диполем в первом порядке теории возмущений, как известно, не показывает эффектов холлловского типа. Однако, за пределами первого порядка теории возмущений возникают новые эффекты. «Спиновый эффект Холла» для нейтронов впервые описан в работе Малеева, Топерверга [3]. Они показали, что сечение рассеяния поляризованных нейтронов ферромагнетиком с температурой выше температуры Кюри, содержит слагаемое $([\mathbf{k}\mathbf{x}\mathbf{k}']\mathbf{P})$, где $\mathbf{P}$ и $\mathbf{k}$ - поляризация и волновой вектор падающего пучка нейтронов, $\mathbf{k}'$ - волновые вектора рассеянных нейтронов. Этот эффект был наблюден ранее Окороковым, Гусаковым, Отчиком и Руновым [4]. В настоящей работе продемонстрировано, что сечение рассеяния неполяризованных нейтронов на отдельном магнитном диполе содержит член $([\mathbf{k}\mathbf{x}\mathbf{k}']\mathbf{S})$, где $\mathbf{S}$ - магнитный момент диполя. Это слагаемое также возникает во втором порядке теории возмущений.

В ферромагнитном кристалле магнитные диполи образуют упорядоченную решетку. Особенности рассеяния нейтронов на отдельном диполе должны проявляться в дифракции нейтронов на кристалле. В данной работе исследована динамическая дифракция нейтронов на идеальном ферромагнитном кристалле. В отличие от предыдущих работ в этом направлении рассмотрен случай «трехволновой дифракции», т.е. случай, когда брегговское условие выполнено для двух векторов обратной решетки. Только в этом случае некомпланарный и многомерный характер микроскопического распределения магнитного поля играет роль и возникает асимметричная дифракция нейтронов.

Магнитное рассеяние неполяризованных нейтронов точечным магнитным диполем.

В рамках теории возмущений было вычислено сечение рассеяния неполяризованных нейтронов точечным магнитным диполем. В первом порядке теории возмущений амплитуда рассеяния определяется выражением

$$f^{(1)}(\mathbf{k},\mathbf{k}')=2r_0\,\gamma S\,P(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\,(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{q}_m),$$
$$\mathbf{q}_m=\mathbf{h}-(\mathbf{he})\mathbf{e},\quad \mathbf{e}=(\mathbf{k}-\mathbf{k}')/|\mathbf{k}-\mathbf{k}'|.$$

Здесь r_0 – классический радиус электрона, γ=-1,913, S – спин атома, $P(\mathbf{k}-\mathbf{k}')$ – магнитный формфактор, который в случае точечного диполя обращается в 1. $\mathbf{h}$ – единичный вектор, направленный вдоль магниитного момента атома. Сечение рассеяния имеет хорошо известный вид

$$\sigma^{(1)}(\mathbf{k},\mathbf{k}')=(r_0\gamma S)^2(1-(\mathbf{eh})^2).$$

Как видно из формулы, холловского типа эффектов в таком приближении не возникает. Во втором порядке теории возмущений амплитуда рассеяния определяется выражением

$$f^{(2)}(\mathbf{k},\mathbf{k}')=\int(V_m(\mathbf{k}'-\mathbf{q})\,V_m(\mathbf{q}-\mathbf{k}'))/(\varepsilon-q^2+i\delta)\mathrm{d}q,$$
$$V_m(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\sim S\,(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{q}_m),$$

где ε – энергия нейтронов. Сечение рассеяния определяется выражением

$$\sigma^{(2)}(\mathbf{k},\mathbf{k}')=2\mathrm{TrRe}(f^{(1)*}(\mathbf{k},\mathbf{k}')\,f^{(2)}(\mathbf{k},\mathbf{k}')),$$
$$\sigma^{(2)}(\mathbf{k},\mathbf{k}')\sim\int\delta(\varepsilon-q^2)(\mathbf{q}_{m1}[\mathbf{q}_{m2}\times\mathbf{q}_{m3}])\mathrm{d}q,$$
$$\mathbf{q}_{m1}=\mathbf{h}-(\mathbf{he}_1)\mathbf{e}_1,\quad \mathbf{e}_1=(\mathbf{k}-\mathbf{k}')/|\mathbf{k}-\mathbf{k}'|.$$
$$\mathbf{q}_{m2}=\mathbf{h}-(\mathbf{he}_2)\mathbf{e}_2,\quad \mathbf{e}_2=(\mathbf{k}'-\mathbf{q})/|\mathbf{k}'-\mathbf{q}|.$$
$$\mathbf{q}_{m3}=\mathbf{h}-(\mathbf{he}_3)\mathbf{e}_3,\quad \mathbf{e}_3=(\mathbf{q}-\mathbf{k})/|\mathbf{q}-\mathbf{k}|.$$

Нетрудно показать, что $\sigma^{(2)}(\mathbf{k},\mathbf{k}')$ отлично от нуля, только, если $([\mathbf{k}\mathbf{x}\mathbf{k}']\mathbf{h})$ отлично от нуля, и при этом оно имеет симметрию этого выражения. На рисунке 1 изображена зависимость сечения рассеяния холодных неполяризованных нейтронов $\sigma(\mathbf{k},\mathbf{k}')= \sigma^{(1)}(\mathbf{k},\mathbf{k}')+ \sigma^{(2)}(\mathbf{k},\mathbf{k}')$ точечным магнитным диполем от угла между волновыми векторами падающей и рассеянной волн. Для наглядности величина магнитного момента диполя выбрана очень большой, такой, что вклад второго порядка теории возмущений заметен. В действительности для любых магнитных атомов вклад второй порядок теории возмущений дает поправку 10^{-4}.

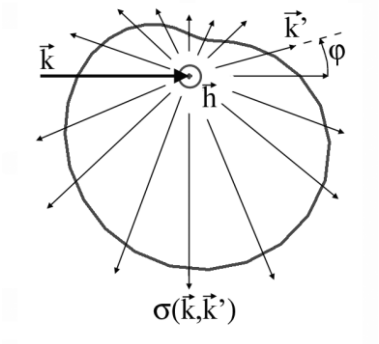


Рис. 1. Зависимость сечения рассеяния холодных неполяризованных нейтронов точечным магнитным диполем от угла между волновыми векторами падающей и рассеянной волн. Полярный график

Из рисунка видно, что рассеяние асимметрично по отношению к направлению падающего пучка.

Дифракция нейтронов на идеальном ферромагнитном кристалле.

Справедливо предположить, что особенности рассеяния на одном магнитно диполе проявятся при дифракции нейтронов на упорядоченной решетке таких диполей. Примером упорядоченной решетки магнитных диполей является ферромагнитный кристалл. В данной работе рассмотрена динамическая дифракция неполяризованных нейтронов на ферромагнитном кристалле. Хорошо известно, что в случае «двухволновой» дифракции, когда брегговское условие выполнено только для одного вектора обратной решетки не возникает нечетных по намагниченности эффектов и, соответственно, не возникает асимметричной дифракции. Это можно понять, если проанализировать возникновение асимметричного рассеяния в теории возмущений. Оно возникает из-за интерференции однократно и двукратно рассеянных волн. В «двухволновом» приближении двукратно рассеянных волн не возникает. Поэтому в данной работе рассмотрена дифракция нейтронов в «трехволновом» приближении, когда брегговское условие выполнено для двух векторов обратной решетки (см. рис. 2.).

Задача решалась численно. На рис. 3 представлены результаты расчета зависимости интенсивности дифрагированной волны от угла скольжения падающего неполяризованного пучка. Представлены зависимости для двух знаков намагниченности.

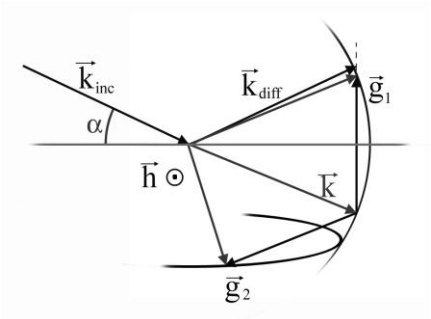


Рис. 2. Геометрия «трехволновой» брегговской дифракции. $\mathbf{k}_{inc}$ – волновой вектор падающей волны, $\mathbf{k}_{diff}$ – волновой вектор дифрагированной волны, $\mathbf{g}_{1,2}$ – вектора обратной решетки, для которых выполнено брегговское условие. **h** – единичный вектор вдоль намагниченности кристалла **M**

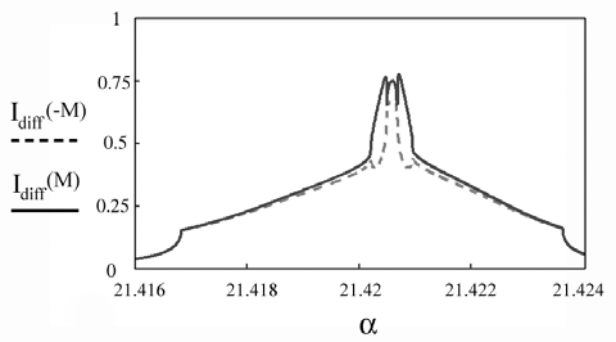


Рис. 3. Зависимость интенсивности дифрагированной волны от угла скольжения падающих нейтронов. Сплошная и прерывистая линии соответствуют различным знакам намагниченности

Из рисунка видно, что при смене знака намагниченности изменяется интенсивность дифрагированного пучка. Отметим еще раз, что падающий пучок не поляризован. Анализ показывает, что интенсивность зависит от смешанного произведения $([\mathbf{k}_{imc}\mathbf{x}\mathbf{k}_{diff}]\mathbf{M})$. Величина эффекта достигает 50%.

Заключение

В работе показано, что рассеяние неполяризованных нейтронов на магнитном диполе асимметрично, т.е. содержит член с симметрией $([\mathbf{k}\mathbf{x}\mathbf{k}']\mathbf{h})$. Это проявляется в дифракции нейтронов на идеальном ферромагнитном кристалле. Интенсивность дифрагированной волны содержит слагаемое с такой же симметрией. Величина эффекта достигает 50%.

Работа выполнена при поддержке фонда «Династия».

1. Aharonov Ya., Stern A. // Phys. Rev. Lett., 69, 25, 3593 (1992).
2. Taguchi Y., Oohara Y., Yoshizawa H. et. Al. // Science, 291, 2573 (2001).
3. Lazuta A.V., Maleyev S.V., Toperverg B.P. // Sov. Phys. JETP 48 (2), 386 (1978).
4. Okorokov A.I., Gusakov A.G., Otchik Ya.M. et al. // Phys. Lett. 65A, 60 (1978).

Эффект выпрямления электрического тока в искусственной многослойной частице, содержащей три магнитных слоя, намагниченности которых не лежат в одной плоскости

О.Г. Удалов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

udalov@ipmras.ru

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется теоретическому и экспериментальному исследованию транспортных свойств искусственных систем, имеющих неоднородную магнитную структуру. Значительный интерес вызывают многослойные магнитные структуры. Системы, содержащие два магнитных слоя, разделенные барьером, в настоящее время весьма хорошо изучены. Естественным продолжением этих исследований является изучение свойств структур с тремя магнитными слоями. В таких структурах могут возникать туннельно-резонансные явления, явление кулоновской блокады, которое из-за магнитной структуры образца будет обладать рядом особенностей. Даже без учета интерференционных явлений и кулоновской блокады, в трехслойных частицах возникает зависимость сопротивления от внешнего магнитного поля, отличающаяся от случая двухслойной частицы [1]. Это связано с явлениями спиновой аккумуляции в среднем слое. Важным отличием трехслойной системы от двухслойной является возможность создавать некомпланарные распределения намагниченности. Структуры с некомпланарным распределением намагниченности качественно отличаются от компланарных. В частности, в них возможно возникновение эффектов выпрямления переменного тока. Ранее диодный эффект был рассмотрен для случая некомпланарной магнитной спирали [2]. При этом рассмотрен чистый предел, когда длина свободного пробега велика по сравнению с характерным масштабом изменения магнитной структуры. Величина эффекта выпрямления достаточно мала и определяется отношением импульса, приобретаемого электроном за время свободного пробега, к импульсу Ферми.

В данной работе рассмотрено явление выпрямления в системе с тремя магнитными слоями, разделенными туннельными барьерами. Грубо можно сказать, что наличие туннельных барьеров должно приводить эффективно к уменьшению скорости Ферми электронов и увеличению эффекта выпрямления. В отличие от работы [2] рассмотрен грязный предел, когда длина свободного пробега электрона много меньше масштабов изменения намагниченности. Такая ситуация является более реалистичной с точки зрения экспериментальной проверки.

Эффект выпрямления в системе последовательно соединенных магнитных туннельных контактов

В данной работе теоретически исследованы транспортные свойства системы, изображенной на рисунке 1. Данная система включает два слоя одинакового ферромагнитного металла и слой нормального металла, отделенный от ферромагнетиков туннельными прослойками. Система помещена в однородное внешнее магнитное поле.

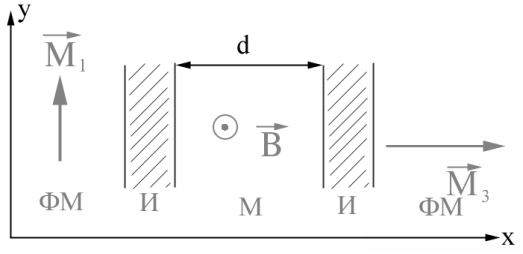


Рис. 1. Два последовательно соединенных туннельных магнитных контакта

При исследовании протекания тока предполагалось, что падение напряжения происходит в основном на туннельных барьерах. Т.о. электроны проводимости в левом береге имеют фермиевскую функцию распределения, сдвинутую по энергии на $V/2$, а в правом фермиевскую функцию, сдвинутую на $-V/2$, где V – напряжение, приложенное к системе. Функции распределения в берегах спин-зависимые. Расщепление зоны проводимости в ферромагнетиках определяется обменным взаимодействием электронов проводимости с локализованными электронами. Воздействие магнитного поля на электроны проводимости в ферромагнитных берегах пренебрегалось. Функция распределения электронов по состояниям в среднем металлическом слое определяется втекающими и вытекающими через туннельные контакты токами, а также процессами релаксации в самом слое. Описание поведения электронов в центрально слое проводилось на основе квазиклассических уравнений Больцмана. Т.к. в рассматриваемой системе намагниченность неколлинеарна, для описания электронов необходимо использовать четырехкомпонентную функцию распределения.

$$\mathbf{f}(\mathbf{r},\mathbf{v})=n(\mathbf{r},\mathbf{v})\mathbf{I}+(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{m}(\mathbf{r},\mathbf{v})).$$

Здесь I - единичная матрица (2x2), $\boldsymbol{\sigma}$ – вектор матриц Паули. n имеет смысл вероятности найти электрон в данной точке пространства $\mathbf{r}$ с заданной скоростью $\mathbf{v}$. $\mathbf{m}$ имеет смысл намагниченности на единицу объема фазового пространства.

Уравнения Больцмана на функцию распределения $\mathbf{f}(\mathbf{r},\mathbf{v})$ имеют вид

$$v_x n'_x + eEn'_{vx}/m = -(n-n^e)/t_p - (n^e-n^0)/t_e,$$
$$v_x \mathbf{m}'_x + J[\mathbf{h}_0 \mathrm{x} \mathbf{m}] + eE\mathbf{m}'_{vx}/m = -(\mathbf{m}-\mathbf{m}^e)/t_p - (\mathbf{m}^e-\mathbf{m}^0)/t_s.$$

Здесь v_x – проекция скорости электронов на ось структуры; J – частота ларморовской прецессии магнитного момента электронов в среднем слое во внешнем магнитном поле; m – масса электрона; n^e и $\mathbf{m}^e$ – усредненные по всем направлениям скорости с заданной энергией ε функции $n(\mathbf{r},\mathbf{v})$ и $\mathbf{m}(\mathbf{r},\mathbf{v})$, соответственно; n^0 и $\mathbf{m}^0$ – равновесные функции распределения; t_p – время релаксации импульса; t_e – время релаксации энергии; t_s – время релаксации спина; e – заряд электрона.

При решении этих уравнения предполагалось, что между различными временами релаксации выполняются следующие соотношения

$$t_e >> t_s >> t_p.$$

Если не учитывать наличие намагниченностей берегов, то полный ток не содержит квадратичной по напряжению компоненты. Линейная часть имеет вид:

$$j = GE_F V/2,$$

где G – проводимость отдельного туннельного барьера, $G = 4emT_0/3h^2$ (T_0 - спин-независимая часть туннельной прозрачности, h – постоянная Планка). E_F - энергия Ферми.

При учете магнитной структуры вольтамперная характеристика может содержать, а может и не содержать квадратичную по напряжению компоненту. Линейная компонента при этом имеет вид:

$$j = GE_F V(1-T_s)/2,$$
$$T_s = PT_0\, d/(t_p v_F),$$

где d – толщина среднего слоя, v_F – скорость Ферми, P – степень поляризации электронов в берегах. Данная формула получена для ситуации, когда намагниченность левого и правого ферромагнетика направлены вдоль оси y, а магнитное поле в центральном слое направлено вдоль оси z.

В случае, когда намагниченность левого ферромагнетика направлена вдоль оси y, правого вдоль оси x, а поле в среднем слое вдоль оси z (некомпланарное распределение), становится отличной от нуля квадратичная по напряжению компонента тока. При этом линейная часть тока дается той же формулой, что и в случае компланарного распределения

$$j = (1/2)GE_F V(1-T_s)(1+(\pi-2)d^2 \times \sin(\lambda d)e^{-\lambda d}T_s\gamma V/(32E_F)),$$

В этой формуле λ – длина релаксации поперечной компоненты спина, $\gamma = 3/(t_e t_p v_F)$ – длина энергетической релаксации. Данная формула содержит квадратичное по напряжению слагаемое, а значит описывает эффект выпрямления. Из формулы видно, что эффект выпрямления является осциллирующей функцией толщины среднего слоя. При этом величина эффекта экспоненциально спадает с увеличение толщины. Это связано с прецессией спинов электронов влетающих из берегов в средний слой. Зависимость эффекта выпрямления от толщины представлена на рисунке 2.

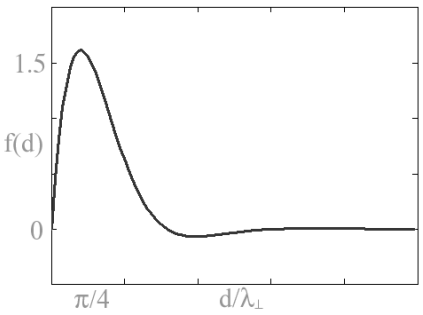


Рис. 2. Зависимость эффекта выпрямления от толщины среднего слоя структуры

Другой важный момент, который необходимо отметить, состоит в том, что эффект выпрямления возникает, только если в системе есть диссипация. Поэтому величина эффекта пропорциональна коэффициенту γ. Отметим здесь отличие от результата работы [2], где эффект выпрямления возникал из-за квантовых интерференционных поправок к спектру электронов без учета диссипации.

Также из формулы для вольт-амперной характеристики видно, что отношение скорости электрона, приобретаемой за время свободного пролета, к скорости Ферми не входит в величину эффекта, поэтому можно ожидать, что в этом случае диодный эффект увеличится по сравнению со случаем металла с геликоидальной некомпланарной магнитной структурой.

Заключение

В данной работе продемонстрировано существование эффекта выпрямления в структуре, состоящей из двух последовательно соединенных туннельных барьеров с некомпланарной магнитной структурой. Для возникновения эффекта выпрямления в трехслойной структуре необходимы неупругие столкновения электронов. Величина эффекта определяется туннельной прозрачностью, степенью поляризации электронов в ферромагнетиках и отношение напряжения к энергии Ферми. Получена зависимость величины диодного эффекта от толщины среднего слоя. При малых толщинах эффект выпрямления линейно растет, а при больших экспоненциально спадает. Максимум достигается, когда отношение толщины среднего магнитного слоя к длине потери поперечной компоненты спина составляет величину порядка 1.

Работа выполнена при поддержке программы «Кадры» и РФФИ 11-02-00294-а. Автор выражает благодарность А.А. Фраерману за полезные обсуждения работы.

1. Hernando D.H. / Conductance modulation by spin precession in noncollinear ferromagnet normal-metal ferromagnet systems / Daniel Huertas Hernando, Yu.V. Nazarov, Arne Brataas and Gerrit E.W. Bauer // Physical Review B. 2000. V. 62. N. 9. P. 5700.

2. Fraerman, A.A. / Diode effect in the medium with a helical magnetic structure / A.A. Fraerman, O.G. Udalov // Physical Review B. 2008. V. 77. N. 9. P. 094401.

Обменное взаимодействие и неколлинеарная магнитная структура наносистем с коллективизированными электронами

П.Ф. Бессараб, М.Г. Дудник, В.М. Уздин

Физический факультет Санкт-Петербургского государственного университета

v_uzdin@mail.ru

Развитие спин-поляризованной сканирующей туннельной спектроскопии привело к открытию неколлинеарных магнитных структур в целом ряде субмонослойных наносистем и кластеров 3d-элементов на металлической подложке [1,2]. Теоретическое описание таких систем, представляющих большой интерес как для фундаментальной науки, так и для приложений, основывается, как правило, на использовании моделей локализованных электронов с большим числом параметров, часть из которых пытаются определить на основе расчетов аналогичных, но существенно более простых систем, методом функционала плотности. Для объяснения сложных спиральных структур, обнаруженных экспериментально, наряду с несколькими константами гейзенберговского взаимодействия вводят параметры анизотропии, спин-орбитальное взаимодействие, приводящее к вкладам в энергию Дзялошинского-Мории, и даже добавочные члены, включающие взаимодействие четырех магнитных моментов. В результате число подгоночных параметров, используемых для теоретического моделирования превышает десяток [1], а учитываемые взаимодействия выбираются в значительной степени произвольно. В то же время, в исследуемых экспериментально системах [1,2] магнетизм связан с коллективизированными электронами и не всегда модели, основанные на картине локализованных магнитных моментов с взаимодействием гейзенберговского типа, правиль-но отражают физику магнитного упорядочения.

Неколлинеарное магнитное упорядочение в системах с коллективизированными электронами было теоретически предсказано в рамках модели Александлера-Андерсона (МАА) [3] и в дальнейшем подтверждено расчетами из первых принципов [4,5]. В работах [3-5] исследовалась магнитная структура кластеров, состоящих из трех атомов на металлической подложке. Во всех случаях, неколлинеарный магнетизм был связан с конкуренцией обменных взаимодействий и магнитными фрустрациями. В данной работе мы показываем, что неколлинеарное основное состояние в рамках модели коллективизированных электронов может возникнуть даже в магнитном димере без учета релятивистских поправок и в отсутствие магнитных фрустраций.

Рассмотрим систему, состоящую из двух магнитных атомов на немагнитной металлической подложке (магнитный димер) в МАА, обобщенной для описания неколлинеарного магнетизма [3]. Кулоновское отталкивание электронов, на атомах димера будем учитывать в приближении локального среднего поля, причем ось квантования в локальной системе выберем вдоль магнитного момента каждого атома. После перехода в систему с единой осью квантования магнитного момента уравнения для функций Грина d-электронов $G_{ij}^{\alpha\beta}$ принимают вид

$$\left(\omega - E_i^{\alpha}\right)G_{ij}^{\alpha\beta}(\omega) - \sum_{k,\gamma} V_{ik}^{\alpha\gamma} G_{kj}^{\gamma\beta}(\omega) = \delta^{\alpha\beta}\delta_{ij} \quad (1)$$

Здесь верхние (греческие) индексы отвечают спиновым переменным ($\uparrow,\downarrow$), нижние (латинские) нумеруют атомы кластера (для димера 1 и 2). Энергии d-электронов, локализованных на узле i E_i^{α} зависят от числа d-электронов N_i, магнитного момента M_i и угла θ_i, который момент составляет с осью квантования. В случае димера, состоящего из двух одинаковых атомов, с магнитными моментами, направленными под углом θ друг к другу и выборе оси квантования вдоль первого магнитного момента

$$E_i^{\uparrow,\downarrow} = E_0 + \frac{UN}{2} \mp \frac{UM}{2}\cos\theta_i; \quad \theta_1 = 0;\ \theta_2 = \theta \quad (2)$$

Интегралы перехода d-электронов между атомами димера диагональны по спиновому индексу $V_{ij}^{\alpha\beta} = V_{ij}\delta^{\alpha\beta}$, а между состояниями с различной проекцией спина отличны от нуля только переходы электронов, локализованных на одном атоме $V_{ij}^{\uparrow\downarrow} = (UM\sin\theta_i/2)\delta_{ij}$. Все энергии удобно измерять в единицах Γ – ширины d-уровня, возникающей за счет s-d-гибридизации с электронами проводимости подложки. Теория содержит всего три параметра, задающих положение d-уровня относительно уровня Ферми E_0, кулоновское отталкивание на узле U и интеграл перехода d-электронов между атомами димера $V_{12}=V_{21}$. Значения соответствующих параметров в массивном однородном металле, на металлических поверхностях и интерфейсах известны из первопринципных рачетов.

Для магнитного димера из системы уравнений (1) может быть получено явное выражение для функций Грина d-электронов. Например:

$$G_{11}^{\uparrow\uparrow} = \cfrac{1}{\varepsilon - E_1^{\uparrow} - \cfrac{V_{12}^{\uparrow\uparrow}V_{21}^{\uparrow\uparrow}}{\varepsilon - E_2^{\uparrow} - \cfrac{V_{22}^{\uparrow\downarrow}V_{22}^{\downarrow\uparrow}}{\varepsilon - E_2^{\downarrow} - \cfrac{V_{12}^{\downarrow\downarrow}V_{21}^{\downarrow\downarrow}}{(\omega - E_1^{\downarrow})}}}} \quad (3)$$

Величина магнитного момента M и число d-электронов N выражаются через мнимую часть

функций Грина (3). Они должны определяться самосогласованно, поскольку энергии электронов (2) зависят от M и N, а недиагональные по спину интегралы переходов пропорциональны M. Обычно при расчетах используют итерационную процедуру самосогласования, когда в качестве входных значений на n-ом шаге итераций берется линейная комбинация выходных значений M и N на n-1 и n-2 шаге. Однако, если в системе при одном и том же значении параметров и угле θ между моментами может существовать несколько магнитных решений, итерационный метод не гарантирует нахождения всех самосогласованных состояний. Поэтому был разработан другой алгоритм, позволяющий находить все, как основное, так и метастабильные состояния.

На рис. 1 представлены магнитный момент (a) и энергия, отсчитанная от немагнитного состояния, в единицах Γ (b) как функции числа d-электронов N, локализованных на атоме димера при различных углах θ между магнитными моментами.

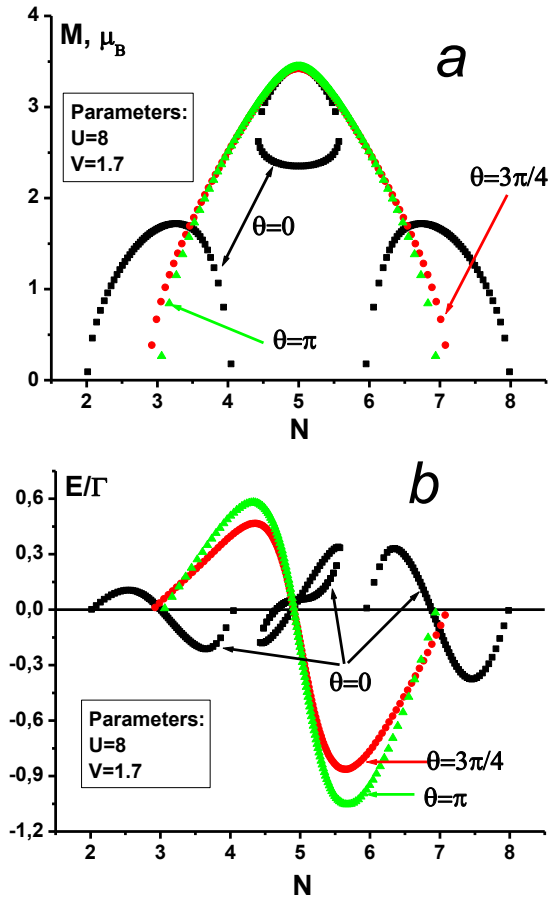


Рис. 1. Магнитный момент (a) и энергия d-электронов на атоме димера (b) как функция числа d-электронов

Видно, что при параллельном упорядочении магнитных моментов вблизи N=5 имеется несколько магнитных решений с разной величиной момента. Эти решения возникают при изменении внешних параметров и температуры скачком, так что соответствующий фазовый переход будет переходом I рода.

Эффективное обменное взаимодействие между моментами определяется числом локализованных d-электронов на атом. Оно меняется от антиферромагнитного при наполовину заполненной зоне (Cr) через неколлинеарное (Mn-Fe) к ферромагнитному (Fe-Co) и не описывается гейзенберговской моделью. На рис. 2 показана зависимость E(θ) при разных значениях N. Таким образом, уже для магнитного димера на металлической подложке возможно неколлинеарное основное состояние без учета спин-орбитального взаимодействия.

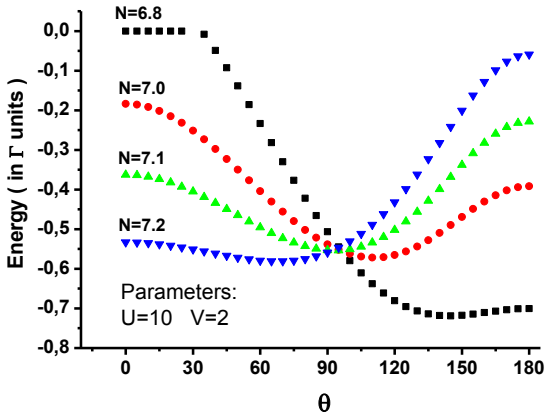


Рис. 2. Зависимость энергии состояния с минимальной энергией димера от угла между магнитными моментами, локализован-ными на атомах при разном числе d-электронов на атом

Изменяя интегралы перехода электронов между магнитными атомами, определяемые в первую очередь структурой металлической подложки, можно менять эффективное обменное взаимодействие и магнитную структуру. На основе выполненных расчетов находит естественное объяснение зависимость обменного взаимодействия магнитных атомов на поверхности от материала подложки и ориентации поверхности относительно кристаллографических осей, а также переходы от высокоспинового состояния к низкоспиновому состоянию под воздействием лазерного излучения и температурных эффектов в кластерах Fe и Co [6].

Работа поддержана грантом РФФИ-ННИО № 11-02-91337

1. Heinze S., von Bergmann K., Menzel M., Brede J., Kubetzka A., Wiesendanger R., Bihlmayer G. and Blügel S. // Nature Physics, 7, 713 (2011)

2. Bode M., Heide M., von Bergmann K., Ferriani P., Heinze S., Bihlmayer G., Kubetzka A., Pietzsch O., Blügel S., Wiesendanger R. // Nature, 447, 190 (2007)

3. Uzdin S., Uzdin V., Demangeat C. // Europhys. Lett., **47**, 556-561 (1999)

4. Bergman A., Nordström L., Burlamaqui Klautau A., Frota-Pessôa S., Eriksson O. // Phys. Rev. B, **75**, 224425 (2007).

5. Lounis S., Mavropoulos P., Zeller R., Dederichs P.H., Blügel S. // Phys. Rev. B, **75**, 174436 (2007)

6. Xu X., Yin S., Moro R., Liang A., Bowlan J., and de Heer W.A. // Phys. Rev. Lett., 107, 057203 (2011)

Изменение магнитного строения микроструктур Fe (001) под воздействием импульсов спинполяризованного тока

Л.А. Фомин, Г.М. Михайлов, И.В. Маликов, К.М. Калач, С.В. Пяткин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов, Черноголовка, Московская область

fomin@iptm.ru

В настоящее время представляют большой интерес исследования по управляемому спинполяризованным током движению доменных стенок в ферромагнитных наноструктурах. Пропусканием спинполяризованного тока высокой плотности ~ 10^7 -10^8 А/см^2 через ферромагнитную наноструктуру, согласно теории Слончевского-Берже [1, 2], можно изменять ее намагниченность, вызывая движение доменных стенок. Уже проведено множество экспериментальных исследований по управляемому током движению доменных стенок, главным образом, в нанопроводах из пермаллоя [3]. Но с точки зрения практических применений представляют интерес не только пермаллоевые нано- и микроструктуры, но и эпитаксиальные, в частности, из железа. Однако, в эпитаксиальных структурах из железа такие эксперименты еще не проводились. Причина, по-видимому, в том, что коэрцитивная сила у железа выше, чем у пермаллоя. Но, выращивая пленки эпитаксиально, можно, оптимизируя условия роста, уменьшить количество объемных и поверхностных дефектов в них и, как следствие, коэрцитивную силу, которая в большой степени определяется пиннингом доменных стенок на дефектах.

В данной работе методами магнитосиловой микроскопии (МСМ) и микромагнитных расчетов было исследовано воздействие спинполяризованного тока на магнитное строение эпитаксиальных микроструктур Fe (001). Эпитаксиальные пленки Fe (001) были выращены на R-плоскости сапфира с подслоем Mo методом импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме [4]. Из этих пленок методом электронной литографии и ионного травления по субтрактивной технологии [5] были изготовлены микроструктуры. Они имели форму квадратов с длиной стороны 4 мкм и 8 мкм, по четырем углам которых были сделаны полоски шириной 0,5 мкм и длиной 20 мкм, к концам которых присоединялись подводящие контакты (рис. 1). Квадрат и полоски были ориентированы вдоль одной из двух осей легкого намагничивания (ОЛН) в плоскости пленки. Были проведены микромагнитные расчеты таких структур с помощью программы OOMMF [6], а также симулирование МСМ контраста по результатам расчетов. Расчеты показали, что при такой ориентации в нулевом магнитном поле полоски находятся в однодоменном состоянии, а квадрат разбивается на четыре одинаковых треугольных домена (рис. 2). После прикладывания магнитного поля вдоль полосок, достаточного для их перемагничивания, намагниченность в полосках становится направленной в одну сторону, и после сбрасывания поля ее направление сохраняется. При протекании тока через однородно намагниченную полоску происходит его спиновая поляризация. Попадая в квадрат, спинполяризованный ток воздействует на его магнитное строение так, что способствует выстраиванию магнитных моментов параллельно намагниченности полоски. Пуская ток по одной из полосок, можно тем самым способствовать тому, что намагниченность ближайшего к ней домена в квадрате будет направлена в ту же сторону, что и в полоске. Это направление будет задавать направления намагниченности в остальных трех доменах. Однако, поскольку доменная конфигурация, изображенная на рис. 2 до довольно устойчива, изменить ее при помощи одного только спинполяризованного тока трудно. Необходимо прикладывать вспомогательное внешнее магнитное поле. Идея эксперимента заключалась в том, чтобы намагнитить квадрат до насыщения в направлении параллельно по-

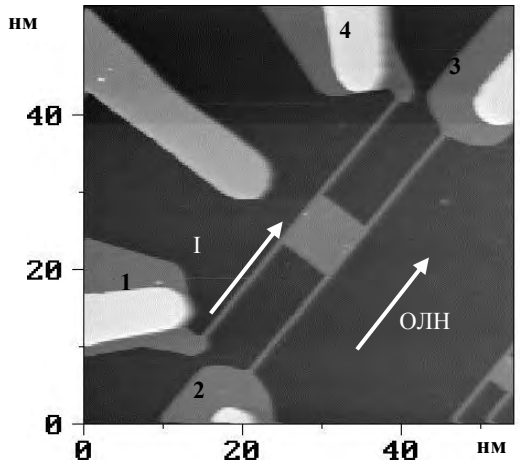


Рис. 1. АСМ изображение микроструктуры с квадратом 8×8 мкм. Цифрами обозначены номера контактов. Стрелками обозначены направление тока и ОЛН

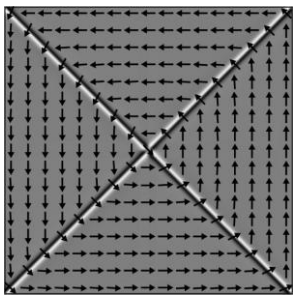


Рис. 2. Рассчитанное МСМ изображение квадратной микроструктуры размерами 8×8мкм. Стрелками показано направление вектора намагниченности.

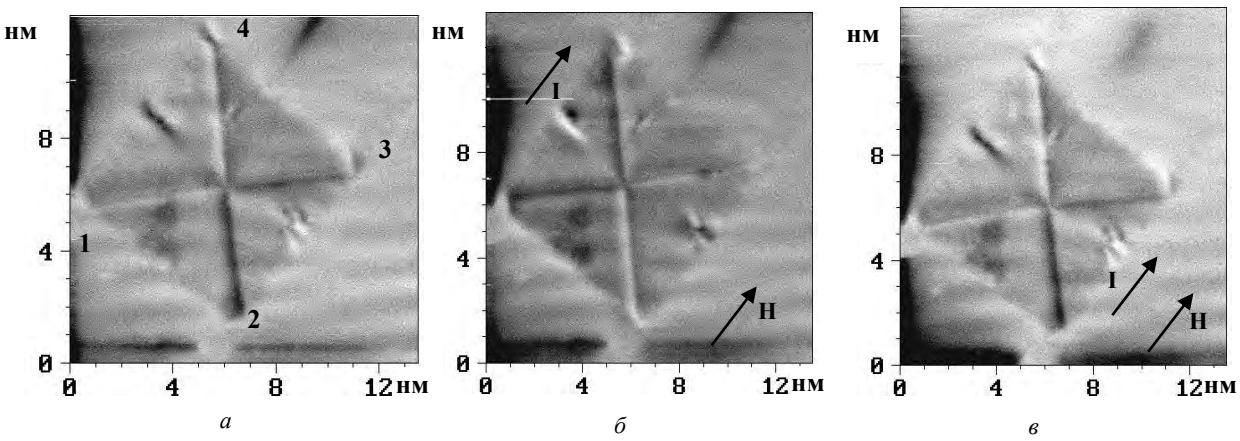


Рис. 3. МСМ изображения квадратной микроструктуры размерами 8×8 мкм: а) начальное, цифрами показаны номера контактов; б) после подачи тока по контактам 1-4; в) после подачи тока по контактам 2-3. Стрелками показано направление тока и внешнего магнитного поля.

лоскам, и затем, пуская ток между контактами 1 - 4 и 2 - 3, способствовать тому, что после сбрасывания тока будет реализовываться один из двух вариантов распределения намагниченности - по часовой стрелке и против часовой стрелки.

Для проведения измерений магнитного строения при пропускании тока через образец во внешнем магнитном поле использовался усовершенствованный магнитосиловой микроскоп P47 Solver NTMDT. К нему были добавлены внешний электромагнит и цепь подачи импульсного тока на образец. В эксперименте на микроструктуру подавалось магнитное поле 300 Э, направленное вдоль полосок. Через две противоположные полоски по одну сторону квадрата пускалась серия прямоугольных импульсов тока длительностью 1 мкс, амплитудой 6 В с частотой повторения 100 Гц. Плотность тока была порядка 10^7 А/см^2. Затем поле сбрасывалось до нуля, и после этого серия импульсов переставала подаваться. Проводились МСМ измерения магнитного строения микроструктуры до и после подачи поля и импульсов. Результаты измерений показаны на рис. 3. В начальном состоянии (рис. 3 а) МСМ изображение квадрата соответствует рассчитанному магнитному строению (рис. 2). Четыре домена разделены 90^o стенками Нееля. В МСМ контрасте такие стенки представляют собой параллельные светлую и темную полосы. Направление намагниченности в домене находится по относительному положению светлой и темной полос Неелевской стенки. После подачи поля, пропускания тока через контакты из 1 в 4 и сбрасывания поля положение светлой и темной полос в стенке меняется (рис. 3 б). Это означает, что направление намагниченности во всех доменах поменялось на противоположное. После подачи поля в ту же сторону, пропускания тока через контакты из 2 в 3 и сбрасывания поля направление намагниченности вновь меняется (рис. 3 б). Была проведена подряд серия измерений, статистика по которой показала, что в более 60% случаев осуществляется переключение состояний.

Таким образом, было показано, что происходит переключение магнитной структуры квадрата, и направленность переключения определяется спиновой поляризацией тока. Это открывает путь к созданию устройств на основе воздействия спинполяризованного тока, компонентами которых будут эпитаксиальные микроструктуры.

1. Slonczewski, J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers / J.C Slonczewski // J. Magn. Magn. Mater. 1996. V. 159 P. L1-L3.

2. Berger, L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current / L. Berger // Phys. Rev. B 1996 V. 54 P. 9353-9358.

3. Shibata, J. A brief review of field- and current-driven domain-wall motion / J. Shibata, G. Tatara, H. Kohno // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44 P. 384004 (1-18).

4. Mikhailov, G.M. Complementary Anallysis of Epitaxial Fe (001) Films with Improved Electronic Transport and Magnetic Properties / G.M. Mikhailov, L.A. Fomin, V.Yu. Vinnichenko, I.V. Malikov, S.V. Pyatkin, A.V. Chernykh, // Solid State Phenomena 2011 V. 168 - 169, P. 300 - 302.

5. Mikhailov, G.M. Fabrication of monocrystalline refractory metal nanostructures capable of ballistic electron transport / G M Mikhailov, L I Aparshina, A V Chernykh, S V Dubonos, Yu I Koval, I V Malikov // Nanotechnology 1998. V. 9 P. 1–5.

6. http://math.nist.gov/oommf/

Динамическая спиновая восприимчивость в квантовых точках с анизотропным обменом

А.У. Шарафутдинов

Московский физико-технический институт, Долгопрудный

shazat@itp.ac.ru

Известно, что взаимодействие спиновых и зарядовых степеней свободы могут приводить к нетривиальным эффектам, например эффект Кондо, гиганское магнитосопротивление и т.д. Самые простые системы в которых такие эффекты можно наблюдать – это квантовые точки [1]. В нульмерном приближении квантовая точка описывается универсальным гамильтонианом [2,3]:

$$H = \sum \tau_\alpha a_\alpha^+ a_\alpha + E_c \hat{H}^2 + J\hat{S}^2 \qquad (1)$$

где $\hat{N}$ – оператор числа электронов на точке, $\hat{S}$ – оператор полного спина электронов на точке, a_α – оператор уничтожения электрона на точке, τ_α – одночастичные уровни энергии, E_c – кулоновская энергия, J – обменная энергия.

Благодаря тому, что все члены универсального гамильтониана коммутируют друг с другом задачи с универсальным гамильтонианом допускают точное аналитическое решение. Во-первых, можно точно найти статистическую сумму в большом каноническом ансамбле

$$Z = \sum_{s=-m}^{m} \sum_{n_\uparrow n_\downarrow} Z_{n_\uparrow} Z_{n_\downarrow} \exp(\beta\mu n + \beta J_\perp m(m+1) - \beta E_c (n-N_0)^2 - \beta B s + \beta(J_z - J_\perp)s^2) \qquad (2)$$

где $n_\uparrow = n+m$, $n_\downarrow = n-m$, μ – хим. потенциал на точке, β – обратная температура,

$$Z_N = \oint \frac{dz}{2\pi i} z^{-N-1} \prod_\gamma (1 + z e^{-\beta\varepsilon_\gamma}).$$

Так как гамильтониан коммутирует с $\hat{S}_z$ линейный отклик на магнитное поле вдоль оси статичен и спиновая восприимчивость имеет следующий вид

$$\chi_{zz} = \frac{1}{Z} \sum_{n_\uparrow n_\downarrow} Z_{n_\uparrow} Z_{n_\downarrow} \exp(\beta\mu n + \beta J_\perp m(m+1) - \beta E_c (n-N_0)^2) \sum_{s=-m}^{m} s^2 \exp(-\beta B s + \beta(J_z - J_\perp)s^2)$$

Динамика спина в плоскости XY приводит к нетривиальной зависимости поперечной спиновой восприимчивости от частоты

$$\chi_{+-} = -\frac{1}{Z} \sum_{s=-m}^{m} \sum_{n_\uparrow n_\downarrow} Z_{n_\uparrow} Z_{n_\downarrow} \exp(\beta\mu n + \beta J_\perp m(m+1) - \beta E_c (n-N_0)^2 + \beta(J_z - J_\perp)s^2)(m(m+1) - s^2 - s) \times$$

$$[e^{\beta B s} (\omega + B + (2s+1)(J_z - J_\perp) + i0)^{-1} - e^{-\beta B s} (\omega + B - (2s+1)(J_z - J_\perp) + i0)^{-1}] .$$

Анализ полученных точных выражений показывает, что наличие анизотропии обменного взаимодействия приводит к подавлению температурной зависимости продольной восприимчивости, и к появлению нетривиальной частотной зависимости в поперечной восприимчивости.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 11-02-92470-МНТИ_а, гранта Президента РФ МК-296.2011.02 и Гос. контракта П926.

1. Kouwenhoven L.P., Marcus C.M., McEuen P.L., Tarucha S., Westervelt R.M., and Wingreen N.S. Electron transport in quantum dots, Mesoscopic Electron Transport, ed. L.L. Sohn, L.P. Kouwenhoven and G. Schoen (NATOSeries, Kluwer, Dordrecht,1997).

2. Kurland I.L., Aleiner I.L., Altshuler B.L. // Phys. Rev. B 62, 14886 (2000)

3. I. Aleiner, P. Brouwer, L. Glazman, Phys. Rep. 358, 309 (2002).

Ток ко-туннелирования через квантовую точку с двумя уровнями

А.У. Шарафутдинов

Московский физико-технический институт, Долгопрудный

shazat@itp.ac.ru

Спиновая степень свободы может сильно влиять на транспорт электронов. Существуют квантовые эффекты, усиливающие эту зависимость, например, эффект Кондо [1] и эффект гигантского магнетосопротивления (ГМС) [2]. При изучении таких эффектов в системах мезоскопических размеров нужно учитывать кулоновское взаимодействие. Электростатическая энергия, необходимая для изменения числа электронов на контакте, может сильно превышать характерные температуры и напряжения. Этот режим электронного транспорта называется кулоновской блокадой. В режиме кулоновской блокады процессы первого порядка по туннельным амплитудам – туннелирование с одного из контактов на островок – подавлены при всех напряжениях на затворе, за исключением таких, которые соответствуют точкам вырождения зарядовых уровней (кулоновские пики) [3]. Поэтому ток через систему вне кулоновских пиков определяется процессами второго порядка: туннелированием электронов с одного контакта на другой через виртуальное состояние на островке – процессами ко-туннелирования [4].

При энергиях Таулесса много больших характерного расстояния между уровнями квантовая точка описывается универсальным гамильтонианом[II,III]

$$H = \sum \mathrm{т}_\alpha a_\alpha^+ a_\alpha + E_c \hat{H}^2 + J\hat{S}^2 \qquad (1)$$

где $\hat{N}$ – оператор числа электронов на точке, $\hat{S}$ – оператор полного спина электронов на точке, a_α – оператор уничтожения электрона на точке, $\mathrm{т}_\alpha$ – одночастичные уровни энергии, E_c – кулоновская энергия, J – обменная энергия.

Целью работы было аналитическое исследование взаимодействия спиновых и зарядовых степеней свободы. Простейшая система в которой возможны такие эффекты – квантовая точка с двумя одноэлектронными уровнями.

Вывод универсального гамильтониана предполагает наличие большого числа уровней на точке. Однако оказалось, что универсальный гамильтониан для двух уровней он также применим.

Экспериментально, наиболее близки к рассматриваемым нами системам эффективно двумерные квантовые точки с ферромагнитными контактами [12].

В токе ко-туннелирования можно выделить два типа вкладов. Первые зависят только от модулей туннельных амплитуд, а вторые зависят еще и от фаз туннельных амплитуд. В этом смысле вклады первого типа можно назвать «неинтерференционными», а второго – «интерференционными».

В обоих случаях параллельной и антипараллельной конфигураций, «неинтерференционный» вклад в дифференциальный кондактанс имеет минимум на малых напряжениях и низких температурах T. Вблизи перехода между синглетным и триплетным основными состояниями ширина этого минимума определяется абсолютной величиной $\kappa = 2J - \Delta$ щели между синглетным и триплетным двухчастичными состояниями. В случае низких температур $T \ll |\kappa|$, неупругий вклад в кондактанс подавлен по параметру $\exp(-|\kappa|/T)$ по сравнению с упругим вкладом. Однако, при температурах $T \sim |\kappa| \ll \Delta$ неупругий и упругий вклад в кондактанс становятся одного порядка за счет того, что процесс переворота спина становится почти упругим, в отличие от ситуации при J = 0.

Интересно заметить, что «интерференционный» вклад в ток содержит неупругие вклады. Это связано с наличием собственных состояний которые позволяют совершать неупругие переходы несколькими путями, что приводит к чувствительности вероятностей этих переходов к фазам туннельных амплитуд. Это отличает рассматриваемую ситуацию от стандартной [4], в которой только упругие вклады содержат зависимость от фаз амплитуд туннелирования.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 11-02-92470-МНТИ_а, гранта Президента РФ МК-296.2011.02 и Гос. контракта П926.

1. J. Kondo, Resistance Minimum in Dilute Magnetic Alloys, Progr. Theor. Phys. 32, 37 (1964).

2. Fert A. // Rev. Mod. Phys., Nobel Lecture: Origin, development, and future of spintronics, 80, 1517 (2008); P.A. Grunbeg, Rev. Mod. Phys., Nobel Lecture: From spin waves to giant magnetoresistanceand beyond, 80, 1531 (2008)

3. Кулик И.О., Шехтер Р.И. // ЖЭТФ 68, 623 (1975)

4. Averin D.V., Odintsov A.A. // Phys. Lett. A, Macroscopic quantum tunneling of the electric charge in small tunnel junctions, 140, 251(1989); D.V. Averin, Yu.V. Nazarov, Phys. Rev. Lett., Virtual electron diffusion during quantum tunneling of the electric charge, 65, 2446(1990)

5. Hamaya K., Kitabatake M., Shibata K., Jung M., Kawamura M., Ishida S., Taniyama T., Hirakawa K., Arakawa Y., and Machida T. Oscillatory changes in the tunneling magnetoresistance effect in semiconductor quantum-dot spin valves Phys. Rev. B 77, 081302(R) (2008)

6. Sharafutdinov A.U., Burmistrov I.S. // Arxiv:1103.2425/

Магнитометрия с NV центрами в алмазах

А.В. Акимов [1,2,3]

[1] Российский квантовый центр, Москва
[2] ФИАН, Москва
[3] Harvard University, Cambridge MA

aa@rqc.ru

В настоящее время магнитометрия является достаточно развитой наукой и позволяет измерять магнитные поля начиная от фемтотесл. Методы ядерного магнитного резонанса находят широкое применение в вопросах биологии и медицины. Пространственное разрешение современных высокочувствительных методов, однако, не велико и задача обнаружения поля одиночного электронного или ядерного спина с молекулярным разрешением остается актуальной.

Бурное развитие квантовых информационных технологий привело к появлению альтернативных технологий измерения магнитных полей, позволяющих заполнить эту нишу. Идея заключается в использовании квантого-информационных подходов, обычно служащих для устранения влияния внешних полей для измерения последних.

NV – центр в алмазе, как успешный объект квантовых исследований, может служить в качестве физической реализации такого датчика. Уникальные свойства NV центра в алмазе как квантового объекта, возможность оптического считывания состояний в сочетании с методами магнитного резонанса позволяют использовать матрицы центров окраски в алмазных пластинах или нанокристаллы алмаза в качестве чувствительных элементов магнитометров высокого разрешения [1,2]. Такие магнитометры способны детектировать единичные электронные спины на расстояниях в десятки нанометров [1], и потенциально способны детектировать одиночные ядерные спины. Развитие поверхностной химии алмаза, в сочетании с инертностью самого алмаза позволяет нам рассчитывать на реализацию магнитометрии молекулярного разрешения в живых системах, в том числе для глубокого понимания внутриклеточных проектов на молекулярном уровне.

1. Maze J. R. Nanoscale magnetic sensing with an individual electronic spin in diamond // J. R. Maze et al., Nature **455**, 644-647 (2008).

2. Pham L.M. Magnetic field imaging with nitrogen-vacancy ensembles. L.M. Pham et. al. // New Journal of Physics **13** 045021 (2011).

Органическая наноэлектроника на основе гибридных (полимер - неорганические наночастицы) материалов

А.Н. Алешин

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

aleshin@transport.ioffe.ru

Технология печатной органической электроники является в настоящее время одной из самых многообещающих и перспективных, благодаря ее высокой производительности и низкой себестоимости. Элементы органической электроники на основе гибридных (полимер-неорганические наночастицы) материалов, такие как органические светодиоды (ОСД), органические полевые транзисторы (ОПТ), солнечные элементы, ячейки памяти и т.д., совместимы с этой технологией. При этом интеграция на наноуровне органических (полимер) и неорганических (наночастицы) материалов приводит к созданию оптоэлектронных структур, совмещающих технологичность полимерной матрицы с уникальными электрическими и оптическими свойствами неорганических наночастиц. В результате проведенных нами исследований показано, что в композитных активных слоях ОСД на основе сопряженных полимеров и полупроводниковых неорганических наночастиц длина волны излучения может контролироваться видом полимеров и наночастиц, соотношением их концентраций, а также приложением внешнего электрического поля [1,2]. Процесс генерации возбужденных состояний в таких композитных пленках включает в себя формирование эксиплексных состояний, а также перенос заряда от полимера к наночастицам, который может управляться электрическим полем. Полученные данные о свойствах композитных пленок были использованы при создании новых приборных структур – сетоизлучающих полевых транзисторов (СИ-ОПТ) на основе полимерных и композитных материалов, которые совмещают в себе эмиссионные свойства ОСД со свойствами переключения ОПТ. Было установлено, что СИ-ОПТ структуры с композитным активным слоем на основе полифлуорена и наночастиц окиси цинка (*PFO:ZnO*) при различных соотношениях между компонентами могут работать как в униполярном (1:1), так и в амбиполярном (1:0,2) режимах. Полевая подвижность носителей заряда ($\mu_{ОПТ}$) при 300 K в режиме насыщения для СИ-ОПТ на основе *PFO:ZnO* (1:1) в униполярном режиме достигала значений ~ 2 $см^2$/В с, а для амбиполярных СИ-ОПТ на основе *PFO:ZnO* (1:0,2) ~ 0,021 $см^2$/В с и ~ 0,029 $см^2$/В с для электронов и дырок соответственно, что значительно выше $\mu_{ОПТ}$ для ОПТ на основе чистого *PFO*. Отмечено, что аномально высокие значения $\mu_{ОПТ}$ для СИ-ОПТ на основе *PFO:ZnO* (1:1) близки к $\mu_{ОПТ}$ поликристаллического *ZnO* ~ 20 $см^2$/В [3,4]. Было установлено, что СИ-ОПТ с активным слоем на основе *PFO:ZnO* как в униполярном, так и в амбиполярном режимах излучают свет в зеленом диапазоне оптического спектра, соответствующего области излучения полимерной *PFO* матрицы. При этом в амбиполярных СИ-ОПТ на основе *PFO:ZnO* (1:0,2) наблюдается электролюминесценция при приложении как отрицательного, так и положительного смещения на сток-исток и затвор. Важной особенностью амбиполярных ОПТ на основе *PFO:ZnO* является возможность сдвигать положение зоны излучения путем варьирования смещения на стоке-истоке и затворе от металлических электродов вглубь активного слоя, что позволяет избежать потерь, связанных с безизлучательной рекомбинацией на электродах.

Исследованы эффекты памяти в ОПТ структурах с активным слоем на основе композитных пленок растворимых полупроводниковых полимеров – производных карбазола (*PEPK*) и наночастиц золота (*Au*), проявляющиеся в гистерезисе переходных характеристик транзистора. Были исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) ОПТ с гибридным активным слоем на основе *PEPK:Au* (*Au* – 5-10 весовых %), работающих при различных напряжениях на затворе. Полученные ВАХ характерны для униполярных полевых транзисторов, работающих в режиме насыщения тока при напряжениях, превышающих некоторое пороговое значение. Подвижность носителей заряда композитного активного слоя, $\mu_{ОПТ}$, при 300 K, $\mu_{ОПТ}$ (300 K), оцененная в режиме насыщения при напряжениях на затворе и стоке-истоке: $V_З$ = - 20 В и $V_{Сток\text{-}Исток}$ = - 10 В, для ОПТ на основе *PEPK:Au*, $\mu_{ОПТ}$ ~ 0,04 $см^2$/В с оказалась намного выше, чем значения $\mu_{ОПТ}$ (300 K) для чистого *PEPK* (~10^{-4} – 10^{-5} $см^2$/Вс). Отношение *ON/OFF*, характеризующее отношение токов через ОПТ на основе *PEPK:Au* при подаче напряжения на затвор, находилось в пределах ~ 10^2 для $V_З$ = -20 В, но было значительно выше для $V_З$ ~ - 60 В. Предположено, что высокие значения $\mu_{ОПТ}$(300 K), полученные в наших экспериментах для ОПТ на основе *PEPK:Au* , связаны с вкладом в подвижность металлических наночастиц [5]. Отсутствие признаков амбиполярного транспорта в полевых транзисторах с гибридным активным слоем на основе *PEPK:Au*, очевидно, связано с низкими величинами электронной подвижности в композите. Установлено, что ОПТ на снове *PEPK:Au* обладают достаточно большим и воспроизводимым (3 и более прохода) гистерезисом переходных характеристик, что характерно для приборных структур многоразовой памяти. Показано, что наблюдаемые эффекты связаны с особенностями транспорта в структуре *PEPK*:*Au*, где наночастицы *Au* выполняют функцию среды накопления заряда. Обсуждается механизм записи – стирания информации в такой структуре,

основанный на модуляции проводимости рабочего канала ОПТ напряжением на затворе [5]. Рассматривается возможность использования таких гибридных ОПТ структур в качестве многоразовых ячеек памяти, проводимость которых управляется приложением смещения на затвор транзистора.

Полученные результаты подтверждают перспективность применения растворимых композитных наноматериалов на основе проводящих полимеров и неорганических наночастиц в качестве активных слоев ОСД, ОПТ, СИ-ОПТ, и в многоразовых элементах памяти, т.е. в компонентах современной печатной органической электроники.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН №7, направление «Полифункциональные материалы для молекулярной электроники» и гранта РФФИ 11-02-00451-а.

1. Aleshin, A.N. Effect of electric field on the photoluminescence of polymer-inorganic nanoparticles composites / A.N. Aleshin, I.P. Shcherbakov, E.L. Alexandrova, E.A. Lebedev // Solid State Commun. 2008. V. 146, № 3-4. P. 161-165.

2. Aleshin, A.N. Hybrid active layers from a conjugated polymer and inorganic nanoparticles for organic light emitting devices with emission color tuned by electric field / A.N. Aleshin, I.P. Shcherbakov, E.L. Alexandrova, E.A. Lebedev // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42, N10. P. 105108(7pp).

3. Aleshin, A.N. Light-emitting field-effect transistor based on a polyfluorene - ZnO nanoparticles film / A.N. Aleshin, I.P. Shcherbakov // J. Phys.D: Appl. Phys. 2010. V. 43, N31. P. 315104(5pp).

4. Aleshin, A.N. Solution-processed polyfluorene-ZnO nanoparticles ambipolar light-emitting field-effect transistor / A.N. Aleshin, I.P. Shcherbakov, V.N. Petrov, A.N. Titkov // Organic Electronics. 2011. V. 12, № 8. P. 1285–1292.

5. Алешин, А.Н. Эффекты памяти в полевых транзисторных структурах на основе композитных пленок полиэпоксипропилкарбазола с наночастицами золота / А.Н. Алешин, Ф.С. Федичкин., П.Е. Гусаков // 2011.ФТТ. Т. 53. № 11. С. 2251-2255.

Ближнепольный механизм передачи энергии между квантовыми ямами

В.Я. Алешкин[1], Л.В. Гавриленко[1], Д.М. Гапонова[1], З.Ф. Красильник[1], Д.И. Крыжков[1], Д.И. Курицын[1], С.М. Сергеев[1], В.Г. Лысенко[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

aleshkin@ipm.sci-nnovl.ru

Явление переноса энергии между экситонными состояниями в квантовых ямах (КЯ) и квантовых точках (КТ), разделенных широкими туннельно-непрозрачными барьерами описано в ряде экспериментальных работ, например [1-2]. Механизмы, предлагаемые для описания переноса энергии в случае широкого, туннельно-непрозрачного барьера, в работах различных авторов отличаются, однако чаще всего основываются на так называемой модели Фѐрстера-Декстера [3-5]. Данная модель подразумевает *безызлучательное электростатическое* взаимодействие между диполями в туннельно-несвязанных КЯ. Однако в полупроводниках в условиях оптического возбуждения не возникает статических диполей.

В настоящей работе наблюдалось возрастание интенсивности сигнала фотолюминесценции из КЯ при резонансном возбуждении экситонного перехода в соседней КЯ, отделенной от первой туннельно-непрозрачным барьером $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ шириной 30 нм. Для объяснения наблюдаемого эффекта предложена модель *излучательного ближнепольного* переноса энергии между туннельно-несвязанными КЯ. Этот механизм предполагает передачу энергии за счет поглощения света квантовой ямой, находящейся в ближней зоне излучающего экситона в другой КЯ. Эффективность переноса энергии в предложенной модели уменьшается с ростом расстояния степенным образом.

Экспериментально изучались спектры возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктуры GaAs/Al(Ga)As с пятью асимметричными двойными квантовыми ямами GaAs/AlAs/GaAs (12.4/12.1, 10.2/9.0, 8.8/8.5, 7.6/7.3 и 6.5/6.2 нм). Две ямы разной толщины внутри каждой двойной КЯ были разделены очень узкими туннельно-прозрачными барьерами AlAs, поэтому пару КЯ можно рассматривать как единое целое в смысле распределения электронной плотности и туннелирования носителей заряда. Различные двойные КЯ были разделенными туннельно-непрозрачными барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ шириной 30 нм. Структура была выращена на подложке GaAs(001) *n*-типа методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Исследования спектров возбуждения ФЛ проводились в диапазоне 730-830 нм. Спектральное разрешение составляло 0.5 нм, температура измерений была 8 К.

На рис.1 представлены спектры возбуждения ФЛ, измеренные на длинах волн 802, 793 и 786 нм, соответствующих положению максимумов ФЛ трех наиболее интенсивно излучающих КЯ (КЯ1, КЯ2 и КЯ3, соответственно). Отметим, что наблюдаемая ФЛ соответствует рекомбинации экситонов с тяжелыми дырками. Зависимости интенсивности ФЛ от длины волны возбуждения для трех КЯ качественно похожи между собой и состоят из ряда пиков.

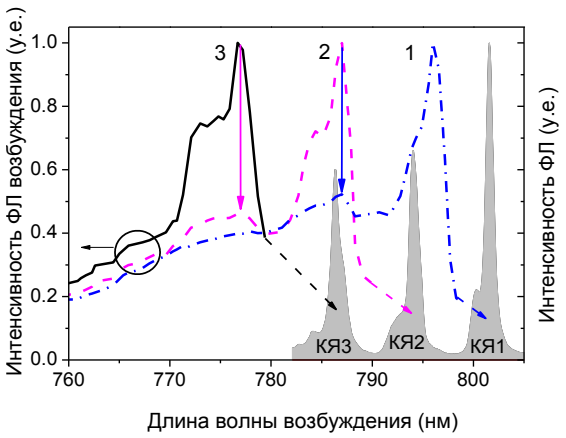


Рис. 1. Спектры возбуждения ФЛ гетероструктуры, измеренные на длинах волн наблюдения 802, 793 и 786 нм, а также спектры ФЛ (серый профиль), соответствующие трем КЯ. Наклонные стрелки показывают, какому максимуму в спектре ФЛ относится спектр возбуждения ФЛ. Вертикальные стрелки указывают на соответствие особенностей в спектрах возбуждения ФЛ в соседних двойных КЯ.

Рассмотрим более подробно спектр возбуждения ФЛ КЯ1 (пик ФЛ на длине волны λ = 802 нм, кривая 1). Первый и наиболее интенсивный двойной пик в районе 796 нм, соответствует пику интенсивного поглощения экситоном с легкой дыркой в КЯ1. Форма линии (двойной пик) определяется ассиметрией двойных КЯ. Следующий двойной пик в спектре в области 785 нм не соответствует никаким возможным переходам в КЯ1. При этом положение и форма пика такая же как и основного (наиболее интенсивного, рис. 1, кривая 2) пика в спектре возбуждения соседней ямы КЯ2, который (так же как и основной пик в спектре возбуждения ФЛ КЯ1) соответствует поглощению экситона с легкой дыркой в КЯ2. Совпадение пика в спектре возбуждения ФЛ КЯ1 с пиком, соответствующим поглощению в соседней КЯ2, свидетельствует о достаточно эффективном переносе энергии между КЯ. Величина этого пика, определяемая как отношение амплитуды пика к "подставке", равна примерно 0.15. Большая ширина барьеров между КЯ не

позволяет объяснить перенос туннелированием. Аналогичная картина наблюдается при анализе спектров возбуждения ФЛ других КЯ, например, КЯ2 и КЯ3.

В описанном выше эксперименте и экспериментальных работах [1-2]перенос энергии между экситонными уровнями в туннельно-несвязанных КЯ наблюдался тогда, когда энергия кванта излучения лазера совпадала с энергией экситонного перехода в одной из КЯ. При этом интенсивность ФЛ из соседней КЯ заметно возрастала. На наш взгляд причина возрастания интенсивности ФЛ из второй КЯ состоит в том, что усилившееся вследствие резонансного возбуждения излучение экситонов из первой КЯ поглощается другой квантовой ямой более эффективно, нежели излучение лазера. В чем отличие излучения экситонов в КЯ от плоской волны лазерного излучения? Во-первых, излучающие экситоны представляют собой колеблющиеся диполи, а их излучение содержит ближнепольные слагаемые, вклад которых резко возрастает при приближении к диполю. Во-вторых, электрическое поле излучения диполя, лежащего в плоскости КЯ, имеет также и z-компоненту (z- направление роста гетероструктуры), которая может поглощаться при переходах из подзоны легких дырок во второй КЯ. В-третьих, экситон излучает во все стороны, поэтому часть его излучения распространяется под скользящими углами к соседней КЯ. Коэффициент поглощения этой части излучения существенно больше такового для нормально падающего излучения. Обсудим влияние этих особенностей на коэффициент поглощения излучения квантовой ямой.

Излучающий экситон с тяжелой дыркой можно представить в виде колеблющегося в плоскости КЯ диполя (плоскость *xy*). Пусть диполь имеет только одну компоненту d_x . Если КЯ находятся на расстоянии в десятки нанометров друг от друга, что на порядок меньше длины волны ФЛ, при описании поля излучения диполя важны ближнепольные члены, которые быстро спадают при увеличении расстояния от диполя. Напряженность электрического поля в испускаемой диполем волне имеет вид [6]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left[k'^2 \left[\left[\mathbf{nd}\right]\mathbf{n}\right]\frac{1}{\varepsilon r} + \frac{\left\{3\mathbf{n}(\mathbf{nd}) - \mathbf{d}\right\}}{\varepsilon} \times \right.$$
$$\left. \times \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik'}{r^2} \right) \right] \exp(ik'r - i\omega t) \qquad (1)$$

где $k' = \omega / c'$ - волновой вектор в среде, ε - диэлектрическая проницаемость, **n** - единичный вектор, направленный от излучающего диполя в точку наблюдения, **d** - вектор дипольного момента.

Поглощаемую мощность излучения диполя квантовой ямой можно разделить на две части: мощность, связанную с дальним полем, и мощность, связанную с ближним полем. Используя дипольное приближение, можно найти долю излучения диполя, поглощаемую КЯ за счет ближнего поля для переходов из зон тяжелых и легких дырок соответственно:

$$\alpha_h = \frac{9\pi}{32}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\frac{|\chi_h|^2}{\varepsilon^{5/2}k^4R^4}\theta\left(\hbar\omega - E_{tr}\right), \qquad (2)$$

$$\alpha_h = \frac{\pi}{4}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\frac{|\chi_l|^2\,\theta\left(\hbar\omega - E_{tr}\right)}{\varepsilon^{5/2}k^4R^4}\left(\frac{15}{8} + \varepsilon k^2R^2\right) \qquad (3)$$

где $k = \omega / c$, R - расстояние от диполя до КЯ, $\chi_{l,h}$ - интегралы перекрытия.

Формулы (2) и (3) справедливы когда $\alpha_{h,l} \ll 1$. На рис.2. показаны зависимости α_h , α_l от R.

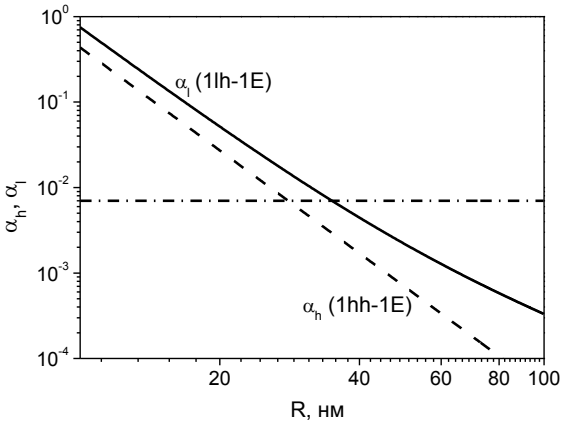


Рис. 2. Зависимость коэффициентов поглощения КЯ ближнепольной составляющей дипольного излучения для перехода из первой подзоны тяжелых (1hh) и легких (1lh) дырок в первую электронную подзону (1E). Для сравнения горизонтальной линией показан коэффициент поглощения нормально падающей плоской волны при переходе электронов из подзоны тяжелых дырок.

Можно показать, что величины коэффициентов поглощения дальнепольного излучения диполя более чем вдвое превышают коэффициенты поглощения нормально падающей плоской волны. Это объясняется тем, что сферически расходящаяся волна излучения диполя приходит к плоскости КЯ под различными углами, в том числе и под скользящими. Излучение, пришедшее под скользящими углами, имеет большую вероятность быть поглощенным полностью квантовой ямой.

Оценка величины возрастания ФЛ из одной КЯ, когда соседняя КЯ возбуждается лазером резонансно (резонанс с экситонами с легкой дыркой) для предложенного механизма дает значение 0.16 в долях от «подставки». Полученное значение хорошо согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рис.1.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №10-02-01195, ГК № 16.518.11.7018, ГК № 16.552.11.7007, НШ 4756.2012.2.

1. A. Tomita, J. Shah, R.S. Knox, Phys. Rev. B, **53**, 10793 (1996).

2. S.A. Crooker, J.A. Hollingsworth, S. Tretiak, V. I. Klimov, Phys. Rev. Lett., **89**, 186802 (2002).

3. Th. Forster, Ann. Phys. (Leipzig) **2**, 55 (1948).

4. D.L. Dexter, J. Chem. Phys. **21**, 836 (1953).

5. S.K. Lyo, Phys. Rev.B, **81**, 115303-1 (2010).

6. Дж.Джексон, Классическая электродинамика, под ред. Э.Л. Бурштейна, "Мир", 1965. - 703 с.

Плазменные процессы формирования объемных, высокоаспектных наноструктур на поверхности кремния

И.И. Амиров, М.О. Изюмов

Ярославский филиал государственного бюджетного учреждения науки
Физико-технологического института РАН, Ярославль

ildamirov@yandex.ru

Разработка плазменных процессов формирования разной формы объемных, высокоаспектных (ВА) наноструктур на поверхности Si является одной из основных задач наноэлектроники и нанофотоники [1-4]. Получение наностолбиков, нанопроволочных (НП) Si структур (Si nanowire) с высоким отношением ширины к высоте (АО>10) необходимо при изготовлении нанотранзисторов [1, 2], нанорезонаторов [3, 4], солнечных элементов [5] и различных элементов нанооптики. Недавно было показано, что оптические свойства массивов НП упорядоченных Si структур определяются их формой и размерами [6, 7].

Для получения ВА наноструктур различной формы путем травления Si в плазме необходимо понимание механизма их образования. Во фторуглеродсодержащей плазме (смеси C_4F_8/SF_6), которая обычно используется для получения таких структур [8] высокоанизотропное травление достигается при определенном соотношении потоков ионов и фторуглеродных радикалов, а также энергии падающих ионов. Фторуглеродные радикалы в плазме необходимы для пассивации боковых стенок структур травления, которые препятствуют взаимодействию атомов атомов фтора с атомами Si, образуя на стенках фторуглеродную полимерную пленку нанометровой толщины. На дне структур такой пленки нет, так как она распыляется ионами и поэтому травление происходит анизотропно, в направлении падающих ионов. Однако при травлении ВА структур возникают различные эффекты искажения профиля вертикальных столбчатых структур. В работе рассмотрены условия их возникновения и способы подавления, а также способы управления их формой. Рассматриваются условия получения ВА структур с боковыми размерами меньшими, чем размеры маски.

Формирование ВА наностолбчатых или нанопроволочных Si структур осуществлялось в реакторе плотной, фторуглеродсодержащей плазме C_4F_8/SF_6 ВЧ индукционного разряда низкого давления (Р~0.2 -3Па) [9]. В таком реакторе путем подачи ВЧ мощности смещения на держатель образцов можно было управлять энергией ионов, что является необходимым условием формирования ВА наноструктур. Травление упорядоченных ВА структур Si проводилось с использованием Cr маски, полученной методами фотолитографии с размерами элементов до 200 нм. Травление осуществлялось как в циклическом режиме травление/пассивация (Bosch процесс) процессе, так и обычном режиме травления в плазме C_4F_8/SF_6 при определенном содержании компонентов в смеси и определенной энергии падающих ионов.

Формирование ВА наноструктур Si можно осуществить в Bosch-процессе в циклическом режиме травление/пассивация. Однако в этом случае на боковых стенках затравы, характеризующие стандартный Bosch-процесс могут не наблюдаться или будут очень слабыми. Это обусловлено тем, что длительности стадий травления и пассивация будут маленькими (4-5 с) и травление будет происходить в переходном режиме или в квази-Bosch-процессе. В таком режиме травления можно получать ВА микростолбики диаметром меньше, чем размеры исходной маски (рис.1). Травление осуществлялось в режиме, когда не происходило полной пассивации боковой стенки и атомы фтора проникали сквозь полимерную пленку и их взаимодействие с Si приводило к травлению, утонению столбиков. Кроме того, утонение столбиков наблюдалось по мере увеличения их аспектного отношения (рис.1). Такой эффект обнаруживался только при достаточно высокой энергии ионов на стадии травления (E_i~90 эВ). Он объясняется тем, что с увеличением АО пассивация боковых стенок уменьшается и пассивирующая пленка становится тоньше. Следовательно, будет происходить более сильное травление боковых стенок структур травления. Поэтому для подавления какого эффекта, получения строго вертикальных стенок необходимо усиливать стадию пассивации. Но если усиление пассивации будет чрезмерно большим, то можно получить столбики с уширением при основании.

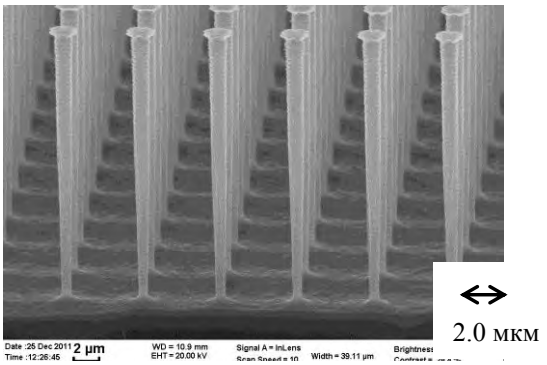


Рис. 1. Вид утоненных ВА столбчатых Si структур полученных в плазме C_4F_8/SF_6 в Bosch-процессе.

Необходимо отметить, что при травлении ВА столбчатых структур апертурный эффект (АЭ) [10] – падение скорости травления с увеличением аспектного отношения (аспектнозависимое травление) проявляется слабо. АЭ возникает при травле-

нии глубоких канавок и обусловлен тем, что лимитирущей стадией процесса является доставка атомов фтора на дно глубоких канавок [11]. В случае

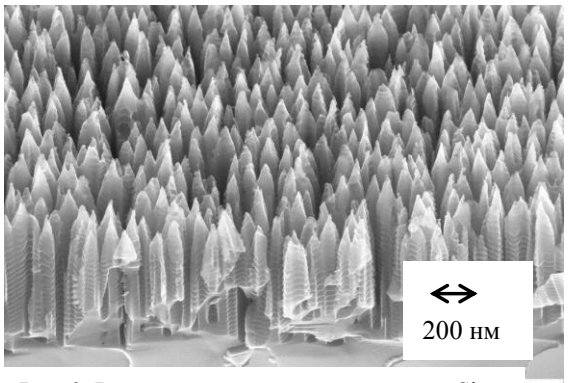


Рис. 2. Вид неупорядоченных игольчатых Si наноструктур, полученных в Bosch- процессе в плазме C_4F_8/SF_6.

травления ВА столбчатых структур замедление скорости травления во времени не происходит, так как условия доставки химически активных частиц на дно почти не изменяются.

Высокоаспектные неупорядоченные игольчатые наноструктуры Si на поверхности можно получить как в циклическом Bosch-процессе так и при травлении в плазме C_4F_8/SF_6 при определенном содержании компонентов в смеси или (рис.2). В качестве маски служили островковые нанометровой толщины пленки (0.5 -1.5.нм) металлов (Cr, Cu) или остатки травления фторуглеродной полимерной пленки. Массив таких ВА структур образуют слой «черного кремния», необходимый для изготовления

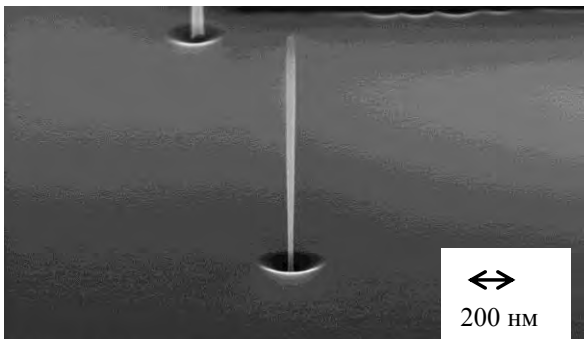


Рис. 3. Вид одиночной Si наноиглы с аспектным отношением 45 (диаметр 25 нм).

высокоэффективных солнечных элементов [5].

ВА (А>40) одиночные наноиглы диаметром 20-50 нм можно получить в обычном режиме травления в плазме C_4F_8/SF_6 при энергии ионов 40-100 эВ. Однако при высоких энергиях ионов у основания наноигл возникает углубление (рис.3). При этом также наблюдается утонение иглы к основанию. Возникновение такого эффекта может быть обусловлено влиянием отраженных от боковой стенки ионов, падающих под скользящим углом. Поэтому у основания плотность ионного потока, следовательно, и скорость травления выше. В таком в Pseudo-Bosch режиме [12] можно получать также ВА массив ннаноигл.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 10-07-00447-а.

1. Borah D. Plasma etch technologies for the development of ultra-small feature size transistor devices / D Borah, M T Shaw, S Rasappa, R A Farrell, C O'Mahony, C M Faulkner, M Bosea, P Gleeson, J D Holmes, M A Morris // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44, P. 174012.

2. Shamiryan D. Dry etching process for bulk finFET manufacturing / Shamiryan D., Redolfi A., Boullart W // Microelectronic Engineering. 2009. V. 86, P. 96–98.

3. Feng, X. L. Very high frequency silicon nanowire electromechanical resonators / X. L. Feng, R. He, P. Roukes M. L. // Nano Lett. 2007. V. 7, P. 1953–1959.

4. Bouchon P. Total funneling of light in high aspect ratio plasmonic nanoresonators / P. F. Fabrice, P.B. Benjamin, L.Ferlazzo, P. Ghenuche, G. Dagher, C. Dupuis, N. Bardou, R. Haïdar, L-L. Pelouard // Appl. Phys. Lett. 2011. V.98. 191109.

5. Garnett E. Light Trapping in Silicon Nanowire Solar Cells / E. Garnett, P. Yang // Nano Lett. 2010**,** V. 10, P. 1082–1087.

6. Walavalkar S.S. Size tunable visible and near-infrared photoluminescence from vertically etched silicon quantum dots / S.S. Walavalkar, A.P.Homyk., C.E. Hofmann, M.D. Henry, C. Shin, H. A. Atwater, A. Scherer // Appl.Phys. Lett. 2011. V. 98, P.153114.

7. Seo K., Multicolored vertical silicon nanowires / M. Wober, P. Steinvurzel, E. Schonbrum, Y. Dan., T. Elenbogen, K. Crozier // Nano Lett. 2011. V. 11. P.1851-1856.

8. Wang X. High aspect ratio Bosch etching of sub-0.25 μm trenches for hyperintegration applications / X. Wang, W. Zeng, O.L Russo, E. Eisenbraun // J. Vac. Sci. Techn. B. 2007. V. 25. N4. pp. 1376-1381.

9. Амиров И.И. Формирование микроструктур на поверхности кремния во фторсодержащей плазме в циклическом процессе травление/пассивация / И.И Амиров., Н.В. Алов. // Химия высоких энергий. 2008. Т. 42. N 2. С. 164-168.

10. Lukichev V.F. A new approach to aspect ratio independent etching./ V.F.Lukichev // Microelectonic Engineering. 1998. V. 41/42. pp. 423-426.

11. Coburn J.W. Conductance considerations in the reactive ion etching of high aspect ratio features / J.W Coburn., H. F. Winters // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N26. pp. 2730-2732.

12. Henry M.D. Alumina etch masks for fabrication of high-aspect-ratio silicon micropillars and nanopillars / Henry M.D., S. Walavalkar, A Homyk, A. Scherer // Nanotechnology. 2010. 20, p 255305.

Изготовление объемных элементов миро- и нанооптики на поверхности кремния

В.А. Кальнов[1], И.И. Амиров[2], Е.Н. Жихарев[1], В.Ф. Лукичев[1], А.А. Орликовский[1]

[1]Физико-технологический институт РАН, Москва
[2]Ярославский Филиал ФГБУН Физико-технологического института РАН, Ярославль

ildamirov@yandex.ru

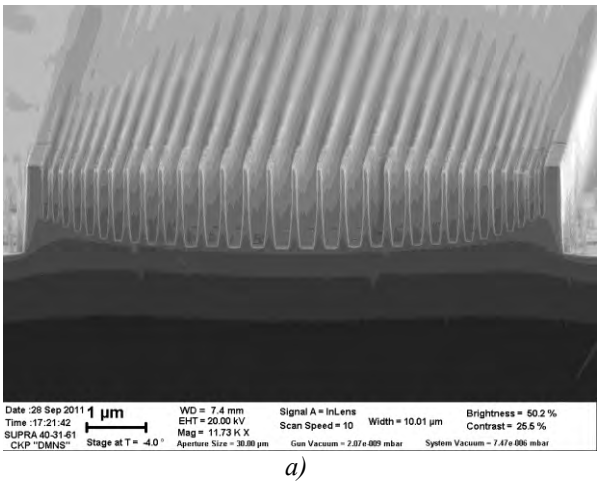
Микролинзы и микропризмы являются одними из основных элементов микрооптоэлектронных систем связи и сенсоров. Уменьшение размеров элементов является важной задачей технологии их изготовления. В недавно предложенном методе их изготовления на основе комбинированных процессов глубокого плазменного травления *Si* и глубокого окисления [1, 2] размеры элементов составляли несколько десятков микрон. В данной работе представлен метод изготовления объемных микрооптических элементов в Si с использованием плазменных процессов анизотропного травления высокоаспектных наноструктур *Si* и их окисления, размеры которых составляют несколько микрон.

Формирование микролинз основывается на использовании апертурного эффекта, который заключается в уменьшении скорости травления структуры с увеличением ее аспектного отношения (глубина/ширина). Этот эффект наблюдается при травлении в плазме SF_6/C_4F_8 первоначально сформированной решетки (*Cr* маска) с переменным шагом (рис.1а) на глубину до 2 мкм. Минимальный и максимальный размеры ширины канавок равнялись 60 и 250 нм, соответственно. Ширина стенок канавок была постоянной (110 нм). После окисления полученной структуры получали линзовую SiO_2 структуру (рис.1б). Далее после травления SiO_2 в плавиковой кислоте можно получить линзу в *Si*. Величиной радиуса линзы можно управлять путем изменения отношения глубины травления *Si* в узких и широких канавках.

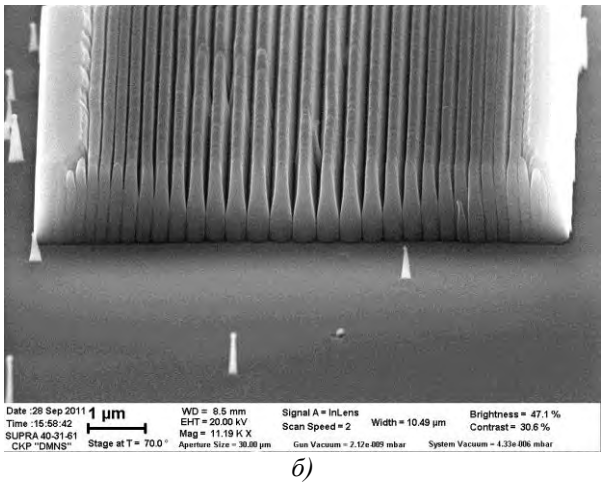
Разрабатываемый метод формирования оптических элементов может быть перспективным также для получения поверхностных плазмонов.

1. Ohara J. Development of fabrication process for integrated micro-optical elements on Si substrate / J. Ohara, K. Kano., Y.Takeuchi // Sensors Actuators A. 2008. V.143. P.78-83.

2. Ohara J. Improvement of the optical transmittance of a micro prism made from a Si substrate by DRIE, oxidation and SiO_2 film refilling / J. Ohara, Y. Takeuchi, K. Sato // J. Micromech. Microeng. 2009. V.19. P. 055019



а)



б)

Рис. 1. а) Профиль структуры *Si* после травления и б) после окисления.

Люминесцентные свойства волноводных структур Si:Er/SOI

Б.А. Андреев, С.А. Гусев, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, К.Е. Кудрявцев, Д.В. Шенгуров, А.Н. Яблонский

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

boris@ipm.sci-nnov.ru

Важной задачей кремниевой оптоэлектроники является исследование процессов излучательной релаксации в кремниевых структурах, что необходимо для создания эффективных устройств оптической передачи информации: лазеров, оптических усилителей, модуляторов, светодиодов. В части, относящейся к получению стимулированного излучения, требуется формирование волноводных и резонаторных структур, обеспечивающих эффективную локализацию излучения в активном слое Si:Er.

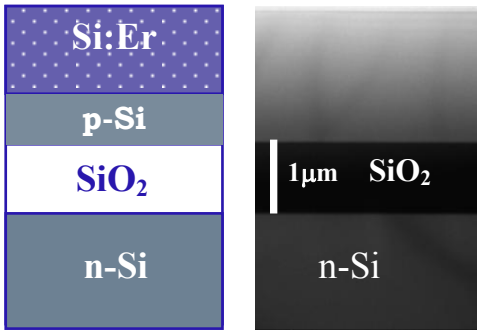
Как показано в работе [1], структуры кремний-на-изоляторе (SOI – silicon-on-insulator) имеют уникальные оптические свойства в ближней ИК области спектра, благодаря достаточно большой разности показателей преломления на границе Si/SiO_2 ($\Delta n \sim 2$) и развитой технологии изготовления пластин SOI с требуемыми параметрами. Результаты экспериментов [2] и оценки на основе экспериментальных данных [3] демонстрируют возможность реализации оптического усиления и стимулированного излучения в Si:Er структурах. В работе [2] для структур Si:Er/SOI, полученных методом ионной имплантации, дана оценка сечения поглощения $\sigma = 5 \cdot 10^{-19}$ см^2 (максимальное усиление составляло 0.07 см$^{-1}$ для образцов с концентрацией оптически активного эрбия $2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$). По мнению авторов этой работы, получение оптического усилителя и лазера на базе структур Si:Er/SOI реально при концентрации активного Er в Si на уровне 10^{19} см$^{-3}$. Оценки коэффициента усиления $\beta = 8.8$ см$^{-1}$ и сечения оптического усиления $\sigma = 10^{-17}$ см^2, полученные в [3], еще более оптимистичны.

В предшествующих работах [3,4] кремниевые волноводные структуры, легированные эрбием, изготавливались ионной имплантацией эрбия в подложку SOI. В этом случае отмечалось появление дополнительных оптических потерь, связанных с дефектами, вносимыми имплантацией, и интенсивность люминесценции в структурах была слабой. Кроме того, при имплантации весьма ограничены возможности получения структур с заданным профилем легирования и толщиной активного (легированного) слоя более 1 мкм.

Ранее мы сообщали о получении эпитаксиальных структур Si:Er на подложках SOI [5]. В данной работе сообщается о формирования волноводных и резонаторных структур Si:Er/SOI, в которых было существенно увеличено (по сравнению с [5]) содержание оптически активных ионов эрбия. Обсуждаются особенности кинетики люминесценции и температурных зависимостей спектров ФЛ.

Эпитаксиальные структуры Si:Er выращивались методом сублимационной МЛЭ на подложках SOI с верхним слоем p-Si ($\rho = 18$ Ом·см), исходная толщина которого составляла 1.5 мкм, и слоем SiO_2 толщиной 1 мкм. Предростовая подготовка подложек включала отжиг в вакууме, одной их целей которого было утоньшение нелегированного слоя кремния. Температура роста выбиралась в интервале 450-600°C с целью формирования заданного типа излучающих центров эрбия, для чего применялся также послеростовой отжиг. По данным ВИМС концентрации Er и O в эпитаксиальных слоях достигали $\sim 5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ и 10^{20} см$^{-3}$, соответственно. Спектры ФЛ высокого разрешения регистрировались охлаждаемым германиевым детектором на фурье-спектрометре BOMEM DA3 при непрерывной накачке на длине волны 532 нм. Для исследования спектров возбуждения и кинетики люминесценции применялся перестраиваемый наносекундный параметрический генератор MOPO-SL в сочетании с монохроматором и быстродействующим приемником. Временное разрешение системы не превышало 10 нс.

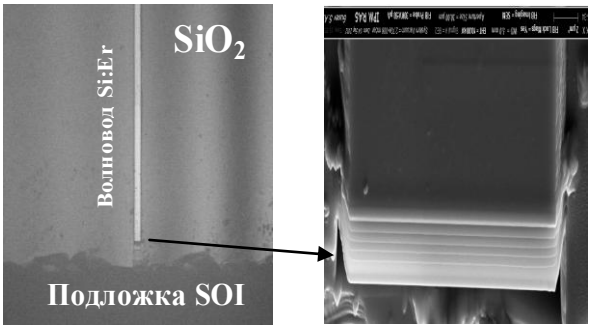
На рис.1 приведены схема структуры Si:Er/SOI и снимок, полученный на просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ), который показывает отсутствие наноразмерных структурных дефектов в эпитаксиальном слое.



a) b)

Рис. 1. Схема (a) и снимок ПЭМ (b) структуры Si:Er/SOI.

Для изготовления полосковых резонаторов использовался толстый (~ 2 мкм) слой Si:Er на SOI. Далее стандартными методами фотолитографии и химического травления изготавливались полоски длиной ~ 10 мм и шириной 10, 20 и 30 мкм. Изображение одного из изготовленных волноводов, полученное на сканирующем электронном микроскопе, приведено на рис. 2a. Изготовление резонаторов заканчивалось формированием на торцах волновода брэгговских зеркал на решетке Si/SiO_2 (рис. 2b) методом ионного травления.

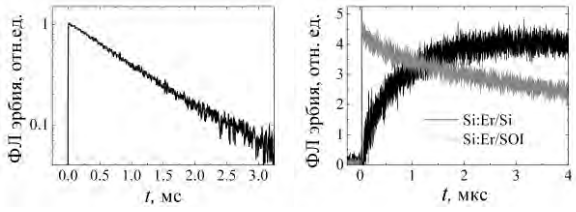


a) b)

Рис. 2. Волноводный резонатор Si:Er/SOI (2×20 мкм × 1 см) (a) с брэгговскими зеркалами (b). Изображения получены с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Состав излучающих центров, содержащих эрбий и кислород, и закономерности их формирования в Si:Er/SOI аналогичны известным для структур Si:Er/Si, что указывает на минимальное поступление кислорода из оксидного слоя в кремний и эпитаксиальные слои в процессе предростового отжига и во время роста. Интенсивная ФЛ эрбия в структурах Si:Er/SOI, как и в структурах, выращенных на кремниевых подложках, наблюдается как при межзонном, так и при подзонном и прямом оптическом возбуждении.

Измерения кинетики низкотемпературной ФЛ эрбия при возбуждении наносекундным импульсным лазером продемонстрировали времена спада ФЛ эрбия в структурах Si:Er/SOI ~ 1 мс, близкие к излучательному времени жизни иона Er в кремнии (рис. 3a), что подтверждает высокое качество полученных слоев Si:Er на SOI.

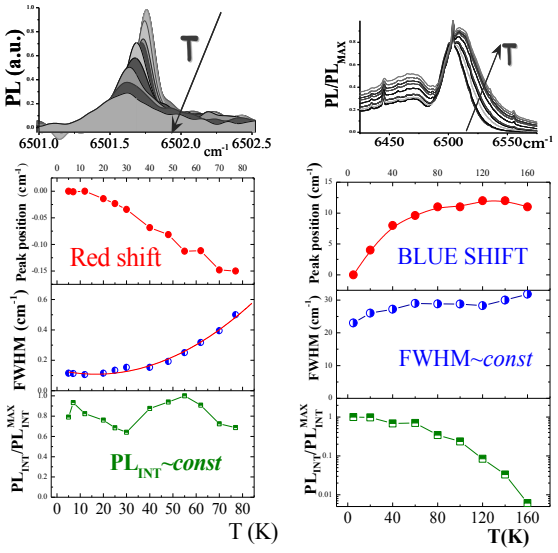


a) b)

Рис. 3. Кинетика спада (a) и нарастания (b) ФЛ эрбия. Сравнение кинетики нарастания эрбиевой ФЛ в структурах Si:Er/Si и Si:Er/SOI при высокой мощности импульсного возбуждения. λ_{ex} = 900 нм, P = 100 мВт, T = 77 K.

Существенные отличия от структур Si:Er/Si видны в кинетике нарастания ФЛ при импульсной оптической накачке. Задержка ФЛ эрбия, возникающая при высоких уровнях накачки структур Si:Er/Si, одной из причин которой является возникновение электрон-дырочной плазмы [6], не наблюдается в волноводных структурах на SOI (см. рис. 3b). В настоящее время мы не имеем доказательств связи быстрой кинетики нарастания ФЛ эрбия в волноводных структурах с развитием стимулированного излучения, возникающего за короткие времена дополнительно к спонтанной эмиссии, как это наблюдалось в [7].

Приведенные на рис. 4a данные для излучательного центра ***Er-1*** [8] в структуре на SOI показывают слабую зависимость интегральной интенсивности ФЛ от температуры в интервале 4.2-77 K, «красный» сдвиг и степенную зависимость ширины линий. Эти особенности свидетельствуют об однородном уширении бесфононной линии изолированного примесного центра ***Er-1***, в отличие от неоднородного уширения ФЛ эрбия в SiO_2-подобных преципитатах (рис. 4b).



a) b)

Рис. 4. Температурная зависимость спектров люминесценции эрбия в составе излучающего центра ***Er-1*** в структуре Si:Er/SOI (a) и в SiO_2-подобных преципитатах в Si:Er/Si. Спектры на рис. 4b приведены в нормировке на максимальные интенсивности.

Основное отличие температурных зависимостей ФЛ для структур на SOI – относительная стабильность интегральной интенсивности ФЛ (до 77 K), которая также отмечалась для исследуемых структур в [9] и связывалась с ограничением экситонов в области, легированной эрбием, отсутствующим в структурах без оксидного слоя. Эта важная особенность структур на SOI требует дальнейшего изучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 11-02-00953, 11-02-97067), программ РАН и Минобрнауки РФ (ГК 16.518.11.7018).

1. Soref R.A., Schmidtchen J. and Peterman K. // IEEE J. Quantum Electronics. 1971. V.27. P.1991.
2. Lourenco M.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V.91. P.141122.
3. Ha N.N. et al. // Phys. Rev. B. 2010. V.81. P.195206.
4. Gad M.A. et al. // Materials Sci. & Engineering B. 2003. V.105. P.79.
5. Андреев Б.А. и др. // Труды XIV международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» 15–19 марта 2010 г. Н. Новгород. Т.1. С.273.
6. Яблонский А.Н. и др. // ФТП. 2010. Т.44. С.1519.
7. Khriachtchev L. et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. V.79. P.1249.
8. Андреев Б.А. и др. // Известия АН. Сер. физ. 2000. Т.64. С.269.
9. Vinh N.Q. et al. // Proc. IEEE. 2009. V.7. P.1269.

Спектральные особенности примесной фотопроводимости n-GaAs при энергиях кратных энергии оптического фонона

В.Я. Алешкин, А.В. Антонов, Д.И. Бурдейный

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

aav@ipm.sci-nnov.ru

Хорошо известно, что взаимодействие электронов с оптическими фононами в достаточно чистом арсениде галлия, легированном мелкими донорами, приводит к спектральной особенности в спектре примесной фотопроводимости. Эта особенность проявляется как узкий пик [1] на энергии, соответствующей энергии продольного оптического фонона. Появление пика фотопроводимости связано со специфическим резонансным состоянием [2], в котором электрон находится в основном состоянии донора и в системе имеется оптический фонон. Недавно нами была обнаружена особенность в спектре примесной фотопроводимости n-GaAs при энергии фотона, равной двум энергиям оптического фонона [3]. Эта особенность проявлялась в виде широкого максимума фотопроводимости.

В настоящей работе обнаружены особенности в спектре примесной фотопроводимости n-GaAs при энергиях, кратных энергии продольного оптического фонона (от двух до пяти). Особенности имеют вид ступеней, ширина которых близка к энергии ионизации примеси, т.е. примерно на порядок превосходит ширину резонансов Фано. Предложена теоретическая модель для объяснения наблюдаемых особенностей. Показано, что наблюдаемые особенности можно объяснить резким изменением времени жизни электронов в зоне проводимости при небольшом изменении энергий квантов возбуждения в окрестности $n\hbar\omega_{LO}+E_i$, где n — целое число, E_i — энергия ионизации донора.

Спектры примесной фотопроводимости были измерены на полупроводниковой структуре, выращенной методом MOCVD. Структура представляла собой слой GaAs толщиной 3 мкм, выращенный на полуизолирующей подложке GaAs. Концентрация донорной примеси в слое составляла $4\cdot10^{15}$ см$^{-3}$, а подвижность — 6608 см^2/ (В·с) при комнатной температуре.

Измерения спектров примесной фотопроводимости проводились при температуре жидкого гелия. В качестве источника излучения использовался глобар, а спектр регистрировался с помощью фурье-спектрометра Vertex 80v фирмы «Bruker».

На рис. 1 представлен измеренный спектр примесной фотопроводимости. Из рисунка видно, что особенности фотопроводимости при энергиях фотона, близких к 3, 4 и 5 энергиям продольного оптического фонона, имеют вид ступеней, а особенность в окрестности удвоенной энергии оптического фонона имеет вид пика. Причем энергии фотонов, при которых происходит резкое изменение фотопроводимости, примерно на энергию ионизации меньше энергий, кратных энергии оптического фонона.

Отметим, что аналогичные измерения примесной фотопроводимости в кремнии [4], легированном бором, показали осциллирующую зависимость от энергии фотонов, без каких-либо ступеней.

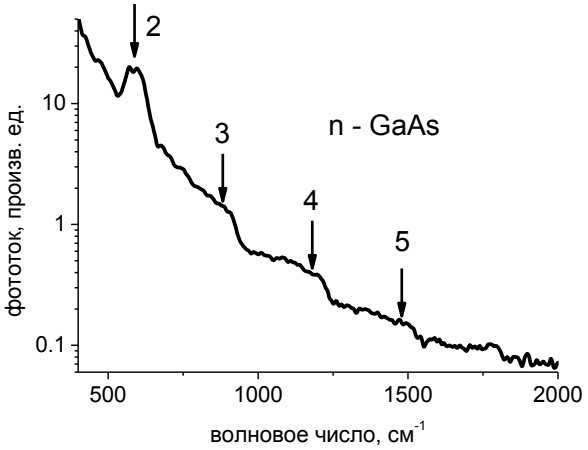


Рис. 1. Спектр примесной фотопроводимости n-GaAs. Стрелками отмечены энергии, кратные энергии продольного оптического фонона $\hbar\omega_{LO}$.

Какова физическая причина появления ступеней в спектрах фотопроводимости? Для того, чтобы ответить на этот вопрос, заметим, что релаксация энергии электронов идет за счет испускания оптических и акустических фононов. Имеется три интервала кинетической энергии электрона E с различными механизмами релаксации энергии. В интервале $E>\hbar\omega_{LO}$ релаксация энергии идет за счет испускания оптических фононов, поскольку в этом интервале энергии скорость релаксации энергии за счет испускания оптических фононов на несколько порядков больше скорости релаксации энергии за счет испускания акустических фононов. В интервале $\hbar\omega_{LO}>E>\hbar\omega_{LO}-E_i$ электрон может отдавать энергию как акустическим, так и оптическим фононам. Причем при испускании оптического фонона электрон оказывается захваченным на одно из локализованных состояний донора. Наконец, в интервале энергии $E<\hbar\omega_{LO}-E_i$ электрон может отдавать энергию только акустическим фононам. Когда кинетическая энергия электрона станет достаточно малой, он захватывается заряженными донорами благодаря испусканию акустических фононов (каскадный захват [5]).

Сигнал фотопроводимости пропорционален концентрации неравновесных электронов в зоне проводимости. Концентрация неравновесных электронов в зоне проводимости пропорциональна времени их жизни. Время жизни электрона в основном определяется временем релаксации энергии на акустических фононах, поскольку это самый длительный процесс. Время релаксации на акустических фононах зависит от того, какова была энергия электрона после испускания последнего оптического фонона. Действительно, после испускания последнего оптического фонона электрон может оказаться на дне зоны проводимости, откуда он будет захвачен донором. Этот случай соответствует фотовозбуждению с величиной энергии фотона, равной $n\hbar\omega_{LO} + E_i$. Если энергия электрона после испускания последнего оптического фонона оказывается равной $\hbar\omega_{LO} - E_i$, то электрон будет вынужден отдать эту энергию акустическим фононам. Этот случай соответствует фотовозбуждению с величиной энергии фотона равной $n\hbar\omega_{LO}$. Из вышеизложенного ясно, что фотопроводимость для второго случая (при одинаковых n) выше, чем в первом случае. Таким образом, увеличение энергии фотона от на энергию ионизации от $n\hbar\omega_{LO}$ до $\hbar\omega_{LO} + E_i$ существенно укорачивает время жизни, а следовательно, снижает концентрацию неравновесных электронов в зоне проводимости.

Эти рассуждения объясняют как наличие ступеней в спектрах фотопроводимости, так и области спектра, в которых наблюдается резкое еѐ изменение. В том случае, когда энергия электрона после испускания оптических фононов оказывается в интервале $n\hbar\omega_{LO} > E > \hbar\omega_{LO} + E_i$, время жизни электрона будет промежуточным между двумя рассмотренными выше случаями, поскольку в этом интервале возможен захват электрона за счет испускания оптического фонона. Из приведенных рассуждений следует, что спектральная ширина области, в которой происходит резкое изменение фотопроводимости, равна энергии ионизации примеси, что также соответствует экспериментальным результатам. Поскольку энергия ионизации мелких доноров в GaAs примерно в 6 раз меньше энергии оптического фонона, то спектр фотопроводимости должен иметь вид лестницы, что и наблюдается в эксперименте. Отметим, что в кремнии, легированном бором, энергия ионизации всего в 1.5 раза меньше энергии оптического фонона, поэтому спектр фотопроводимости имеет ярко выраженные осцилляции [5], но в нем отсутствуют ступени.

Теперь покажем, что пик фотопроводимости в спектральной области, соответствующей удвоенной энергии продольного оптического фонона, обусловлен особенностями двухфононного поглощения света в GaAs.

На рис. 2 изображен спектр двухфононного поглощения в GaAs. Из сравнения рисунков 1 и 2 можно сделать вывод о том, что уменьшение проводимости слева от пика, соответствующего удвоенной энергии оптического фонона, может быть связано с пиком двухфононного поглощения в GaAs. Если бы это поглощение отсутствовало, то спектр примесной фотопроводимости в этой области имел бы вид ступени, как в спектральных областях, соответствующих 3-5 оптическим фононам.

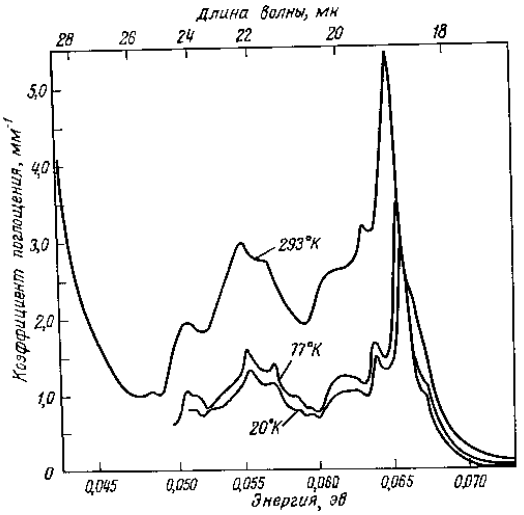


Рис. 2. Спектры решеточного поглощения высокоомного GaAs n-типа в интервале от 18 до 28 мкм [6].

Таким образом, в работе обнаружены ступенчатые особенности в спектрах примесного поглощения n-GaAs при энергиях фотонов, близких к величинам, кратным энергии продольного оптического фонона. Имеется три основные причины возникновения этих особенностей. Первая причина состоит в том, что энергия ионизации мелкого донора много меньше энергии оптического фонона. Вторая причина состоит в большом различии времен релаксации энергии неравновесного электрона при испускании оптических и акустических фононов. Третья причина состоит в том, что захват электронов на доноры происходит только вблизи дна зоны проводимости, где кинетическая энергия электрона невелика.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта 10-10-02-00311-а РФФИ, гранта поддержки ведущих научных школ и программ РАН, гранта поддержки от Минобрнауки РФ по ГК 16.518.11.7018.

1. Jin K.J., Zhang J., Chen Z.H., Yang G.Z., Chen Z.H., Shi X.H., and Shen S.C., Phys. Rev. B **64**, 205203 (2001).

2. Watkins G.D. and Fowler W.B., Phys. Rev. B **16**, 4524 (1977).

3. Алѐшкин В.Я., Антонов А.В., Бурдейный Д.И.. Труды XV международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». 14-18 марта 2011 Нижний Новгород Т.**2**, с. 459-460.

4. Банная В.Ф., Гершензон Е.М., Ладыжинский Ю.И., Фукс Т.Г.. ФТП **7**, 1092 (1973).

5. Абакумов В.Н., Перель В.И., Яссиевич И.Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. С.-Петербург, 1997.

6. Спитцер В. в книге «Оптические свойства полупроводников (полупроводниковые соединения $A^{III}B^{V}$)» под ред. Р. Уиллардсона и Ф. Бира. М., Мир, 1970.

Исследование оптических свойств нанокристаллов кремния в матрице аморфного кремния, формируемых непрерывным и импульсным лазерным отжигом

А.Ю. Афанаскин, А.В. Ершов, А.И. Машин, А.В. Нежданов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

afanaskin@phys.unn.ru

Наноструктурированный кремний – это важнейший объект исследований современной науки и технологии. Наиболее изученными к настоящему моменту времени являются нанокристаллы. Они находят широкое применение в приборах электроники и оптоэлектроники [1,2]. Особые перспективы ожидаются в солнечной энергетике. Показано, что внедрение нанокристаллов кремния в аморфную матрицу приводит к подавлению нежелательного эффекта Стеблера-Вронского, который является одним из основных сдерживающих факторов развития кремниевой солнечной энергетики [3]. Кроме того, существует возможность использовать нанокристаллический кремний в качестве люминесцентного преобразователя солнечного спектра [4]. Однако эффективность такого преобразования все еще остается невысокой.

Среди различных методов получения нанокристаллов, весьма перспективным является лазерный отжиг амфорного кремния. Он позволяет использовать легкоплавкие и недорогие подложки, обладает хорошей управляемостью, позволяет осуществлять отжиг на открытом воздухе. Известно, что параметры получения аморфного кремния оказывают влияние на его физические свойства [5], что в свою очередь влияет на характеристики получаемых нанокристаллов. Однако этот вопрос до сих пор остается малоизученным и, в то же время, исключительно важным. В данной работе исследуется влияние условий получения аморфного кремния (температура подложки и последующего вакуумного отжига) и энергии лазерного импульса на оптические свойства нанокристаллов, сформированных лазерным отжигом.

Исходные образцы представляли собой пленки аморфного кремния, толщиной ~500 нм на подложке кристаллического кремния. Получение осуществлялось методом электроно-лучевого испарения с помощью установки вакуумного напыления ВУ-1А. Температуры подложки варьировались в диапазоне 200-300˚С, температуры последующего отжига в вакууме в диапазоне 350-700˚С. Затем проводился лазерный отжиг в импульсном или непрерывном режимах. Для непрерывного лазерного отжига (НЛО) использовался лазер Cobolt Blues, входящий в комплект СЗМ комплекса рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra с длиной волны 473 нм. Лазерное излучение фокусировалось на образце 100-кратным объективом с апертурой NA=0,95. Для импульсного лазерного отжига (ИЛО) использовался рубиновый лазер, входящий в состав импульсной голографической установки УИГ-1М с длиной волны 694,3 нм. Длительность импульса составляла ~40 нс. Энергия импульса варьировалась в диапазоне 0,35-2,5 Дж. Эффективное сечение пучка имело величину ~5 мм.

Исследования проводились на СЗМ комплексе рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra (NT-MDT, г. Зеленоград). Для возбуждения использовался непрерывный лазер с длиной волны 473 нм. Рамановские спектры исследовались в диапазоне 150-1000 $см^{-1}$, спектры фотолюминесценции в диапазоне 480-800 нм.

При проведении лазерного отжига аморфного кремния было выяснено, что его характер существенно зависел от мощности падающего излучения. Эту особенность хорошо иллюстрирует зависимость положения максимума рамановского спектра аморфного кремния (~480 $см^{-1}$) от мощности возбуждающего лазера(рис. 1). На ней видно, что ниже 0,5 мВт пик сохраняет свое положение в пределах погрешности измерений. Затем наблюдается сдвиг пика в область меньших значений рамановского сдвига и при мощности свыше 2,5 мВт происходит лазерный отжиг с образованием нанокристаллической фазы, что подтверждается наличием характерного спектра комбинационного рассеяния света (рис. 2).

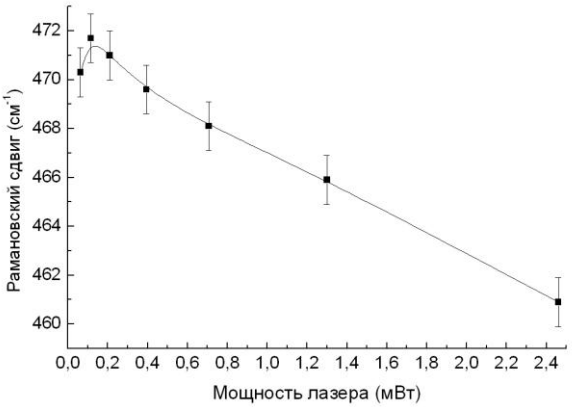


Рис. 1 Зависимость положения максимума рамановского спектра от мощности возбуждающего лазерного излучения.

Типичный рамановский спектр отожженных областей представляет собой смесь спектров аморфной и нанокристаллической фаз, которые можно выделить в соответствии с известными методиками [6]. Узкий интенсивный пик на линии вблизи 517 $см^{-1}$ обусловлен рассеянием на поперечных оптических (ТО) фононах нанокристаллического кремния [7], положение которого зависит от

размеров нанокристаллита и определяется известным выражением:

$$\Delta\omega=\beta(a/D)^{\gamma} \quad (1)$$

где $\Delta\omega$ – величина сдвига пика относительно линии объемного кремния (520 см$^{-1}$), a=0,543 нм – постоянная решетки кристаллического кремния, D – диаметр нанокристаллита, β и γ – постоянные. В модели Richter β=52,3 см$^{-1}$, γ=1,586.

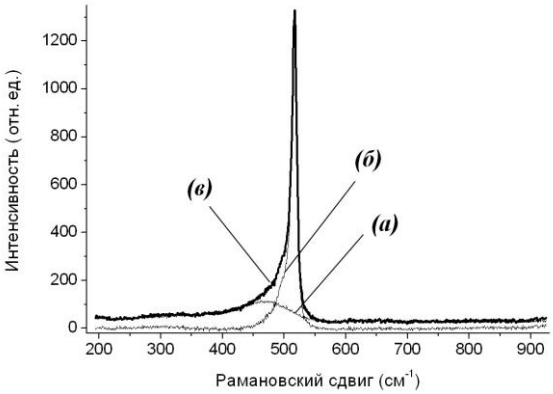


Рис. 2 Анализ рамановского спектра области, отожженной лазером: (а) вклад аморфной фазы, (б) вклад нанокристаллической фазы, (в) смешанный спектр.

На рис. 3 показаны зависимости положения ТО рамановского пика нанокристаллического кремния, формируемого лазерным отжигом от температуры подложки и вакуумного отжига исходного аморфного кремния. С увеличением температуры вакуумного отжига происходит сдвиг пика к линии объемного кремния (520 см$^{-1}$), что связано с ростом размера нанокристаллита. Причем при большей температуре подложки минимальный размер формирующихся нанокристаллитов увеличивается. На всех кривых при температуре вакуумного отжига вблизи 400˚С наблюдается спад, наиболее ярко выраженный при температуре подложки 250˚С. Процессы, ответственные за возникновение этого спадающего участка пока еще не ясны. Однако есть основания предполагать, что подобное поведение может быть связано с образованием кратных связей между атомами кремния в аморфном материале при отжиге [5].

Типичные спектры фотолюминесценции полученных образцов представляют собой широкий максимум в диапазоне 550-700 нм (рис. 4). Следует отметить, что интенсивность фотолюминесценции оказывается весьма слабой, что может быть связано с поглощением в окружающей аморфной матрице.

Рамановские спектры областей, подвергнутых ИЛО, также содержат узкий интенсивный пик на линии ~517 см$^{-1}$. Исследования зависимости положения пика от энергии импульса выявили небольшое смещение (от 516 до 518 см$^{-1}$) к линии объемного кремния по мере увеличения энергии импульса в диапазоне 0,35-2,5 Дж, что можно объяснить ростом размеров нанокристаллитов. Спектроскопия фотолюминесценции не выявила пиков в исследуемой области (450-800 нм).

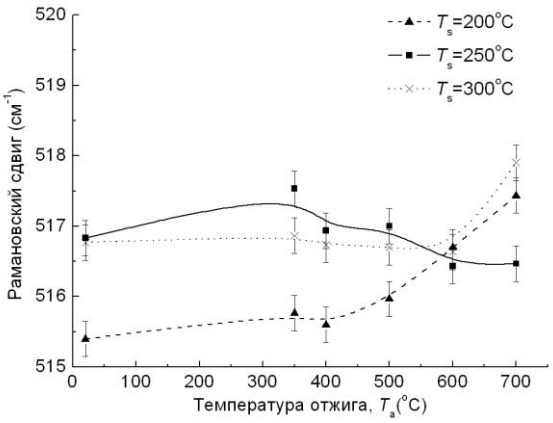


Рис. 3 Зависимость положения пика рамановского спектра области, подвергнутой НЛО от температуры подложки и вакуумного отжига исходного аморфного кремния.

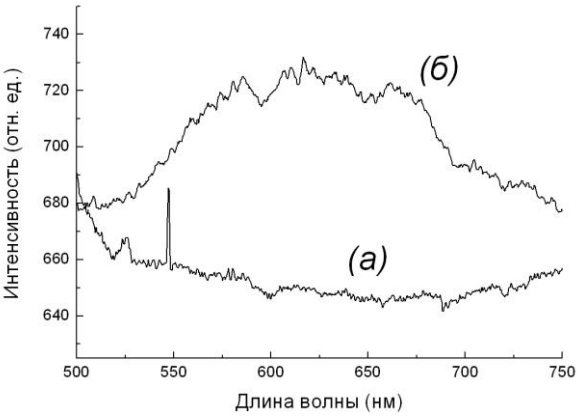


Рис. 4 Спектры фотолюминесценции: (а) неотожженной и (б) отожженной областей.

1. Hara A. Mobility enhancement limit of excimer-laser-crystallized polycrystalline silicon thin film transistors / A. Hara, F. Takeuchi, N. Sasaki // J. Appl. Phys., 2002, Vol. 91, P. 708-714.

2. Hanafi H.I. Fast and long retention-time nanocrystal memory / H.I. Hanafi, S. Tiwari, I. Khan // IEEE Trans. Electron Devices., 1996, Vol. 43, 1553-1558.

3. Ray S. Fabrication of thin film nanocrystalline silicon solar cell with low light-induced degradation / A. Chowdhury, S. Mukhopadhyay, S. Ray // Solar Energy Materials & Solar Cells, 2006, Vol. 93, P. 597-603.

4. Svrcek V. Silicon nanocrystals as converter for solar cells / V. Svrcek, A. Slaoui, J.-C. Muller // Thin Solid Films, 2004, Vol. 451-452, P. 384-388.

5. Хохлов А.Ф. Аллотропия кремния / А.Ф. Хохлов, А.И. Машин. - Н. Новгород: Изд-во Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 2002. 222 с.

6. Smit C. Determining the material structure of microcrystalline silicon from Raman spectra / C. Smit [et al.] // J.Appl. Phys., 2003, Vol. 94, No. 5, P. 3582 – 3588

7. Faraci G. Modified Raman confinement model for Si nanocrystals / G. Faraci [et al.] // Phys. Rev. B., 2006, Vol. 73, 033307.

Спектрокинетические исследования и спектроскопия возбуждения фотолюминесценции структур с самоформирующимися Ge(Si) островками

Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, А.Н. Яблонский

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

banatale@ipm-sci.nnov.ru

Использование Si/Ge гетероструктур с самоформирующимися Ge(Si)/Si(001) островками, благодаря их оптическим и электрофизическим свойствам, в настоящее время рассматривается как один из перспективных путей создания источников [1] и приемников [2] света в диапазоне длин волн 1,3 – 1,55 мкм, сформированных на единой кремниевой подложке. В этой связи существенный интерес вызывает изучение процессов поглощения и излучения света в структурах с Ge(Si) островками с целью увеличения их эффективности и выявления механизмов генерации и излучательной рекомбинации фотоиндуцированных носителей заряда в них. Данная работа посвящена исследованию процессов поглощения и излучения света в многослойных структурах с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками с использованием спектрокинетических методик и методики спектроскопии возбуждения фотолюминесценции (ФЛ).

В работе исследовалась серия многослойных структур с самоформирующимися Ge(Si) островками, выращенных МПЭ из твердых источников при температурах 600 – 700 ^{0}C. Сигнал ФЛ возбуждался импульсным излучением параметрического генератора света MOPO-SL ("Spectra-Physics"), перестраиваемым в широком спектральном диапазоне ($h\nu_{ex}$ = 0.8-1.7 эВ). Сигнал ФЛ регистрировался с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i, ФЭУ Hamamatsu на основе InP/InGaAs (спектральный диапазон 0,93-1,7 мкм, время отклика ~ 2 нс) и цифрового осциллографа LeCroy. Измерения проводились в гелиевом криостате замкнутого цикла в диапазоне температур 20 – 160 K.

В ходе измерений были получены спектры исследуемых структур с временным разрешением (рис. 1). Подробно методика получения данных спектров описана в работе [3]. При температуре 20 K и межзонном возбуждении Si ($h\nu_{ex}$ = 1.6 эВ) помимо сигнала ФЛ, связанного с излучательной рекомбинацией экситонов в кремниевой подложке (не показан на рисунке), в спектрах ФЛ структур с Ge(Si) островками можно выделить две спектрально разнесенных компоненты, характеризующиеся существенно различными временами спада интенсивности ФЛ (рис. 1). В низкоэнергетической области спектра наблюдалась широкая линия ФЛ с характерным временем спада до 100 мкс ("медленный" сигнал ФЛ), соответствующая непрямой в пространстве излучательной рекомбинации дырок, локализованных в Ge(Si) островках, с электронами, находящимися в Si слоях на гетерогранице с островком в потенциальных ямах, образованных упругими напряжениями и кулоновским потенциалом дырок, локализованных в островках.

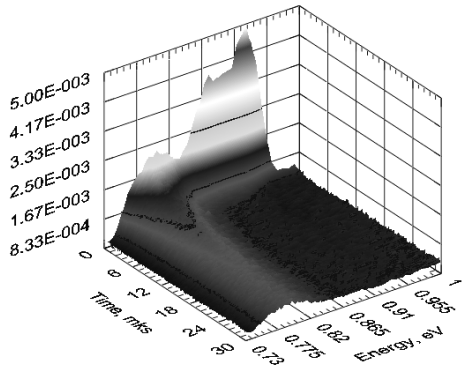


Рис. 1. Спектр ФЛ с временным разрешением структуры с Ge(Si)/Si(001) островками, выращенной при температуре 650 ^{0}C. $h\nu_{ex}$ = 1.6 эВ. T = 20 K

В области энергий более высоких по сравнению с ФЛ Ge(Si) островков наблюдался сигнал ФЛ с временами спада ~ 0,3 мкс ("быстрый" сигнал ФЛ) (рис. 1), который может быть связан с излучательной рекомбинацией носителей заряда в SiGe смачивающем слое. В пользу данной интерпретации говорит форма "быстрого" сигнала. Как правило, для сигнала ФЛ от смачивающего слоя характерно наличие в спектре ФЛ двух компонент, соответствующих излучательной рекомбинации с участием и без участия поперечного оптического фонона [4]. Обнаруженный в структурах с Ge(Si) островками "быстрый" сигнал ФЛ имеет аналогичную структуру. На начальном временном интервале в спектре ФЛ хорошо различаются две компоненты, отстоящие друг от друга на расстояние ~ 45 мэВ, что близко к энергии TO фонона в SiGe структурах (TO_{Si-Ge} = 49 мэВ [5]). Короткое время спада сигнала ФЛ от SiGe смачивающего слоя может объясняться эффективным захватом носителей заряда из смачивающего слоя в Ge(Si) островки. По-видимому, в условиях межзонного оптического возбуждения структур основная часть фотоиндуцированных носителей заряда первоначально захватывается смачивающим слоем, после чего диффундирует в островки и рекомбинирует в них. При этом время спада интенсивности сигнала ФЛ от смачивающего слоя определяется характерным временем захвата носителей заряда Ge(Si) островками. Это предположение подтверждается видом временных зависимостей "быстрого" и "медленного" сигналов ФЛ (рис. 2). При межзонном возбуждении ($h\nu_{ex}$ = = 1,6 эВ) временная зависимость интенсивности ФЛ

Ge(Si) островков характеризуется наличием участка медленного нарастания с характерным временем ~ 0,2 мкс, существенно превышающем длительность импульса возбуждающего излучения (~ 5 нс) и близким к времени спада интенсивности сигнала ФЛ от SiGe смачивающего слоя.

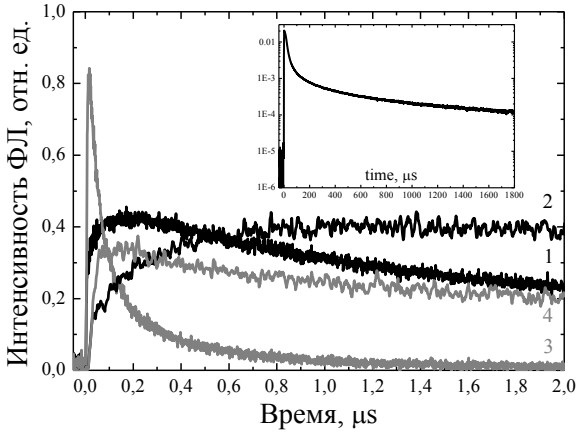


Рис. 2. Кинетические кривые сигналов ФЛ Ge(Si) островков и SiGe смачивающего слоя при различных энергиях кванта возбуждения. ФЛ Ge(Si) островков: 1($h\nu_{ex}$ = 1,6 эВ) и 2 ($h\nu_{ex}$ = 1,24 эВ); ФЛ SiGe смачивающего слоя: 3 ($h\nu_{ex}$ = 1,6 эВ) и 4 ($h\nu_{ex}$ = 1,24 эВ) На вставке показана кинетическая кривая ФЛ Ge(Si) островков на временах до 1800 мкс ($h\nu_{ex}$ = 1,6 эВ). T = 20 K

При уменьшении энергии фотона возбуждающего излучения до значений, близких к краю межзонного поглощения в кремнии, на кинетических кривых, соответствующих процессам излучательной рекомбинации в SiGe смачивающем слое, появляется участок нарастания интенсивности сигнала с характерным временем ~ 200 нс, а время спада интенсивности данного сигнала увеличивается до 2 мкс (рис. 2). При энергии фотона излучения накачки равной 1,24 эВ глубина проникновения возбуждающего излучения в структуру составляет ~ 1 мм, тогда как толщина активной области исследованных структур не превосходит 1 мкм. Таким образом, при длинноволновом возбуждении большая часть возбуждающего излучения поглощается в кремниевой подложке, и основная часть носителей заряда попадает в активную область структуры вследствие диффузии из подложки. По-видимому, именно с этим связано увеличение времени нарастания сигнала ФЛ от SiGe смачивающего слоя. В то же время, поскольку глубина, на которой генерируются носители заряда, велика, возникает длительная подкачка носителей заряда из подложки, что приводит к увеличению времени спада интенсивности ФЛ SiGe смачивающего слоя до времен, сравнимых с временами жизни фотоиндуцированных носителей заряда в Si подложке. Подтверждением данной гипотезы служит близость времен спада интенсивности ФЛ смачивающего слоя при длинноволновом возбуждении и интенсивности экситонной ФЛ при межзонном возбуждении. Удлинение времен нарастания и спада ФЛ смачивающего слоя сопровождается увеличением времени нарастания интенсивности ФЛ Ge(Si) островков (рис. 2), что является дополнительным подтверждением модели возбуждения Ge(Si) островков через захват носителей заряда из смачивающего слоя.

Для сигналов ФЛ Ge(Si) островков и SiGe смачивающего слоя были получены спектры возбуждения ФЛ, представляющие собой зависимость интегральной интенсивности ФЛ от энергии кванта возбуждающего излучения. Спектр возбуждения ФЛ SiGe смачивающего слоя близок к спектру возбуждения экситонной ФЛ в Si, в то время как в спектре возбуждения ФЛ Ge(Si) островков наблюдается интенсивное плечо в области энергий меньше края межзонного поглощения в Si. Наличие сигнала ФЛ в данной области может быть связано с поглощением излучения непосредственно в Ge(Si) островках с участием прямых в пространстве межзонных переходов [6]. Вследствие разрыва энергетических зон II-типа в структурах с Ge(Si)/Si(001) островками неравновесные электроны, локализованные в островках, за время жизни успевают перейти из локальной потенциальной ямы в островках, в более глубокую потенциальную яму в Si матрице на гетерогранице с островком. Поэтому сигнал ФЛ Ge(Si) островков в этом случае, как и в условиях межзонного возбуждения, возникает в основном вследствие непрямой в реальном пространстве излучательной рекомбинации дырок, локализованных в островках, и электронов, локализованных в Si на гетерогранице с островком.

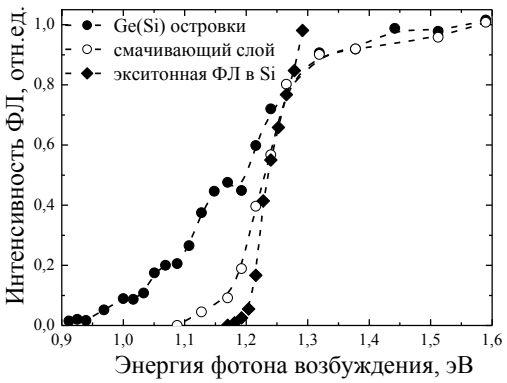


Рис. 3. Спектры возбуждения ФЛ Ge(Si) островков (●), SiGe смачивающего слоя (○) и экситонной ФЛ в Si (♦). Спектры получены при T = 20 K

Работа выполнена при финансовой поддержке Программ РАН и РФФИ.

1. Talalaev V.G., Cirlin G.E., Tonkikh A.A., Zakharov N.D., P Werber., Phys.Stat. Sol. 198 R4 (2003).

2. Якимов А.И., Двуреченский А.В., Никифоров А.И., Чайковский С.В., Тийс С.А., ФТП 37 1383 (2003).

3. Байдакова Н.А., Новиков А.В., Лобанов Д.Н., Д Юрасов.В., Яблонский А.Н., Труды XV международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника" 2 453 (2011).

4. O Schmidt.G., Gail M., Lange C. and Eberl K., Phys. Stat. Sol. (b) 215 319 (1999).

5. Weber J. and Alonso M. I., Phys. Rev. B 40 5683 (1989).

6. Larsson M., Elfving A., Holtz P.O., Hansson G.V. and Ni W.-X., App. Phys. Lett. 82 4785 (2003).

Вольт-амперные характеристики и колебания тока в сверхрешетках GaAs/AlGaAs выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии

Н. В. Байдусь[1], А.А. Бирюков[1], Е.П. Додин[2], Ю.Н. Дроздов[2], Ю.Н. Ноздрин[2], А.А. Андронов[2]

[1] Научно-исследовательский Физико-Технический Институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород,
[2] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

bnv@nifti.unn.ru

Существующий в настоящее время интерес к полупроводниковым сверхрешеткам (СР) $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ связан с возможностью их применения в качестве генераторов СВЧ и ТГц излучений (см., например, [1] и цитированную там литературу). В большинстве таких исследований используются короткопериодные сверхрешетки с широкой запрещенной минизоной, подобные тем, что, рассматривались в пионерской работе Эсаки и Тсу [2], когда можно ограничиться рассмотрением транспорта в одной нижней минизоне. Наш интерес к созданию СР продиктован желанием использовать активные свойства сверхрешеток с узкими запрещенными минизонами, когда можно надеяться использовать резонансные свойства электронов в таких сверхрешетках на основе блоховских колебаний или вследствие туннелирования электронов во вторую минизону, для генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона. Здесь может возникнуть динамическая ОДП [3] вследствие туннелирования электронов во вторую минизону, неупругого рассеяния их там на оптических фононах и последующей группировки в первой минизоне или работающего на явлении резонансного туннелирования между ванье-штарковскими уровнями. Необходимый энергетический спектр может быть реализован в GaAs/AlGaAs СР с широкими КЯ и узкими потенциальными барьерами.

Данная работа направлена на изучение транспортных свойств СР с узкой первой минизоной проводимости и узкой запрещенной минизоной в постоянном электрическом поле с целью выяснения их пригодности для реализации динамической ОДП и создания генератора терагерцового диапазона.

Гетероструктуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке AIX 200RF. Общая структура: подложка n^+ GaAs, буферный слой n^+ GaAs 0.5мкм, сверхрешетка GaAs/AlGaAs (200 периодов, 17/1.5нм, x(Al)=0.2), контактный слой n^+ GaAs 0.2 мкм. В некоторых структурах между СР и GaAs помещался переходный слой СР с переменным периодом (до 7 периодов), ширина КЯ в нем увеличивалась на 1 нм на каждый период в направлении удаления от СР. Это было сделано для предотвращения возникновения барьеров на границах СР-GaAs.

Изучалось влияние температуры роста в интервале 600-800°С на свойства СР. Минимальная ширина спектра ФЛ (6 мВ при температуре измерений 77 К) достигалась при температуре роста 750°С.

Концентрация электронов в СР зависела от температуры роста и увеличивалась с температурой роста (от полуизолятора при 600С до 10^{16}см$^{-3}$ при 750С). От температуры роста также зависела однородность концентрации вдоль оси роста.

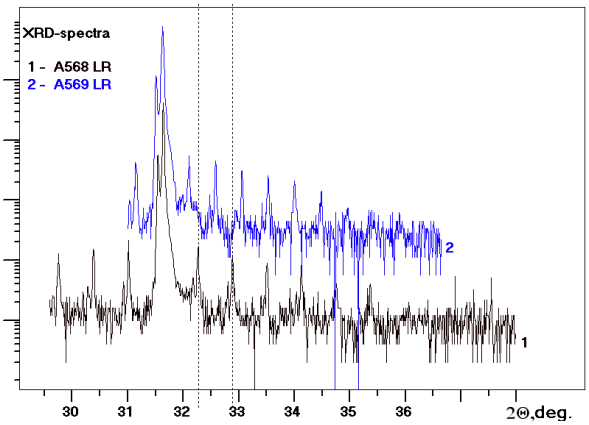


Рис. 1. Спектры рентгеновской дифракции гетероструктур со сверхрешетками. Пики на спектрах расщеплены из-за использования смешанного излучения Kα1 Kα2. Периоды заметно различаются. По расстоянию между сателлитами: A568 D=163A , A569 D=213A

Выполнен рентгеноструктурный анализ выращенных сверхрешеток: полученные рентгенодифракционные спектры θ/2θ–сканирования в окрестности пика GaAs(200) на CuKa1-излучении с монохроматором Ge(400) показали наличие сателлитов от –(5-7) до +(5-7) порядков, что подтверждает вполне удовлетворительное качество и периодичность всех структур (Рис.1).

Из выращенных ГС изготавливали два типа мезаструктур: а) мезаструктуры с барьером Шоттки (БШ) (Au) и б) мезаструктуры с омическими контактами к n+-i-n+ структуре. Для изготовления структур с БШ верхний контактный слой n^+стравливали.

С использованием методов фотолитографии создавались мезаструктуры диаметром 500 мкм для БШ и набор квадратных мез для n-i-n структур с размерами сторон 50, 200, 300, 500 мкм. Омические

контакты к БШ и n+-i-n+ структурам создавались напылением Au-Ge с последующим вжиганием при 430°C в течение 30 с.

Методом емкостного профилирования гетероструктур с БШ определялось распределение концентрации носителей заряда в СР. По положению пика ФЛ, измеренной при 77К, было определено положение дна первой минизоны, оно отстояло от дна зоны проводимости GaAs на 12 мэВ, что соответствовало расчетному. Ширина спектра ФЛ на половине высоты составляла 6 мэВ что равно кТ для 77К и свидетельствует о высокой однородности периода СР.

На n+-i-n+ меза-структурах проводились измерения ВАХ и токовых неустойчивостей в режиме заданного постоянного или импульсного напряжения. В областях неустойчивости за ток принималось среднее по времени значение амплитуды установившихся токовых осцилляций. Для предотвращения теплового разрушения структур при больших напряжениях длительность приложенного импульса варьировалась в пределах 1-5 мкс в зависимости от параметров мезы.

На рис. 2 показана ВАХ СР, измеренная на импульсах длительностью 5 мкс при 77К. Характерной чертой является N-образная зависимость среднего тока от приложенного напряжения. Область ОДП начинается с критического поля 1кВ/см. В слабых полях имеется омический участок, затем, при более высоких, около 2.5 кВ/см (U ≈ 1 В) носители разогреваются в пределах первой минизоны, что проявляется как наличие ОДП на ВАХ и колебаниях тока. При повышении напряженности электрического поля носители переходят в высшие минизоны за счет зинеровского туннелирования, что приводит к увеличению тока. На рис.3 показан импульс тока при напряжении 1В в области ОДП и осцилляций тока. Эти результаты аналогичны наблюдавшихся в работе [3].

Отметим, что наличие ОДП и осцилляций еще не есть доказательство наличия блоховских колебаний. Для последнего нужно, чтобы время рассеяния было больше, чем период блоховских колебаний (что, как показывают оценки, в исследованных структурах не выполняется в этой области электрических полей в районе ОДП). Но для ОДП такое условие не является необходимым – достаточно просто разогрева в пределах одной нижней минизоны [4].

Таким образом, в работе представлены результаты исследований гетероструктур со сверхрешеткой GaAs/AlGaAs с узкими запрещенными минизонами выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. При температуре Т = 78К измерена нелинейная вольт-амперная характеристика с областью отрицательной дифференциальной проводимости и последующим, при больших напряжениях, ростом тока из-за межминизонного туннелирования. В области ОДП наблюдались колебания тока на частотах около 60 МГц.

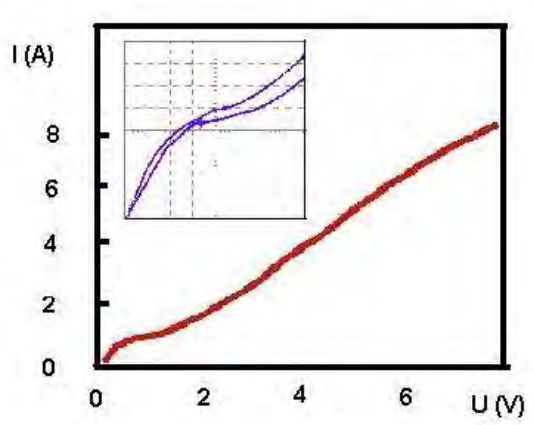


Рис. 2. ВАХ, измеренная на импульсах длительностью 6 мкс при температуре 77К. На вставке – область ВАХ с ОДП в увеличенном масштабе. Кривые на вставке соответствуют прямому (верхняя) и обратному (нижняя) току.

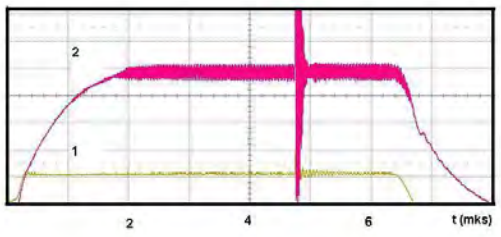


Рис. 3. Импульс напряжения (1) и тока (2) на структуре. Величина напряжения 1В, тока 0.83 А. Наблюдаются осцилляции тока с частотой 60 МГц.

Работа поддержана грантами РФФИ (проект 10-02-00501а и 11-02-12165-офи-м-2011). При выполнении работы было использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

1. Leo Karl: High-Field Transport in Semiconductor Superlattices, STMP 187, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2003, 249 P.

2. Esaki L. and Tsu R., IBM J. Res. Dev. **14**, 61 _1970.

3. Андронов А.А., Нефедов И.М. и Соснин А.В., ФТП **37** 378 (2003)

4. А.А. Андронов, Додин Е.П., Зинченко Д.И., Ноздрин Ю.Н.. Физика и техника полупроводников, 2009, том.43, вып.2. стр. 240-247.

5. Ктиторов С.А., Симин Г.С., Сандаловский В.Я., ФТТ **13** 2230 (1971).

Остаточная фотопроводимость в n- InGaAs/GaAs гетероструктурах со связанными квантовыми ямами при зонно-зонном возбуждении

В.В. Вайнберг [1], В.М. Васецкий, [1] Ю.Н. Гуденко [1], В.Н. Порошин[1], Н.В. Байдусь [2], Б.Н. Звонков [2]

[1] Институт физики НАН Украины, Украина
[2] НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

poroshin@iop.kiev.ua

Гетероструктуры InGaAs/GaAs с квантовыми ямами (КЯ) вызывают большой интерес благодаря широкому применению в современной оптоэлектронике. Материал квантовых ям относится к полупроводниковым твердым растворам, для которых характерно наличие флуктуаций состава. Флуктуации состава приводят к флуктуациям потенциала КЯ, что существенно влияет на электрические и оптические свойства структур (снижается подвижность носителей заряда, увеличивается время затухания люминесценции и т.п.). В настоящей работе приводятся результаты исследования остаточной фотопроводимости при зонно-зонном возбуждении в InGaAs/GaAs гетероструктурах с двойными связанными КЯ, которую мы связываем с флуктуациями потенциала КЯ.

Исследуемые структуры $In_xGaAs_{1-x}/GaAs$ (x=0.08÷0.1) содержали 20 пар связанных ям (СКЯ) разной ширины (160 и 80 А), разделенных барьером шириной 50 А. Толщина барьеров между парами СКЯ составляла 780 А. Одна из СКЯ (более узкая) была δ -легирована в центр примесью кремния (N_d ~$1÷3*10^{11}$ $см^{-2}$ на период). Структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии на поверхности (001) полуизолирующего GaAs. Ранее нами в таких структурах были исследованы пространственный перенос и излучение горячих электронов в сильных латеральных электрических полях [1,2].

Латеральная фотопроводимость (ФП) в структурах при освещении их лазерным излучением с длиной волны λ= 656 нм была исследована при температурах от 10 К до 70 К. Длительность лазерного импульса составляла 8 мкс, время нарастания и спада импульсов была равно порядка десяти нс. Измерения были проведены для различных величин напряжения, которое подавалось на омические контакты образцов в виде импульсов. Величина приложенного латерального электрического поля при этом изменялась от 25 В/см до 1500 В/см. Длительность импульсов напряжения была разной (от 7 мкс до 150 мкс) для разных величин приложенного напряжения.

На рис.1 показаны типичная осциллограмма фотоотклика для исследованных структур. Характерной ее особенностью является существование остаточной (после выключения подсветки) фотопроводимости (ОФП), которая наблюдается вплоть до максимально измеренного времени 150 мкс.

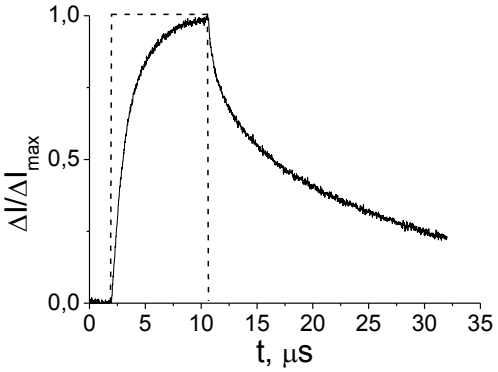


Рис.1. Типичный вид импульсов фотоотклика. Штриховой линией показан световой импульс.

Анализ кинетики ОФП показал, что она не может быть описана одной экспонентой, однако хорошо описывается «растянутой экспонентой»

$$I(t) = I_o \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^{\beta}\right], \qquad (1)$$

которая характерна для разупорядоченных систем (см., например, [3]). На основании этого мы связываем наблюдаемую ОФП с тем, что фотовозбужденные электроны и дырки после релаксации попадают в потенциальные минимумы в КЯ, которые существуют в них из-за флуктуаций состава. Рекомбинация электронов и дырок оказывается затрудненной, если электроны и дырки пространственно разделены, что для данного типа гетероструктур возможно, если они находятся в разных КЯ. Причиной этого может быть встроенное электрическое поле, которое существует из-за того, что при исследованных температурах большая часть равновесных носителей находятся в широкой яме, в то время как ионизированные примеси находятся в узкой яме [2].

На рис.2 и 3 приведены полученные из аппроксимации спада ОФП выражением (1) значения параметра β и времени τ. Из рис.2 видно, что параметр β слабо меняется с температурой. Время спада ОФП τ при увеличении температуры от 10 К до приблизительно 40 К уменьшается, а при дальнейшем увеличении температуры оно возрастает.

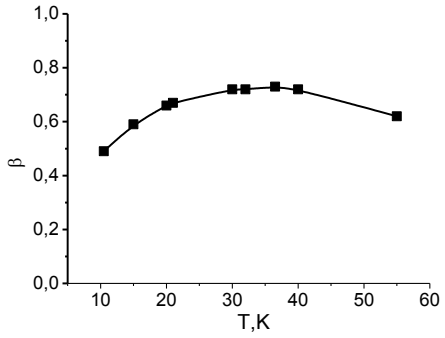


Рис.2. Значения параметра β при разных температурах. Величина латерального поля равна 70 В/см.

Уменьшение τ с ростом температуры связано, с одной стороны, с преодолением носителями потенциального барьера, а, с другой стороны, с уменьшением величины встроенного электрического поля вследствие пространственного перехода электронов из широкой КЯ в узкую КЯ [1].

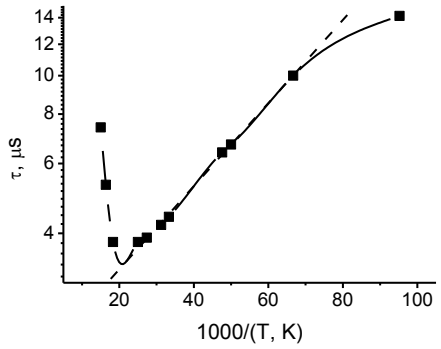


Рис.3. Температурная зависимость времени τ. Величина латерального поля равна 70 В/см.

На существование двух причин уменьшения τ указывает и тот факт, что хотя температурная зависимость в рассматриваемом температурном интервале и близка к экспоненциальной, однако полученное из нее значение энергии активации (глубины потенциальных ям) оказывается меньшей или порядка kT.

Что касается изменения поведения τ с ростом температуры при $T \geq 40$ К, то причина его остается неясной. Возможно, оно связано с изменением при высоких температурах самого механизма ОФП.

Остановимся теперь на зависимости времени спада ОФП τ от величины приложенного латерального электрического поля, которая была измерена при 10 К (рис.4).

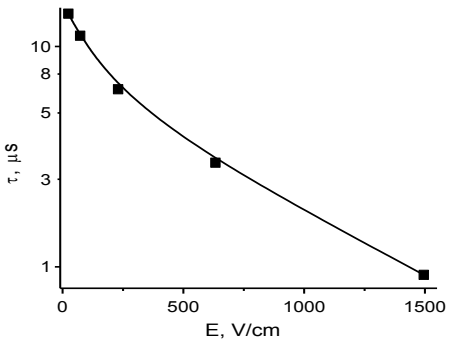


Рис.4. Зависимость времени спада ОФП от величины латерального электрического поля. Т=10 К.

Как следует из рис.4, с ростом поля время спада ОФП сильно уменьшается, т.е. эффект аналогичен тому, что имеет место при повышении температуры. Причиной этого является индуцированное полем освобождение неравновесных носителей из потенциальных минимумов в КЯ. Отметим еще один эффект, который может приводить к ускорению спада ОФП в сильных полях – дрейф неравновесных носителей и вынос их в контакты.

Работа выполнена при поддержке совместного гранта Российского фонда фундаментальных исследований и Государственного фонда фундаментальных исследований Украины (10-02-00501а и 11-02-90454 Укр_ф_а. и Ф40.2/057).

1. Belevskii P.A. Real-space transfer and far-infrared emission of hot electrons in InGaAs/GaAs heterostructures with tunnel-coupled quantum wells / P.A. Belevskii, V.V. Vainberg, M.N. Vinoslavskii, A.V. Kravchenko, V.N. Poroshin, O.G.Sarbey // Ukrainian Journal of Physics. 2009,т.54, №1-2, С. 122-127.

2. Байдусь Н.В. Латеральный транспорт и дальнее инфракрасное излучение электронов в гетероструктурах $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ с двойными туннельно-связанными квантовыми ямами в сильном электрическом поле / Н.В. Байдусь, П.А. Белевский, А.А. Бирюков, В.В. Вайнберг, М.Н. Винославский, А.В. Иконников, Б.Н. Звонков, А.С. Пилипчук, В.Н. Порошин // Физика и техника полупроводников. 2010, Т.44, вып.11, С.1543-1546.

3. Tsai L. C. Persistent photoconductivity in SiGe/Si quantum wells / L. C. Tsai, C. F. Huang, J. C. Fan, Y. H. Chang, and Y. F. Chen // Journal of applied physics. 1998, v. 84, № 2 15, P. 877-880.

Квантово-каскадный лазер на примесно-зонных оптических переходах в селективно-легированных сверхрешётках: возможность и перспективы

Н.А. Бекин, Д.В. Козлов, В.В. Цыпленков, Д.Н. Лобанов, В.Н. Шастин

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

nbekin@ipm.sci-nnov.ru

В работе теоретически анализируется возможность создания квантово-каскадного лазера на примесно-зонных оптических переходах в полупроводниковых сверхрешетках. Механизм формирования инвертированного распределения описан в работе [1] и основан на эффекте резонансного туннелирования электронов (дырок) в случае, когда уровень основного состояния примеси находится вблизи дна подзоны в соседней квантовой яме (рис. 1). В этом случае время ионизации примесей в узкой яме при туннелировании электронов из основного состояния с испусканием оптических фононов оказывается коротким по сравнению со временем ухода электронов из вышележащей 3-й подзоны. Континуум 3-й подзоны является при этом верхними рабочими уровнями, а нижними уровнями служат уровни основных состояний примесей.

Квантово-каскадные гетероструктуры. Оценки коэффициента усиления. Данная схема была рассмотрена на примере гетероструктур GaAs/AlGaAs и Si/GeSi(111) n-типа, и Ge/GeSi p-типа. Гетероструктуры GaAs/AlGaAs обладают преимуществом, связанным с отсутствием встроенных деформаций, и для них существует хорошо развитая технология роста структур высокого качества. С другой стороны, интерес к кремний-германиевым гетероструктурам связан с необходимостью разработки источников излучения, покрывающих часть терагерцового диапазона, недоступную для каскадных лазеров на основе соединений $A^{III}B^{V}$ в связи с поглощением в полосе остаточных лучей (≈ 30-50 мкм).

С этой точки зрения привлекательным вариантом являются гетероструктуры Si/GeSi n-типа, поскольку энергии связи многих мелких доноров в кремнии попадают в этот диапазон. Выбор ориентации плоскости роста структур, (111), обусловлен стремлением устранить дополнительные каналы утечки электронов из рабочих состояний, которые появляются из-за деформационного расщепления Δ-долин. При росте на этой плоскости расщепления долин не возникает из условий симметрии. Кроме этого, эффективная масса электронов в вертикальном направлении оказывается сравнительно небольшой – $0.26m_0$. Отметим, что сохранение шестикратного вырождения Δ-долин имеет негативное последствие, связанное с соответствующим уменьшением чисел заполнения в континууме рабочей подзоны.

В рассматриваемой схеме усиления важно обеспечить селективность легирования. Для современной кремний-германиевой технологии селективное легирование мелкими донорами представляет значительную трудность. В то же время, проблема селективного легирования мелкими акцепторами, в частности бором, практически решена. Гетероструктуры Ge/GeSi p-типа представляют вариант использования в рассматриваемой квантово-каскадной схеме акцепторов.

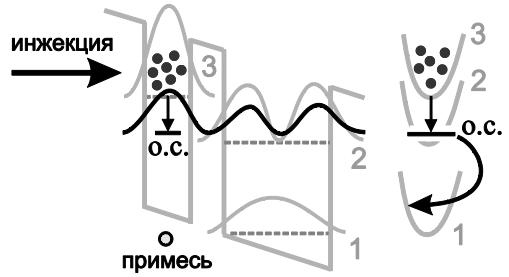


Рис. 1. Схема каскадного лазера на примесно-зонных оптических переходах в квантовых ямах. Волновые функции подзон показаны серым цветом и пронумерованы. Уровень основного состояния примеси обозначен буквами «о.с.», волновая функция схематично показана чѐрным цветом. Излучательные переходы показаны вертикальными стрелками, туннельный переход с испусканием оптического фонона – изогнутой стрелкой.

Расчѐты энергий и волновых функций резонансов Ванье-Штарка в сверхрешѐтках выполнялись методом [2]. При расчѐтах энергий и волновых функций примесных центров использовалось приближение изолированного кулоновского центра и метод разложения по волновым функциям электрона (дырки) в туннельно-связанных квантовых ямах [1,3].

Таблица 1

Параметры сверхрешѐток. Жирным шрифтом в графе «Толщины слоѐв» отмечены барьеры; подчѐркиванием обозначены квантовые ямы с «δ-легированием» в центре.

Гетеросистема	Толщины слоѐв, нм	*U*, мВ/период
1) n-GaAs/$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	**2**/9.1/**4**/18.2	51.9
2) p-Ge/$Ge_{0.65}Si_{0.35}$	**2**/5/**2**/10	53
3) (111) n-Si/$Ge_{0.5}Si_{0.5}$	**1.6**/4.1/**1.6**/1.8/**1.6**/13.7	65

Параметры квантово-каскадных гетероструктур приведены в таблице 1. В отношении кремний-германиевых сверхрешѐток предполагается, что они выращены на виртуальных подложках с определѐнным содержанием Ge для достижения компенсации упругой энергии в сверхрешѐтках. Отметим, что в сверхрешѐтках Si/GeSi(111) используется шестислойный период, что не является принципиальным изменением схемы: по причинам, связанным с технологией, в толстый барьер между ямами внедрена узкая квантовая яма толщиной 1.8 нм.

Оценки коэффициента усиления излучения ТЕ-поляризации (электрическое поле волны вдоль слоѐв) представлены в таблице 2. Для этой поляризации необходимо учитывать поглощение Друде в активной сверхрешѐтке. Соответствующее сечение также приведено в таблице. Частота рассеяния, входящая в формулу Друде, оценивалась в предположении, что доминирующим механизмом рассеяния является рассеяние на ионах примесей. Это в значительной степени оправдано тем, что селективное легирование производится в квантовой яме, в которой волновая функция верхней рабочей подзоны имеет пучность. При концентрациях легирования, приведѐнных в таблице 2 и температуре электронов ~100 K частота внутриподзонного рассеяния электронов на ионах примесей имеет порядок 10^{12} c^{-1} для гетероструктур GaAs/AlGaAs и Ge/GeSi, и 10^{13} c^{-1} для Si/GeSi.

Таблица 2

Усиление и поглощение в квантово-каскадных гетероструктурах. Номера строк таблицы соответствуют типам гетеросистем из таблицы 1. ħω – красная граница фотоэффекта; m/m_0 латеральная эффективная масса в единицах массы свободного электрона (для структур p-Ge/GeSi – вблизи дна подзоны, для n-Si/GeSi – эффективная масса плотности двумерных состояний); n_s – концентрация селективного легирования на период; η - безразмерное расстояние между примесями (см. текст); Δf – разность чисел заполнения рабочих состояний (T_e = 100 K); ζ и α – сечение и коэффициент усиления без учѐта потерь.

№	ħω, мэВ	m/m_0	n_s, см$^{-2}$	η	ζ_D, см^2	Δf	ζ, см^2	α, см$^{-1}$
1)	10	0.067	$5\cdot10^{10}$	4.5	$3\cdot10^{-15}$	0.2	$4\cdot10^{-15}$	60
2)	8	0.083	$5\cdot10^{10}$	4.6	$3\cdot10^{-15}$	0.15	$5\cdot10^{-15}$	300
3)	42	0.36	10^{12}	5.6	$2\cdot10^{-16}$	0.1	10^{-16}	40

Из таблицы 2 видно, что для всех гетероструктур сечение поглощения Друде сопоставимо с сечением усиления, поэтому этот механизм поглощения является важным фактором, определяющим возможность усиления излучения ТЕ-поляризации. Поглощением Друде для излучения ТМ-поляризации в активной сверхрешѐтке можно пренебречь. Анализ показал, что примесно-зонные оптические переходы на этой поляризации соответствуют по своим энергиям межподзонным переходам (3→2 на рис. 1), и их энергия не зависит от энергии связи примеси: дипольный матричный элемент между состояниями континуума 3-й подзоны и основным состоянием примеси отличен от нуля только при энергии перехода, равной $E_3 - E_2$, если энергия связи меньше этой разности. При этом матричные элементы для межподзонных переходов оказываются больше, поэтому для ТМ-поляризации выгоднее использовать схемы усиления на межподзонных переходах.

О возможности реализации каскадного лазера на примесно-зонных оптических переходах. Оказывается полезным проанализировать отношение сечения усиления и сечения поглощения Друде в зависимости от эффективной массы, используя аналитические оценки в модели двумерного атома водорода. В приближении, когда волновые функции континуума считаются плоскими волнами, сечение усиления/поглощения для переходов из основного состояния в континуум достигает максимума при частоте фотона $\omega_m = 8e^4 m / 3\hbar^3 \varepsilon^2$, ε – диэлектрическая проницаемость. Для этой частоты отношение сечения усиления к сечению поглощения Друде:

$$\gamma = \frac{\sigma}{\sigma_D} = \frac{9\hbar c \Delta f}{2^{11}\pi e^2} \frac{1 + \nu^2 / \omega_m^2}{\nu / \omega_m},$$

где ν – частота рассеяния из формулы Друде, Δf – разность чисел заполнения. Отношение γ зависит от эффективной массы через Δf и отношение частот ν/ω_m. Частотный фактор в этой формуле принимает минимальное значение при $\nu/\omega_m = 1$.

Важно проанализировать зависимость Δf от массы. Предполагая статистику электронов (дырок) в рабочей подзоне больцмановской с температурой T_e, получаем для разности чисел заполнения оценку $\Delta f = f_{up} - f_{low} \approx f_{up} \approx \pi\hbar^2 n_s / (gmkT_e)$, g – количество эквивалентных долин. При фиксированной планарной концентрации легирования n_s разность Δf обратно пропорциональна m. Однако для увеличения коэффициента усиления желательно использовать максимально возможную для каждого типа примеси концентрацию легирования. Величина n_s ограничивается перекрытием волновых функций примесных состояний. Введѐм безразмерное расстояние между примесями $\eta = 1/\left(a_0\sqrt{n_s}\right)$, где $a_0 = \hbar^2\varepsilon/me^2$ – радиус Бора двумерного атома водорода. Максимальную концентрацию можно теперь выразить через a_0, зафиксировав η ($\eta \gg 1$). В этом случае разность Δf и отношение γ оказываются пропорциональными массе m. Таким образом, соотношение между усилением и поглощением улучшается с ростом латеральной эффективной массы.

В гетероструктурах n-Si/GeSi(111) латеральная эффективная масса наибольшая, однако усиление оказывается меньше, чем поглощение из-за фактора вырождения Δ-долин, $g = 6$. Если бы не это обстоятельство, отношение усиления и поглощения было бы существенно больше по сравнению со структурами GaAs/AlGaAs и Ge/GeSi.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-01231) и Программы Президиума РАН «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов».

1. Бекин Н.А., Шастин В.Н.. ФТП 42, 622 (2008).

2. Glück M., Kolovsky A.R., Korsch H.J. Physics Reports 366, 103 (2002).

3. Aleshkin V.Ya., V Gavrilenko.I., Kozlov D.V. phys. stat. sol. (c), Vol.0, p. 687 (2003).

Фотогальванические эффекты в узкозонных полупроводниковых наноструктурах

В.В. Бельков,[1] Я.В. Терентьев,[1] С.Д. Ганичев[2]

[1] ФТИ им. А.Ф. ИоффеСанкт-Петербург
[2] Terahertz Center, Regensburg University, Regensburg, Germany

bel@epi.ioffe.ru

В работе представлены результаты исследования фотогальванических эффектов (ФГЭ) в узкозонных полупроводниковых гетероструктурах. В экспериментах использовались структуры, содержащие InAs-, InSb- и HgTe- квантовые ямы. Характерные для узкозонных материалов особенности − сильное спин-орбитальное взаимодействие и большой электронный g-фактор – играют существенную роль в процессе генерации фототоков в таких структурах. Эффект может быть усилен путем легирования магнитными примесями.

К исследуемым образцам прикладывалось магнитное поле напряженностью до 5 Т. Микроволновое излучение (частота 60 или 95 ГГц), создаваемое диодом Ганна, или терагерцовое излучение молекулярного лазера (длина волны 118 или 148 μm) падало на исследуемую структуру по нормали. Температура образца варьировалась в диапазоне от 1.8 до 150 К.

Во всех исследуемых гетероструктурах фототок, измеряемый в направлении перпендикулярном магнитному полю $\boldsymbol{B}$, возрастал при увеличении напряженности магнитного поля и изменял свое направление на противоположное при смене полярности магнитного поля.

Усиление магнито-индуцированного ФГЭ за счет обменного взаимодействия атомов магнитной примеси (марганца) и двумерных электронов использовалось для анализа эффективности этого взаимодействия в AlSb/InAs/ZnMnTe гибридных структурах. Было показано [1], что предложенный дизайн – атомы Mn находятся в II-VI барьере, а двумерный электронный газ в III-V канале – оказался удачным с точки зрения реализации полумагнитных структур с InAs квантовыми ямами n-типа (тогда как легирование Mn структур, содержащих только III-V материалы, неизбежно приводит к созданию структур p-типа). Помимо усиления фототока, в легированных марганцем структурах экспериментально наблюдалась характерная для полумагнитных структур температурная зависимость фототока. А именно, быстрое уменьшение величины тока при нагреве структуры от 1.8 К и последующее изменение полярности фототока. Этот результат обусловлен тем, что при низких температурах эффект обусловлен гигантским спиновым расщеплением Зеемана, величина которого резко спадает (до нуля) с ростом температуры. При более высоких температурах эффект определяется обычным спиновым расщепление $g\mu_B B$ и имеет противоположный знак. Проведенные оценки показали, что проникновение волновой функции двумерных электронов в II-VI барьер достаточно для реализации эффективного обменного взаимодействия двумерных электронов и ионов марганца и создания условий для возникновения гигантского спинового расщепления.

Обнаружены линейный и циркулярный магнито-индуцированные ФГЭ в структурах InSb/AlInSb. Эффекты наблюдались при возбуждении структур мощным излучением терагерцового диапазона частот в широком диапазоне температур. В малых магнитных полях величина фототока пропорциональна $\boldsymbol{B}$, с ростом поля наблюдается существенно нелинейное поведение фототока (при низких температурах возможно изменение полярности фотоотклика). Это связано с суперпозицией токов, обусловленных спин-зависимым и орбитальным механизмами генерации фототока. Наблюдаемая нелинейность свидетельствует о том, что в исследуемых InSb/AlInSb структурах благодаря обменному взаимодействию абсолютная величина электронного g-фактора возрастает по мере увеличения поляризации электронного газа [2].

1. Ya. Terent'ev, C. Zoth, V. Bel'kov, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **99**, 072111 (2011).
2. B. Nedniyom, R. Nicolas, M.T. Emeny *et al*., Phys. Rev. B **80**, 125328 (2009).

Влияние плотности и размера кремниевых нанокристаллов в массиве на интенсивность фотолюминесценции

В.А. Беляков, В.А. Бурдов, К.В. Сидоренко, А.А. Конаков, Н.В. Курова

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

dragon_bel@mail.ru

Экспериментальное наблюдение оптического усиления или стимулированного излучения видимого диапазона в кремниевых нанокристаллах [1] свидетельствует о принципиальной возможности создания волноводных усилителейили кремниевых лазеров на базе таких структур. Однако практическая реализация подобных приборов требует основательного предварительного анализа и понимания физических процессов, происходящих в системе. Вследствие непрямозонности кремния, очень сильную конкуренцию излучательным электронно-дырочным переходам составляют различные безызлучательные процессы. В качестве основных безызлучательных процессов рассматривают носителейна оборванные связи и Оже-рекомбинацию. Первый процесс способен проходить и при низком, и при высоком уровне накачки, в то время как Оже-рекомбинация становится возможной исключительно при сильном возбуждении, когда более чем один электрон (дырка) заселяет зону проводимости (валентную зону) нанокристалла. При этом теоретические расчѐты показывают, что скорости обоих процессов сильно зависят от размера нанокристаллов [2,3].

Одним из важнейших аспектов проблемы является то, что приборные приложения должны использовать не одну изолированную квантовую точку (нанокристалл), а массив квантовых точек, в котором возможны различные механизмы передачи энергии между самими объектами массива. К таковым можно отнести прямое туннелирование возбужденных носителей из одной квантовой точки в другую – так называемые миграционные эффекты [4] – а также безызлучательный экситонный перенос по массиву нанокристаллов (механизм Ферстера-Декстера [5]). Таким образом, на интенсивность излучения существенное влияние должны оказывать как размеры, так и плотность распределения нанокристаллов в массиве.

В связи с широким диапазаном скоростей излучательных и безызлучательных процессов в исследуемой системе для полноценного анализа кинетики фотолюминесценции необходимо рассматривать систему с большим количеством нанокристаллов (более 100 000), что требует использование многопроцессорных вычислений. С этой целью в данной работе было проведено компьютерное моделирование динамики фотолюминесценции на основе метода Монте-Карло с учетом шести механизмов энергетической релаксации (излучательная рекомбинация, захват носителей на оборванные связи, Оже-рекомбинация, туннелирование, экситонный перенос) для 262144 нанокристаллов кремния, внедрѐнных в диэлектрическую матрицу SiO_2. Для каждого механизма использовались значения вероятностей этих процессов в единицу времени в зависимости от размера нанокристалла и расстояния между нанокристаллами (последнее – в случае туннелирования и экситонного переноса), которые приведены в [6,7]. Эти вероятности представляют собой, фактически, вес каждого из шести процессов при релаксации.

Нанористаллы в матрице располагались произвольно, при этом разброс по размерам нанокристаллов задавался функцией распределения по радиусам, которая описывалась нормальным логарифмическим распределением:

$$\rho(R)=\frac{1}{S\sqrt{2\pi}R}\exp\left[\frac{-(\ln R-M)^2}{2S^2}\right], \qquad (1)$$

где R – радиус квантовой точки в нанометрах. Средний радиус $\bar{R}$ и среднеквадратичное отклонение радиуса ΔR определяются соотношениями:

$$\bar{R}=\exp\left(M+S^2/2\right),\ \Delta R=\bar{R}\sqrt{\exp\left(S^2-1\right)}, \qquad (2)$$

Результаты моделирования спектров фотолюминесценции массива нанокристаллов с параметрами $M=0.54$ нм и $S=0.27$ нм ($\bar{R}=1.78$ нм и $\Delta R=1.12$ нм), при разных коэффициентах объѐмного заполнения n_v (отношение суммы объѐмов всех нанокристаллов к полному объѐму окружающей диэлектрической матрицы) представлены на рис. 1. При малом значении параметра $n_v=0.01$ нанокристаллы находятся на большом расстоянии друг от друга и могут считаться практически изолированными. При большом значении коэффициента объѐмного заполнения ($n_v=0.3$) нанокристаллы располагаются очень близко друг другу, что приводит к активизации миграционных эффектов.

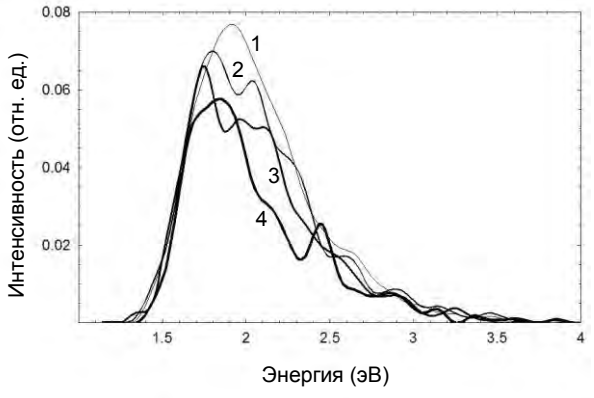


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции для (1) $n_v=0.01$, (2) $n_v=0.1$, (3) $n_v=0.2$, (4) $n_v=0.3$.

На рис. 1 видно, что с ростом n_v пик люминесценции сдвигается в «красную» сторону относительно своего положения в массиве изолированных нанокристаллов, что является следствием усиления миграционных эффектов. Уменьшение расстояния между квантовыми точками позволяет перемещаться электроно-дырочным парам (экситонам) из нанокристаллов малых размеров с большей оптической щелью в нанокристаллы больших размеров с меньшей оптической щелью, в которых уже происходит излучение фотонов.

Также можно отметить уменьшение интенсивности излучения с ростом плотности нанокристаллов. Как показывают наши расчеты, миграционные эффекты приводят к накоплению экситонов в нанокристаллах больших размеров. Это приводит к активизации Оже-рекомбинации, которая является быстрым релаксационным процессом по сравнению излучательной рекомбинацией, но требует для возникновения два и более экситона в квантовой точке. В результате часть электронно-дырочных пар рекомбинирует безызлучательно посредством Оже-процесса.

На рис.2 представлены результаты расчѐта спектров фотолюминесценции при разных значениях среднего размера нанокристалла в массиве для коэффициента объѐмного заполнения $n_v = 0.3$.

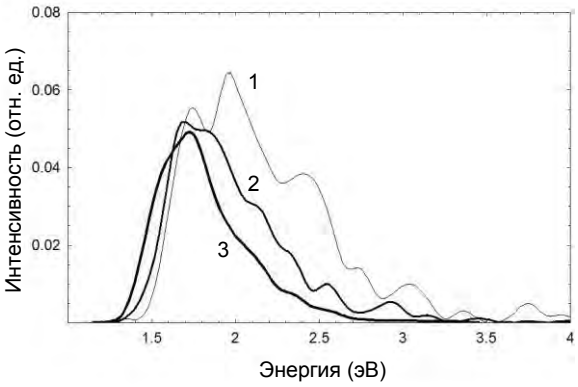


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции для (1) $\bar{R} = 1.5$, (2) $\bar{R} = 1.8$, (3) $\bar{R} = 2.1$.

Можно заметить, что увеличение среднего размера нанокристаллов в массиве приводит к сдвигу пика фотолюминесценции в «красную» сторону спектра и уменьшению интенсивности излучения, что связано с уменьшением ширины оптической щели и уменьшением скорости излучательной рекомбинации в больших нанокристаллах, см. [6].

В заключение стоит заметить, что при расчѐтах число нанокристаллов считалось неизменным, тогда как объѐм окружающей диэлектрической матрицы мог меняться. Однако в экспериментах обычно фиксируется объѐм образца. Это условие существенно влияет на интенсивность излучения. В частности, увеличение плотности заполнения приводит к увеличению числа нанокристаллов на единицу объѐма (концентрации), что должно приводить к прямо пропорциональному увеличению интенсивности излучения. В результате в эксперименте при увеличении коэффициента n_v мы бы наблюдали усиление фотолюминесценции. В тоже время, увеличение среднего радиуса нанокристалла приводит к уменьшению концентрации квантовых точек, следовательно, уменьшению интенсивность излучения. Поэтому в экспериментах следует ожидать более заметного ослабления фотолюминесценции при увеличении размеров нанокристаллов в массиве по сравнению с рис. 2.

Работа была поддержана ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. Pavesi, L. Optical gain in silicon nanocrystals / L. Pavesi, L. Dal Negro, C. Mazzoleni, G. Franzo, and F. Priolo // Nature. 2000. V. 408, P. 440-444.

2. Mihalcescu, I. Saturation and voltage quenching of porous-silicon luminescence and the importanse of the Auger effect / I. Mihalcescu, J.C. Vial, A. Bsiesy, F. Muller, R. Romestain, E. Martin, C. Delerue, M. Lannoo, G. Allan // Phys. Rev. B. 1995. V. 51, P. 17605-17613.

3. Lannoo, M. Theory of radiative and nonradiative transitions for semiconductor nanocrystals / M. Lannoo, C. Delerue, G. Allan // J. Lumin. 1996. V. 70, P. 170-184.

4. Priolo, F. Role of the energy transfer in the optical properties of undoped and Er-doped interacting Si nanocrystals / F. Priolo, G. Franzo, D. Pacifici, V. Vinciguerraet // J. Appl. Phys. 2001. V. 89, P. 264-272.

5. Dexter, D. L. Theory of sensitized luminescence of solids / D. L. Dexter // J. Chem. Phys. 1952. V. 21, P. 836-850.

6. Meldrum, A. Computational simulations for ensembles of luminescent silicon nanocrystals: Implications for optical gain and stimulated emission / A. Meldrum, R. Lockwood, V.A. Belyakov, V.A. Burdov // Physica E. 2009. V. 41, P. 955-958.

7. Belyakov, V. A. Radiative Recombinantion and Migration Effects in Ensembles of Si Nanocrystals: Towards Controllable Nonradiative Energy Transfer / V. A. Belyakov, V. A. Burdov // Journal of Computational and Theoretical Nanoscience. 2010. V. 8, P. 365-374.

Радикальные изменения электронной структуры *n*-GaN и формирование 2DEG в ультратонких интерфейсах металл/*n*-GaN

Г.В. Бенеманская, С.Н. Тимошнев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

Обнаружено, что при формировании ультратонких интерфейсов Cs, Ba/*n*-GaN(0001) наблюдается эффект резкого сужения фотоэмиссионного спектра валентной зоны (VB) и уменьшение интенсивности фотоэмиссии с поверхностных состояний *n*-GaN. Найдено, что адсорбция Ba приводит к созданию аккумуляционного нанослоя (AC) вблизи поверхности *n*-GaN. Установлен спектр фотоэмиссии из AC и показано, что глубиной потенциальной ямы AC можно управлять.

Реальную конкуренцию Si–микроэлектронике может оказать применение III–нитридов, свойства которых идеально подходят для работы при повышенных температурах, токах и напряжениях. Прогресс достигнут при создании высоко-мощных светодиодов и лазеров. Важным является создание AlGaN/GaN-гетеропереходных полевых транзисторов (HFET) и мощных транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT), что выдвигает особые требования к электронной структуре поверхности и интерфейсов. Природа поверхностных состояний и локальных взаимодействий, создание и управление параметрами двумерного вырожденного электронного газа (2DEG) являются наименее изученными.

По структурной организации поверхность III-нитридов отличается от традиционных III-V полупроводников. Развитый рельеф поверхности связан с тем, что атомные плоскости доменов могут быть развернуты и наклонены относительно друг друга. Особенности морфологии поверхности GaN обуславливают крайне необычные 2D электронные свойства.

Впервые выполнены УФЭС исследования электронных свойств *n*-GaN(0001) при субмонослойной адсорбции Cs и Ba. Исследования проведены на синхротроне BESSY II, Берлин, с использованием УФЭС при возбуждении 60 эВ ÷ 400 эВ. Эксперименты проводились *in situ* в вакууме $P < 5\times10^{-10}$ Торр при комнатной температуре. Регистрировались спектры нормальной эмиссии электронов из валентной зоны, спектр поверхностных состояний и спектры остовных уровней Ga 3*d*, Cs 5*p*, Ba 4*d*.

Образцы *n*-GaN(0001) выращены методом MOCVD на сапфировых подложках и легированы кремнием $2\div6\times10^{17}$ см$^{-3}$. Характеристики образцов даны в [1]. Данные АСМ свидетельствуют об атомарно-гладкой поверхности образцов.

Перед исследованиями образцы подвергались отжигу *in situ* при температуре ~1000 К. Атомарно-чистые Cs или Ba напылялись на поверхность образцов из откалиброванных источников.

На рис. 1 приведен спектр нормальной фотоэмиссии *n*-GaN. В спектре доминируют пики остовных уровней Ga 3*d* и Ga 3*p*, интенсивность спектра фотоэмиссии из валентной зоны не велика.

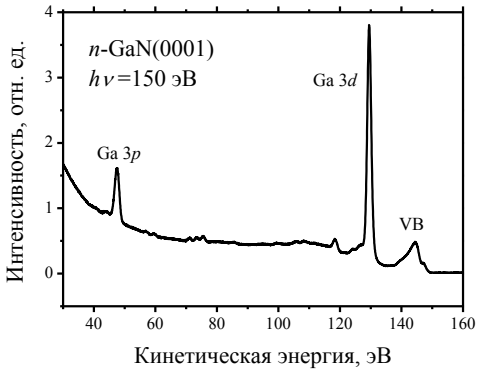


Рис. 1. Спектр нормальной фотоэмиссии УФЭС.

На рис. 1 приведен спектр нормальной фотоэмиссии *n*-GaN. В спектре доминируют пики остовных уровней Ga 3*d* и Ga 3*p*, интенсивность спектра фотоэмиссии из валентной зоны не велика.

На рис. 2 приведена эволюция спектров, показывающая существенное изменение электронной структуры при формировании интерфейса Cs/n-GaN при увеличении субмонослойных Cs покрытий. Во-первых, наблюдается сужение основного максимума в ~ 2 раза, во-вторых, практически исчезает пик поверхностного состояния на краю валентной зоны. Данные эффекты связаны с подавлением поверхностных состояний при взаимодействии адатомов Cs с оборванными связями поверхностных атомов Ga.

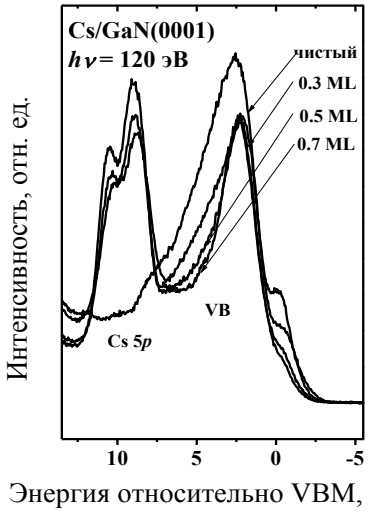


Рис. 2. Спектры фотоэмиссии УФЭС в области валентной зоны при различных Cs покрытиях.

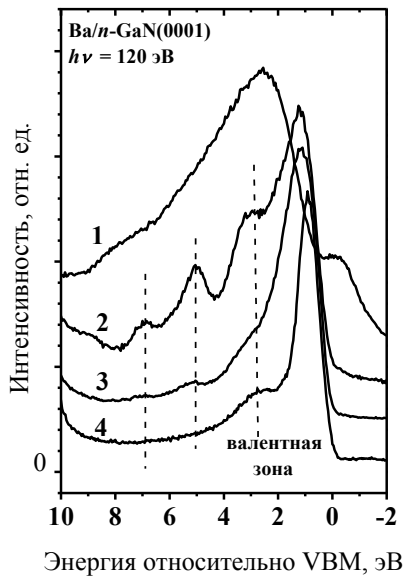


Рис. 3. Спектры фотоэмиссии УФЭС при Ba покрытиях: 1 – чистый образец, 2 – 0.3 ML, 3 – 0.4 ML, 4 – 0.5 ML.

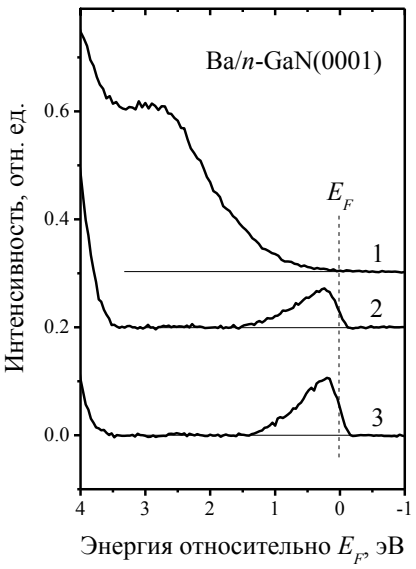


Рис. 4. Спектры фотоэмиссии УФЭС из аккумуляционного слоя АС при Ba покрытиях: 1 – чистый образец, 2 – 0.5 ML, 3 – 0.6 ML.

При формировании интерфейса Ba/n-GaN наблюдаются более ярко выраженные изменения электронной структуры (рис. 3). Видно резкое уменьшение интенсивности и проявление максимумов поверхностных состояний при Ba покрытии ~0.3 ML. Обнаружен новый эффект кардинального уменьшения ширины спектра фотоэмиссии VB до ~ 2 эВ при Ba покрытии 0.5 ML. Анализ спектров показывает, что эффект сужения спектра вызван подавлением ряда собственных поверхностных состояний GaN. Полученная малая ширина спектра валентной зоны GaN хорошо согласуется с теоретическими расчетами.

Установлено, что адсорбция Ba позволяет выявить и более точно определить положения собственных поверхностных состояний, которые соответствуют энергиям связи 2.7 эВ, 5.0 эВ и 6.7 эВ относительно E_{VBM}. Отметим также, что пик поверхностного состояния на краю валентной зоны при Ba покрытии 0.3 ML исчезает.

Еще одним неожиданным эффектом адсорбции Ba является появление в спектре фотоэмиссии нового пика в запрещенной зоне вблизи уровня Ферми (рис. 4). Природа пика связана с созданием 2DEG в аккумуляционном слое, индуцированным адсорбцией Ba.

АС является уникальным нанообъектом, который возникает на поверхности полупроводника *n*-типа, когда изгиб зон велик, так что край зоны проводимости на поверхности оказывается ниже E_F. При этом образуется узкая (наноразмерная) потенциальная яма. В потенциале АС происходит ограничение движения электронов по нормали z к поверхности и наблюдается эффект размерного квантования. Вдоль поверхности (xy) движение электронов не ограничено, и соответствующие компоненты энергии не квантуются (2DEG). В настоящее время АС обнаружен на поверхности узкозонных InAs, InSb.

Для широкозонных полупроводников АС впервые был обнаружен нами на поверхности *n*-GaN при адсорбции Cs и Ba [1-3]. Исследования АС вызваны очевидной актуальностью для технического применения.

Таким образом, обнаружено, что адсорбция Cs или Ba вызывает радикальное изменение электронной структуры *n*-GaN(0001): 1) наблюдается эффект резкого сужения фотоэмиссионного спектра валентной зоны, 2) уменьшается интенсивность фотоэмиссии из поверхностных состояний *n*-GaN, 3) происходит формирование 2DEG в аккумуляционном слое.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-00114, гранта Программы Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред» и программы поддержки молодых ученых Президиума РАН.

1. Бенеманская, Г.В. Аккумуляционные зарядовые слои и поверхностные состояния ультратонких интерфейсов Cs, Ba/n-GaN(0001) / Г.В. Бенеманская, Г.Э. Франк-Каменецкая, Н.М. Шмидт, М.С. Дунаевский // ЖЭТФ. 2006. Т. 130, вып. 3(9). С. 506-515.

2. Benemanskaya, G.V. Surface states and accumulation nanolayer induced by Ba and Cs adsorption on the n-GaN(0001) surface / G.V. Benemanskaya, M.N. Lapushkin, S.N. Timoshnev // Surf. Sci. 2009. Vol. 603, I.16. P. 2474-2478.

3. Бенеманская, Г.В. Электронная структура границы раздела Ba/n-AlGaN(0001) и формирование вырожденного 2D электронного газа / Г.В. Бенеманская, В.Н. Жмерик, М.Н. Лапушкин, С.Н. Тимошнев // Письма ЖЭТФ. 2010. Т. 91, вып. 12. С. 739-743.

Нитридная химическая пассивация поверхности полупроводниковых соединений A^3B^5: свойства, применение, перспективы

В.Л. Берковиц, А.Б. Гордеева, Т.В. Львова, В.П. Улин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, С.-Петербург

vladimir.berkovits@mail.ioffe.ru

Монослойные пленки нитридов A^3N, благодаря их высокой химической и термической устойчивости, могут быть использованы для химической пассивации и стабилизации кристаллической структуры поверхностей полупроводниковых соединений A^3B^5 на воздухе и в технологических средах. Важно, что минимальная толщина и туннельная прозрачность пленок обеспечивают их совместимость с технологиями создания полупроводниковых гетероструктур, МП и МДП-структур. Однако практическое создание таких пленок представляется весьма затруднительным. Известные методики нитридизации используют взаимодействие активированных азотосодержащих компонентов, например плазмы азота, с атомами поверхности кристалла A^3B^5. Нитридизация, происходящая в таких жестких условиях, протекает через разрушение поверхностного слоя кристалла и последующее формирование нитридов A^3N и B^3N. Поэтому существующие плазмохимические и газофазные методики нитридизации позволяют формировать лишь относительно толстые, сильно дефектные пленки нитридов. [1].

Принципиально иной подход используется в разработанной нами технологии химической нитридизации из растворов. Ранее мы показали, что сплошной мономолекулярный слой нитрида галлия, когерентно связанный с невозмущенной поверхностью GaAs(100), можно создать за счет диссоциативной хемосорбции молекул гидразина (N_2H_4), из раствора гидразин-гидрата, содержащего небольшие (~0.01M) добавки сульфидов [2]. При взаимодействии с раствором с поверхности GaAs удаляется слой естественного окисла, а затем и атомы мышьяка в результате их взаимодействия с анионами SH^- и образования растворимых производных тиомышьяковистой кислоты. В зависимости от pH раствора, первичное покрытие поверхностных атомов галлия формируется в результате хемосорбции на них анионов OH^- и/или SH^-, присутствующих в сильнощелочных (pH~ 13) и слабощелочных (pH~8) сульфидных растворах. Формирование нитридной пленки, происходит в результате необратимого замещения адсорбированных анионов на атомы азота молекул гидразина с образованием на поверхности мостиковых связей Ga-N-Ga [2,3]. Согласно нашим исследованиям, использование слабощелочных гидразин-сульфидных растворов оказывается несколько предпочтительнее, поскольку в этом случает эффект микротравления поверхности подложки анионами OH^- оказывается пренебрежимо мал. Подробно химические процессы, происходящие на поверхности GaAs в гидразин-сульфидных растворах, описаны в [3].

В настоящей работе мы показываем, что разработанная методика нитридизации может также использоваться для создания монослойных нитридных пленок на поверхности GaSb. На Рис. 1 показаны электронные Оже-спектры GaSb(100), измеренные после нитридизации в слабощелочном гидразин-сульфидном растворе и дальнейшего отжига.

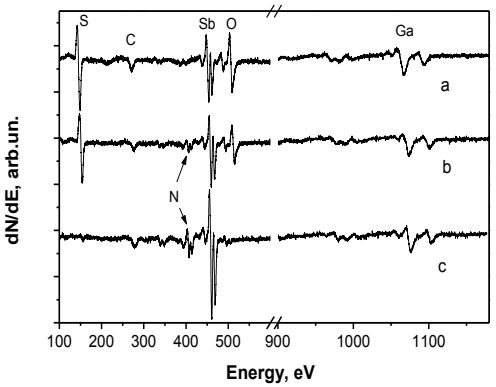


Рис. 1. Электронные Оже-спектры нитридизированной поверхности GaSb(100) a - сразу после нитридизации, b,c- после отжига при 430 и 470 C соответственно.

Оже-спектры поверхности GaSb(100) непосредственно после химической нитридизации обнаруживают сигналы кислорода, серы и углерода, сигнал азота едва различим (Рис. 1a). Отжиг при 430 C вызывает некоторое уменьшение сигнала кислорода и возрастание интенсивности сигнала азота (Рис 1.b). После отжига при 470 C сигналы кислорода и серы полностью исчезают, а сигнал азота сильно возрастает (Рис 1.c). Наблюдаемое поведение Оже сигналов полностью аналогично обнаруженному для нитридизованной поверхности GaAs(100), что указывает на сходство химических процессов, происходящих в гидразин-сульфидных растворах на поверхностях этих соединениях. Можно заключить, поэтому, что на поверхности GaSb(100) после обработки в гидразин-сульфидном растворе также формируется слой из атомов азота, хемосорбированных на атомах галлия, т.е. монослой GaN. Сформированный нитридный монослой покрыт физисорбированным слоем, содержащим гидроокись галлия и тиосурмянистую кислоту, которые являются продуктами взаимодействия химически активных компонент раство-

ра с поверхностью кристалла. Физисорбированный слой удаляется с поверхности с помощью прогрева.

В рамках практического использования разработанной химической технологии мы исследовали влияние химической нитридизации подложек GaAs на электрические характеристики поверхностно-барьерных МП структур Au/GaAs [4]. Можно ожидать, что монослойная нитридная пленка обеспечит практически прямой контакт металла с решеткой полупроводникового кристалла при формировании барьерной МП структуры. Это должно привести к улучшению характеристических параметров структуры и, в первую очередь, коэффициента идеальности n. Кроме того, нитридизация поверхности подложек перед нанесением металла может существенно уменьшить разброс значений эффективной высоты потенциального барьера Φ_B. Такой разброс возникает из-за химически и структурно неоднородной окисной пленки, присутствующей на границе раздела металл/полупроводник в случае, если процедура подготовки подложки ограничивается только ее травлением.

Для исследований описанных выше эффектов были подготовленны две группы подложек GaAs(100). Подготовка поверхностей подложек первой группы включала очистку от органических загрязнений и травление в стандартном сернокислотном травителе. Подложки второй группы после этих процедур нитридизировались в гидразин-сульфидном растворе. После нанесения слоя золота толщиной 30 нм измерялись вольт-амперные (V-I) характеристики приготовленных структур

На Рис. 2 показаны прямые ветви V-I характеристик структур, сформированных на подложках обеих групп.

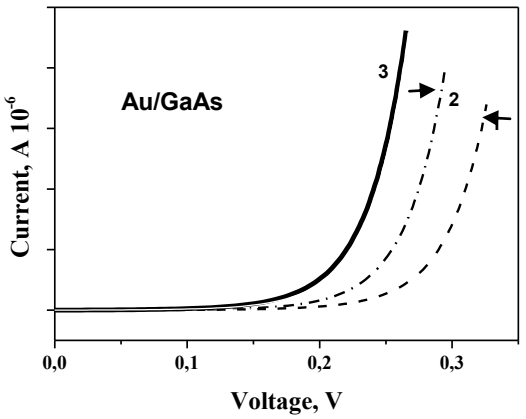


Рис. 2. Прямые ветви V-I характеристик, измеренные для структур Au/GaAs сформированных на окисленных подложках - кривые (1,2), на нитридизованных подложках-(3).

Кривые 1 и 2 представляют две наиболее отличающиеся между собой характеристики, структур Au/GaAs, приготовленных на подложках первой группы. В интервал между этими кривыми попадают прямые ветви V-I характеристик остальных образцов этой группы. В то же время, для структур, приготовленных на нитридизированных подложках, прямые ветви V-I характеристик практически совпадают и не выходят за пределы ширины линии кривой 3 на Рис. 2. Мы обнаружили, что у структур, сформированных на подложках первой группы, величина коэффициента идеальности n варьируется в пределах 1.04 - 1.2. В то же время у структур, сформированных на нитридизированных поверхностях GaAs, значения n лежат в интервале 1.01 – 1.02. Наблюдаемое улучшение коэффициента идеальности очевидно связано с тем, что в последнем случае поверхности полупроводника и металла разделены лишь предельно тонким и химически однородным монослоем GaN. Мы обнаружили также, что структуры Au/GaAs, сформированные на нитридизированных подложках, обладают повышенной термоустойчивостью, что, по-видимому, связано с тем, что нитридная пленка эффективно препятствует миграции атомов через межфазную границу.

В заключении отметим, что разработанная технология химической нитридизации подложек A^3B^5 может быть использована для выращивания эпитаксиальных гетероструктур, а также формирования МП и МДП структур с улучшенными электронными характеристиками. Следует также отметить, что химическая нитридная пассивация может оказаться особенно полезной при изготовлении барьерных структур на основе GaAs для элементов спинтроники

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Программы Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы».

1. Okumura H., Ohta K., Feuillet G., Balakrishan K., Chichibu S., Hamagushi H., Hacke P., and S Yoshida, J. Chryst. Growth. **178**, 113 (1997).

2. Berkovits V.L., Ulin V.P., Losurdo M., Capezzuto P., Bruno G., Appl. Phys. Lett. **80** (20), 3739 (2002).

3. Berkovits V.L., Ulin V.P., Tereshchenko O.E., Paget D., Rowe A.C., Chiaradia P., Doyle B.P., Nannarone S., Electrochem J. Soc. **158** (3), D127-D135 (2011)

4. Берковиц В.Л., Львова Т.В., Улин В.П., ФТП, **45** (12), 1637 (2011).

Резонансное кулоновское рассеяние на мелких донорах в квантовых ямах AlGaAs/n-GaAs/AlGaAs

В.Я. Алѐшкин, Д.И. Бурдейный

Институт физики микроструктур РАН, д. Афонино, Нижегородская область

dmitry.burdeiny@gmail.com

Хорошо известно, что резонансное состояние приводят к особенностям сечений рассеяния электронов, энергия которых близка к резонансной [1]. В квантовых ямах имеются резонансные состояния примесей под возбужденными подзонами размерного квантования. Изучению влияния этих резонансных состояний на кулоновское рассеяние электронов посвящена данная работа.

Параметры рассматриваемой квантовой ямы выбирались так, чтобы расстояние между двумя нижними подзонами размерного квантования было меньше энергии LO-фонона. В этом случае электроны с энергией близкой к энергии резонансных состояний второй подзоны могут рассеиваться на заряженных примесях и на акустических фононах. В широком интервале значений двумерной концентрации доноров доминирующим является рассеяние на заряженных примесях.

В случае достаточно быстро спадающих при $\rho \to \infty$ потенциалов на больших расстояниях от рассеивающего центра волновая функция электрона в квантовой яме имеет вид

$$\psi(\rho,\theta) \propto \exp(ikx) + f(\theta)\cdot \rho^{-1/2}\exp(ik\rho), \qquad (1)$$

где k — волновое число; ρ, θ -полярные координаты. Комплексная функция $f(\theta)$ - амплитуда рассеяния. Величина $\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2$ является дифференциальным сечением рассеяния, она имеет размерность длины.

Радиальная часть волновой функции состояния с проекцией момента m имеет при $\rho \to \infty$ асимптотику

$$R_{2D}(k,m,\rho) \propto \rho^{-1/2}\sin\left(k\rho - |m|\pi/2 + \pi/4 + \beta_m\right), \qquad (2)$$

числа β_m - фазы рассеяния. Амплитуда рассеяния $f(\theta)$ полностью определяется энергией и фазами рассеяния. Для случая кулоновского потенциала следует модифицировать формулу для вычисления $f(\theta)$, потому что для этого медленно спадающего потенциала в фазе рассеяния существует медленно зависящая от расстояния логарифмическая добавка $\propto \ln(2k\rho)$.

В качестве примера системы мы выбрали гетероструктуру $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ с квантовой ямой (КЯ). Гамильтониан электрона проводимости в КЯ в приближении эффективной массы имеет вид

$$H = \frac{p_\parallel^2}{2m^*} + \frac{p_z^2}{2m^*} + U(z) + V(\rho,z), \qquad (3)$$

$U(z)$ — прямоугольный потенциал (профиль КЯ), $V(\rho,z)$ — потенциал мелкого донора, который при отсутствии экранировки имеет обычный вид $V = -e^2/\left(\kappa_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}_{imp}|\right)$.

Волновую функцию электрона с квантовыми числами m и E, энергия которого меньше энергии дна второй подзоны, представим в виде

$$\Psi_{mE}(\rho,\varphi,z) \approx \exp(im\varphi)\sum_{s=1}^{2}\phi_s(z)\psi_{ms}(\rho), \qquad (4)$$

учитывается две нижние подзоны размерного квантования (подзоны нумеруются индексом $s = 1, 2$). Функция $\psi_{m2}(\rho)$ является локализованной, а $\psi_{m1}(\rho)$ — делокализованной.

Энергетическая диаграмма электронных состояний в КЯ изображена на рис. 1.

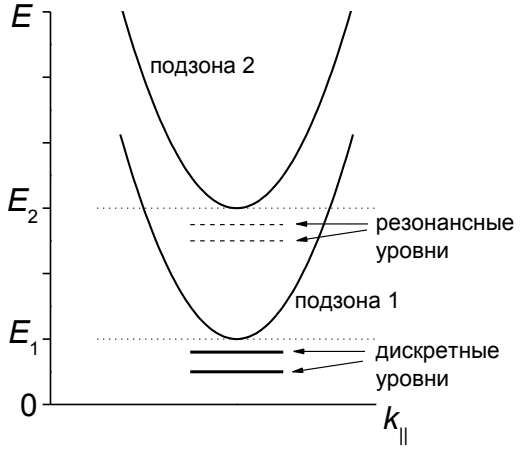


Рис. 1. Энергетическая структура КЯ.

Под дном второй подзоны существуют выделенные значения энергии, вблизи которых локализованная часть разложения (4) велика по сравнению с локализованной частью при других энергиях. Указанные выделенные значения энергии являются резонансными. Решение системы уравнений для радиальных функций $\psi_{m1}(\rho)$, $\psi_{m2}(\rho)$ даѐт фазу полной волновой функции (4) в зависимости от проекции момента m и энергии E.

Полное и транспортное сечения рассеяния определяются соотношениями

$$\sigma_{tot} = \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} |f(\theta)|^2 d\theta,\ \sigma_{tr} = \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} |f(\theta)|^2 (1-\cos\theta) d\theta\ . \qquad (5)$$

В пределы интегрирования в (5) введѐн минимальный угол рассеяния $\theta_{\min}$ потому, что прицельный параметр не может принимать сколь

угодно больших значений. В формулах (5) $\theta_{\max} \equiv 2\pi - \theta_{\min}$. Максимальный прицельный параметр из классической задачи рассеяния можно оценить как $\rho_{\max}^{(Coul)} \approx 0.5 \cdot n^{-1/2}$ (n — двумерная концентрация доноров). Минимальный угол рассеяния

$$\theta_{\min} = 2\arctan\left(k^2 \rho_{\max}^{(Coul)}\right)^{-1}. \qquad (6)$$

Удобнее работать не с сечениями рассеяния на одном центре, а с обратными временами (частотами) рассеяния: $1/\tau(E) = n\,\mathrm{v}(E)\sigma(E)$,

где $\mathrm{v}(E)$ — скорость электрона.

Следует учесть, что в легированных КЯ различные донорные центры находятся на различных расстояниях z от гетерограницы. Нужно рассмотреть распределение примесей вблизи некоторой плоскости $z = z_0$, параллельной границам КЯ, с некоторой шириной распределения. После расчѐта энергетических зависимостей обратных времѐн рассеяния при различных положениях z доноров следует усреднить полученные функции по распределению. Для примера мы выбрали гауссово распределение донорных центров с мат. ожиданием z_0 и дисперсией ξ^2. Пусть ширина КЯ равна $d_{QW} = 200$ Å, $z_0 = 0.35 d_{QW}$, $\xi = 0.05 \cdot d_{QW} = 10$ Å.

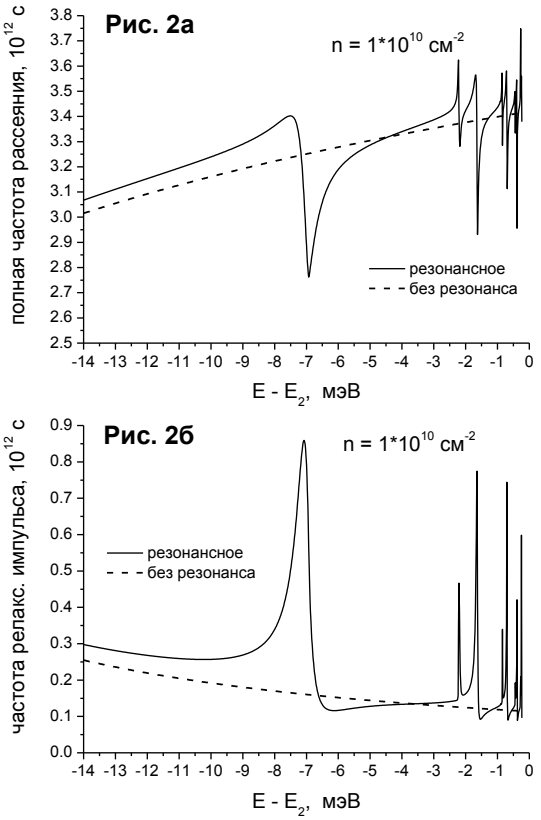


Рис. 2. Обратные времена рассеяния в зависимости от энергии под второй подзоной ($n = 1 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$).

Для обратных времѐн рассеяния получены результаты, изображѐнные на рис. 2 (а, б) и рис. 3 (а, б). Из рис. 2 и 3 видно, что обратные времена рассеяния на заряженном примесном центре для состояний, близких по энергии к резонансным, могут превосходить нерезонансные обратные времена в несколько раз. Таким образом, влияние резонансных состояний не является малым.

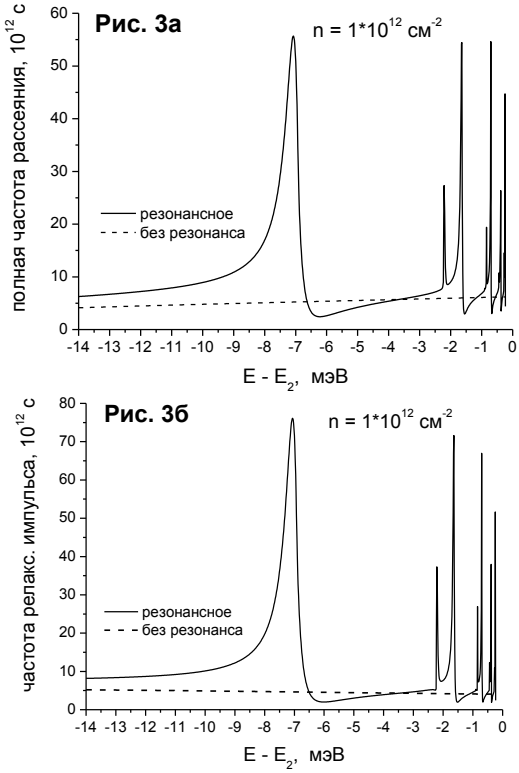


Рис. 3. Обратные времена рассеяния в зависимости от энергии под второй подзоной ($n = 1 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$).

Интересно сравнить ширины первых (с наиболее низкой энергией) спектральных особенностей обратных времѐн рассеяния при одной и той же двумерной концентрации доноров в двух случаях: когда все донорные центры находятся на одном и том же расстоянии $z_0 = 0.35 d_{QW}$ от границы КЯ и когда доноры распределены по гауссову закону вблизи плоскости $z_0 = 0.35 d_{QW}$ с дисперсией ξ^2, $\xi = 0.05 \cdot d_{QW} = 10$ Å.

Оказывается, что в случае полного обратного времени при концентрации $n = 1 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$ (см. рис. 2а) распределение доноров приводит к сужению асимметричной особенности приблизительно на 11%. Для случаев, соответствующих рис. 2б и рис. 3а, распределение доноров приводит к увеличению ширины особенности на 11%, а для случая на рис. 3б — к увеличению ширины на 8%.

Отметим, что особенности частот кулоновского рассеяния на возбуждѐнных состояниях (при $E - E_2 > -2.5$ мэВ на рис. 2а,б, 3а,б) будут, скорее всего, ненаблюдаемыми из-за неопределѐнности энергии электрона вследствие рассеяния на акустических фононах (например, неопределѐнность энергии $\Delta E = \hbar / \tau_{ac} \sim 10^{-4}$ эВ при частоте рассеяния на акустических фононах $1 / \tau_{ac} \sim 10^{-11}$ с).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант #10-02-00311-а) и программ РАН.

1. Ландау Л. Д. , Лифшиц Е. М. , Теоретическая физика в десяти томах, т.3, «Квантовая механика» (М., Наука, 1989).

Динамика фотолюминесценции в наноструктурах с квантовыми ямами InGaAsSb/AlGaAsSb и GaAs/AlGaAs

Д.А. Фирсов[1], Л.Е. Воробьев[1], Г.А. Мелентьев[1], М.В. Винниченко[1], М.О. Машко[1], Л.В. Гавриленко[2], L. Sterengas[3], G. Belenky[3]

[1] С.-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург
[2] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Department of Electrical and Computer Engineering, USA

mvin@spbst.ru

Изучение динамики фотолюминесценции (ФЛ) в наноструктурах с квантовыми ямами (КЯ) даѐт информацию о процессах захвата носителей заряда в КЯ, энергетической релаксации и времени жизни носителей заряда, что необходимо при разработке приборов опто- и наноэлектроники. Исследованные нами гетероструктуры на основе КЯ InGaAsSb/AlGaAsSb перспективны для создания лазеров среднего инфракрасного диапазона (λ=2..4 мкм), работающих в непрерывном режиме при комнатной температуре.

Динамика ФЛ исследовалась на длине волны, соответствующей максимуму интенсивности методом "up-conversion" в наноструктурах с десятью квантовыми ямами $In_{0,53}Ga_{0,47}As_{0,24}Sb_{0,76}/Al_{0,7}Ga_{0,3}As_{0,056}Sb_{0,944}$. Образцы отличались шириной КЯ: 4, 5, 6, 7 и 9 нм.

Были рассчитаны зонные диаграммы в рамках модели Кейна с учетом непараболичности зон, что необходимо в таких структурах, поскольку энергия электронов в них составляет величину порядка ширины запрещенной зоны. Согласно расчетам, в образце с шириной КЯ 5 нм при $T = 77$ K расстояние между зоной, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием, и основным состоянием дырок примерно равно эффективной ширине запрещенной зоны (рис. 1):

$$E(hh1) - E(so1) = E(e1) - E(hh1)\,. \qquad (1)$$

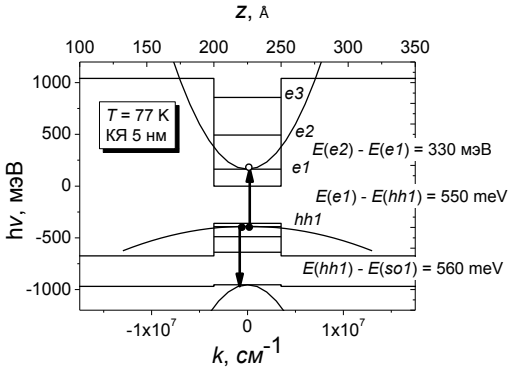


Рис. 1. Рассчитанная зонная диаграмма для образца с шириной КЯ 5 нм при $T = 77$ K. Стрелками показан близкий к резонансному оже-процесс.

Равенство (1) является условием резонансной оже-рекомбинации с участием двух дырок и электрона. Резонансная оже-рекомбинация на два – три порядка уменьшает безызлучательное время жизни [1] и, соответственно, ухудшает характеристики лазеров.

Зависимость интенсивности ФЛ от времени $J^{v}_{PL}(t)$ была исследована при разных интенсивностях оптической накачки J_{ex} для температур $T = 77$ и 300 K. Длина волны излучения накачивающего лазера соответствовала возбуждению электронно-дырочных пар только в квантовой яме при переходах $hh1 \rightarrow e1$ и $hh2 \rightarrow e2$. Отметим, что в этих условиях концентрация возбужденных *e-h* пар невелика по сравнению со случаем возбуждения носителей заряда в барьере [2].

Возбужденные электроны релаксируют в квантовой яме с испусканием оптических фононов. Время испускания оптического фонона, определенное по времени нарастания интенсивности ФЛ, оказалось равным 0,14 пс. Отметим, что при использовании накачки в барьер время нарастания ФЛ определяется временем захвата носителей заряда в КЯ. На рис. 2 представлены нормированные зависимости интенсивности ФЛ от времени при комнатной температуре при оптической накачке в КЯ (штриховая кривая) и при накачке в барьер (сплошная кривая) для схожих структур с меньшей шириной запрещенной зоны барьера.

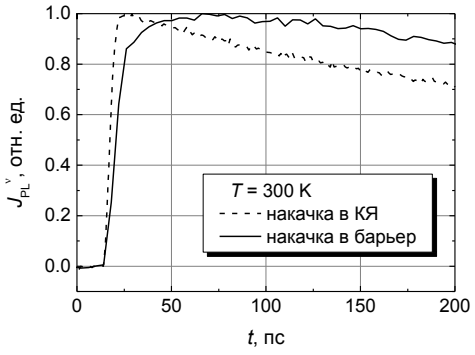


Рис. 2. Нормированные зависимости интенсивности ФЛ от времени при $T = 300$ K при оптической накачке в КЯ (штриховая кривая) и при накачке в барьер (сплошная кривая).

На временных зависимостях ФЛ был обнаружен отрицательный "провал" в области 8-10 пс. Мы связываем уменьшение ФЛ с оптическим выбросом остаточных носителей заряда, возбужденных предыдущим импульсом накачки, из зоны $e1$.

Скорость рекомбинации R находилась из скоростного уравнения в предположении, что на начальной стадии релаксации концентрация электронов пропорциональна интенсивности накачки:

$$\frac{dn}{dt} = -n \cdot R(n); \qquad (2)$$

$$n\big|_{t\approx 0} \equiv n_0 \propto J_{ex}; \qquad (3)$$

$$R(n) = -\frac{1}{n}\frac{dn}{dt} = -\frac{1}{J_{ex}}\frac{dJ_{ex}}{dJ_{PL}^{v}}\frac{dJ_{PL}^{v}}{dt}$$

$$= -\frac{1}{J_{ex}}\left(\frac{dJ_{PL}^{v}}{dJ_{ex}}\right)^{-1}\frac{dJ_{PL}^{v}}{dt}. \qquad (4)$$

Отметим, что зависимости интенсивности ФЛ и концентрации носителей заряда от времени в общем случае не совпадают. Для нахождения $R(n)$ использовалась производная dJ_{PL}^{v}/dJ_{ex}, определенная из зависимости интенсивности ФЛ в максимуме фотолюминесценции от интенсивности накачки (см. рис. 3).

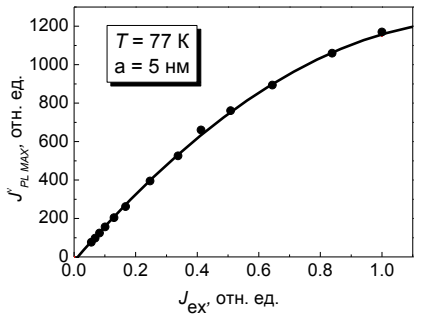


Рис. 3. Зависимость интенсивности ФЛ в максимуме фотолюминесценции от интенсивности накачки при T = 77 К для образца с шириной КЯ 5 нм.

Результат определения R как функции J_{ex} для двух образцов приведен на рис. 4. Видно, что скорость рекомбинации R в структуре с шириной КЯ 5 нм увеличивается с ростом уровня возбуждения, что соответствует вкладу оже-процессов. В подобной структуре с шириной КЯ 7 нм и в остальных структурах такого роста нет. Таким образом, в структуре с шириной КЯ 5 нм наблюдается резонансная оже-рекомбинация, что подтверждает правильность проведенных расчетов. Вклад нерезонансных оже-процессов в вероятность рекомбинации для всех структур мал из-за относительно невысокой концентрации возбужденных в квантовых ямах носителей.

По скорости рекомбинации при малых уровнях возбуждения было определено время жизни носителей заряда τ_{SHR}, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида-Холла. Обнаружена тенденция к слабому уменьшению этого времени (примерно от 3,5 нс до 2 нс при T = 77 К) с уменьшением ширины КЯ, что можно объяснить влиянием несовершенства гетерограниц.

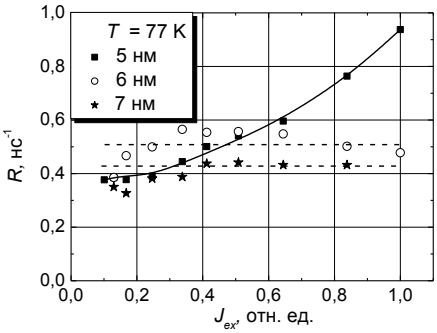


Рис. 4. Зависимость скорости рекомбинации от интенсивности накачки при T = 77 К для образцов с шириной КЯ 7 нм (звездочки), 6 нм (светлые кружки) и 5 нм (темные квадраты).

Динамика ФЛ была также исследована в наноструктурах GaAs/AlGaAs с нелегированными и легированными донорами квантовыми ямами. Данные исследования проводились с целью определения механизмов релаксации энергии электронов и времени жизни носителей заряда в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Использовалась резонансная накачка во вторую подзону размерного квантования. Динамика ФЛ исследовалась на двух длинах волн: соответствующей переходу электрона со дна основного уровня размерного квантования $e1$ в подзону тяжелых дырок $hh1$ (780 нм) и соответствующей переходу электронов из состояния в подзоне $e1$, отделенного от дна подзоны на величину энергии оптического фонона, в подзону $hh1$ (765 нм). В нелегированных квантовых ямах при низких мощностях накачки динамика нарастания ФЛ на длине волны 780 нм состоит из «быстрого» участка ~ 1 пс и «медленного» участка ~ 100 пс. На длине волны 765 нм динамика ФЛ также содержит «быстрый» участок нарастания ~ 0.7 пс. "Быстрые" и "медленные" участки нарастания ФЛ можно связать с релаксацией энергии электронов, соответственно, на оптических и акустических фононах.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, грантов РФФИ и Правительства С. Петербурга.

1. Данилов Л.В. Теоретическое исследование процессов оже-рекомбинации в глубоких квантовых ямах / Данилов Л.В., Зегря Г.Г. // Физика и техника полупроводников, 2008. Т.42. С.566.

2. Фирсов, Д.А. Динамика фотолюминесцении и рекомбинационные процессы в Sb-содержащих лазерных наноструктурах / Фирсов Д.А., Shterengas L., Kipshidze G., Зерова В.Л., Hosoda T., Тхумронгсилапа П., Воробьев Л.Е., Belenky G. // Физика и техника полупроводников, 2010. Т.44. С.53.

Исследование структур GaAs/Al/GaAs и GaAs/Al/InAs, сформированных методом МОГФЭ

Н.В. Востоков, В.М. Данильцев, Ю.Н. Дроздов,
Д.И. Курицын, С.М. Сергеев, Е.В. Скороходов, П.А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

vostokov@ipm.sci-nnov.ru

Полупроводниковые материалы, имеющие малое время жизни неравновесных носителей заряда, используются для создания различных быстродействующих оптоэлектронных устройств, для генерации и детектирования терагерцового излучения. Одним из примеров "быстрой" среды является GaAs, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии при пониженной температуре [1]. Другая возможность создания такого материала, реализуемая методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ), состоит в формировании полупроводникового слоя на поверхности твердого тела с несогласованной кристаллической решеткой (например, на поверхности металла). Полупроводник, выращенный на поверхности материала с несогласованной решеткой, будет иметь высокую плотность энергетических уровней в запрещенной зоне, связанных с большим количеством структурных дефектов. Вследствие этого такой полупроводник может обладать малым временем жизни неравновесных носителей заряда [2].

Описанный способ создания полупроводниковых слоев с малым временем жизни носителей реализован в настоящей работе в структурах GaAs/Al/GaAs и GaAs/Al/InAs. Структуры содержали слои GaAs или InAs толщиной 0.5 - 1.5 мкм, выращенные на поверхности металлического слоя Al методом МОГФЭ, в горизонтальном реакторе пониженного давления. Источниками Ga, In, As, Al служили триметилгаллий, триметилиндий, арсин и диметилэтиламиналан. Слои алюминия выращивались при температуре 185-200°C на подложках из GaAs (100) в едином процессе с ростом полупроводниковых слоев. В структурах варьировались количество осажденного Al и температура роста верхнего полупроводникового слоя. На рис. 1(*а*) показано изображение одной из структур GaAs/Al/GaAs с количеством осажденного Al, соответствующим средней толщине слоя 150 нм, полученное с помощью электронного микроскопа. На рис. 1(*б*) приведено АСМ-изображение поверхности той же структуры, а на рис. 1(*в*) – АСМ-изображение аналогичной структуры со средней толщиной Al слоя 50 нм. По данным АСМ-микроскопии шероховатость поверхности структур возрастает с увеличением толщины слоя Al.

Структурный анализ образцов проводился методом рентгеновской дифракции на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover, излучение $CuK_{\alpha 1}$. На рис. 2 показаны спектры Θ/2Θ-сканирования в симметричной геометрии трех структур GaAs/Al/GaAs с различными толщинами

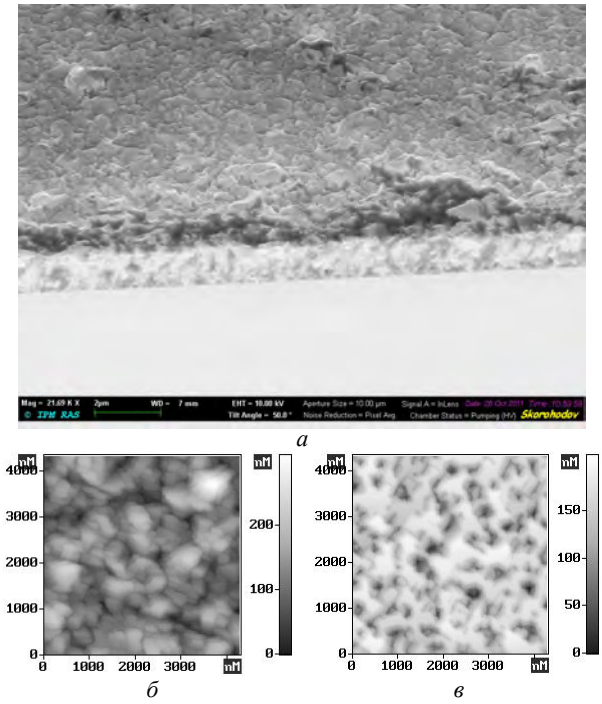


Рис. 1. Структуры GaAs/Al/GaAs.

слоя алюминия – 50, 150 и 300 нм. Подложка в интервале углов 20°-50° дает только пик GaAs(200), который быстро уменьшается при небольшом отвороте образца, что видно на спектрах структур с толщинами Al слоя 50 и 300 нм. Пики GaAs(111) и GaAs(220), которые не уменьшаются при отвороте образца, свидетельствуют о присутствии неориентированных зерен GaAs, которые соответствуют поликристаллическому слою GaAs на Al. Слои алюминия не регистрируются, по-видимому, из-за

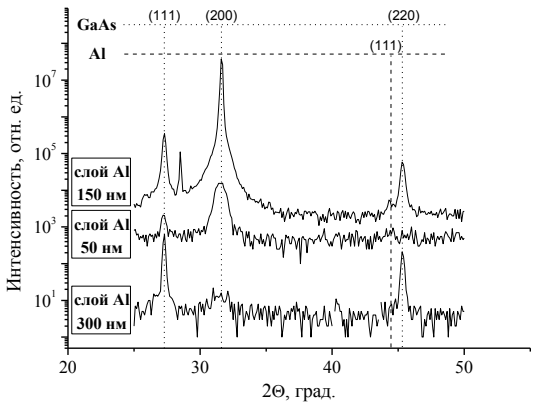


Рис. 2. Спектры рентгеновской дифракции структур GaAs/Al/GaAs.

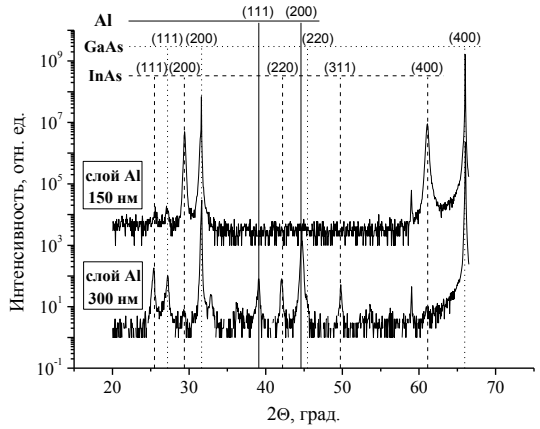


Рис. 3. Спектры рентгеновской дифракции структур GaAs/Al/InAs.

недостаточной толщины. На рис. 3 показаны спектры Θ/2Θ-сканирования двух структур GaAs/Al/InAs с толщинами Al слоя 150 и 300 нм. В структуре с более тонким слоем Al регистрируются пики подложки GaAs и ориентированной параллельно подложке фазы InAs. Ширина кривой качания пика InAs(200) небольшая – $FWHM_\omega$=0.8°. Возможны два варианта объяснения этого факта: либо ориентация InAs задается подложкой сквозь несплошности Al слоя, либо ориентация задается ориентированным слоем Al (который не регистрируется из-за недостаточной толщины). Для проверки была выращена структура с более толстым Al слоем. Спектр показывает наличие Al с преимущественной ориентацией (100), ширина кривой качания пика Al(200) $FWHM_\omega$=0.45°. Однако, слой InAs вырос на нем неориентированным – присутствуют все пики поликристалла. Отсюда можно сделать вывод, что тонкий слой Al не сплошной, и ориентация слоя InAs задается подложкой (эпитаксиальный слой).

Исследована кинетика фотолюминесценции структур GaAs/Al/GaAs с различной температурой роста верхнего полупроводникового слоя. Измерения зависимостей интенсивности фотолюминесценции от времени с субпикосекундным разрешением проводились методом up-conversion с использованием титан-сапфирового лазера Tsunami (Spectra-Physics). Межзонная фотолюминесценция в верхнем слое GaAs возбуждалась импульсами лазерного излучения с длиной волны 770 нм, длительностью 80 фс и частотой повторения 80 МГц. На рис. 4 приведены зависимости от времени интенсивности фотолюминесценции структур на длине волны 820 нм при температуре 10 K. На рис. 4(*а*) показана зависимость для структуры с температурой роста верхнего слоя арсенида галлия 620°C (мощность возбуждающего излучения 150 мВт), на рис. 4(*б*) – для структуры с температурой роста верхнего слоя 550°C (мощность возбуждающего излучения 100 мВт). Определенные из зависимостей времена жизни фотовозбужденных носителей заряда составляют соответственно 1.6 пс и 4.3 пс.

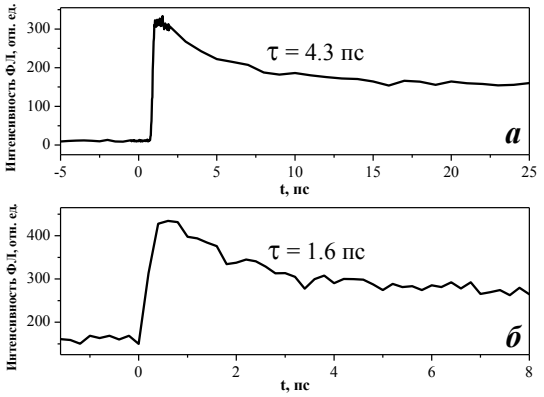


Рис. 4. Зависимости интенсивности фотолюминесценции структур GaAs/Al/GaAs с различной температурой роста поликристаллического слоя от времени.

Уменьшение времени жизни фотоносителей в поликристаллическом GaAs при уменьшении температуры роста, связано, по-видимому, с ростом плотности структурных дефектов в полупроводнике вследствие уменьшения размеров кристаллитов [3,4].

В работе проведены исследования структур GaAs/Al/Ga(In)As, сформированных методом МОГФЭ. Показано, что поликристаллические слои GaAs, выращенные на поверхности алюминия, обладают пикосекундным временем жизни фотовозбужденных носителей заряда. Время жизни падает с уменьшением температуры роста полупроводника. На поверхности не сплошного Al слоя может формироваться монокристаллический слой InAs. Ориентация кристаллической решетки InAs задается подложкой сквозь несплошности слоя алюминия. При больших толщинах Al слоя, на его поверхности формируется неориентированный InAs.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 11-02-00948 и № 11-02-00589) и Минобрнауки РФ (государственный контракт № 16.552.11.7007).

1. A.C. Warren, J.M. Woodall, J.L. Freeout, D. Grischowsky, D.T. McInturff, M.R. Melloch, N. Otsuka, Appl. Phys. Lett. **57**, 1331 (1990).

2. M. Mikulics, R. Adam, Z. Sofer, et al, Semicond. Sci. Technol., **25**, 075001 (2010).

3. K. Mochizuki, T. Nakamura, T. Mishima, H. Masuda, and T. Tanoue J. Electronic Materials, **23**, 577 (1994).

4. K. Mochizuki, J. Kasai, T. Tanoue, Appl. Phys. Lett., **66**, 2092 (1995).

Спектры КР слоев изотопно-обогащенного PECVD-^{74}Ge, содержащего аморфную и нанокристаллическую фазы

Б.А. Андреев[1], Л.В. Гавриленко[1], Ю.Н. Дроздов[1], Д.А. Пряхин[1], В.И. Шашкин[1], П.Г. Сенников[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Институт высокочистых веществ РАН, Н. Новгород

aritany@ipmras.ru

Одним из основных методов исследования полупроводниковых структур с нанокристаллами элементов IV группы – nc-Ge и nc-Si является спектроскопия комбинационного рассеяния, характеризующая, долю нанокристаллической фазы, квантово-размерные и изотопические эффекты [1,2].

К настоящему времени выполнено большое число исследований для структур, в которых нанокристаллы германия (nc-Ge) включены в матрицу SiO_2. Возникающие в этом случае напряжения существенно изменяют свойства nc-Ge по сравнению с теоретически предсказанными для ненапряженных nc-Ge [1,2]. Напряжения маскируют квантово-размерный эффект локализации фононов, который должен проявляться в рамановском спектре nc-Ge как «красное» смещение полосы оптического фонона, растущее с уменьшением среднего размера нанокристаллов, и дополнительное уширение полосы [2]. Одной из интересных и практически важных структур является слой аморфного германия, содержащий nc-Ge. В таких структурах можно ожидать минимизации напряжений вблизи nc-Ge и проявления квантоворазмерных эффектов в рамановских спектрах с минимальными искажениями.

В настоящей работе продемонстрировано получение ненапряженных нанокристаллов Ge, формирующихся в аморфной матрице Ge при воздействии излучения лазера и при отжиге. Свойства nc-Ge исследовались методом комбинационного рассеяния света и рентгенографического анализа.

Слои, содержащие 86% изотопа ^{74}Ge, осаждались методом PECVD. Процесс осаждения германия из его тетрафторида $^{74}GeF_4$ проводился на установке PlasmaLab 80 Plus (Oxford Instruments UK) с источником индуктивно-связанной плазмы ICP-65.

Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) слоев PECVD-Ge (OXD 04, 05 и 06) регистрировались при комнатной температуре с помощью спектрографа ДФС-52 при возбуждении на длине волны 514 нм Ar^+-лазером. Спектр КРС образца OXD43 регистрировался в лаборатории LPICM (Ecole Polytechnique, CNRS, France). Плотность мощности возбуждающего излучения варьировалась для выявления влияния нагрева на структуру образца и на результаты измерения рамановского сдвига. Специальной калибровки шкалы волновых чисел спектрографа не проводилось, но измерения на эталонных образцах монокристаллического кремния и германия показали, что точность определения волновых чисел была не хуже 1 см$^{-1}$.

Исследование спектров комбинационного рассеяния и рентгеновской дифракции показало, что исходный осажденный слой Ge является аморфным с характерной для аморфной фазы полосой с максимумом вблизи 270 см$^{-1}$ и шириной на полувысоте FWHM~ 40 см$^{-1}$ [3]. Эта широкая полоса присутствует в исходных спектрах КРС всех четырех образцов. Характерные спектры образцов OXD 04 и 05 представлены на рисунке 1.

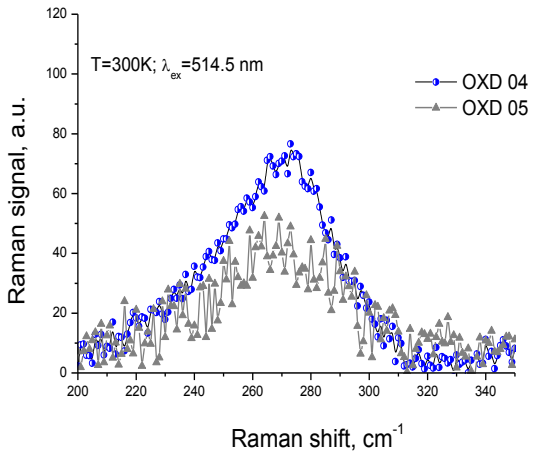


Рис. 1. Спектры КРС образцов OXD 04 и 05.

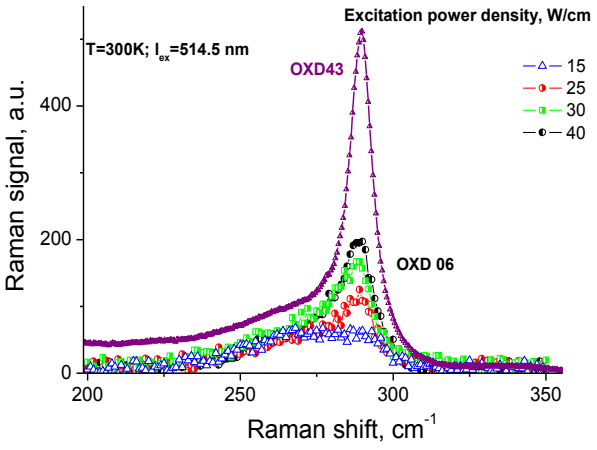


Рис. 2. Спектры КРС образцов OXD 43 и OXD 06 в зависимости от мощности возбуждения.

При регистрации рамановских спектров образцов OXD 06 и OXD 43 наблюдалась модификация спектров, связанная, как мы полагаем, с формированием нанокристаллов германия в аморфной матрице под действием лазерного излучения, возбуж-

дающего комбинационное рассеяние. Как показано на рис.2 увеличение плотности мощности возбуждающего излучения Ar^+-лазера на длине волны 514 нм приводит к появлению пика, соответствующего нанокристаллической фазе германия. Появляющийся пик имеет ширину на полувысоте FWHM от 9 до 15 $см^{-1}$ и располагается вблизи 288 $см^{-1}$. Увеличение плотности мощности лазерного излучения приводит к росту амплитуды пика (см. рис. 2), что соответствует увеличению доли нанокристаллической фазы.

Наблюдаемые рамановские пики аппроксимировались контуром Фойгта

$$y = y_0 + A\cdot\frac{2\ln 2}{\pi^{3/2}}\frac{\omega_L}{\omega_G^2}\cdot\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-t^2}}{\left(\sqrt{\ln 2}\,\frac{\omega_L}{\omega_G}\right)^2+\left(\sqrt{4\ln 2}\,\frac{x-x_c}{\omega_G}-t\right)^2}dt\,,$$

где ω_L – полуширина лорентцевой функции, ω_G – дисперсия распределения Гаусса, x_c задает положение пика. Такая аппроксимация дает возможность учесть вклады однородного и неоднородного уширения. Параметры аппроксимации пиков в спектрах КРС приведены в таблице. Для образцов OXD 06 и 43, где наблюдалось появление узкого пика под воздействием лазерного излучения, в таблице приведены параметры двух пиков, соответствующих нанокристаллической и аморфной фазам. Для учета изотопического сдвига пика КР в слое, обогащенном изотопом ^{74}Ge, проводилось сравнение со спектром монокристалла ^{74}Ge (положения этого пика показано стрелкой на рис.3).

Сопоставление с расчетами и предшествующими экспериментальными данными [4] указывает на формирование нанокристаллов германия. Оценка среднего размера нанокристаллов, формирующихся под действием лазерного излучения, в образцах OXD 06 и OXD 43 по ширине и «красному» сдвигу пика дает величину 3-4 нм (см. таблицу). Размеры нанокристаллов d_{nc}, определенные по положению и по ширине узких пиков [4] приведены для сравнения в таблице.

Основной особенностью наблюдаемых спектров германиевых слоев после лазерного воздействия является ярко выраженный «красный» сдвиг линии КР относительно спектра монокристалла, коррелирующий с дополнительным уширением. Отметим также, что в полученных нами слоях размеры нанокристаллов Ge, определенные по положению и по ширине пика, имеют близкие значения, чего не наблюдалось в нанокристаллах Ge в матрице SiO_2 [1,2]. Авторы предшествующих работ объясняли этот факт присутствием напряжений в объеме нанокристаллов.

После проведения исследований спектров КРС, описанных выше, образец OXD 06 был отожжен в течение 10 минут при t=500^{0}C. После этого были проведены рентгенографические исследования и повторные исследования спектров КРС этого образца при минимальной мощности возбуждающего излучения. На рис. 3 сопоставлены спектры КРС образца OXD 06 после воздействия излучения лазера и после отжига. Видно, что отжиг также привел к возникновению узкого пика на фоне широкого спектра, отвечающего аморфной фазе Ge.

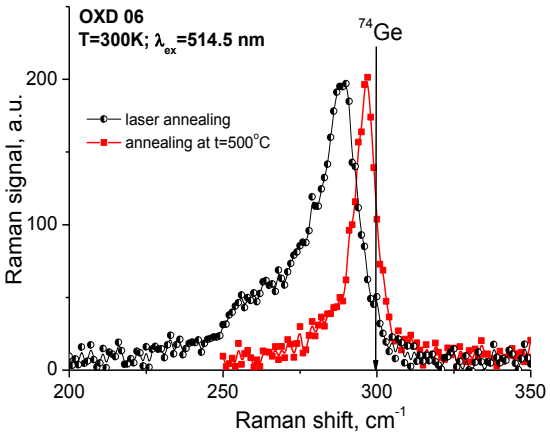


Рис. 3. Спектры КРС образца OXD 06, полученные в результате лазерного отжига и отжига в течении 10 минут при t=500^{0}C.

Таблица

Образец №	x_c, $см^{-1}$	d_{nc}, нм*	FWHM, $см^{-1}$	d_{nc},нм*
OXD 04 аморфный	269.2±0.5	-	45.5	-
OXD 05 аморфный	268±0.5	-	44.5	-
OXD 06 лазерный отжиг	269.3±0.6 288.2±0.2	- 3.1	38.3 11.6	- 3.7
OXD 06 Отжиг при t=500C	270± 1 296± 0.1	- 6	35 7.4	- 5.3
OXD 43	272± 1 289.5±0.1	- 3.4	37 8.8	- 4.4

* определено по данным из работы [4].

По результатам рентгенографического анализа образца OXD 06 в пленке аморфного Ge после отжига появились нанокристаллы размером ~6 нм, что хорошо согласуется со средним размером нанокристаллов, определенным по спектру КРС.

Итак, в данной работе исследовались обогащенные изотопом ^{74}Ge слои германия на подложках SiO_2, полученные методом PECVD непосредственно из $^{74}GeF_4$. Обнаружено, что локальное воздействие лазерного излучения или отжиг слоев приводят к формированию в аморфном слое ненапряженных нанокристаллов германия с характерными «красным» сдвигом и уширением пиков в спектре КР в хорошем согласии с моделью квантово-размерных ограничений для фононов.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, ГК 16.552.11.7007. Авторы выражают благодарность специалистам лаборатории LPICM (Ecole Polytechnique, CNRS, France) и лично П. Булкину и Prof. Pere Roca i Cabarrocas за содействие в проведении исследований и обсуждении полученных результатов.

1. Wu X.L., Gao T., Bao X.M., et al. // J. Appl. Phys. **82**, 2704 (1997).

2. Fujii M., Hayashia S., Yamamoto K. // Appl. Phys. Lett. **57**(25) (1990).

3. Evangelisti F., Garozzo M., and Conte G. // J.Appl. Phys. **53**, 7390 (1982); M. Zacharias, R. Weigand, B. Dietrich, et al, J. Appl. Phys. **81** (5), 2384 (1997).

4. Jie Y. et al. // J.Appl.Phys. 109 033107 (2011).

Спиновая релаксация и электрон-электронное взаимодействие в проводимости двумерных систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием

А.В. Германенко[1], Г.М. Миньков[1,2], О.Э. Рут[1,2], А.А. Шерстобитов[1]

[1] Институт естественных наук, Уральский федеральный университет, Екатеринбург
[2] Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

alexander.germanenko@usu.ru

Спин-орбитальное взаимодействие и спиновая релаксация, согласно современным теоретическим представлениям, существенно влияет не только на интерференционную квантовую поправку к проводимости 2D газа частиц, меняя еѐ поведение с локализационного на антилокализационное, но также должно сильно влиять на поправку, вызванную электрон-электронным (*e*-*e*) взаимодействием. Поправка от взаимодействия, имеющая при низкой температуре вид $\delta\sigma^{ee}=K_{ee}\ln(T\tau)$, где τ – транспортное время релаксации импульса, $T\tau<<1$, состоит из двух членов. Первый из них, синглетный, не зависит ни от магнитного поля, ни от силы спин-орбитального взаимодействия. В величину коэффициента K_{ee} он дает вклад равный единице. Второй, триплетный, зависит от константы *e*-*e* взаимодействия и должен подавляться как магнитным полем, так и спин-орбитальным взаимодействием. Он дает отрицательный вклад в K_{ee}, но его абсолютная величина в обычных двумерных полупроводниковых структурах меньше единицы, так что синглетный вклад является главным. Типичным значением коэффициента K_{ee} в A_3B_5 квантовых ямах на основе GaAs является величина 0.2–0.5. Теория [1] предсказывает, что увеличение скорости спиновой релаксации должно приводить к подавлению триплетного вклада и его уменьшению вплоть до нуля при $T\tau_s<<1$, где τ_s – время спиновой релаксации, так что ожидаемым значением K_{ee} в системах с быстрой спиновой релаксацией является $K_{ee}=1$.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования гетероструктур $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ с одиночной квантовой ямой. Сравнительно высокая концентрация индия приводит к меньшей ширине запрещенной зоны, большему значению спин-орбитального расщепления на уровне Ферми и большей скорости спиновой релаксации по сравнению с традиционными системами с содержанием индия близким к 20%. Концентрация электронов в КЯ изменялась с помощью полевого электрода. В некоторых случаях использовался эффект замороженной фотопроводимости.

Главным параметром, определяющим степень подавления триплетного канала спин-орбитальным взаимодействием, является время спиновой релаксации. Одним из наиболее широко используемых для этих целей способов является анализ формы слабополевого магнитосопротивления, связанного с подавлением интерференционной квантовой поправки. На **Рис.1** показаны кривые магнитопроводимости $\Delta\sigma(B/B_{tr})=1/\rho_{xx}(B/B_{tr})-1/\rho_{xx}(0)$, измеренные при разной концентрации электронов в квантовой яме ($B_{tr}=\hbar/2eL^2$– транспортное магнитное поле, L – средняя длина свободного пробега). Поскольку антилокализационный минимум находится в районе $B\sim B_{tr}$, то стандартный подход описания магнитопроводимости с помощью формул [2], полученных для диффузионного режима ($B<<B_{tr}$, $\tau<<\tau_s$, τ_ϕ, где τ – транспортное время, τ_ϕ – время неупругой релаксации фазы) не работает. Как показано в [3], магнитопроводимость в данных системах хорошо описывается в модели [4] (см. **Рис.1**), что позволяет найти экспериментальные зависимости τ_s и τ_ϕ от температуры и проводимости.

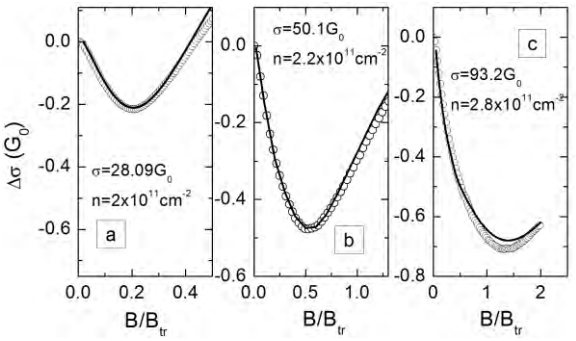


Рис. 1. Зависимость $\Delta\sigma$ от магнитного поля при разных значениях проводимости при T=1.35 K. Символы – экспериментальные результаты, линии – теоретические зависимости [4], построенные с параметрами, соответствующими наилучшему согласию с экспериментом.

Экспериментально найденные таким способом температурные зависимости τ_s и τ_ϕ являются типичными для двумерных систем. Время фазовой релаксации во всем диапазоне исследованных значений проводимости $\sigma=(20\text{-}100)G_0$, где $G_0=e^2/\pi h$, зависит от температуры по закону близкому к $1/T$, что является характерным для разупорядоченных двумерных систем при низких температурах. Время спиновой релаксации практически не зависит от T, как и должно быть для вырожденного электронного газа. Зависимости τ_s и τ_ϕ от проводимости при T=1.35 K приведены на **Рис.2**. Время фазовой релаксации растет с ростом проводимости, что согласуется с теорией [5]. Время спиновой релаксации при любой проводимости системы короче времени фазовой релаксации и уменьшается с ростом проводимости. Причина уменьшения τ_s с ростом σ понятна. Как показано в [3], основным механизмом спиновой релаксации в исследованных образцах является механизм Дьяконова-Переля [6]. В этом

случае время спиновой релаксации обратно пропорционально произведения квадрата спин-орбитального расщепления спектра на уровне Ферми и транспортного времени релаксации импульса. Обе эти величины растут с ростом проводимости, что и объясняет падение τ_s. Как видно из **Рис. 2**, τ_s в исследованных образцах меняется от $4\cdot10^{-12}$ с до $5\cdot10^{-13}$ с, что означает, что параметр $\hbar/\tau_s$=(2-15) K больше и даже много больше температуры нашего эксперимента. Это говорит о том, что данные образцы является подходящими для исследования влияния спин-орбитального взаимодействия на триплетный вклад в квантовой поправке, вызванной *e-e* взаимодействием.

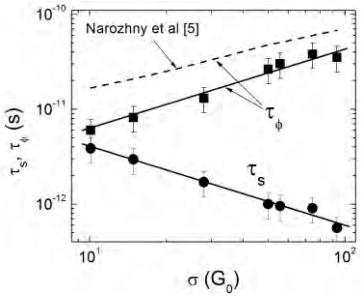


Рис. 2. Зависимость времени спиновой и фазовой релаксации от проводимости при T=1.35 K.

Для экспериментального определения диффузионной части поправки, связанной с *e-e* взаимодействием мы использовали способ [7], основанный на том свойстве взаимодействия, что оно дает вклад только в диагональную компоненту проводимости σ_{xx}, не изменяя при этом холловскую – σ_{xy}. В качестве примера на **Рис. 3** приведены результаты такой обработки для $n=2\cdot10^{11}$см$^{-2}$ ($\sigma=28.09G_0$ при T=1.35 K). Из **Рис. 3**b видно, что экспериментальные результаты не соответствуют теоретическим. Если бы триплетный вклад был подавлен, температурная зависимость $\delta\sigma^{ee}$ должна быть логарифмической с единичным наклоном ($\delta\sigma^{ee}=K_{ee}\ln T/T_0$, K_{ee}=1), как это показано штриховой линией. Однако, как хорошо видно, экспериментальные зависимости значительно слабее и, более того, наклон этих зависимостей зависит от магнитного поля. Такое поведение $\delta\sigma^{ee}$ характерно для систем с медленной спиновой релаксацией, в которых увеличение наклона зависимости $\delta\sigma^{ee}(T)$ с ростом магнитного поля есть следствие эффекта Зеемана. На **Рис. 3**c мы построили зависимость от магнитного поля коэффициента K_{ee}, найденного как $[\delta\sigma^{ee}(T) - \delta\sigma^{ee}(1.35K)]/\ln(T/1.35K)$, вместе с теоретической зависимостью, учитывающей только эффект Зеемана, но не учитывающей спин-орбитальное взаимодействие. Несмотря на то, что $\hbar/\tau_s$ в данном случае примерно втрое выше температуры эксперимента (то есть триплетный вклад должен быть существенно подавлен), коэффициент K_{ee} в нулевом магнитном поле оказывается равным примерно 0.2 вместо ожидаемого значения равного единице и растет с ростом магнитного поля.

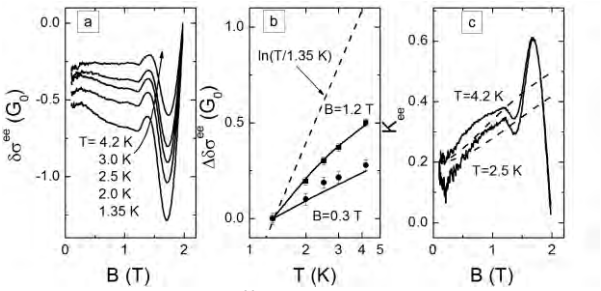


Рис. 3. Зависимость $\delta\sigma^{ee}$ от магнитного поля (a) и температуры (b). Наклон зависимости $\delta\sigma^{ee}$ ($\ln T$) как функция магнитного поля (c). Сплошные кривые – эксперимент, штриховые – результат расчета при учете только эффекта Зеемана.

Подобное поведение $\delta\sigma^{ee}$ обнаружено во всем диапазоне исследованных значений проводимости. Полученные результаты аккумулированы на **Рис. 4**. Здесь приведена зависимость коэффициента K_{ee} при B=0 от параметра $T\tau_s$. Видно, что при изменении параметра $T\tau_s$ более, чем на порядок величины (при этом минимальное значение параметра $T\tau_s$ меньше единицы в 25 раз), значение K_{ee} остается практически неизменным и значительно меньше единицы, в то время как теория предсказывает практически трехкратный рост K_{ee} в том же интервале $T\tau_s$.

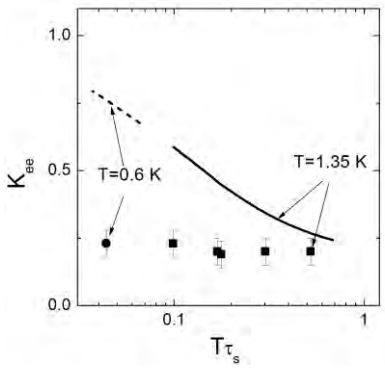


Рис. 4. Зависимость коэффициента K_{ee} от $T\tau_s$. Точки – экспериментальные результаты. Линии – результат расчета [8].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 10-02-00481, 10-02-91336).

1. B.L. Altshuler and A.G. Aronov, in Electron-Electron Interaction in Disordered Systems, edited by A.L. Efros and M. Pollak (North Holland, Amsterdam, 1985) p.1.

2. Knap W. et al., Phys. Rev. B **53**, 3912 (1996).

3. Yu G. et al., Phys. Rev. B **78**, 035304 (2008).

4. Golub L.E., Phys. Rev. B **71**, 235310 (2005); M.M. Глазов, Л.Е. Голуб, ФТП **40**, 1241 (2006).

5. Altshuler B.L., Aronov A.G., and Khmelnitzkii D.E., J. Phys. C **15**, 7367 (1982); B.N. Narozhny, G. Zala, and I.L. Aleiner, Phys. Rev. B **65**, 180202 (2002).

6. Дьяконов М.И., Перель В.И. ЖЭТФ **60**, 1954 (1971).

7. Minkov G.M. et al., Phys. Rev. B **67**, 205306 (2003).

8. Minkov G.M., Germanenko A.V., Rut O.E., Sherstobitov A.A., arXiv:1111.3767v1 [cond-mat.str-el].

Эффект Холла в 2D системах с быстрой спиновой релаксацией

А.В. Германенко[1], Г.М. Миньков[1,2], О.Э. Рут[1,2], А.А. Шерстобитов[1]

[1] Институт естественных наук, Уральский федеральный университет, Екатеринбург
[2] Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

alexander.germanenko@usu.ru

Квантовые поправки к проводимости – интерференционная поправка и поправка от электрон-электронного взаимодействия – целиком определяют поведение низкотемпературной проводимости двумерных систем. Теория квантовых поправок, активно развиваемая с начала 80-х годов, в настоящее время достигла больших успехов. Современная теория позволяет на количественном уровне описать результаты большого числа экспериментальных исследований, выполненных на хорошо контролируемых полупроводниковых структурах с двумерным газом. Но имеется один эффект, обнаруженный еще в первых работах по слабой локализации [1], который не имеет теоретического объяснения. Это – нелинейное поведение холловской сопротивления (ρ_{xy}) во внешнем магнитном поле или, так называемая "неомичность" коэффициента Холла [1-3] в слабых магнитных полях. Масштаб магнитных полей, в которых наблюдается аномалия, есть транспортное магнитное поле, т.е. характерное поле, в котором подавляется слабая локализация. Однако теория слабой локализации предсказывает, что интерференционная квантовая поправка сводится к перенормировке транспортного времени и, таким образом, для вырожденного газа носителей заряда она не должна приводить к появлению какой-либо зависимости коэффициента Холла $R_H=\rho_{xy}/B$ от магнитного поля. В работе [4] было показано, что в электронных разупорядоченных двумерных системах, характеризующихся сравнительно небольшой величиной проводимости, нелинейность холловского сопротивления может быть объяснена учетом квантовой поправки второго порядка, которая есть результат "взаимодействия" интерференционного квантовой поправки к проводимости и поправки за счет электрон-электронного взаимодействия. Однако этот механизм не может объяснить наличие холловской аномалии в системах с большой проводимостью, поскольку он быстро теряет эффективность с ростом проводимости.

В данной работе мы приводим результаты экспериментального исследования аномалии в холловском сопротивлении в полупроводниковых гетероструктурах другого типа. Это системы дырочного типа проводимости, характеризующиеся малым временем спиновой релаксации. Исследованные образцы представляли собой холловские мостики с полевым электродом, изготовленные на основе гетероструктур GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$/GaAs с одиночной квантовой ямой. Номинальная толщина слоя, формирующего квантовую яму – 8 нм. Два легирующих δ-слоя углерода располагались симметрично в барьерах GaAs по обеим сторонам квантовой ямы. При помощи напряжения, прикладываемого между полевым электродом и двумерным газом, удавалось контролируемо изменять концентрацию дырок в квантовой яме в интервале $(3–10)\cdot10^{11}$ см$^{-2}$. Измерения проводились при температурах жидкого гелия, как в сверхпроводящем, так и в медном соленоиде. Использовался держатель из немагнитного материала. Кроме того, поскольку холловское напряжение пропорционально магнитному полю, для увеличения чувствительности в малых полях использовалась модуляция магнитного поля.

Зависимость продольного сопротивления от магнитного поля имеет типичное для систем с быстрой спиновой релаксацией поведение, связанное с подавлением в магнитном поле интерференционной квантовой поправки. На зависимости $\Delta\sigma(B)=1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho_{xx}(0)$ наблюдается антилокализационный минимум, глубина и положение которого определяется соотношением времен спиновой и фазовой релаксации τ_s и τ_ϕ, соответственно. Форма кривой $\Delta\sigma(B)$ хорошо описывается формулой [5], что позволяет экспериментально определить зависимости τ_s и τ_ϕ от температуры и проводимости, которые являются типичными для двумерных систем и хорошо описываются в рамках традиционной теории квантовых поправок к проводимости.

Основным и до сих пор загадочным результатом работы является наблюдение нелинейного поведения ρ_{xy}. Обнаружено, что и в системах с быстрой спиновой релаксацией коэффициент Холла в малых магнитных полях не является константой, а зависит от поля. При этом форма зависимости $R_H(B)$ и её изменение с температурой практически повторяют сложное антилокализационное поведение диагональной компоненты сопротивления $\rho_{xx}(B)$, а магнитуда изменения R_H в некоторых случаях даже превосходит магнитуду изменений ρ_{xx}. Таким образом, приведенные экспериментальные результаты еще раз показывают, что интерференционная квантовая поправка дает вклад в R_H, и этот вклад имеет тот же порядок величины, что и в ρ_{xx}.

Авторы признательны Б.Н. Звонкову за изготовление гетероструктур. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 10-02-00481, 10-02-91336).

1. Poole D.A. et al., J. Phys.C **14**, L995 (1981).
2. Newson D.J. et al., J. Phys.C **20**, 4369 (1987).
3. Tousson E. and Ovedyahu Z., Phys. Rev. B **38**, 12290 (1988).
4. Minkov G. M. et al., Phys. Rev. B **82**, 035306 (2010).
5. Hikami S., Larkin A., and Nagaoka Y., Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).

Электрооптическая ловушка для дипольных экситонов

А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

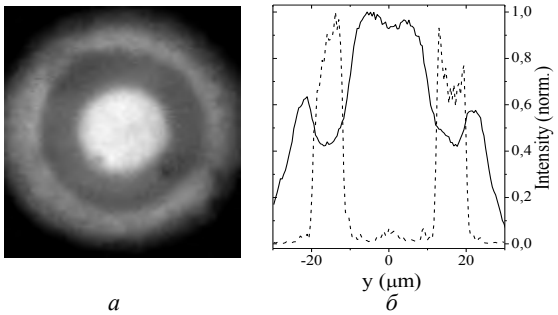
gorbunov@issp.ac.ru

Ранее нами сообщалось о наблюдении бозе-конденсации пространственно-непрямых, дипольных экситонов, накапливаемых в условиях фотовозбуждения в кольцевой электростатической ловушке вблизи периметра окна в затворе Шоттки в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с двойной или одиночной квантовой ямой в перпендикулярном электрическом поле F [1-4]. В таком типе ловушки при оптимальных напряжениях смещения, когда еще удается скомпенсировать избыточные заряды и поддерживать систему электрически нейтральной [2, 5], времена жизни дипольных экситонов оставались слишком короткими, около 1 нс [6], и поэтому исследуемый экситонный газ не успевал остывать до решеточных температур (≈ 1.6 K). Кроме того, экситоны в этом случае накапливались непосредственно в «горячей» области фотовозбуждения, что сопровождалось несомненным разогревом неравновесной электронной системы. В результате, экситонный бозе-конденсат в таких ловушках и при таком способе фотовозбуждения оказывался сильно обедненным, а узкая линия люминесценции экситонного конденсата, вырастающая с мощностью накачки P пороговым образом, всего лишь вдвое превышала интенсивность фона, связанного с локализованными состояниями и надконденсатными возбуждениями. В данной работе исследовались свойства электрооптической ловушки, в которой дипольные экситоны накапливаются в холодной области структуры, вдали от места фотовозбуждения, а времена жизни экситонов составляют десятки наносекунд и на два порядка, как минимум, превосходят времена энергетической релаксации дипольных экситонов на фононах [7].

Принцип действия электрооптической ловушки для экситонов основан на использовании лазерного фотовозбуждения в форме кольца, проецируемого на поверхность гетероструктуры. Непосредственно в кольцевой области фотовозбуждения генерируемые светом электронно-дырочные пары экранируют приложенное электрическое поле. В результате, здесь величина штарковского сдвига для состояний дипольных экситонов уменьшается, что приводит к возникновению для них латерального потенциального барьера. Само же электрическое поле в области кольцевого фотовозбуждения становится сильно неоднородным, и его латеральная компонента вызывает амбиполярный дрейф носителей в плоскости квантовой ямы. В конечном итоге, амбиполярный дрейф носителей и диполь-дипольное межэкситонное отталкивание приводят к накоплению дипольных экситонов в центральной, неосвещенной холодной области кольца.

В данной работе электрооптическая ловушка для пространственно-непрямых экситонов реализована на структуре с одиночной 40 нм квантовой ямой GaAs/AlAs. Ширина линии экситонной люминесценции в этой структуре составляет 0.6-0.7 мэВ в режиме плоских зон (F ≈ 0) и возрастает с увеличением электрического поля до 1.1-1.5 мэВ, но спектральный вес ее практически не меняется вплоть до F ≤ 20 кВ/см. В этом диапазоне электрических полей кинетика рекомбинации непрямого экситона описывается экспонентой и в условиях импульсного фотовозбуждения однородным лазерным пятном время рекомбинации τ_r экспоненциально быстро растет с увеличением электрического поля, так что при F = 23 кВ/см τ_r достигает 240 нс.

При использовании кольцевого лазерного фотовозбуждения спектральные и пространственные характеристики люминесценции дипольных экситонов сильно зависят как от интенсивности фотовозбуждения, так и от величины приложенного электрического поля. При малых мощностях накачки и небольших полях люминесценция наиболее интенсивна непосредственно под лазерным пучком и ее пространственное распределение повторяет вид лазерного кольца. Но с увеличением мощности накачки и/или напряженности поля интенсивность люминесценции под лазерным пучком становится ниже, чем в непосредственной близости от него. Наблюдаются два кольца люминесценции: одно внутри лазерного кольца, освещающего структуру, а другое – снаружи. С ростом накачки и/или электрического поля размер внешнего кольца растет, а внутреннее кольцо люминесценции постепенно превращается в диск (см. Рис.1).



а *б*

Рис. 1. Кольцевое фотовозбуждение непрерывным надбарьерным лазером (λ = 405 нм, P = 72 мкВт): (а) пространственное распределение люминесценции непрямого экситона и (б) профили интенсивности лазерного излучения (пунктир) и люминесценции (сплошная кривая) вдоль вертикального диаметра кольца. F = 14 кВ/см.

Потенциальный профиль для непрямых экситонов, возникающий при кольцевом фотовозбуждении, виден из спектров люминесценции экситонов,

измеренных с пространственным разрешением (Рис.2). Они получены проецированием на входную щель спектрометра увеличенного изображения аксиально-симметричной картины люминесценции: щелью вырезается узкая центральная полоска вдоль диаметра кольца. Наращивание накачки P и/или напряженности электрического поля F приводит к увеличению длины пробега экситонов. В результате радиальное распределение интенсивности люминесценции становится более однородным, а глубина потенциального профиля заметно уменьшается. Так при P = 47 мкВт (рис.2а) перепад энергии между началом и концом траектории экситонного дрейфа в координатах «r-E» составляет ≤2 мэВ. Эта траектория становится замкнутой, когда длина пробега экситонов достигает величины радиуса лазерного кольца. При P = 130 мкВт (рис.2б) глубина прогиба пунктирной кривой ≤ 1.2 мэВ. Дальнейшее увеличение накачки или напряженности поля делает этот профиль совсем плоским. Максимально достижимая глубина зависит от размера лазерного кольца: чем больше его диаметр, тем более глубокую (но и более широкую в латеральном направлении) ловушку можно реализовать.

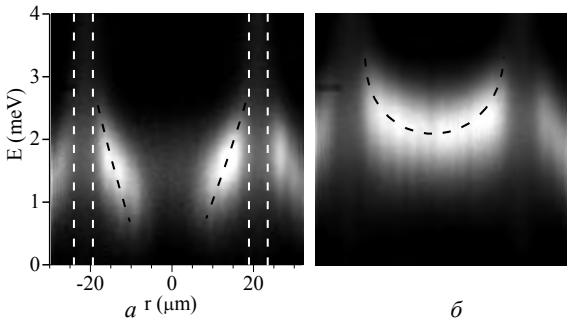


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции с пространственным разрешением. Кольцевое возбуждение непрерывным подбарьерным лазером (λ = 658 нм): P = 47 мкВт (а) и 130 мкВт (б). По вертикали - энергия фотона E, по горизонтали - координата r вдоль диаметра кольца. Область кольцевой лазерной накачки - внутри двух пар белых пунктирных отрезков. Темный пунктир - траектории дрейфа экситонов в координатах «r-E». F = 14 кВ/см.

Совместив кольцевую лазерную подсветку с фокусировкой в центр кольца излучения второго лазера, можно сформировать *кольцевую электрооптическую ловушку*, в которой потенциальный профиль имеет минимум вдоль периметра окружности. При определенной комбинации величины приложенного электрического поля и мощностей двух лазеров непрямые экситоны концентрируются в промежутке между лазерным кольцом и лазерным пятном в центре.

Наиболее заметным эффектом, отличающим экситоны в электрооптической ловушке от экситонов при однородном фотовозбуждении, является сужение линии люминесценции и сдвиг в сторону высоких энергий при увеличении мощности оптической накачки. Качественно и количественно эти эффекты одинаковы как в круговой электрооптической ловушке, так и в кольцевой: сужение линии от 1.5-1.7 мэВ до ≤1 мэВ при одновременном сдвиге на ≈0.3 мэВ (см. Рис.3). Уменьшение ширины линии с накачкой, т.е. с увеличением концентрации экситонов, говорит о сужении распределения непрямых экситонов в ***k***-пространстве, что может быть свидетельством начала фазового перехода.

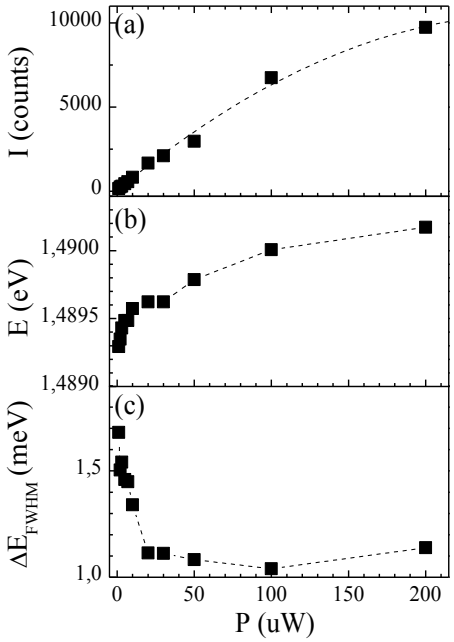


Рис. 3. Интенсивность I (a), энергия E (b) и ширина ΔE_{FWHM} (c) линии фотолюминесценции непрямого экситона в зависимости от мощности накачки P в кольцевой электрооптической ловушке.

Все измерения в данной работе выполнены при температуре T ≤1.6 K. Этого вполне достаточно, чтобы реализовать электрооптическую ловушку глубиной ≤1.5 мэВ. Но для достижения условий экситонной бозе-конденсации представляется целесообразным понижение температуры ниже T = 1 K, что входит в наши ближайшие планы.

1. Горбунов, А.В. Коллективное состояние в бозе-газе взаимодействующих межъямных экситонов / В.Б. Тимофеев // Письма в ЖЭТФ 2006. Т. 83, вып. 4. С. 178–184.

2. Горбунов, А.В. Крупномасштабная когерентность бозе-конденсата пространственно-непрямых экситонов / В.Б. Тимофеев // Письма в ЖЭТФ 2006. Т. 84, вып. 6. С. 390–396.

3. Timofeev, V.B. Bose-Einstein condensation of dipolar excitons in double and single quantum wells / A.V. Gorbunov // Phys. Stat. Solidi C 2008. V. 5, № 7. P. 2379–2386.

4. Тимофеев, В.Б. Бозе-эйнштейновская конденсация диполярных экситонов в латеральных ловушках / А.В. Горбунов, Д.А. Демин // ФНТ 2011. Т. 37, вып. 3. С. 229–239.

5. Соловьев, В.В. Непрямые экситоны и двойные электронно-дырочные слои в широкой одиночной квантовой яме GaAs/AlGaAs в сильном электрическом поле / И.В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Дитче // Письма в ЖЭТФ 2006. Т. 83, вып. 12. С. 647–652.

6. Горбунов, А.В. Кинетика люминесценции диполярных экситонов в кольцевых ловушках / А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев // Письма в ЖЭТФ 2007. Т. 86, вып. 1. С. 48–53.

7. Ivanov, A.L. Bose-Einstein statistics in thermalisation and photoluminescence of quantum-well excitons / P.B. Littlewood, H. Haug // Phys. Rev. B 1999. V. 59, № 7. P. 5032–5048.

Фотоэлектрические свойства бимодальных массивов квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией

А.П. Горшков, Н.С. Волкова, И.А. Карпович, А.В. Здоровейщев, И.А. Полова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

gorshkovap@phys.unn.ru

Для применения гетероструктур с самоорганизованными квантовыми точками (КТ) типа InAs/GaAs в качестве светоизлучающих приборов в волоконно-оптических линиях связи необходимы структуры с высоко однородными по размерам и химическому составу массивами КТ, излучающие в окнах прозрачности оптического волокна 1.3 и 1.55 мкм (≈ 0.95 и 0.8 эВ). Выращивание таких структур до сих пор остается актуальной задачей.

В НИФТИ ННГУ разрабатывается метод газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МОС) при атмосферном давлении водорода – газа носителя паров МОС. Привлекательной особенностью этого метода, кроме его относительной простоты, является возможность получения высокооднородных массивов КТ, излучающих на длинах волн до ~ 1.5 мкм с шириной линии излучения < 25 мэВ. Такая высокая однородность КТ достигалась применением легирования слоя InAs в процессе роста примесью-сурфактантом висмутом [1].

Недавно был разработан другой метод получения высокооднородных массивов КТ без применения легирования висмутом. Повышения однородности массива КТ до такого же уровня, как и при легировании висмутом, удалось достигнуть путем оптимального подбора времени прерывания роста КТ [2].

В режиме роста легированных висмутом слоев КТ, который мы будем называть стандартным, также применяется прерывание роста слоя КТ: прерывается подача триметилиндия и арсина в реактор на 4 с. Прерывание роста изменяет условия для поверхностной диффузии атомов индия и мышьяка, и тем самым влияет на процесс формирования КТ. В модифицированном режиме роста КТ время прерывания подачи материалов в реактор увеличивают. В дальнейшем именно этот режим мы будем называть режимом с прерыванием роста. При оптимальной длительности прерывания (12 с) удается получать высокооднородные массивы относительно крупных КТ с низкой энергией основного перехода (до 0.85 эВ при 300 К) и узкой линией фотолюминесценции (ФЛ) [2]. Но в этих структурах наряду с массивом крупных КТ обычно образуется и массив более мелких КТ, поверхностная концентрация точек в котором может превышать концентрацию точек в массиве крупных КТ. В данной работе исследовано влияние бимодальности размеров КТ InAs/GaAs на их фотоэлектрические спектры и температурную зависимость спектров.

Гетеронаноструктуры с КТ InAs/GaAs выращивались методом ГФЭ МОС при атмосферном давлении. На поверхности (100) n^+-GaAs последовательно выращивались буферный слой n-GaAs толщиной 0.6 мкм с концентрацией электронов ~ 10^{16} см$^{-3}$, слой КТ InAs в различных режимах и покровный слой GaAs толщиной 20 нм. Исследовались спектры фотоэдс барьеров Шоттки с золотым блокирующим контактом в диапазоне температур 350–77 К на структурах с одномодальным и бимодальным распределением КТ по размерам в слое КТ InAs. Наличие бимодальных массивов КТ в исследованных структурах подтверждено исследованиями спектров ФЛ и морфологии вскрытых селективным травлением слоев КТ методом атомно-силовой микроскопии [3].

На рис. 1 приведены спектры фоточувствительности при 300 К в области оптического поглощения КТ, выращенных в разных режимах, при освещении со стороны подложки. На спектре структуры с КТ, выращенной в стандартном режиме с легированием висмутом (кривая *1*), хорошо выявляется два пика при энергиях 0.94 и 1.02 эВ. Эти пики имеют примерно одинаковую величину и ширину и связаны с оптическими переходами между основными и первыми возбужденными состояниями электрона и дырки в КТ одного массива.

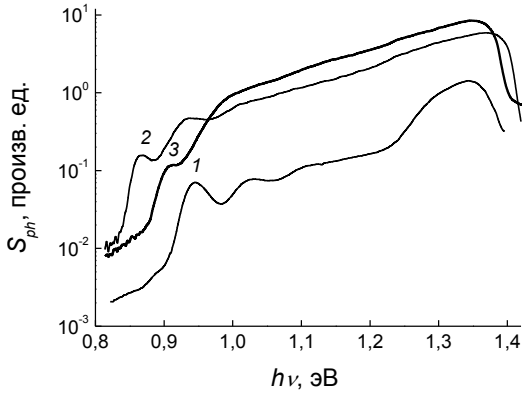


Рис. 1. Спектры фоточувствительности при 300 К от КТ, выращенных в разных режимах. *1* – стандартный режим роста, *2, 3* – режим с прерыванием роста 12 с.

На структурах с КТ, выращенных в режиме с прерыванием роста 12 с, наблюдается два типа фотоэлектрических спектров (кривые *2*, *3*). Один тип спектров близок к спектрам структур, выращенных в стандартном режиме (кривая *2*). На втором типе спектров (кривая *3*) второй пик фоточувствительности более размыт и значительно пре-

вышает по высоте первый узкий пик. Еще больше эти различия проявляются на спектрах ФЛ при 77 К этих двух типов структур (рис. 2, кривые *2*, *3*).

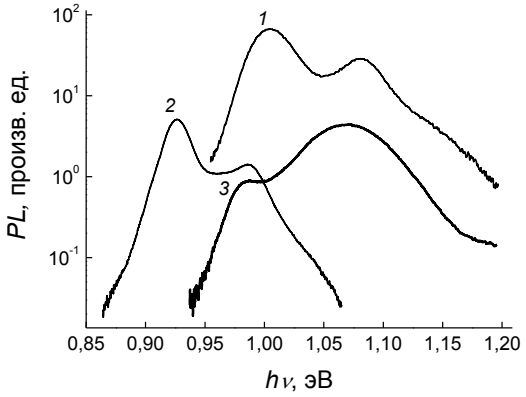


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции при 77 К КТ, выращенных в разных режимах. *1* – стандартный режим роста, *2, 3* – режим с прерыванием роста 12 с.

Проведенные ранее исследования морфологии вскрытых селективным травлением слоев КТ [3] свидетельствуют о возможности образования в таких структурах двух массивов КТ: массива крупных КТ (средняя высота ≈ 5 нм) и массива мелких КТ (средняя высота ≈ 3 нм). Низкоэнергетический пик, очевидно, связан с основным переходом в массиве крупных КТ. Во второй пик (≈ 1эВ при 300 К) вносят вклад как переход между первым возбужденным состоянием в массиве крупных КТ, так и основной переход в массиве мелких КТ, энергия которого близка к энергии перехода в первое возбужденное состояние в массиве крупных КТ. Большая величина этого пика, особенно на спектре ФЛ, свидетельствует о ярко выраженной бимодальности массива КТ.

При низких температурах (220–77 К) на всех структурах наблюдалось экспоненциальное уменьшение фоточувствительности от КТ (рис. 3, кривые *1* – *4*), связанное с уменьшением вероятности термической эмиссии неравновесных носителей из КТ. В структурах с выраженным одним массивом КТ значения энергий активации фоточувствительности при фотовозбуждении в области первого (кривая *1*) и второго (кривая *2*) пиков от КТ близки (110 – 130 мэВ). Эмиссия электронов из КТ в матрицу в обоих случаях происходит из основного состояния, так как носители с уровня возбуждения успевают релаксировать в основное состояние. В структурах с выраженными бимодальными массивами КТ энергия активации при фотовозбуждении в области второго пика от КТ (≈ 50 мэВ, кривая *4*) значительно меньше указанных выше значений, что свидетельствует об отсутствии перехода неравновесных носителей из массива мелких КТ в массив крупных. Заметим, что для всех структур значения энергий активации значительно меньше высот эмиссионных барьеров, которые по оценкам составляют ≈ 250 – 200 мэВ. Это означает, что, вероятно, доминирующим механизмом эмиссии в обоих массивах КТ является термоактивированная туннельная эмиссия через промежуточный уровень возбуждения.

Таким образом, исследование формы фотоэлектрического спектра от КТ и его температурной зависимости позволяет выявлять образование бимодальных массивов КТ.

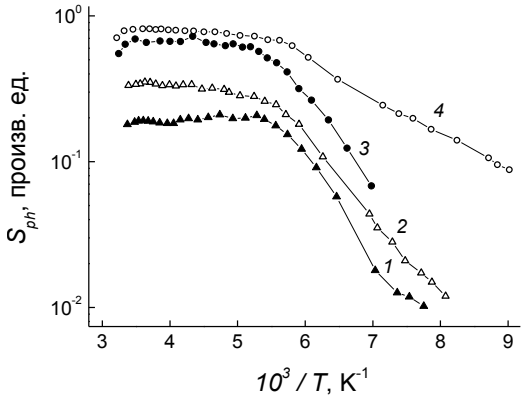


Рис. 3. Температурные зависимости фоточувствительности при фотовозбуждении в области первого (*1*, *3*) и второго (*2*, *4*) пиков в структурах с одномодальным (*1*, *2*) и бимодальным (*3*, *4*) массивами КТ.

1. Звонков, Б.Н. Влияние легирования слоя квантовых точек InAs висмутом на морфологию и фотоэлектронные свойства гетероструктур GaAs/InAs, полученных газофазной эпитаксией / Б.Н. Звонков, И.А. Карпович, Н.В. Байдусь [и др.] // ФТП. 2001. Т. 35, № 9. С. 92–93.

2. Здоровейщев, А.В. Влияние периодического прерывания роста квантовых точек InAs/GaAs на их морфологию и оптоэлектронные спектры в методе газофазной эпитаксии при атмосферном давлении / А.В. Здоровейщев, П.Б. Демина, Б.Н. Звонков // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, № 2. С. 15–20.

3. Здоровейщев, А.В. Диагностика распределения массива квантовых точек InAs/GaAs по высотам путем обработки тетрахлоридом углерода в условиях газофазной эпитаксии / А.В. Здоровейщев, П.Б. Демина, И.А. Карпович // Известия РАН, Серия физическая. 2011. Т. 75, № 1, С. 62–65.

Влияние облучения ионами He^+ на спектры фоточувствительности структур с квантовыми ямами и точками In(Ga)As/GaAs

А.П. Горшков, Е.Д. Павлова, И.А. Карпович, Н.С. Волкова

Нижегородский Государственный Университет им. Н.И.Лобачевского, г. Н. Новгород

gorshkovap@phys.unn.ru

Низкотемпературное поверхностное дефектообразование при различных технологических операциях (окисление и травление поверхности, ионная имплантация и др.) может сильно влиять на оптоэлектронные свойства квантово-размерных гетероструктур (КРС) [1]. В свою очередь напряженные квантово-размерные слои могут оказывать сильное влияние на процессы генерации, миграции и комплексообразования дефектов в КРС[2]. В связи с этим исследование дефектообразования при различных обработках поверхности и его влияния на оптоэлектронные свойства КРС представляет теоретический и практический интерес.

В работе исследовано влияние поверхностного дефектообразования при облучении ионами He^+ квантово-размерных гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ и квантовыми точками (КТ) InAs/GaAs на фотоэлектрические спектры структур.

КРС выращивались на поверхности (100) n-GaAs методом газофазной МОС-гидридной эпитаксии [3].Сначала выращивался буферный слой n-GaAs толщиной 0.5 мкм. В структуре с КЯ выращивались три КЯ шириной 4, 6 и 8 нм, отделенные друг от друга спейсерными слоями GaAs толщиной 30 нм. Слои КЯ и одиночный слой КТ заращивались покровным слоем GaAs толщиной ≈30 нм. Энергетический спектр КРС изучался методом спектроскопии фототока в барьере Шоттки. Перед нанесением блокирующего контакта (Au) структуры облучались ионами He^+ с энергией 10 кэВ (структура с КТ) и 15 кэВ (структура с КЯ) и дозами от 10^{10} до 10^{12} $см^{-2}$. Расчеты профиля распределения радиационных дефектов проводились с помощью программы TRIM [4]. Для предотвращения каналирования образцы устанавливали на платформу под углом 10^0 к направлению распространения пучка ионов. При энергии ионов 15 кэВ максимум профиля распределения первичных дефектов находился на расстоянии 100 нм от поверхности.

На рис. 1 представлены спектры фоточувствительности КРС с КЯ до и после имплантации при освещении со стороны подложки. На спектрах хорошо выделяются ступенчатые полосы фоточувствительности от квантовых ям с характерными экситонными пиками на их краях. Максимальная фоточувствительность в области поглощения КЯ наблюдалась до имплантации (рис 1, кривая 1). Уже при дозе имплантации 10^{10} $см^{-2}$ фоточувствительность в области первой от поверхности КЯ (8 нм) значительно уменьшается (рис 1, кривая 2). Дальнейшее увеличение дозы приводит к практически полному подавлению фоточувствительности от КЯ (кривые 3, 4). Остаточная примесная фоточувствительность обусловлена дефектами.

При имплантации He^+ в структуры со слоем КТ также наблюдается уменьшение фоточувствительности от КТ (рис. 2, кривая 2) вплоть до полного ее исчезновения при дозах облучения больше 10^{11} $см^{-2}$ (кривые 3, 4).

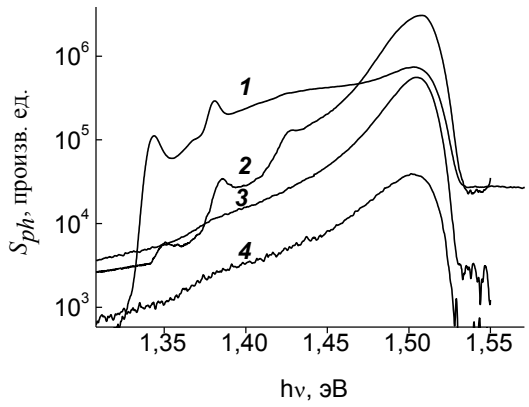


Рис. 1. Влияние имплантации ионов гелия с энергией 15 кэВ на спектр фоточувствительности структуры с КЯ при 77 K. Доза облучения, $см^{-2}$: *1* – 0, *2* – 10^{10}, *3* – 10^{11}, *4* – 10^{12}.

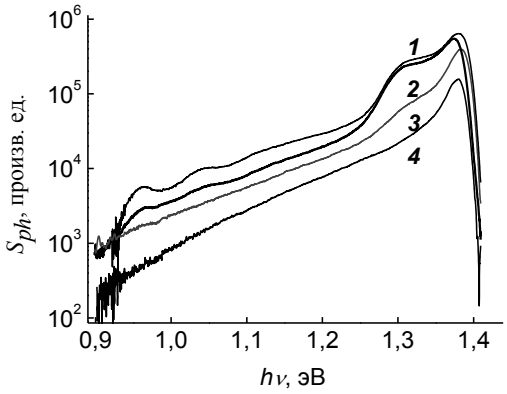


Рис. 2. Влияние имплантации ионов гелия с энергией 10 кэВ на спектр фоточувствительности структуры с КТ при 300 K. Доза облучения, $см^{-2}$: *1* – 0, *2* – 10^{10}, *3* – 10^{11}, *4* – 10^{12}.

В структурах с КТ полоса фоточувствительности от КЯ смачивающего слоя при энергии фотонов ≈1.33 эВ оказывается менее чувствительной к дефектообразованию, чем полоса от КТ. Это объясняется тем, что эмиссионное время жизни фотовозбужденных носителей в КЯ из-за меньшей вы-

соты эмиссионного барьера много меньше, чем в КТ.

Уменьшение фоточувствительности КРС, а также интенсивности фотолюминесценции, обусловленное образованием дефектов и возникновением эффективного канала безизлучательной рекомбинации в КТ, приводит к сдвигу температурной зависимости фоточувствительности в область высоких температур (рис. 3).

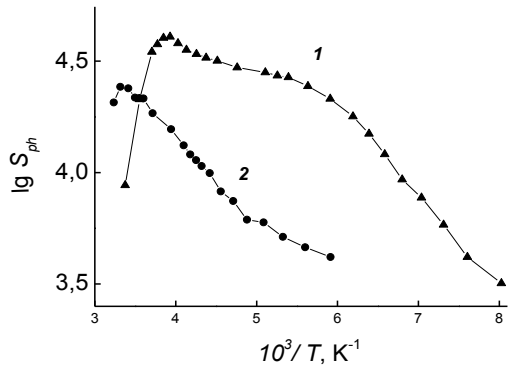


Рис. 3. Влияние имплантации ионов гелия с энергией 10 кэВ и дозой 10^{10} $см^{-2}$ на температурную зависимость фоточувствительности в области основного перехода в КТ: *1* – до имплантации, *2* – после имплантации.

До имплантации на исследованной структуре с КЯ при 77 К наблюдался ярко выраженный квантово-размерный эффект Штарка (КЭШ): красное смещение экситонных пиков на 17 мэВ при приложении к диоду напряжения от прямого смещения +0.6 В до обратного смещения -1 В (рис. 4).

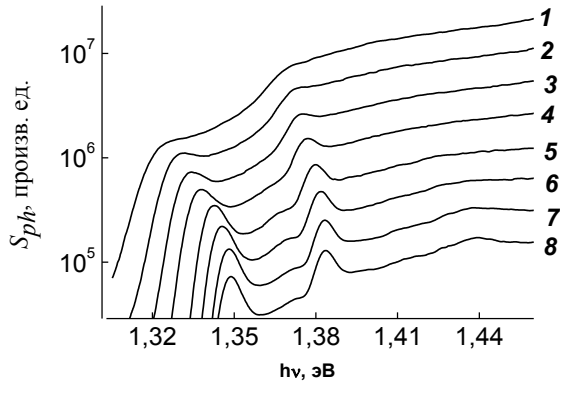


Рис. 4 Влияние электрического поля на спектры фоточувствительности необлученной структуры с КЯ при 77 К. Напряжение смещения V, В: *1* – -1; *2* – -0.7; *3* – -0.5; *4* – -0.3 ; *5* – 0 ; *6* – +0.2; *7* – +0.5; *8* – +0.6.

После имплантации при дозе 10^{10} $см^{-2}$ (рис. 5) положение экситонных пиков в КЯ практически не зависит от приложенного к структуре напряжения смещения.

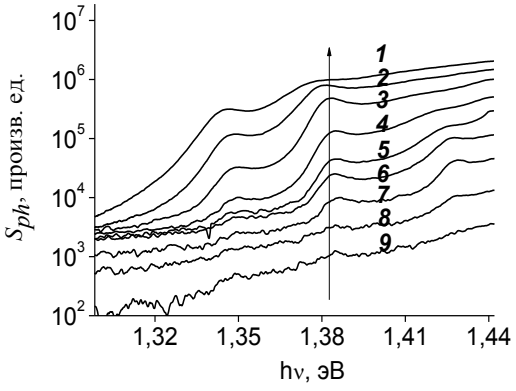


Рис. 5. Влияние электрического поля на спектры фоточувствительности имплантированной структуры (доза имплантации 10^{10} $см^{-2}$) с КЯ при 77 К. Напряжение смещения V, В: *1* – -1.8; *2* – -1.5; *3* – -1; *4* – -0.5 ; *5* – -0.2 ; *6* –0; *7* – +0.2; *8* – +0.4, *9* – +0.5

Образование нечувствительных к электрическому полю, т.е. не поляризующихся экситонов наблюдалось ранее на подобных структурах в [5] при температурах ниже 100 К. Они были названы аномальными экситонами. Было показано, что их образованию способствует введение дефектов в структуру путем анодного окисления поверхности КРС и высказано предположение, что аномальные экситоны связанны на донорно-акцепторных парах. Можно предположить, что образование неполяризующихся экситонов в имплантированной структуре имеет такую же природу.

В результате проведенных исследований установлены основные закономерности влияния дефектообразования при облучении ионами He^+ поверхности КРС с КТ и КЯ на их фотоэлектрические спектры.

1. Карпович И.А., Аншон А.В., Байдусь Н.В. и др. // ФТП. 1994. Т. 28. № 1. С. 104–112.

2. Chen Y.C., Singh J.// J. Appl. Phys. Vol. 74, n.6, P. 3800-3804, 1993.

3. Звонков Б.Н., Карпович И.А., Байдусь Н.В. и др. // ФТП. 2001. Т. 35. № 9. С. 92–93.

4. James F. Ziegler, Jochen P. Biersack, Matthias D. Ziegler// SRIM The Stopping and Range of Ions in Matter P. 300, 2010

5. Горшков, А.П., Карпович И.А., Кудрин А.В.// Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования 2006. №5. С. 25.

Спектроскопия аморфных нанокластеров кремния

О.Б. Гусев, Ю.С. Вайнштейн, В.Ю. Давыдов, А.В. Кукин, А.Н. Смирнов, О.М. Сресели, И.Н. Трапезникова, Е.И. Теруков, Ю.К. Ундалов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

oleg.gusev@mail.ioffe.ru

В последнее время заметно вырос интерес к технологии получения и исследованию нанокластеров кремния. Это вызвано тем, что получение нанокластеров кремния, в отличие от нанокристаллов, не требует высоких температур или высокотемпературного отжига, что является важным для современной кремниевой микроэлектронной технологии. Электронный спектр аморфного кремния характеризуется тремя группами состояний: делокализованные, слабо локализованные и сильно локализованные (расположенные глубоко в хвостах зон). Размерное квантование по-разному влияет на энергетический спектр этих групп. Целью работы было получение нанокластеров кремния в матрице субоксида кремния и исследование их оптических свойств.

Пленки аморфного субоксида кремния a-SiO_x толщиной 500 нм, содержащие нанокластеры кремния (a-SiO_x<ncl-a-Si>), были получены dc-магнетронным распылением кремния на подложки кварца, ситалла и кремния. В качестве рабочего газа использовалась смесь газов: 80 % Ar + 20 % SiH_4 с добавлением кислорода. Содержание кислорода в газовой смеси могло изменяться в диапазоне 0.15 - 30 мол. %. Температура подложек в процессе напыления поддерживалась при 270 ^{0}C. Была выращена серия образцов при фиксированном общем давлении смеси газов и разных концентрациях кислорода. Отжиг полученных пленок не проводился.

Спектры ИК пропускания выращенных пленок a-SiO_x<ncl-α-Si> показаны на рис. 1.

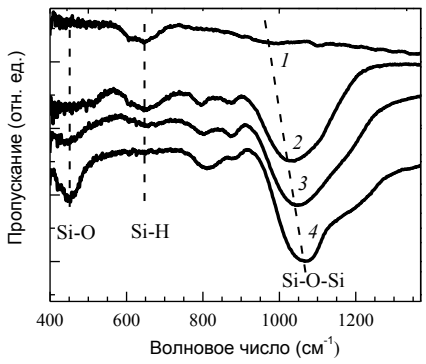


Рис. 1. Спектры ИК пропускания пленок SiO_x<ncl-a-Si > выращенных при концентрации кислорода на входе в рабочий объем магнетрона: 1) 0.15 мол % (остаточный кислород) , 2) 17 мол % , 3) 22 мол %, 4) 25 мол. %.

Как видно из рисунка, в спектре ИК пропускания пленки, полученной при минимальной концентрации кислорода, присутствуют две полосы с минимумами в области 640 - 650 cm^{-1} и 980 cm^{-1}. Первая из них связанна с деформационными колебаниями $Si-H_n$ связей (n = 1-3) и является характерной для аморфного гидрогенизированного кремния. Вторая, слабо выраженная полоса, обусловлена асимметричными валентными колебаниями атомов в группе Si-O-Si, т.е. свидетельствует о наличии в пленке субоксида кремния a-SiO_x. Как видно на рис. 1, при увеличении концентрации кислорода до 22 мол. % полоса $S-H_n$ связей в области 640 $см^{-1}$ исчезает, а минимум полосы Si-O-Si связей смещается на 1065 $см^{-1}$.

Состав пленок был определен из анализа расчетной зависимости положения минимума ИК пропускания от концентрации кислорода в "чистом'' аморфном субоксиде кремния и значением кислорода в наших пленках. Было показано, что они представляют собой матрицу аморфного субоксида кремния, содержащую избыточный кремний. По методике, описанной в работе [1], мы нашли, что, например, объемная доля избыточного кремния в образце 3 составляла примерно 0.25. Таким образом, с увеличением доли кислорода на входе в рабочий объем магнетронной камеры состав пленок изменяется от аморфного гидрогенизированного кремния, до аморфного субоксида кремния, содержащего «избыточный» кремний.

На рис. 2 представлены спектры комбинационного рассеяния (КРС), полученные от исследованых пленок.

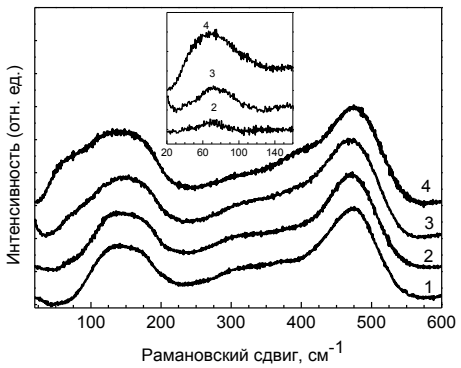


Рис. 2. Спектры КРС пленок выращенных при концентрации кислорода на входе в магнетронную камеру: 1) 0.15 мол. % (остаточный кислород), 2) 17 мол. %, 3) 22 мол. %, 4) 25 мол. %.

Полосы с максимумами вблизи 150 $см^{-1}$ и 480 $см^{-1}$, наблюдаемые в спектрах всех пленок, соответствуют поперечным акустическим и поперечным оптическим фононным колебательным модам, соответственно. Отметим появление до-

полнительной особенности на частоте < 100 см$^{-1}$ в спектрах КРС пленок a-SiO_x с большим содержанием кислорода. На вставке к рисунку 2 показана низкочастотная область спектров этих пленок, полученная после вычитания спектра КРС пленки с остаточным содержанием кислорода (кривая 1). Видно, что в спектрах пленок a-SiO_x с большим содержанием кислорода присутствует широкая бесструктурная полоса, интенсивность которой растет с увеличением концентрации кислорода. Подобные полосы наблюдаются в спектрах КРС стекол и других неупорядоченных твердых тел. Эти полосы связывают с проявлением в спектре КРС избыточной плотности колебательных состояний, обусловленной локализацией низкоэнергетических колебательных возбуждений на неоднородностях структуры, имеющих размер от одного до нескольких нанометров. В литературе за такими полосами закрепилось название “бозонный пик”, поскольку низкоэнергетические колебательные возбуждения, на которых происходит рассеяние света первого порядка, подчиняются статистике Бозе. Мы полагаем, что полоса в спектрах a-SiO_x в области меньшей 100 см$^{-1}$ указывает на образование нанокластеров кремния в матрице аморфного субоксида кремния. Отметим, что мы не наблюдали бозонный пик от нанокристаллов кремния в матрице кристаллического диоксида кремния.

На рис. 3 показаны спектры пропускания образцов выращенных с различным содержанием кислорода на входе в рабочий объем магнетрона.

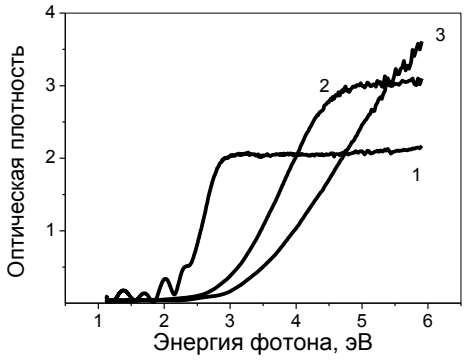


Рис. 3. Спектры оптического поглощения пленок выращенных с содержанием кислорода на входе в рабочий объем магнетрона: 1) 17 мол. % , 2) 22 мол. %, 4) 25 мол. %.

При толщине пленок 500 нм оценка коэффициент поглощения в фотолюминесцирующих пленках (2 и 3) дает величину порядка 10^5 см. Это величина намного больше, чем можно было бы ожидать для матрицы a-SiO_x при параметре x = 1.65. Таким образом, мы полагаем, что коэффициент поглощения 10^5 см$^{-1}$ указывает на то, что в пленке находится большая доля нанокластеров кремния. Этот результат согласуется с результатами вычисления объема избыточного кремния в полученных пленках и появлением бозонного пика в спектрах комбинационного рассеяния.

Спектры ФЛ нанокластеров кремния в матрице a-SiO приведенны на рис. 4. Видно, что они состоят из двух широких перекрывающихся полос, в отличие от спектров ФЛ нанокристаллов кремния, где, как правило, наблюдается только одна полоса.

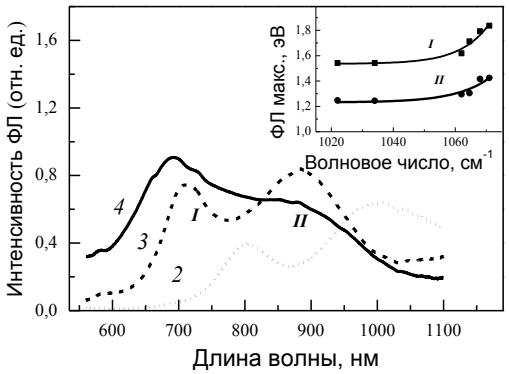


Рис. 4. Спектры ФЛ пленок выращенных при концентрации кислорода на входе в рабочий объем магнетрона: 2) 17 мол. %, 3) 22 мол. %, 4) 25 мол. %. На вставке показаны энергетические положения максимумов ФЛ в зависимости от волнового числа.

Полученные спектры ФЛ нанокластеров хорошо согласуются с теоретическими расчетами электронной структуры аморфных нанокластеров, выполненными в [2,3]. Расчеты показывают, что для нанокластеров размером 2 нм плотность состояний имеет два пика примерно одинаковой амплитуды. Пик с меньшей энергией обусловлен локализованными состояниями с протяженностью в пространстве меньше чем размер нанокластера. Пик с большей энергией связан с размерным квантованием делокализованных и слабо локализованных состояний.

Таким образом, большая ширина полосы ФЛ нанокластеров кремния объясняется, как излучательными переходами между хвостовыми состояниями, энергия которых слабо зависит от размеров нанокластеров (длинноволновый вклад), так и квантово-размерным эффектом делокализованных состояний a-Si (коротковолновый вклад), сдвигающим оптические переходы в голубую область. Используя данные работы [2], мы оценили размеры нанокластеров по положению максимума ФЛ, обусловленной делокализованными состояниями. Полученная оценка размеров 1.5 – 1.7 нм хорошо согласуется с данными просвечивающей электронной микроскопии.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 10-02-00828 и 11-02-00576, гранта президента РФ «Ведущие научные школы» № НШ 3306.2010.2 и ФЦП (ГК № 16.513. 3084).

1. Гусев, О.Б. Люминесценция аморфных нанокластеров кремния / О.Б. Гусев, Ю.С. Вайнштейн, Ю.К. Ундалов, О.С.Ельцина, И.Н. Трапезникова, Е.И. Теруков, О.М. Пресели // Письма в ЖЭТФ, 2011, Т. 94, С. 402–405.

2. Allan, G. Electronic Structure of Amorphous Silicon Nanoclusters / G. Allan, C. Delerue, and M. Lannoo // Phys. Rev. Lett. 1997, V. 78, № 16, P. 3161-3164.

3. Delerue, C. Optical band gap of Si nanoclusters / C. Delerue, G. Allan, and M. Lannoo // J. Luminescence, 1999, V. 80, P. 65–73.

Влияние облучения ионами инертных и электрически активных элементов на люминесцентные свойства пористого кремния, пропитанного вольфрам-теллуритным стеклом с примесями Er и Yb

Е.С. Демидов, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, М.В. Карзанова, В.В. Карзанов, И.С. Рассолова, О.Н. Горшков, Д.И. Тетельбаум, Ю.И. Чигиринский

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

demidov@phys.unn.ru

Известна возможность использования нанокристаллов кремния (nc Si) и дополнительной примеси иттербия в оксиде кремния SiO_2 для увеличения эффективности фотолюминесценции (ФЛ) Er^{3+} вблизи длин волн 1530 нм [1]. Такие структуры представляют интерес для оптоэлектроники на основе кремния. Ранее [2] исследовалась возможность сконцентрировать в тонкоплёночной структуре полезные свойства одного из самых эффективных для ФЛ ионов Er^{3+} матричных материалов – вольфрам-теллуритного стекла (ВТС) и многоканальную передачу nc Si→ Er^{3+}, nc Si→Yb^{3+} →Er^{3+} в слоях пористого кремния (por-Si), пропитанного ВТС с примесями этих РЗЭ. Получено многократное усиление ФЛ ионов эрбия и иттербия. В настоящей работе исследована возможность дальнейшего увеличения квантовой эффективности ФЛ Er^{3+} путём облучения с ВТС por-Si на кремнии ионами инертных элементов Ar^+, Ne^+ и электрически активными элементами P^+, B^+.

В качестве исходных объектов для ионно-лучевой модификации были использованы слои окисленного por-Si, содержащие светоизлучающие нанокристаллы Si, и те же слои, пропитанные ВТС, легированным Er и Yb. Для сравнения облучению подвергались также пленки ВТС, нанесенные на подложку Si без пористого слоя. Выбор сорта ионов и режимов ионного облучения был обусловлен соображениями, связанными с процессом накопления радиационных дефектов в нанокристаллах Si и аморфизацией последних. Выбор доз и энергий ионов P^+, Ar^+ и Ne^+, внедряемых в предварительно сформированные структуры на основе por-Si, осуществлялся на основе расчетов методом SRIM [3] распределений ионов и интенсивности торможения так, чтобы обеспечить приблизительно одинаковые *dpa* для разных ионов и средне проецированный пробег в 300 нм.

ФЛ измерялась при комнатной температуре в двух диапазонах длин волн 350-900 нм при возбуждении импульсным азотным лазером ИЛГИ-503 на длине волны λ_{exc} = 337 нм, в диапазоне 900-1650 нм при возбуждении импульсным лазером YAG:Nd на длине волны λ_{exc} = 532 нм. Исследование оптических параметров пленок методом спектроскопической эллипсометрии проводилось на эллипсометре MicroPhotonics PhE-102.

Спектры ФЛ образцов por-Si до и после облучения ионами P^+, Ar^+ и Ne^+ с разными дозами приведены на рис. 1. До облучения выявляются характерные полосы ФЛ при 700 нм, связанные с излучательной рекомбинацией в НК Si, которые подавляются с ростом дозы ионов. Из рис. 1 следует, что эффективность деградации излучательных свойств por-Si не определяется только концентрацией смещенных атомов и сложным образом зависит от *dpa*.

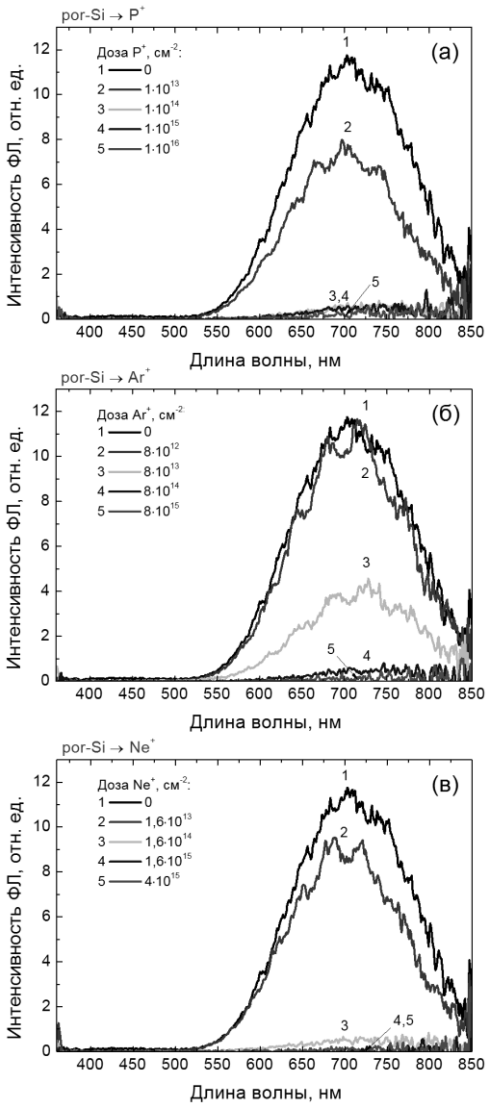


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов por-Si до и после облучения ионами P^+, Ar^+ и Ne^+ с различными дозами.

Тот факт, что для ионов Ar^+ деградация при равных *dpa* выражена слабее, чем для Ne^+, согласуется с данными [4] для НК Si в SiO_2 и объясняется

более эффективным связыванием элементарных дефектов в комплексы для более плотных каскадов, создаваемых Ar^+ по сравнению с Ne^+. В результате снижается общее число таких дефектов, служащих центрами безызлучательной рекомбинации. Однако, из этого правила выбивается случай ионов P^+, которые по массе ($M_P = 31$) занимают промежуточное положение между Ne^+ и Ar^+ ($M_{Ne} = 20$ и $M_{Ar} = 40$). По-видимому, более сильное влияние фосфора на ФЛ por-Si связано с тем, что атомы P, в отличие от Ne и Ar, замещая атомы Si в узлах и имея меньший ковалентный радиус, чем Si, создают механические напряжения, приводящие к частичному разрушению весьма хрупкой конструкции пористого слоя и тем самым выбыванию части нанограпул из коллектива люминесцирующих частиц. Другая причина может быть связана с образованием химического соединения кремния с фосфором, что также должно приводить к дополнительным механическим напряжениям.

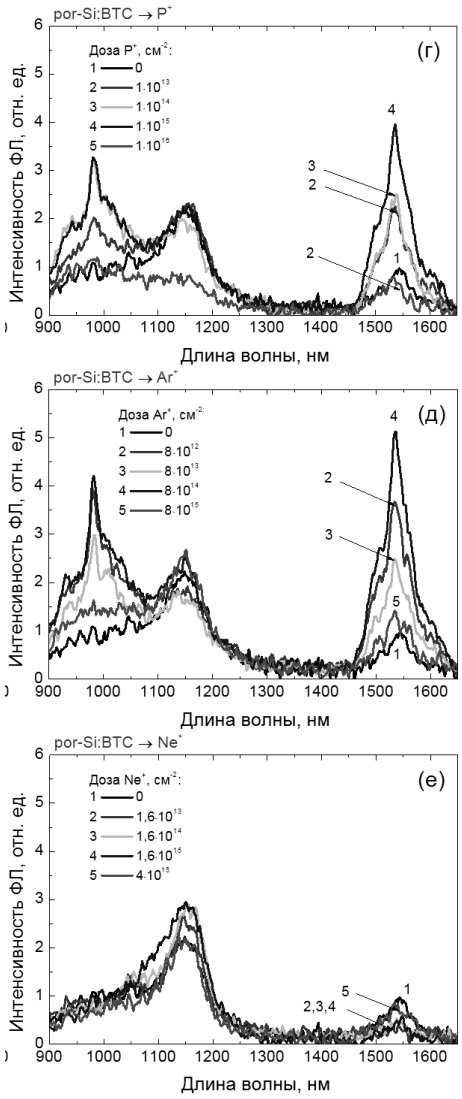


Рис. 2. Спектры ФЛ образцов por-Si:BTC до и после облучения ионами P^+, Ar^+ и Ne^+ с различными дозами.

Спектры ФЛ образцов por-Si:BTC (образцов со слоем por-Si, пропитанным BTC), до и после облучения ионами P^+, Ar^+ и Ne^+ с разными дозами для диапазона 900- 1650 нм приведены на рис. 2. В видимой области спектра выявляются характерные полосы ФЛ при 700 нм, связанные с НК Si, окруженными матрицей BTC. В ближней ИК области спектра, наряду с полосой ФЛ при 1150 нм от подложки Si, видны полосы ФЛ при 980 и 1540 нм, обусловленные переходами между уровнями центров Yb^{3+} и Er^{3+}. Интенсивность ФЛ от НК Si в районе 700-900 нм оказалась примерно на порядок величины ниже, чем в исходном por-Si без BTC, что говорит о возможности передачи энергии от гранул Si к редкоземельным ионам [2].

В результате облучения относительная интенсивность ФЛ от НК Si снижается, но в существенно меньшей степени, чем это имеет место в por-Si без BTC. Кроме того, обращает на себя внимание другая, по сравнению с por-Si без BTC, зависимость от сорта иона. Теперь облучение самым легким ионом (Ne^+) вообще почти не влияет на интенсивность, тогда как более тяжелые – Ar^+ и P^+ влияют сильнее, и нет отмеченного выше ярко выраженного выделения ионов P^+. Такое отличие в поведении por-Si без BTC и с BTC по-видимому объясняется отличием в роли границ НК Si, которые в отсутствие BTC граничат с SiO_2, а при наличии BTC, по крайней мере, часть НК Si граничит с BTC. Эти границы, возможно, способствуют рекомбинации пар Френкеля, с чем и связано относительно слабое влияние ионного облучения на ФЛ НК Si. Примечательно ярко выраженное, достигающее 5 раз, положительное влияние облучения P^+ и Ar^+ на ФЛ эрбия (при 1540 нм). В отсутствие НК Si интенсивность ФЛ редкоземельных центров ниже, чем в случае пропитки por-Si, что связано с сенсибилизирующим влиянием НК Si в пористом слое.

Таким образом, установлено, что в результате ионно-лучевой модификации люминесцентных свойств пористого кремния, пропитанного вольфрам-теллуритным стеклом, легированным Er и Yb, под действием облучения ионами P^+ и, особенно, Ar^+ существенно – до 5 раз усиливается интенсивность фотолюминесценции эрбия на длине волны 1,54 мкм. Показано, что это усиление обусловлено повышением эффективности сенсибилизации люминесценции нанограпулами кремния в пористом слое.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-02-97044р и в рамках АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы.

1. Kozanecki A., Kuritsyn D., Jantsch W. // Optical Materials, **28**, 850 (2006).
2. Е. Демидов С., Михайлов А. Н., Белов А. Н. и др. // Материалы XII межд. Симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 2009, 16-20 марта, Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2009, Т.2, С. 326-327.
3. The Stopping and Range of Ions in Matter / J.F. Ziegler. –http://www.srim.org.
4. Г Качурин.А., Черкова С.Г., Марин Д.В. и др., ФТП, **42**, 1145 (2008).

Низкотемпературный рост эпитаксиальных гетероструктур $Si/Si_{1-X}Ge_X/Si$ методом сублимации кремния в среде германа

С.А. Денисов[1], Ю.Н.Дроздов[2], С.А. Матвеев[1], Л.В. Красильникова[2], М.В.Степихова[2], В.Ю. Чалков[1], Д.В.Шенгуров[2], В.Г. Шенгуров[1]

[1] Научно-исследовательский Физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
[2] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

denisov@nifti.unn.ru

Низкотемпературное эпитаксиальное наращивание слоев твердого раствора $Si_{1-X}Ge_X$ в последние годы получает все более широкое распространение, поскольку оно открывает новые возможности создания приборных структур. Представляющие практический интерес гетероструктуры $Si_{1-X}Ge_X/Si(100)$ характеризуются большим различием параметров решеток слоя и подложки, что приводит к возникновению напряжений в слое. Несоответствие параметров решеток уравновешивается при толщине слоев, не превышающей критическую. Эти толщины составляют 4 нм для несоответствия 1% и 1,6 нм при несоответствии до 2%. Для гетероструктур SiGe/Si характерно заметное отклонение от предсказываемых теорией значений критической толщины при реализации низкотемпературного метода эпитаксии из молекулярных пучков (МЛЭ). Метастабильные напряженные слои SiGe были выращены при Ts = 550ºC толщиной 100 нм при несоответствии 1% или 17 нм – при несоответствии 2% [1].

В настоящей работе приводятся результаты исследования структуры и фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур $Si_{1-X}Ge_X$:Er/Si(100), выращенных в температурном диапазоне Ts = 300 - 500ºC. Рост слоев $Si_{1-X}Ge_X$ проводился сублимацией кремния в среде германа (GeH_4) [2]. Источниками паров кремния служили прямоугольные бруски, вырезанные из монокристаллов кремния, легированных фосфором или эрбием. Источники нагревали до T_{Si} = 1330 - 1380ºC пропусканием тока.

Подложки Si(100), вырезанные размером 70×10 мм^2 из пластин КЭФ-4,5, также нагревались пропусканием тока. После отжига подложки при Ts = 1250ºC в течение 10 минут ее температуру снижали до Ts = 1000ºC и осаждали буферный слой Si толщиной 200 нм из слаболегированного кремниевого источника (КЭФ-10). Затем снижали температуру подложки до Ts = 300-500ºC, напускали в камеру германа до давления $(5\div6)\cdot10^{-4}$ торр и осаждали слой $Si_{1-X}Ge_X$:Er из источника кремния, легированного эрбием. По завершению роста слоя $Si_{1-X}Ge_X$:Er выращивали поверхностный слой Si толщиной 100 нм.

Структура слоев исследовалась методом электронографии на электронографе ЭМР-102 с ускоряющим напряжением 50 кВ. Контроль состава слоев, их толщины и степени релаксации (RES) проводился методом рентгеновской дифракции (РД). Оптические исследования проводились методом фотолюминесценции на Фурье-спектрометре BOMEM DA3 с разрешением до 0,1 см$^{-1}$. В качестве источника возбуждения использовался Nd:YAG-лазер, излучающий на длине волны 532 нм. Интенсивность возбуждающего лазера – 200 мВт. Лазерный пучок после прохождения через фильтр фокусировался на образце в пятно Ø ≈ 1 мм. Спектры ФЛ регистрировались Ge-фотодетектором модели Edinburgh Insturments EO-817A при температуре 77 K.

По данным электронографии все слои, выращенные в диапазоне температур 300- 500ºC, имели структуру монокристалла: на электронограммах наблюдались либо Кикучи-линии, либо мозаичная структура. Только в случае выращивания слоя SiGe без нагрева подложки пропусканием тока (подложка нагревалась лишь излучением от источника Si), он имел структуру поликристалла. Температура подложки в этом случае составляла Ts ≈ 250ºC.

В таблице приведены значения температуры и времени роста слоев $Si_{1-X}Ge_X$:Er, а также данные РД и ФЛ выращенных гетероструктур. В столбце ФЛ приведены отношения интенсивностей ФЛ данного образца к интенсивности ФЛ в образце, выращенном при Ts = 500ºC. Как видно из таблицы в образце №4 нерелаксированный слой $Si_{1-X}Ge_X$:Er, выращенный при Ts = 400ºC имеет толщину больше критической (8 нм) [3] и больше, чем в слое, выращенном при Ts = 550ºC в работе [1].

Таблица 1

Параметры роста слоев $Si_{1-X}Ge_X$:Er и данные РД и ФЛ.

№ структуры	Ts, ºC	t, мин	РД			ФЛ
			d, мкм	*x*, %	RES, %	
1	300	90	0,8	24	20	0,6
2	350	90	0,8	23	20	2,4
3	400	20	0,26	19	18	0,5
4	400	9	0,06	29,4	100	0,5
5	500	105	0,65	25	19	1

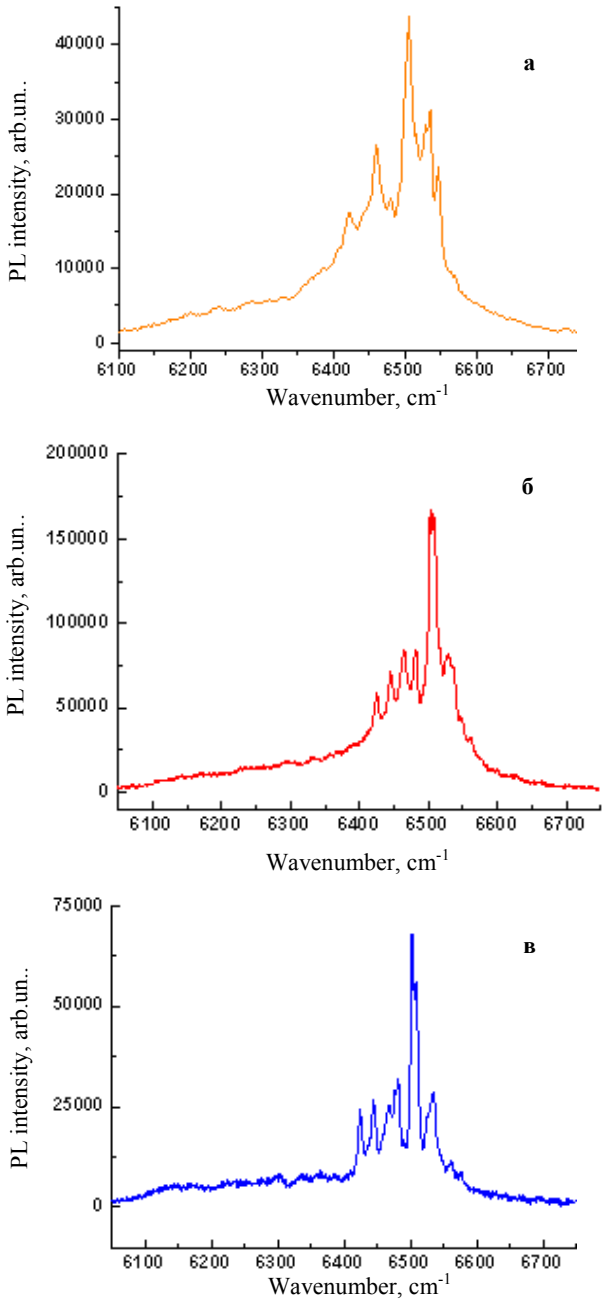


Рис. 1. Спектры ФЛ структур Si/SiGe:Er/Si(100) с толщиной слоя SiGe:Er d ≈ 0,8 мкм, выращенные при температуре а) 300ºС; б) 350ºС; в) 500ºС.

На рис.1 представлены спектры ФЛ структур Si/SiGe:Er/Si(100), выращенных при Ts = 300ºС (рис.1,а), 350ºС (рис.1,б) и 500ºС (рис.1,в). Толщина гетеослоя в структурах d = 0,65 – 0,8 мкм (см. Табл. 1). Как видно из рисунка, интенсивность сигнала ФЛ структуры №2 (Ts = 350ºС) возрастает примерно в 2 раза по сравнению с сигналом ФЛ структуры №5 (Ts = 500ºС), несмотря на примерное равенство толщин. Для слоя SiGe:Er, выращенного при Ts = 300ºС интенсивность ФЛ снижается. Можно высказать предположение, что значительная интенсивность ФЛ в структуре №2 связана с большим количеством атомов кислорода, захваченным растущим слоем, что должно способствовать эффективной активации атомов Er. Снижение интенсивности ФЛ в образце №1 связано, вероятно, со снижением подвижности адатомов в процессе роста при Ts = 300ºС.

Таким образом, обнаружено, что снижение температуры роста гетероструктур $Si_{1-X}Ge_X$:Er/Si(100) до 350 - 400ºС приводит к улучшению их структурного совершенства и повышению интенсивности ФЛ.

Авторы выражают благодарность Питиримовой Е.А. за проведение измерений на электронографе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 11-02-00963-а) и Минобрнауки РФ (ГК 16.552.11.7007).

1. Kasper E. Low Temperature Molecular Beam Epitaxy of Silicon (Si-MBE) / E. Kasper and F. Schaffler // Physica Scripta. 1989. V.T29. P.147-151.

2. Светлов С.П. Гетероэпитаксиальные структуры $Si_{1-x}Ge_x$/Si(100), полученные сублимационной молекулярно–лучевой эпитаксией кремния в среде GeH_4 / С.П.Светлов, В.Г.Шенгуров, В.Ю.Чалков, З.Ф.Красильник, Б.А.Андреев, Ю.Н.Дроздов // Известия РАН, сер. Физическая. 2001. Т. 65. №2. С. 204-207.

3. Matthews J.W. Defects in epitaxial multilayers: I. Misfit dislocations / J.W. Matthews, A.E. Blakeslee // J. Cryst. Growth. 1974. V.27. P.118-125.

Влияние физических факторов на процесс формирования микрогетерогенной системы полимер-ЖК, электрооптические свойства и эффект памяти композитных пленок с ЖК

М.М. Джонс, С.А. Булгакова, Н.Н. Смирнова, Т.Л. Хохлова

[1] НИИ химии Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

johns_m@mail.ru

Полимерные пленки с диспергированным в них жидким кристаллом (**ЖК**), называемые в англоязычной литературе polymer dispersed liquid crystal (**PDLC**) представляют собой микрогетерогенную двухфазную систему, контроль образования которой является эффективным способом управления морфологией и такими еѐ электрооптическими характеристиками как контраст, управляющие напряжения и времена отклика. Challa S.R. с сотр. [1] показали, что кинетика фазового разделения смеси полимер-ЖК, размеры капель, их количество и электрооптические свойства композита будут зависеть от температуры отверждения.

В данной работе исследованы PDLC, полученные методом фотополимеризации бинарных смесей акриловой кислоты (**АК**) с метилакрилатом (**МА**), бутилакрилатом (**БА**) и 2-этилгексилакрилатом (**ЭГА**) с 30 мас.% нематического ЖК – E7 (Merck) в присутствии фотоинициатора (**ФИ**) Irgacure 651 под действием УФ излучения лампы БУФ-15 ($\lambda \sim 254$ нм) при различных температурах. Используемый ЖК представляет собой смесь жидких кристаллов, которая находится в нематической фазе в широком интервале температур от -62°C до 61°C и обладает положительной диэлектрической анизотропией.

Влияние температуры фотоотверждения на свойства PDLC были изучены на всех мономерных парах акрилат-АК при трех выбранных составах, в которых композиты обладают оптимальными электрооптическими свойствами. Оказалось, что во всех случаях с увеличением температуры фотоотверждения мономерных смесей, снижаются управляющие напряжения ($E_{вкл}$ и $E_{выкл}$) образующихся из них PDLC пленок, но, как видно из рис. 1, начиная с 35-45°C, в большинстве своем они практически не изменяются. Таким образом можно отметить одну их общую закономерность, заключающуюся в том, что проведение фотополимеризации мономерных смесей при температуре 35-40°C, способствует улучшению свойств PDLC пленок в направлении снижения управляющих напряжений.

Мы полагаем, что снижение напряжений включения и выключения при повышении температуры фотополимеризации в нашем случае обусловлено образованием капель ЖК с формой, отличной от шарообразной. О подобных эффектах сообщалось в работе [2], где авторы показали, что в зависимости от температуры фотоотверждения наблюдаются существенные отклонения от равновесной шарообразной формы образующихся капель ЖК вследствие коалесценции или образования агломератов

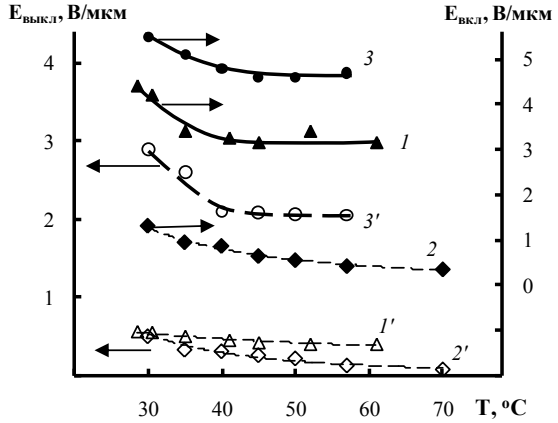


Рис. 1. Зависимость напряженностей включения ($E_{вкл}$) и выключения ($E_{выкл}$) от температуры в ходе фотополимеризации МА:АК = 85:15 мол% (*1, 1′*), БА:АК =70:30 мол.% (*2, 2′*) и ЭГА:АК = 50:50 мол.% (*3, 3′*)

произвольной формы, приводящие к изменению управляющих напряжений.

Известно, что кинетику фотополимеризации можно регулировать не только температурой процесса фотоотверждения, но и концентрацией фотоинициатора. Наиболее ярко изменения электрооптических свойств наблюдаются в системе БА:АК, и как следует из результатов представленных на рис. 2 и 3, чем выше концентрация фотоинициатора и температура отверждения фотополимеризующихся смесей, тем ниже управляющие напряжения полученных пленок PDLC. Оба этих фактора однозначно способствуют повышению скорости полимеризации, которая и определяет морфологию отвержденных пленок, обеспечивающую снижение управляющих напряжений.

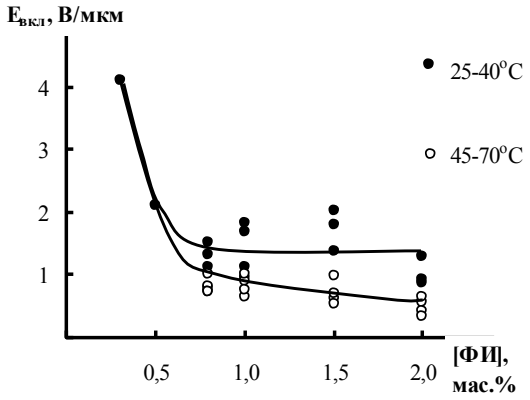


Рис. 2. Зависимость напряженности включения $E_{вкл}$ от концентрации фотоинициатора при различных температурах фотоотверждения мономерной смеси БА:АК=70:30 мол.% с 30 мас.% ЖК

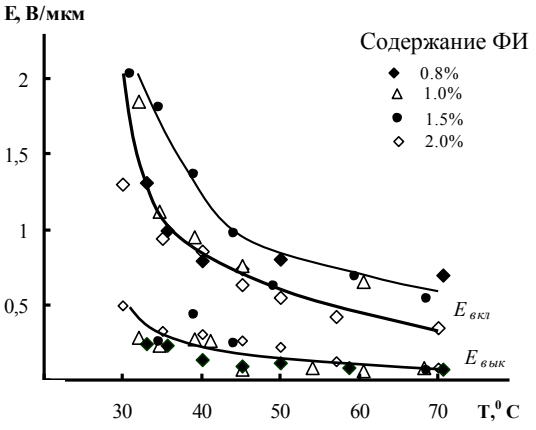


Рис. 3. Зависимость напряженности включения ($E_{вкл}$) и выключения ($E_{выкл}$) пленок на основе смеси БА:АК=70:30 мол.% от температуры фотоотверждения при различных концентрациях фотоинициатора.

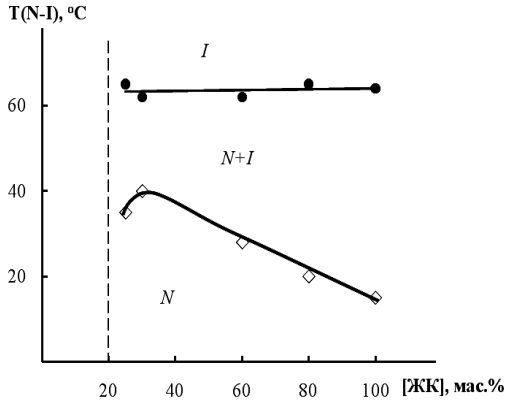


Рис. 4. Зависимость начальной (***а***) и конечной (***б***) температуры перехода нематический ЖК (N)- изотропная жидкость (I) в системе ЭГА:АК=50:50 мол.% от содержания ЖК

Интересным является тот факт, что все температурные зависимости перестают существенно изменяться при достижении температур порядка 40-50 ^{o}C. Это, вероятно, связано с тем, что при высоких температурах фазовое разделение происходит уже при охлаждении заполимеризованной системы и определенная часть ЖК остается растворенной в полимерной матрице. Данное предположение также подтверждается анализом диаграммы фазового состояния одной из изученных систем - ЭГА:АК, представленной на рис. 4, из которого следует, что переход ЖК из нематического состояния в изотропное (N→I), т.е. переход в однофазную область существования двухкомпонентной системы полимер-ЖК происходит в интервале температур 40^{o}C-60^{o}C. В результате непосредственно при фотоотверждении в этом интервале температур нематическая фаза образовываться не будет, и начнет выделяться только при охлаждении уже отвержденной, системы. Анализ ДСК кривых заполимеризованной системы позволил сделать вывод о том, что количество ЖК растворенного в полимерной матрице данного состава, - величина постоянная.

Интересным является тот факт, что эффект памяти, выражающийся в просветлении пленок PDLC после приложения напряжения, растет линейно с увеличением температуры фотоотверждения (табл.).

Таблица

Зависимость эффекта памяти ($\Delta T_{выкл}$) от температуры фотоотверждения мономерных смесей на основе БА:АК=70:30 мол.%

Температура, ^{o}C	25	30	35	40	45	50	60	70
$\Delta T_{выкл}$	0.25	2	2.7	3.2	4.3	4.2	7	8.3

Поскольку данная зависимость соблюдается при всех концентрациях ФИ, то можно прийти к выводу, что величина поверхностного сцепления капель ЖК с полимерной матрицей и, как следствие, упругая сила, возвращающая капли к исходному состоянию, существенно зависит именно от формы образующихся капель и их агломератов, а не от молекулярной массы полимерной матрицы.

Таким образом, увеличение температуры фотоотверждения приводит к снижению управляющих напряжений PDLC и к существенному росту эффекта памяти вследствие искажения формы капель в результате критического изменения кинетики выпадения ЖК.

1. Challa, S.R. Thermal induced phase separation of E7/PMMA PDLC system / S.R. Challa, S.Q. Wang, J.L. Koenig // Journal of Thermal Analysis. 1995. V.45. №6. P. 1297 – 1312.

2. Lovinger, A.J. Morphological investigation of UV-curable polymer-dispersed liquid-crystal (PDLC) materials / A.J. Lovinger, K.R. Amundson, D.D .Davis // Chem. Mater. 1994. V. 6. № 10. P. 1726–1736.

3. Margerum J. D., Addressing factors for polymer dispersed liquid crystal displays / J. D. Margerum, A. M. Lackner, J. H. Erdmann, E. Sherman // SPIE. 1991. V. 1455. P. 27–38.

О виде оператора квантового шума в квантовой электродинамике спонтанных полей

И.А. Дорофеев

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

dorof@ipm.sci-nnov.ru

Как известно, в классические уравнения движения, описывающие флуктуационные явления, сторонний шум вписывается «руками», на основании тех или иных разумных представлений о броуновском движении. В квантовой механике диссипативных систем динамические переменные резервуара (термостата) включаются в гамильтониан (лагранжиан) полной системы, поэтому в уравнениях движения для наблюдаемых естественным путѐм выделяются операторные части, ответственные за квантовый шум в рассматриваемой системе. Примером может служить как сравнительно простая задача о квантовом осцилляторе с диссипацией [1], так и задача о квантовании электромагнитного поля в диэлектрике с потерями [2]. Ключевым элементом в таком описании является «константа связи» - функция, перемешивающая наблюдаемые изучаемой системы и термостата в гамильтониане. В данной заметке сравниваются квантовые уравнения движения для выделенной моды электромагнитного поля, находящейся в равновесии с термостатом, с одной стороны, и для произвольного квантового осциллятора, связанного с термостатом, с другой стороны. Сравнение уравнений движения позволяет найти явный вид константы связи между модой и термостатом.

Рассмотрим квантовую систему, представляющую собой гармонический осциллятор с частотой ω_0, соответствующий моде квантованного поля. Для учѐта потерь в этой системе обычно полагают, что выделенная система связана с резервуаром, который представляет собой большое число осцилляторов с разными частотами ω_j. Число осцилляторов должно быть большим настолько, чтобы их состояние (которое может и не быть термодинамически равновесным в общем случае) не менялось заметно в результате взаимодействия с выделенной модой поля. В приближении вращающейся волны гамильтониан полной системы (выделенная система плюс резервуар) имеет вид [3]

$$\hat{H} = \hbar\omega_0(\hat{a}^\dagger\hat{a}+1/2)+\sum_j \hbar\omega_j\left(\hat{A}_j^\dagger\hat{A}_j+1/2\right)+ \\ +\sum_j \hbar\left[g(\omega_j)\hat{a}\hat{A}_j^\dagger + g^*(\omega_j)\hat{a}^\dagger\hat{A}_j\right], \quad (1)$$

где $\hat{a}$, $\hat{A}$ – операторы уничтожения осцилляторных мод системы и резервуара, а эрмитово сопряжѐнные им – операторы рождения соответствующих мод, $g(\omega_j)$ константа связи между выделенной модой поля системы и модами термостата. Одновременные коммутаторы операторов различных мод равны нулю. Из (1) и коммутационных соотношений стандартным образом получаются уравнения движения, описывающие эволюцию операторов выделенной системы [3]. Например, при условии $\gamma << \omega_0$ можно получить уравнение

$$\ddot{\hat{a}}(t)+\gamma\dot{\hat{a}}(t)+\omega_0^2\hat{a}(t) = \\ =-\sum_j g(\omega_j)(\omega_0+\omega_j)\hat{A}(\omega_j)\exp(-i\omega_j t), \quad (2)$$

где $\gamma = \pi\rho(\omega_0)|g(\omega_0)|^2$, $\rho(\omega)d\omega$ – спектральная плотность квантового шума резервуара в диапазоне квазинепрервно распределѐнных частот $d\omega$. Заметим, что это не что иное, как флуктуационно-диссипативное соотношение, связывающее диссипацию в выделенной системе со спектром квантового шума в термостате.

С другой стороны, формальная модель, в которой квантовая частица с массой m, характеризуемая канонически сопряжѐнными обобщѐнными координатой и импульсом $\{\hat{x},\hat{p}\}$, связана «пружинами» с большим числом частиц резервуара с массами m_j, описываемыми координатами и импульсами $\{\hat{q}_i,\hat{p}_i\}$, также хорошо известна [4]. Связь выделенной частицы с резервуаром может быть по координатам или по импульсам, соответствующие гамильтонианы связаны унитарным преобразованием. Например, модельный гамильтониан такой системы, в котором используется связь по координатам, можно записать в следующем виде

$$\hat{H} = \hat{p}^2/2m+\hat{V}(\hat{x})+ \\ +\sum_j\left[\hat{p}_j^2/2m_j + m_j\omega_j^2(\hat{q}_j-\hat{x})^2/2\right]. \quad (3)$$

Операторы в (3) подчиняются обычным коммутационным соотношениям $[\hat{x},\hat{p}]=i\hbar$, $[\hat{q}_j,\hat{p}_k]=i\hbar\delta_{jk}$. Далее для удобства шляпки будут опущены.

Из гейзенберговских уравнений движения и правил коммутации следует квантовое ланжевеновское уравнение движения для выделенной частицы, описывающее процесс немарковского типа

$$m\ddot{x}+\int_{-\infty}^{t} dt'\mu(t-t')\dot{x}(t')+V'(x)=F(t), \quad (4)$$

где $\mu(t)=\sum_j m_j\omega_j^2\cos(\omega_j t)\theta(t)$, где $\theta(t)$ – функция Хевисайда, а выражение для оператора шума в правой части (4) имеет следующий вид

$$F(t)=\sum_j m_j\omega_j^2\left[q_j\cos(\omega_j t)+p_j\sin(\omega_j t)/m_j\omega_j\right]. \quad (5)$$

Учитывая связь операторов q_i, p_i термостата с операторами $A_j^\dagger, A_j$ осцилляторов термостата

$$q_j=\sqrt{\hbar/2m_j\omega_j}(A_j^\dagger+A_j),$$
$$p_j=i\sqrt{\hbar m_j\omega_j/2}(A_j^\dagger-A_j),$$

получим из (5)

$$F(t)=\sum_j \omega_j\sqrt{\hbar m_j\omega_j/2}\left[A_j\exp(-i\omega_j t)+ + A_j^\dagger\exp(i\omega_j t)\right]. \quad (6)$$

В свою очередь, используя выражение оператора координаты $\hat{x}$ осциллятора через операторы рождения и уничтожения $x=\sqrt{\hbar/2m\omega_0}(a^\dagger+a)$, и конкретный вид гармонического потенциала $V(x)=(1/2)m\omega_0^2x^2$, получим из уравнения (4)

$$[\ddot{a}(t)+\ddot{a}^\dagger(t)]+m^{-1}\int_{-\infty}^{t}dt'\mu(t-t')[\dot{a}(t')+\dot{a}^\dagger(t')]+ + \dot{a}^\dagger(t')]+\omega_0^2[a(t)+a^\dagger(t)]=\sqrt{2\omega_0/\hbar m}F(t), \quad (7)$$

откуда, переходя к марковскому процессу $\mu(t-t')=\gamma\delta(t-t')$, и учитывая явный вид оператора шума (6) в уравнении (7), получаем уравнение для оператора уничтожения

$$\ddot{a}(t)+\gamma\dot{a}(t)+\omega_0^2a(t)= =\sum_j \omega_j\sqrt{m_j\omega_j\omega_0/m}\;A_j(\omega_j)\exp(-i\omega_j t). \quad (8)$$

Сравнение (8) с (2) даèт явный вид константы связи $g(\omega_j)=\sqrt{m_j\omega_j\omega_0/m}$.

Небольшое отличие правых частей в выражениях (8) и (2) связано с принятым приближением вращающейся волны.

Учтѐм теперь (см., например [1]) что, для замены в (3) осциллятора с массой m на полевой осциллятор, нужно везде сделать переход $m^{-1}\to 4\pi c^2$. Тогда $g(\omega_j)=c\sqrt{4\pi m_j\omega_j\omega_0}$.

Наконец покажем, что из разных модельных гамильтонианов следует одинаковое выражение для диссипативного параметра γ. Будем считать, так же как и в [3], что моды термостата распределены квазинепрерывно, поэтому используем плотность мод $\rho(\omega)$, и перейдѐм к интегралу в определении функции $\mu(t)$, приведѐнном у нас сразу после формулы (4). Тогда второй член в левой части уравнения движения (7), например, для оператора уничтожения, можно вычислить следующим образом

$$(m_j/m)\int_{-\infty}^{t}dt'\int_0^\infty d\omega\,\rho(\omega)\omega^2\cos[\omega(t-t')]\dot{a}(t')\approx$$
$$\approx\pi\rho(\omega_0)\omega_0^2(m_j/m)\dot{a}(t)=\gamma\dot{a}(t), \quad (9)$$

где мы вынесли из-под интеграла функцию $\rho(\omega_0)\omega_0^2$ на частоте осциллятора выделенной моды, тем самым полагая, что наиболее эффективное взаимодействие с термостатом происходит на собственной частоте осциллятора, и воспользовались известным интегральным представлением для дельта-функции. Полученный результат в точности совпадает с выражением из [3], приведѐнным здесь после формулы (2), если учесть найденное выражение для константы связи $g(\omega_j)=\sqrt{m_j\omega_j\omega_0/m}$. Если по аналогии с вакуумом ввести полевой осциллятор резервуара, т.е. перейти к квазинепрерывной среде с диэлектрической проницаемостью ε, и сделать соответствующую замену $m_j^{-1}\to 4\pi\mathrm{v}^2$, где v=c/n, а $n^2=\varepsilon$ – индекс рефракции, то константа связи станет равной $g(\omega)=\sqrt{\varepsilon(\omega)\omega\omega_0}$. Учитывая, что квантовый оператор шума (правая часть выражения (8)) содержит константу связи в качестве сомножителя, как это следует из (8), то можно сделать вывод, что выражение для квантового оператора шума в рассмотренной простейшей задаче согласуется по форме с видом оператора шума в правых частях квантовых уравнений Максвелла [5] для операторов электромагнитного поля, а по смыслу, - в спектральном диапазоне интенсивного шума, когда $\varepsilon''(\omega)>>\varepsilon'(\omega)$. Используя коммутатор операторов термостата $A_j^\dagger, A_j$, и формулы (6)-(9), можно найти коммутатор шума $[F(t),F^\dagger(t')]\approx 2\gamma\delta(t-t')$.

Работа поддержана Министерством образования и науки г. Нижний Новгород, грант №11-02-97026.

1. Senitzky I.R.// Phys.Rev. **119** (1960) 670.
2. Huttner B., Barnett S.M.// Phys.Rev.A, **46** (1992) 4306.
3. Mandel L., Wolf E. Quantum coherence and quantum optics, (Cambridge University Press, 1995)
4. Ford G.W., Lewis J.T., O'Connell R.F.// Phys.Rev. A, **37** (1988) 4419.
5. Gruner T., Welsch D.-G.// Phys.Rev.A **53** (1996) 1818.

Термодинамика спонтанных полей в неоднородной диссипативной системе

И.А. Дорофеев

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

dorof@ipm.sci-nnov.ru

В ряде работ был разработан метод расчѐта свободной энергии электромагнитного поля в неоднородной диссипативной среде [1, 2].

В результате получена следующая форма представления свободной энергии

$$F(T) = -k_B T \int_0^\infty \rho(\omega)\, \ell n\big[Z(\omega,T)\big] d\omega, \qquad (1)$$

где $Z(\omega,T)$ есть статистическая сумма

$$Z(\omega,T) = \sum_{n=0}^{\infty} Exp[-E_n(\omega)/k_B T] = \frac{Exp(-\hbar\omega/2k_B T)}{1-Exp(-\hbar\omega/k_B T)}, \qquad (2)$$

где $E_n(\omega) = \hbar\omega(n+1/2)$ в частном случае гармонического осциллятора.

Из (1) следует выражение для внутренней энергии

$$U(T) = -T^2 \frac{\partial}{\partial T}\big(F(T)/T\big)_V = \int_0^\infty \rho(\omega)\Theta(\omega,T) d\omega, \qquad (3)$$

где $\Theta(\omega,T) = \big(\hbar\omega/2\big) cth\big(\hbar\omega/2k_B T\big)$ - средняя энергия осциллятора.

Из (1) и (3) дифференцированием получаются энтропия и теплоѐмкость [3]

$$S(T) = -\big(\partial F(T)/\partial T\big)_V, \quad C_V(T) = \big(\partial U(T)/\partial T\big)_V. \qquad (4)$$

Для бозонных систем химический потенциал равен нулю, поэтому свободная энергия равна термодинамическому потенциалу, которые в свою очередь связаны с давлением соотношением $F(T) = \Omega(T) = -P(T)V$, где P – давление V – объѐм рассматриваемой подсистемы.

Ключевой величиной в теории [1, 2], определяющей все эти функции, является функция $\rho(\omega)$, задаваемая формулой

$$\rho(\omega) = -\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\int_0^\infty \rho(\beta) d\beta\, \frac{\partial}{\partial\omega}\ell n\, D(\beta,\omega), \qquad (5)$$

где β – переменная, связанная с интегралами движения, в частности, это может быть компонента волнового числа. В однородной бесконечной среде $\rho(\beta) = L^3/(2\pi)^3$ и $d\beta = k^2 dk \sin\vartheta d\vartheta d\phi$, $D = \prod D^{(i)}$, где $D^{(i)}$ – дисперсионное уравнение, "i" означает ветвь собственных мод исследуемой системы.

Рассмотрим подсистему, определяемую плоской границей раздела в гетерогенной системе, состоящей из двух полупространств, причѐм материалы этих полупространств допускают существование поверхностных поляритонов на границе раздела. Дисперсионное уравнение для поверхностных волн известно, поэтому можно определить соответствующий им вклад в термодинамические функции. Действительно, в этом случае для величин, фигурирующих в (5) мы имеем $d\beta = k_{SP} dk_{SP} d\phi$, $\rho(\beta) = L^2/(2\pi)^2$ и

$$D^{SP} = k_{SP}^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon(\omega)+1}, \qquad \mathrm{Re}\{\varepsilon(\omega)\} < -1, \qquad (6)$$

поэтому

$$\rho_{SP}(\omega) = -\frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty k_{SP} dk_{SP}\, \mathrm{Im}\Big\{\big[D^{SP}\big]^{-1}\partial D^{SP}/\partial\omega\Big\}, \qquad (7)$$

где

$$\frac{\partial D^{SP}}{\partial\omega} = -\frac{2\omega}{c^2}\left[\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon(\omega)+1} + \frac{\omega}{2[\varepsilon(\omega)+1]}\frac{d\varepsilon(\omega)}{d\omega}\right]. \qquad (8)$$

Следует заметить, что выражение для свободной энергии (1) с выражением (5) справедливо для сред с произвольной диссипацией, хотя в этом случае (5) и не имеет смысла спектральной плотности состояний. Однако, в прозрачных средах это определѐнно плотность состояний в заданном спектральном диапазоне.

Поскольку поверхностная волна является собственно распространяющейся волной по границе раздела именно в средах со слабой диссипацией ($\mathrm{Im}\{\varepsilon\} \to 0$), то имеет смысл рассмотреть соответствующий переход в выражении (7). В этом случае

$$D^{SP} = k_{SP}^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon(\omega)+1} \approx k_{SP}^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon'(\omega)}{\varepsilon'(\omega)+1} - i\Delta,$$

$$(\Delta \to 0), \qquad (9)$$

где $\Delta = (\omega^2/c^2)\varepsilon''(\omega)/[\varepsilon'(\omega)+1]^2$.

Используя формулу Сохоцкого для взятия интеграла в (7), имеем

$$\rho_{SP}(\omega) = \frac{\omega}{2\pi c^2}\left\{\frac{\varepsilon'(\omega)}{\varepsilon'(\omega)+1} + \frac{\omega}{2[\varepsilon'(\omega)+1]^2}\frac{d\varepsilon'(\omega)}{d\omega}\right\}, \qquad (10)$$

в полном соответствии с результатом работ [4, 5], полученным на основе стандартного метода расчѐта плотности состояний, принятом в теории твѐрдого тела. Знание спектральной плотности состояний позволяет получить двумерный аналог закона Планка, то есть спектральную плотность энергии поверхностных поляритонов, а именно

$$u_{SP}(\omega) = \rho_{SP}(\omega)\Theta(\omega,T), \qquad (11)$$

и другие термодинамические функции. Например плотность энергии поверхностных поляритонов

$$U_{SP}(T) = \int_{\omega 1}^{\omega 2} d\omega\, \rho_{SP}(\omega)\Theta(\omega,T), \qquad (12)$$

где частоты $\omega 1$ и $\omega 2$ определяют частотный диапазон существования поверхностных поляритонов $\mathrm{Re}\{\varepsilon(\omega)\} < -1$.

Для численных расчѐтов мы использовали модель Друде при описании свойств материала, в частности у алюминия плазменная частота и затухание $\omega_P = 2.3\times10^{16}\ rad/s$, $\nu = 1.3\times10^{14}\ s^{-1}$. В этом случае резонансы в (10) эффективно подавляются экспонентой функции $\Theta(\omega,T)$ в спектральном диапазоне частот, вплоть до УФ, а также для разумных в физике твѐрдого тела значениях температуры. Поэтому для хороших металлов спектральная плотность в (10) определяется главным членом, который легко выделяется, и равен $\rho_{SP}(\omega) \approx \rho_0^{2D}(\omega) = \omega/2\pi c^2 -$ двумерной плотности состояний осцилляторов с одной поляризацией. Тогда из (11) следует выражение для спектральной плотности распределения поверхностных поляритонов на плоской поверхности раздела сред

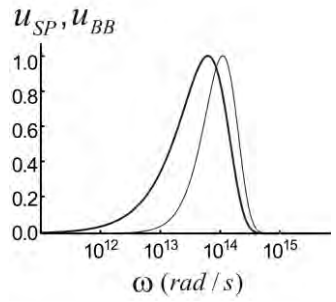
$$u_{SP}(\omega) = \rho_0^{2D}(\omega)\Theta(\omega,T) = \frac{\hbar\omega^2}{2\pi c^2[exp(\hbar\omega/k_BT)-1]}. \quad (13)$$

Закон Планка в трѐхмерном случае имеет, как известно, следующий вид

$$u_{BB}(\omega) = \rho_0^{3D}(\omega)\Theta(\omega,T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3[exp(\hbar\omega/k_BT)-1]}, \quad (14)$$

где $\rho_0^{3D}(\omega) = \omega^2/\pi^2c^3$ - трѐхмерная спектральная плотность осцилляторов свободного поля с учѐтом двух поляризаций. В (13) и (14) мы оставили только температурную часть функции $\Theta(\omega,T)$.

На рисунке представлены нормированная спектральная плотность энергии поверхностных плазмон-поляритонов $\tilde{u}_{SP}(\omega)$ (согласно (13)), возбуждаемых на границе алюминия и вакуума (толстая линия), и спектральная плотность энергии



равновесного поля фотонов (тонкая линия), согласно закону Планка $\tilde{u}_{BB}(\omega)$ (выражение (14)) как функции частоты, при $T = 300K$. Нормировка проведена на соответствующие максимальные величины. Если перейти к переменной $x = \hbar\omega/k_BT$, то можно установить, что максимум функции $u_{SP}(x)$ имеет место при $x \approx 1.59$, в то время как максимум $u_{BB}(x)$, как известно [3], соответствует значению $x \approx 2,82$.

Работа поддержана Министерством образования и науки г. Нижний Новгород (грант № 11-02-97026).

1. Barash Yu.S. // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Radiofiz. [Sov. Radiophys.] **16**, 1086 (1973).
2. Barash Yu.S., Ginzburg V.L. // Sov. Phys. Usp. **19**, 263 (1976).
3. Landau L.D., Lifshitz E.M., Statistical Physics (Pergamon, Oxford, 1969).
4. Illarion Dorofeyev // Phys. Lett. A **375**, 2885 (2011).
5. Illarion Dorofeyev // Physica Scripta **84**, 055003 (2011).

Электромагнитные поля плёнки ионного кристалла

И.А. Дорофеев [1], Е.А. Виноградов [2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область

dorof@ipm.sci-nnov.ru

Из-за квантовых и тепловых возбуждений все твѐрдые тела являются источниками флуктуационного электромагнитного поля [1]. Если же степень ионности кристалла достаточно высока, то в непосредственной близости от поверхности твѐрдого тела возникают и статические кулоновские поля, экспоненциально спадающие от поверхности на масштабе порядка постоянной решѐтки [2, 3]. Совокупность статических кулоновских полей ионов решѐтки кристалла и динамических флуктуационных полей, возникающих из-за броуновских колебаний ионов вблизи положений их равновесия, определяет электромагнитные поля вблизи поверхности раздела сред.

В данной работе рассчитаны статические кулоновские и термостимулированные электромагнитные поля в вакууме и исследована их пространственная структура вблизи поверхности ионного кристалла на примере кубической решѐтки NaCl. Потенциал системы ионов для бесконечного кристалла можно представить в виде ряда кулоновских потенциалов. Известно [2], что результат суммирования таких рядов зависит от порядка суммирования, поэтому возникает необходимость в разработке эффективных методов решения этой задачи. Впервые выражение для регулярного потенциала в вакууме, создаваемого кристаллом NaCl с плоскостью (001) было получено в работе [3], и было показано, что ряд Фурье, дающий решение задачи, быстро сходится. Тепловая энергия термостата и вакуумные флуктуации приводят к случайному движению монополей вблизи их положений равновесия. Фактически, если учесть движение монополей, необходимо суммировать потенциалы Лиенара-Вихерта, и таким образом находить динамическую часть потенциала. В простейшем случае, мы учтѐм, что в результате броуновских колебаний, координаты зарядов становятся случайными функциями времени $\vec{r}_k(t) = \vec{r}_k + \delta\vec{r}_k(t)$, что приводит к появлению квазистационарной динамической поправки к статическому потенциалу $\phi(\vec{r},t) = \phi_0(\vec{r}) + \delta\phi^{(m)}(\vec{r},t)$, причѐм, это поправка монопольного типа, связанная с броуновским движением зарядов.

Дипольная поправка возникает из-за того, что элементарная ячейка содержит несколько зарядов разного знака, и в результате броуновских колебаний расстояние между двумя зарядами $l_k(t) = a/2 + \delta|\vec{r}_k(t)|$, где a – период решѐтки, меняется со временем случайным образом, что приводит к появлению флуктуационного дипольного момента $\vec{p}_k(t) = |e_k|\vec{l}_k(t)$. Таким образом, потенциал суммарного поля колеблющейся ионной решѐтки содержит один регулярный член, один флуктуационный член монопольного и один флуктуационный член дипольного типа $\phi(\vec{r};t) = \phi_0(\vec{r}) + \delta\phi^{(m)}(\vec{r};t) + \delta\phi^{(p)}(\vec{r};t)$.

Далее, используя выражение для $\delta\phi(\vec{r},t)$, мы найдѐм динамические поправки к статическому электрическому полю и определим корреляционные функции компонент поля и его спектр на основе флуктуационно-диссипативной теоремы, поскольку $\overline{E_i(t)E_j(t')} \sim \overline{\delta x_i(t)\delta x_j(t')}$, $(i,j = 1,2,3)$, где корреляционную функцию смещений можно выразить через спектральный тензор $g_{ij}(\omega)$, согласно теореме Винера-Хинчина.

Будем считать ионы в решѐтке осцилляторами, находящимися в тепловом равновесии с термостатом, и воспользуемся флуктуационно-диссипативной теоремой для того, чтобы найти спектр их флуктуаций. Спектр флуктуаций координат осциллятора массой m с собственной частотой ω_0 и диссипацией, характеризуемой параметром γ, хорошо известен

$$g_{ij}(\omega) = \frac{\gamma\Theta(\omega,T)}{\pi m[(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (\gamma\omega)^2]}\delta_{ij},$$

где $\Theta(\omega,T)$ – средняя энергия осциллятора при температуре T. Тогда, например, для спектральной плотности x – компоненты поля колеблющихся ионов, имеем

$$\overline{\left|E_x^{(m)}(\vec{r},N,\omega)\right|^2} = (16\pi^2 e a^{-3})^2 f_x(\vec{r},N) g_{xx}(\omega),$$

где

$$f_x(\vec{r},N) = \left\{ \sum_{l,m}\sum_{N} \frac{l^2 \exp[-(2\pi z/a)\sqrt{l^2+m^2}][1-(-\exp[-\pi\sqrt{l^2+m^2}])^N]}{\sqrt{l^2+m^2}(1+\exp[-\pi\sqrt{l^2+m^2}])} \times \right.$$
$$\left. \sin\left(\frac{\pi l}{2}\right)\sin\left(\frac{\pi m}{2}\right)\cos\left[2\pi\left(\frac{lx}{a}+\frac{my}{a}-\frac{l+m}{4}\right)\right] \right\}^2,$$

и аналогично для других компонент, из которых следует выражение для энергии флуктуационного поля колеблющихся монополей $u^{(m)}(\vec{r},N)$ после интегрирования по всем частотам.

Спектральный состав генерируемого флуктуационного поля ионами решѐтки понятен из формул. Хорошо известно, что в квазистационарном случае ($\omega z << c$) , в спектре термостимулированного поля присутствует ярко выраженный резонанс на частоте квазистатического поляритона ω_{QP} , являющегося корнем уравнения $\varepsilon(\omega)+1=0$, где $\varepsilon(\omega)$ –диэлектрическая проницаемость материала исследумого образца. В рассматриваемой модельной задаче этот резонанс возникает из приравнивания собственной частоты в выражении $g_{ii}(\omega)$ для спектра колебаний ионов решѐтки, частоте кулоновского, или квазистатического поляритона $\omega_0=\omega_{QP}$, хотя бы в нескольких верхних слоях ионов решѐтки, при этом в глубине решѐтки оставляя частоту колебаний равной частоте объѐмного фонона $\omega_0=\omega_{TO}$.

На рис. 1 показана зависимость величины $u^{(m)}(N)/u^{(m)}(1)$ от числа ионных слоѐв N . На вставке детально демонстрируется отличие $u^{(m)}(2)/u^{(m)}(1)$ от величины $u^{(m)}(3)/u^{(m)}(1)$ и т.д.

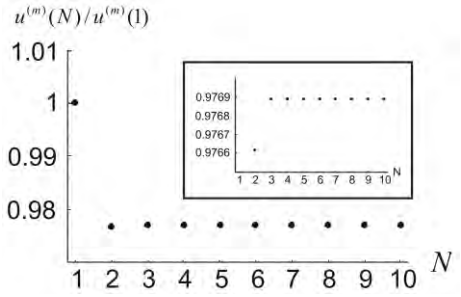


Рис. 1

Для сравнения мы рассчитали плотность регулярного $u^{(reg)}$ поля ионов [3], монопольной части флуктуационного $u^{(m)}$ поля ионов и дипольного поля $u^{(p)}$ [1,4] для полубесконечной системы ионов ($N\to\infty$). При расчѐте энергии флуктуационного поля дипольного типа, использовалась осцилляторная модель диэлектрической функции $\varepsilon(\omega)$ с резонансной частотой $\omega_{TO}=\omega_0$ и характерным параметром затухания $\gamma=0.01\omega_{TO}$ соответствующими NaCl из [2] . Кроме того, для простоты ввели единую приведѐнную массу осциллятора $m=m_{Na}m_{Cl}/(m_{Na}+m_{Cl})=2.32\times10^{-23}$ г , где массы атомов натрия и хлора $m_{Na}=3.84\times10^{-23}$ г, $m_{Cl}=5.85\times10^{-23}$ г , соответственно.

Из-за экспоненциально резкой зависимости $u^{(reg)}$ и $u^{(m)}$ от z , при удалении от поверхности тела на расстояниях $z>a$, практически полностью замещаются флуктуационным полем дипольного типа $u^{(p)}$. Это убедительно иллюстрируется тоновыми изображениями на Рис.2. На этом рисунке показано распределение нормированной плотности энергии $\dfrac{u^{(reg)}(\vec{r},z)+u^{(m)}(\vec{r},z)+u^{(p)}(\vec{r},z)}{u^{(p)}(\vec{r},z)}$, в плоскости, параллельной границе образца в координатах (x/a, y/a) на различных расстояниях z/a от поверхности. При этом рисунок а) соответствует значению $z/a=1$, б)- значению $z/a=1.04$, в)- $z/a=1.08$, г)- $z/a=1.1$. Более светлые части рисунка соответствуют большим значениям плотности энергии поля. Очевидно, что структурированность плотности энергии в латеральных направлениях с периодом $a/2$ связана с периодическим расположение ионов в решѐтке, и она исчезает с увеличением z , замещаясь однородным фоном флуктуационного поля дипольного типа, как это качественно и должно быть.

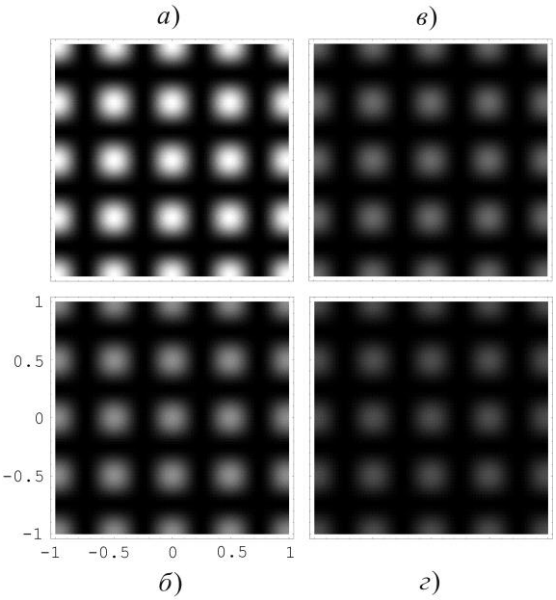


Рис. 2

Авторы выражают благодарность РФФИ за финансирование работы по гранту 11-02-00325-а.

1. Левин М.Л., Рытов С.М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967.

2. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твѐрдого тела, т.1 и 2. М.: Мир, 1979.

3. Lennard-Jones J.E., Dent B.M.. // Trans. Faraday Soc., 1928, v.24, pp.92-108.

4. Виноградов Е.А., Дорофеев И.А. Термостимулированные электромагнитные поля твѐрдых тел // Физматлит, 2010, ISBN: 978-5-9221-1212-3

Степень поляризации электромагнитного поля нефотонного типа

И.А. Дорофеев [1], Е.А. Виноградов [2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область

dorof@ipm.sci-nnov.ru

Степень поляризации является важной характеристикой электромагнитных полей любого происхождения. Известно [1, 2], что для описания поляризационных состояний свободного электромагнитного поля используется матрица когерентности 2×2, или соответствующий этой матрице набор четырèх параметров Стокса. Этот метод описания применим в частном случае, когда поле имеет локальную структуру плоской волны, а интенсивность такой волны формируется потоком фотонов, - частиц с чѐтко определѐнными характеристиками, не имеющими собственной системы покоя. Другими словами, - частицами, не имеющими сферической симметрии, а поэтому из трѐх проекций $(+1,0,-1)$ собственного момента фотона но ось квантования, проекция (0) запрещена. В этом случае матрица когерентности может быть представлена единственным образом в виде суммы полностью поляризованной и полностью неполяризованной частей. Отношение средней интенсивности поляризованной части к усреднѐнной суммарной интенсивности в некоторой выбранной точке $\vec{r}$ пространства определяет локальную степень поляризации электромагнитного поля.

В общем же случае поле описывается матрицей когерентности 3×3, и совсем необязательно представляет из себя поток фотонов, характеризуемый цилиндрической симметрией. Примером могут служить квазистатические поля, ближние поля тепловой природы, поля в полостях субволнового размера, и т.д. В связи с этим, концепция степени поляризации была обобщена, и сейчас включает в себя в виде простейшего примера, случай плоской волны и соответствующий ей поток фотонов. Но, кроме того, разработанная концепция позволяет ввести понятие степени поляризации в случае трѐхмерных электромагнитных полей любой природы [3-7].

Например, расширяя стоксовый формализм на общий случай, описываемый матрицами когерентности 3×3, в работе [7] введена степень поляризации произвольного поля и исследованы еѐ свойства в приложении к случаю поверхностных поляритонов. В этой и более ранних статьях, для разложения корреляционной матрицы электрического типа использовались матрицы Гелл-Манна вместо спиновых матриц Паули, используемых в традиционной двумерной теории поляризации. Поляризационные свойства трѐхмерного, стационарного случайного электромагнитного поля в точке $\vec{r}$ на частоте ω описываются 3×3 спектральной матрицей $\Phi_3(\vec{r},\omega)$ с элементами

$$\phi_{ij}(\vec{r},\omega)=\left\langle E_i(\vec{r},\omega)E_j^*(\vec{r},\omega)\right\rangle,$$

где $E_i(\vec{r},\omega)$, $(i,j=x,y,z)$ - декартовые компоненты электрического поля, а угловые скобки и звезда означают усреднение по ансамблю полей и комплексное сопряжение. Степень поляризации $P_3(\vec{r},\omega)$ таких трѐхмерных полей определяется следующим образом

$$P_3^2(\vec{r},\omega)=\frac{3}{2}\left[\frac{Tr\left\{\Phi_3^2(\vec{r},\omega)\right\}}{Tr^2\left\{\Phi_3(\vec{r},\omega)\right\}}-\frac{1}{3}\right],$$

где Tr означает след. Таким образом определѐнная величина $P_3(\vec{r},\omega)$ инвариантна при унитарных преобразованиях и удовлетворяет условию $0\le P_3(\vec{r},\omega)\le1$. Сама матрица $\Phi_3(\vec{r},\omega)$ эрмитовая и может быть приведена к диагональному виду путѐм унитарного преобразования. Собственные значения λ_i, $(i=1,2,3)$ этой матрицы вещественны и могут быть упорядочены $\lambda_1\ge\lambda_2\ge\lambda_3\ge0$. Из этого определения следует выражение степени поляризации через собственные значения

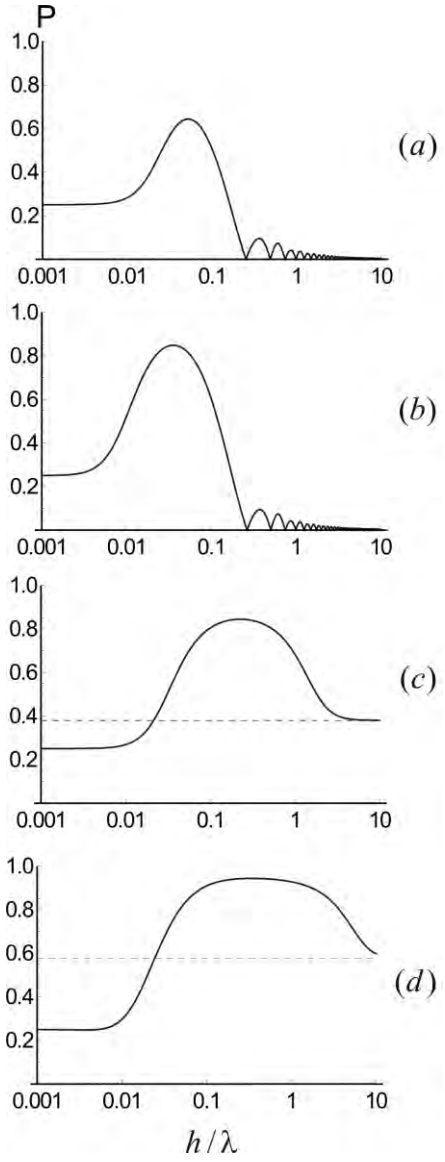
$$P_3(\vec{r},\omega)=\frac{\sqrt{(\lambda_1-\lambda_2)^2+(\lambda_1-\lambda_3)^2+(\lambda_2-\lambda_3)^2}}{\sqrt{2}(\lambda_1+\lambda_2+\lambda_3)}.$$

Видно, что $P_3(\vec{r},\omega)$ полностью симметрична по отношению к собственным значениям спектральной матрицы.

Ещѐ один способ введения степени поляризации был предложен в [5,6]. Было показано, что 3×3 спектральная матрица для электрического поля в любой точке пространства может быть однозначно представлена суммой трѐх матриц. Первая из которых представляет полностью поляризованное поле, а две других характеризуют вклад неполяризованного поля. И, естественно, что отношение усреднѐнной интенсивности поляризованной части к усреднѐнной интенсивности суммарного поля в выбранной точке пространства, может быть принято как определение локальной степени поляризации случайного, статистически стационарного, трѐхмерного поля. И это отношение может быть выражено в терминах собственных значений матрицы спектральной плотности $P_3(\vec{r},\omega)=\frac{(\lambda_1-\lambda_2)}{(\lambda_1+\lambda_2+\lambda_3)}$, и сведено к обычному выражению для степени поляризации для случая, когда поле имеет локальную структуру плоской волны. В этом случае $\lambda_3=0$, и $P_3(\vec{r},\omega)=(\lambda_1-\lambda_2)/(\lambda_1+\lambda_2)$, в полном согласии со стандартным двумерным случаем [1,2].

Следует подчеркнуть, что спектральная матрица когерентности теплового поля полупространства сводится к диагональной форме, как в равновесной, так и в неравновесной задачах, см. более детально [8]. При этом, $\lambda_1 = \varphi_{zz}$ и $\lambda_2 = \lambda_3 = \varphi_{xx} = \varphi_{yy}$. В этом случае оба приведѐнных здесь определения степени поляризации становятся идентичными. Учитывая однозначное определение степени поляризации в случае термостимулированных полей, мы рассчитали еѐ на разных расстояниях от поверхности h/λ для материалов, описываемых существенно разными моделями диэлетрической проницаемости. А именно, для ZnSe ($\omega_{TO} \approx 200 cm^{-1}$, $\omega_{LO} \approx 251 cm^{-1}$, $\gamma = 0.02\omega_{TO}$, , $\varepsilon_0 = 9.06$) на основе осцилляторной модели, и на основе модели Друде для алюминия ($\omega_P \approx 1220300 cm^{-1}, \gamma = 0.01\omega_P$).

На рисунке представлена зависимость степени поляризации теплового поля ($P = |P_3(\vec{r},\omega)|$), генерируемого полупространством, заполненным ZnSe (a) и Al (b) в равновесной задаче, и ZnSe (c) и Al (d) в неравновесной задаче (когда нагретый образец высвечивает в холодное окружение), как функция от нормированного расстояния от поверхности. Расчѐт проведѐн для частот в диапазоне возбуждения поверхностных поляритонов, конкретно на частоте $\omega = 209 cm^{-1}$ для ZnSe и на частоте $\omega = 5320 cm^{-1} < \omega_P/\sqrt{2}$ для алюминия. Отчѐтливо видно, что в любом случае $P = 1/4$ на малых расстояниях, т.е. при $h/\lambda << 1$, потому что $\lambda_1 = 2\lambda_2 = 2\lambda_3$ в этом диапазоне расстояний [3,8]. Однако на больших расстояниях, когда $h/\lambda >> 1$, величина P ведѐт себя совершенно по-разному в равновесных и неравновесных условиях. А именно, в равновесной задаче (рисунки (a) и (b)) степень поляризации стремится к нулю, при $h/\lambda >> 1$, потому что в свободном пространстве тепловое поле является ничем иным, как равновесным излучением. В неравновесной задаче, степень поляризации выходит на постоянный уровень, обозначенный на рисунках (c) и (d) штрихпунктирными линиями. Этот уровень разный у различных материалов из-за того, что они обладают разными оптическими свойствами. В промежуточной области расстояний степень поляризации определяется конкуренцией между квазистационарной и бегущей частью термостимулированного поля. В связи с этим необходимо отметить, что квазистационарные части тепловых полей в равновесной и неравновесной задачах идентичны, а вот свойства бегущих полей совершенно разные [8].



Авторы выражают благодарность РФФИ за финансирование работы по гранту 11-02-00325-а.

1. Mandel L., Wolf E. Optical Coherence and Quantum Optics, Cambridge University, Cambridge, 1995.
2. Born M., Wolf E. Principles of Optics, Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
3. Setälä T., Kaivola M., Friberg A.T. // Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 123902.
4. Setälä T., Lindfors K., Friberg A.T. // Opt. Lett. **34** (2009) 3394.
5. Ellis J., Dogariu A., Ponomarenko S., Wolf E.// Opt. Commun. **248** (2005) 333.
6. Ellis J., Dogariu A.// Opt. Commun. **253** (2005) 357.
7. Setälä T., et al.// Phys.Rev.E **66** (2002) 016615.
8. Dorofeyev I.A., Vinogradov E.A. // Physics Reports, **504** (2011) pp.75-143.

Анализ концентрации твердых растворов (Al,Ga)As методами вторично-ионной масс-спектрометрии и рентгеновской дифрактометрии

Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин, П.А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

drozdyu@ipmras.ru

Введение Полупроводниковые слои AlGaAs широко используются в современной оптоэлектронике. Задачей настоящей работы было определение чувствительности и построение градуировочных кривых для времяпролетного масс-спектрометра TOF.SIMS-5 при послойном анализе концентрации матричных элементов в слоях твердого раствора (Al,Ga)As. В качестве независимого метода анализа для серии тестовых образцов использован метод рентгеновской дифрактометрии (РД). Трудность ВИМС-анализа этой системы обусловлена сильными матричными эффектами, за счет которых выход ионов Al или Ga нелинейно зависит от концентрации твердого раствора. Требуется подобрать такие комплексные ионы, для которых интенсивность выхода будет однозначно связана с концентрацией раствора. Существуют трудности и в РД-анализе этой системы. Они связаны с отклонением от закона Вегарда - нелинейностью зависимости периода решетки и упругих модулей от концентрации.

В результате исследования серии тестовых образцов получены данные, позволяющие нормировать профили послойного анализа в системе $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$.

Учет отклонения от закона Вегарда при РД-анализе твердых растворов AlGaAs Под законом Вегарда в современной литературе понимается линейный характер зависимости периода решетки твердых растворов замещения от концентрации [1]. Обычно считается, что в первом приближении и упругие модули твердого раствора изменяются "по Вегарду", т.е. линейно. Наиболее полно изучены зависимости периода решетки и упругих модулей слоев $Al_xGa_{1-x}As$ от состава в работе [2], где показано, что период решетки в ненапряженном состоянии хорошо аппроксимируется квадратичной зависимостью:

$$a(x) = 0.565359 + 0.000921\ x - 0.0001124\ x^2\ [нм] \quad (1)$$

Компонента C_{11} тензора упругих модулей практически остается постоянной,

$$C_{11}(x) = 118.9\ ГПа, \quad (2)$$

а компонента C_{12} меняется по кубичному закону:

$$C_{12}(x) = 53.7 + 4.85\ x + 11.9\ x^2 - 13.0\ x^3\ [ГПа] \quad (3)$$

Соответствующий сдвиг пика (004) на $CuK_{\alpha 1}$-излучении относительно пика подложки GaAs(100) с учетом пуассоновской (тетрагональной) деформации слоя достаточно хорошо аппроксимируется квадратичной зависимостью [2]:

$$\Delta\theta(x) = 425.9\ x - 47\ x^2\ [угл.с.] \quad (4)$$

Прямое сравнение зависимости (4) с результатами расчета по (1-3) показывает, что точность аппроксимации не хуже 2 угл.с. Тем не менее, практическое использование зависимости (4) встречает на своем пути ряд трудностей: (i)- сдвиг слабого пика слоя, расположенного на склоне сильного пика подложки, не дает напрямую применить (4) для тонких слоев или малых концентраций; (ii)- разориентация плоскостей (001) слоя и подложки из-за отклонения среза подложки от точной ориентации (001) не позволяет измерить положение пика слоя непосредственно по кривой качания.

В настоящей работе использован следующий путь преодоления этих трудностей и учета поправок, связанных с отклонением от закона Вегарда. Снимается кривая качания с широкой щелью перед детектором. К ней подгоняется вычисленная кривая дифракционного отражения (КДО). КДО вычисляется по динамической теории рассеяния рентгеновских лучей. Теория учитывает интерференцию отражений от слоя и подложки, а также отклонение среза (через параметр асимметрии). Это позволяет преодолеть вышеописанные трудности (i) и (ii). Дополнительное затруднение вызывает то, что вычислительные алгоритмы по расчету КДО обычно существуют в виде готового программного продукта, модификация которого невозможна. Наше предложение состоит в том, чтобы относится к вычислительной программе как к "черному ящику", а поправки вводить в результирующие значения x(AlAs). Для определения поправок следует вычислить по имеющейся программе набор КДО для слоев $Al_xGa_{1-x}As$ при разных $0<x_j<1$. По вычисленным спектрам находим связь $\Delta\theta$ и x для программы – «черного ящика». Далее для этих значений $\Delta\theta_j$ рассчитываем по (4) исправленные значения x_j*, какими они должны быть при этих $\Delta\theta$, получая в результате поправочную кривую $\delta x(x) = x^*-x$. Эту процедуру легко проделать для любой существующей программы. В качестве примера на рис. 1 приведены результаты для нашей программы МЕРА [3], основанной на линейной зависимости периода решетки и упругих модулей от концентрации твердого раствора. Полученная поправка в дальнейшем применяется к результатам определения по данной программе состава слоев AlGaAs.

Эксперимент и обсуждение результатов

В качестве образцов были использованы структуры с толстыми слоями AlGaAs, выращенные методом газофазной эпитаксии на подложках GaAs(100). РД - измерения проведены на дифрактометре ДРОН-4 в двухкристальной схеме с монохроматором Ge(400) на $CuK_{\alpha 1}$ - излучении. Записывались кривые качания в окрестности пика GaAs(400) Вычисленные по динамической теории спектры подгоня-

лись к экспериментальным с учетом параметра асимметрии.

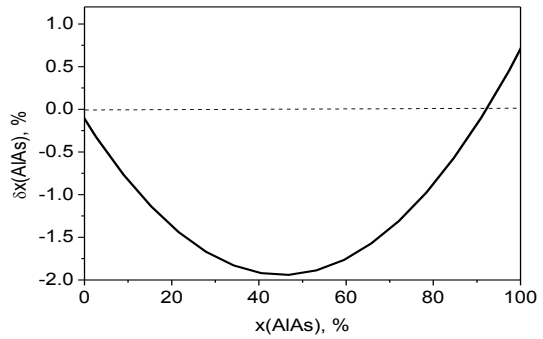


Рис. 1. Поправочная зависимость δx(x) для программы МЕРА

Послойный ВИМС-анализ выполнен на приборе TOF.SIMS-5. Травление осуществлялось с помощью пучка ионов Cs+ с энергией 1 кэВ. Для анализа использовался пучок ионов Bi+ с большой энергией (25 кэВ), но низкой интенсивностью, по центру кратера травления. Определен выход разнообразных положительных и отрицательных простых ионов и кластеров. На рис. 2 приведены полученные нормированные интенсивности выхода некоторых ионов в зависимости от состава, определенного по рентгеновским данным. Для нормировки удобно использовать интенсивность выхода ионов, в состав которых не входят замещающие друг друга элементы твердого раствора (Al и Ga), иначе в области малых концентраций интенсивность будет малой, и возникнут большие погрешности за счет шумов. В состав анализируемых ионов входил Al: Al^+, $CsAl^+$, Cs_2Al^+; $AlAs^-$, Al_2As^-.

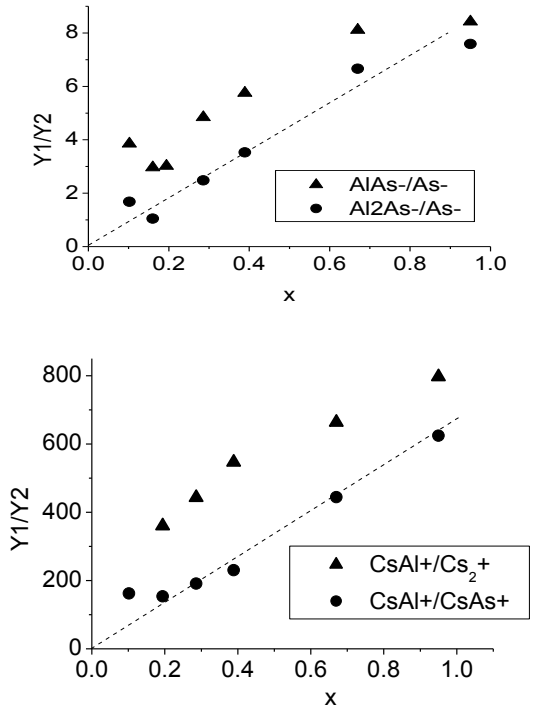


Рис. 2. Зависимость отношений выхода некоторых ионов от концентрации $Al_xGa_{1-x}As$.

Точность полученных зависимостей ограничена несколькими факторами: РД-оценка имеет большую погрешность в области низких *x*; ограниченное количество использованных образцов дает недостаточную статистику; существует неоднородность состава слоев по глубине. Тем не менее, рис. 2 показывает явно нелинейный характер зависимости для одних ионов и близкий к линейному – для других. Проявляются сильные матричные эффекты, обычные для ВИМС, где выход ионов определяется не только составом образца, но и свойствами поверхности образца во время послойного стравливания. Свойства поверхности AlGaAs существенно меняются при изменении состава образца. Это было видно, например, при переходе из слоя GaAs в слой AlGaAs, когда существенно уменьшался выход ионов As^+, $CsAs^+$, Cs_2As^+, хотя концентрация атомов мышьяка оставалась равной 50%.

Матричные эффекты приводят к тому, что зависимость выхода большинства ионов от *x* существенно нелинейна. Наиболее близки к линейным оказались зависимости $Y(CsAl^+)/Y(CsAs^+)$ от x(AlAs) в положительной моде анализируемых ионов и $Y(Al_2As^-)/Y(As^-)$ от x(AlAs) в отрицательной моде. Полученные данные позволяют нормировать профили послойного анализа в системе $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$, снятые с помощью масс-спектрометра TOF.SIMS 5.

Заключение

1. Предложен простой вариант учета отклонений от линейной зависимости периода решетки и упругих модулей твердого раствора от концентрации при рентгенодифракционном анализе эпитаксиальных слоев. Способ состоит в построении поправочной кривой, с помощью которой результаты анализа, полученные с помощью существующих вычислительных программ, корректируются на последнем этапе анализа.

2. Показано, что при использовании в масс-спектрометре TOF.SIMS 5 распыляющих ионов Cs^+ и анализирующего пучка Bi^+, близкой к линейной является зависимость $Y(CsAl^+)/Y(CsAs^+)$ от x(AlAs) в положительной моде анализируемых ионов и $Y(AlAs^-)/Y(As^-)$ от x(AlAs) в отрицательной моде.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-02-00548, программ Президиума РАН и ГК Минобрнауки России № 16.552.11.7007.

1. Чернов А. А., Гиваргизов Е. И., Багдасаров Х. С., и др. Современная кристаллография. Том 3. Образование кристаллов. М.: Наука, 1980. - 407 с.

2. Gehrsitz S., Sigg H., Herres N., Bachem K., and Kohler K., Reinhart F. K.. Compositional dependence of the elastic constants and the lattice parameter of $Al_xGa_{1-x}As$. Phys. Rev. B 60, 11601, 1999.

3. Дроздов Ю.Н., Молдавская Л.Д.. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей на многослойных эпитаксиальных структурах //Физика твердого тела. Лабораторный практикум под ред. проф. А.Ф. Хохлова. Том 1. М.: Высшая школа. - 2001. - С. 171-202.

Волноводный эффект квантовых ям InGaAs в полупроводниковых лазерах на основе GaAs и InP

В.Я. Алешкин[1], А.А. Дубинов[1], Б.Н. Звонков[2], К.Е. Кудрявцев[1], А.Н. Яблонский[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

[2] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

sanya@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время ведется большое количество исследований, направленных на улучшение характеристик полупроводниковых лазеров: увеличения мощности, квантовой эффективности, качества выходящего излучения. Одним из важных составляющих полупроводникового лазера, которое ответственно за многие его характеристики, является волновод. Обычно для создания волновода используются либо ограничительные слои с показателем преломления меньшим показателя преломления сердцевины волновода (например, ограничительные слои InGaP или AlGaAs для лазеров на основе GaAs), либо используется волноводный слой с большим показателем преломления (InAlGaAsP), чем в подложке (InP). В последнем случае сама подложка играет роль ограничительного слоя.

Общеизвестно, что в случае симметричного волновода (когда слой с большим показателем преломления заключен между неограниченными слоями с меньшим показателем преломления) возможно существование TE_0 и TM_0 мод при любой сколь угодно малой толщине волновода [1]. Следовательно, электромагнитная мода может быть локализована в окрестности волноводного слоя, толщина которого на порядки меньше длины волны этой моды. В случае полупроводниковых лазеров, генерирующих в области длин волн порядка 1 мкм, таким волноведущим слоем может выступать слой даже толщиной порядка 10 нм. Отметим, что такая толщина характерна для квантовых ям, играющих роль активной среды в лазерах. Следовательно, принципиально возможно построение лазеров, в которых квантовые ямы будут играть двойную роль - служить активной и волноведущей средами. В таких лазерах отсутствует необходимость в обычном волноводе, а, следовательно, они обладают более простой конструкцией, что очень важно для технологии. Однако, в реальных полупроводниковых лазерах волновод практически никогда не бывает симметричным из-за технологии изготовления лазеров – эпитаксиального роста лазерной структуры и дальнейших послеростовых процедур, так как на масштабе порядка длины волны излучения от выращенных квантовых ям располагается граница либо с воздухом (в случае с оптической накачкой), либо с металлом (в случае с токовой накачкой). Кроме того, важную роль играет фактор оптического ограничения, ответственный за величину порога генерации в лазере. При очень тонких квантовых ямах и малой разнице в показателях преломления фактор оптического ограничения может быть очень мал (мода слабо локализована), а, следовательно, порог генерации может быть слишком большим. Однако использование нескольких квантовых ям может существенно уменьшить порог генерации. Изучение возможности использования квантоворазмерных слоев в качестве волновода и рекомендации для построения лазеров с такими волноводами стало целью данной работы.

Рассмотрим модельную задачу, которая описывает моды в рассматриваемом лазере. Пусть электромагнитная волна распространяется в x – направлении, а показатель преломления в полупроводниковой структуре описывается следующим образом (ось z – направление роста структуры):

$$n(z)=\begin{cases} n_1, z<0, \\ n_2, 0\le z<d, \\ n_1, d\le z<d+L, \\ n_3, z\ge d+L \end{cases}, \; n_2>n_1\ge n_3 \qquad (1),$$

где n_1, n_2, n_3, - показатели преломления, а d (толщина волноведущего слоя) и L соответствующие размеры структуры. Решая уравнения Максвелла для нахождения параметров TE и TM мод в таком волноводе, можно показать, что моды оказываются локализованными, когда значение d становиться выше некоторого порогового значения:

$$d_{tr}^{TE}=\frac{\lambda}{4\pi i\sqrt{n_2^2-n_1^2}}\ln\left[\frac{\sqrt{n_2^2-n_1^2}+\sqrt{n_3^2-n_1^2}-i\frac{2\pi}{\lambda}L\sqrt{n_2^2-n_1^2}\sqrt{n_3^2-n_1^2}}{\sqrt{n_2^2-n_1^2}-\sqrt{n_3^2-n_1^2}-i\frac{2\pi}{\lambda}L\sqrt{n_2^2-n_1^2}\sqrt{n_3^2-n_1^2}}\right] \qquad (2),$$

$$d_{tr}^{TM}=\frac{\lambda}{4\pi i\sqrt{n_2^2-n_1^2}}\ln\left[\frac{n_3^2\sqrt{n_2^2-n_1^2}+n_2^2\sqrt{n_3^2-n_1^2}-i\frac{2\pi}{\lambda}Ln_1^2\sqrt{n_2^2-n_1^2}\sqrt{n_3^2-n_1^2}}{n_3^2\sqrt{n_2^2-n_1^2}-n_2^2\sqrt{n_3^2-n_1^2}-i\frac{2\pi}{\lambda}Ln_1^2\sqrt{n_2^2-n_1^2}\sqrt{n_3^2-n_1^2}}\right] \qquad (3),$$

где λ - длина волны моды. Рассмотрим два конкретных случая. Слой $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ толщиной d, выращенный на подложке InP и зараще нный слоем InP толщиной L. Тогда для длины волны $\lambda = 1.55$

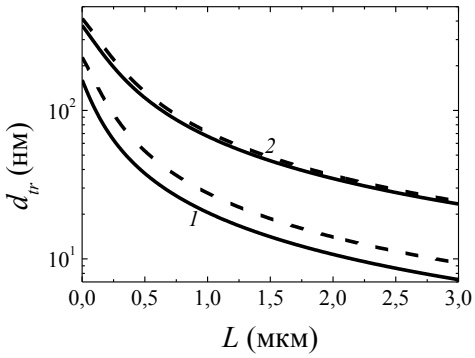


Рис. 1. Зависимость пороговой толщины d_{tr} для TE (сплошная кривая) и TM (штриховая кривая) мод от параметра L для структуры InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP на длине волны 1.55 мкм (*1*) и структуры GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$/GaAs на длине волны 1 мкм (*2*).

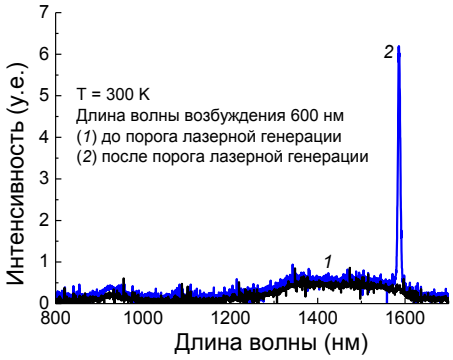


Рис. 2. Спектр излучения структуры InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$

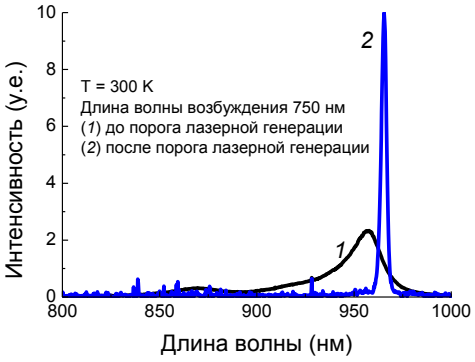


Рис. 3. Спектр излучения структуры GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$

мкм, n_1 (InP) = 3.2 [2], n_2 ($In_{0.53}Ga_{0.47}As$) = 3.6 [2], n_3 (вакуум) = 1. Второй случай: слой $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ толщиной d, выращенный на подложке GaAs и заращенный слоем GaAs толщиной L. В этом случае для длины волны λ = 1 мкм, n_1 (GaAs) = 3.51 [3], n_2 ($In_{0.2}Ga_{0.8}As$) = 3.56 [3], n_3 (вакуум) = 1. Для обоих случаев зависимости пороговой толщины d_{tr} для TE и TM мод от параметра L приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что для структуры InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ существуют локализованные TE и TM моды для квантоворазмерного слоя толщиной меньше 10 нм при толщине L больше 2 и 3 мкм, соответственно. Для структуры GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ для существования локализованных TE и TM мод необходимо при толщине L больше 2.5 мкм, что бы d было больше 30 нм. Отсюда качественно можно сказать, что для нескольких квантоворазмерных слоев меньших 10 нм в такой структуре возможно существование локализованных мод.

Для экспериментального доказательства предложенной теории была выращены структура InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ с 3 квантовыми ямами и структура GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ с 6 квантовыми ямами методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в горизонтальном реакторе. Отметим, что использование 6 квантовых ям в структуре GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$ связано с существенно большей разницей между n_1 и n_2 в структуре InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ по сравнению со структурой GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$. Параметры слоев приведены в Таблицах 1 и 2, соответственно. Утоненные структуры были расколоты на тонкие полоски шириной 2 мм. Зеркалами служили сколы граней (110).

Таблица 1

Параметры структуры InP/$In_{0.53}Ga_{0.47}As$

Номер	Состав	Толщина, нм
1	InP	~150000
2	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	10
3	InP	100
4	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	10
5	InP	100
6	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	10
7	InP	1300

Таблица 2

Параметры структуры GaAs/$In_{0.2}Ga_{0.8}As$

Номер	Состав	Толщина, нм
1	GaAs	~150000
2	$In_{0.2}Ga_{0.8}As$	10
3	GaAs	100
4	$In_{0.2}Ga_{0.8}As$	10
5	GaAs	100
6	$In_{0.2}Ga_{0.8}As$	10
7	GaAs	100
8	$In_{0.2}Ga_{0.8}As$	10
9	GaAs	100
10	$In_{0.2}Ga_{0.8}As$	10
11	GaAs	100
12	$In_{0.2}Ga_{0.8}As$	10
13	GaAs	1500

Были измерены спектры излучения для обеих структур (рис. 2 и 3) при накачке импульсным лазером. Было показано, что при превышении некоторого порога накачки возникала лазерная генерация. Это доказывает существование волноводного эффекта квантовых ям.

Работа была выполнена при поддержке Совета по грантам Президента РФ (МК-678.2012.2) и Программ РАН, РФФИ (гранты 11-02-97049-р_поволжье_а, 10-02-00371-а).

1. A. Yariv, P. Yeh, *Optical waves in crystals* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1984).
2. J.-W. Pan, et al. J. Appl. Phys. **78**, 442 (1995).
3. O. Madelung, *Semiconductors: Data Handbook* (Springer-Verlag, New York, 2003.

Расчет квантово-каскадных структур ТГц диапазона на основе соединений Ge/SiGeSn с плавно меняющимся периодом

Д.В. Ушаков [1], А.А. Дубинов [2], А.А. Афоненко [1]

[1] Белорусский государственный университет, Минск
[2] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

ushakovdv@bsu.by

Все реализованные в настоящее время квантово-каскадные лазеры (ККЛ) ТГц диапазона созданы преимущественно на основе каскадных структур GaAs/AlGaAs [1–3], что в принципе не позволяет таким приборам работать в спектральной области 5–10 ТГц и вблизи нее из-за сильного поглощения на оптических фононах в полярном материале. Одним из перспективных подходов к преодолению этого ограничения считается создание ККЛ на основе неполярных материалов – гетероструктур на основе Ge/SiGeSn [4–6]. В таких системах, выращенных на подложке Si при использовании Ge или GeSn буферных слоев, возможно создание ненапряженных Ge/SiGeSn слоев с глубиной потенциальных ям в зоне проводимости достаточной для внутриподзонных оптических переходов ТГц диапазона. Подход, отработанный при создании ККЛ среднего и дальнего ИК-диапазона на основе GaAs/AlGaAs может быть использован для соединений Ge/SiGeSn. Наиболее эффективными в этом диапазоне являются ККЛ с активной областью из сверхрешетки связанных ям с дизайном “chirped superlattice” или “bound-to-continuum”, в которых для излучения фотонов используются переходы из связанного состояния в свободные [1].

В настоящей работе для квантово-каскадных структур на основе прямозонных Ge/$Ge_zSi_xSn_y$ проведены самосогласованные расчеты энергетического характеристик, спектров усиления и люминесценции. Предложен дизайн квантово-каскадной структуры с плавно меняющимся периодом (chirped superlattices) на основе последовательности квантовых ям Ge и барьерных слоев $Ge_{0.49}Si_{0.4}Sn_{0.11}$ (рис. 1). Толщины слоев в периоде слева направо, начиная с широкой КЯ составляют (в нм): **21.5**/0.9/**18.0**/0.5/**16.5**/2.3/**16.1**/2.8/**11.9**/2.8/**8.6**/3.5/**9.0**/4.8. Во всей последовательности слоев квантовые ямы Ge выделены жирным. Подчеркнутые слои легированы примесями с поверхностной концентрацией $4\cdot10^{10}$ см$^{-2}$.

Параметры численного расчета для соединений Ge/$Ge_zSi_xSn_y$ (z = 1-x-y) аппроксимировались по экспериментальным и теоретическим данным согласно [4, 5]:

$$G_{Ge_zSi_xSn_y}(x,y) = zG_{Ge} + xG_{Si} + yG_{Sn} - zxb_{SiGe} - zyb_{GeSn} - xyb_{SiSn} \quad (1)$$

Здесь вместо G следует подставлять параметры Латтинджера (γ_1, γ_2, γ_3), энергию Кейна E_p, энергию спин-орбитального отщепления Δ_{s0}, ширину запрещенной зоны E_{g0}, параметры Варшни (α, β), эффективные массы электронов m_c, глубину потенциальных ям в зоне проводимости ΔE_c, постоянную решетки a_0, тетрагональный деформационный потенциал сдвига b, энергия краев валентной зоны $E_{v,av}$ и зоны проводимости $E_{c,av}$ относительно вакуума, гидростатические деформационные потенциалы (a_v, a_c), константы упругой жесткости (c_{11}, c_{12}), диэлектрические проницаемости (ε, ε_∞). Интерполированные характеристики, необходимые для расчета зонной структуры соединений $Ge_zSi_xSn_y$ и Ge, представлены в табл. 1.

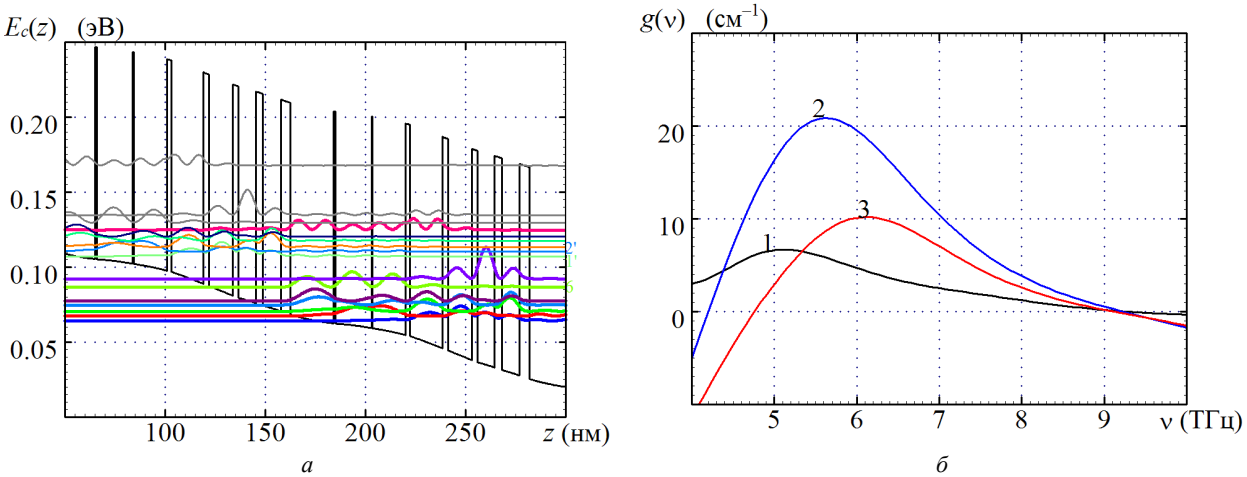


Рис. 1. *а* – Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов в электрическом поле E = 3.6·кВ/см и *б* – спектры усиления при E = 3.5 (1), 3.6 (2) и 3.7 кВ/см (3).

Таблица 1

Параметры расчета зонной структуры

Параметры	γ_1	γ_2	γ_3	E_p	Δ_{s0}	E_{g0}	α	β	m_c/m_e	ΔE_c
				(эВ)	(мэВ)	(эВ)	(мэВ)			(мэВ)
$Ge_{0.49}Si_{0.4}Sn_{0.11}$	5.47	0.57	1.88	23.12	247	1.16	0.44	195	0.047	
Ge	13.38	4.24	5.69	26.35	296	0.89	0.58	296	0.032	138.6
	a_0	$-b$	$E_{v,av}$	$E_{c,av}$	a_v	$-a_c$	c_{11}	c_{12}	ε	ε_∞
$Ge_{0.49}Si_{0.4}Sn_{0.11}$	0.565	2.48	-6.47	-5.74	1.77	4.20	1.37	0.52	15.26	10.80
Ge	0.5658	2.9	-6.35	-5.36	1.24	8.24	1.29	0.48	16.2	10.1

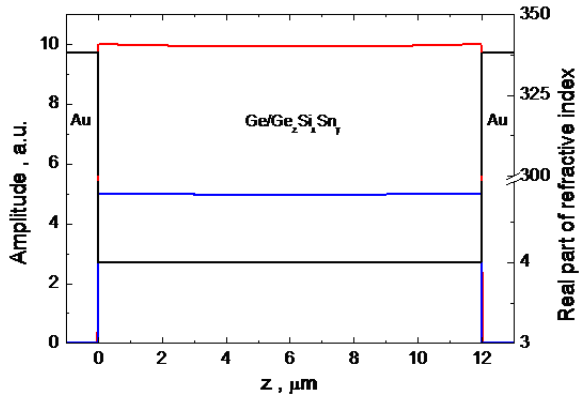


Рис. 2. Распределение компонент магнитного (H_y, красная кривая) и электрического (E_z, синяя кривая) полей основной ТМ моды, а также распределение реальной части показателя преломления в структуре (черная линия).

Результаты численных самосогласованных расчетов [7, 8] представлены на рис. 1. Основные переходы происходят между нижними уровнями верхней минизоны и верхними уровнями нижней минизоны (переходы 2’ $\rightarrow$ 6 и 1’ $\rightarrow$ 6), для которых дипольные матричные элементы составляют: $z_{2'6}$=3.5 нм, $z_{1'6}$=4.1 нм. Как видно из рис. 1 *б* максимум коэффициента усиления достигает 21 см$^{-1}$ на частоте ~5.6 ТГц (λ≈53.5 мкм) при напряженности электрического поля E = 3.6 кВ/см.

Для терагерцового лазера на основе $Ge/Ge_zSi_xSn_y$ предлагается использовать металлический волновод, описание которого можно найти в работе [9]. Для расчета мод в таком волноводе использовались комплексные показатели преломления германия и золота, взятые из книг [10, 11]. В таком волноводе в квантово-каскадном лазере будут возбуждаться только ТМ моды. Распределение компонент магнитного (H_y, красная кривая) и электрического (E_z, синяя кривая) полей основной ТМ моды представлены на рис. 2. Там же показана реальная часть показателя преломления в структуре (черная линия). Ширина волновода составляет 12 мкм (порядка 100 периодов структуры). Коэффициент оптического ограничения ~1, потери в таком волноводе на частоте 5.6 ТГц составляют 10.7 см$^{-1}$.

Таким образом, предложен дизайн квантово-каскадной структуры с металлическим волноводом и активной областью на основе последовательности квантовых ям Ge и барьерных слоев $Ge_{0.49}Si_{0.4}Sn_{0.11}$, излучающей в области ~5.6 ТГц (λ≈53.5 мкм).

Работа частично выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту БРФФИ № Ф10Р–091.

1. Ajili, L. High power quantum cascade lasers operating at (lambda) ~ 87 and 130 μm / L. Ajili, G. Scalari, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, and G. Davies // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85, № 18. P. 3986–3988.

2. Williams, B.S. Operation of terahertz quantum-cascade lasers at 164 K in pulsed mode and at 117 K in continuous-wave mode / B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno // Opt. Express. 2005. V. 13, № 9. P. 3331–3339.

3. Williams, B.S. Terahertz quantum-cascade lasers / B.S. Williams // Nature Photonics. 2007. V. 1. P. 517–525.

4. D'Costa, V.R. Ternary GeSiSn alloys: New opportunities for strain and band gap engineering using group-IV semiconductors / V.R. D'Costa, Y.-Y. Fang, J. Tolle, J. Kouvetakis, and J. Menéndez // Thin Solid Films. 2010. V. 518. P. 2531–2537.

5. Zhu, Y-H. Theoretical gain of strained $GeSn_{0.02}/Ge_{1-x-y'}Si_xSn_{y'}$ quantum well laser/ Y-H. Zhu, Q. Xu, W-J. Fan, and J.-W. Wang // J. Appl. Phys. 2010. V.107, № 7. p. 073108 (1–8).

6. Ушаков, Д.В. Расчет внутриподзонных переходов в квантово-каскадных структурах на основе соединений Si/Ge / Д.В. Ушаков, В.К. Кононенко // Мат. XV Междунар. Симпозиума "Нанофизика и Наноэлектроника". Нижний Новгород (14–18 марта). 2011. Т. 2. С. 529–530.

7. Ушаков, Д.В. Энергетические и излучательные характеристики квантово-каскадных структур на сверхрешетках / Д.В. Ушаков, И.С. Манак // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 104, № 5. С. 847–852.

8. Ушаков, Д.В. Двухпериодная модель расчета населенностей уровней подзон многопериодных квантово-каскадных сверхрешеточных структур / Д.В. Ушаков, И.С. Манак // Журнал прикладной спектроскопии. 2007. Т. 74, № 6. С. 801–804.

9. Williams, B.S. Terahertz quantum-cascade laser at λ≈100 μm using metal waveguide for mode confinement / B.S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu, J. L. Reno // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83, № 11. P. 2124–2126.

10. Palik, E.D. Handbook of Optical Constants of Solids / E.D. Palik. – Academic Press, New York, 1998.

11. Ward, L. The optical constants of bulk materials and films/ L. Ward. – IOP Publishing Ltd, London, 1994.

Самокаталитические GaAs нитевидные нанокристаллы: рост и устранение политипизма

В.Г. Дубровский [1,2], А.Д. Большаков [1], Г.Э. Цырлин [1,2,3], Н.В. Сибирев [1], М.В. Назаренко [1]

[1] Санкт-Петербургский академический университет
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
[3] Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург

dubrovskii@mail.ioffe.ru

В начале доклада будет сделан обзор методов эпитаксиального синтеза, механизмов роста и наиболее перспективных приложений нитевидных нанокристаллов (ННК) полупроводниковых соединений III-V. Первая часть доклада посвящена обзору методов эпитаксиального роста ННК по механизму «пар-жидкость-кристалл» (ПЖК) [1] на поверхностях, активированных каплями металлического катализатора роста. Рассматриваются основные схемы эпитаксиального синтеза III-V ННК, в частности, с использованием Au и металлов III группы (так называемый самокаталитический рост). Будут изложены некоторые теоретические модели роста ННК, типовые зависимости длины ННК от радиуса, температуры поверхности и других характеристик эпитаксиального роста, а также роль двумерной нуклеации в формировании ННК по механизму ПЖК. Затем будут изложены физические свойства GaAs и других III-V ННК и, в частности, удивительный эффект формирования III-V ННК в гексагональной вюрцитной (WZ) кристаллической фазе [2] (Рис. 1). Будет обсуждена теоретическая модель кристаллографических фазовых переходов между кубической и гексагональной фазой и условие на поверхностные энергии границ раздела различных фаз, при которых происходит так называемая нуклеация на тройной линии [3,4].

Во второй части доклада будет показано, что понижение поверхностной энергии капли (например, использование Ga вместо Au при росте GaAs ННК) приводит к энергетическому запрету нуклеации на тройной линии и, как следствие, к формированию GaAs ННК в объемной кубической фазе [5] (Рис. 2). При этом капля имеет вытянутую форму, обволакивая вершину ННК (Рис. 3). Таким образом, использование самокаталитического роста позволяет устранить плохо контролируемый политипизм в GaAs ННК за счет принципиально новой, смачивающей конфигурации системы ПЖК [6].

В последней части доклада будут изложены некоторые новые теоретические результаты по исследованию роли поверхностной энергии капли в ПЖК росте ННК [7]. Будет рассмотрена термодинамическая модель формирования ННК. На ее основе будет дано выражение для эффективной поверхностной энергии системы, которая является функцией радиуса ННК и контактного угла капли:

$$F = \frac{2\pi r^2}{1+\cos\beta}\gamma_{LV} + \pi r^2\gamma_{SL} - 2\pi r y(\gamma_{WV} - \gamma_{SL}^{l})$$

Здесь γ есть плотности поверхностных энергий на границе раздела жидкости с паром, боковой по-

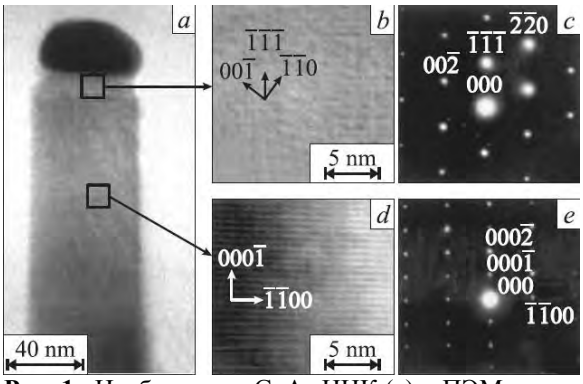


Рис. 1. Изображение GaAs ННК (a) и ПЭМ высокого разрешения с электронными дифрактограммами от вершины с кубической структурой (b,c) и тела с гексагональной структурой (d,e)

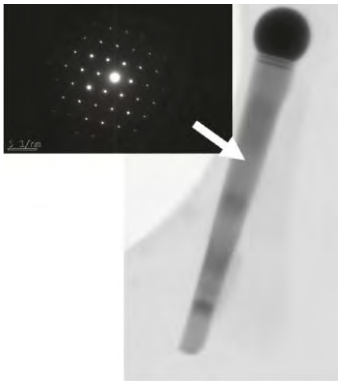


Рис. 2. ПЭМ изображение GaAs ННК, выращенного с Ga катализатором, и соответствующая дифракционная картина, демонстрирующие чисто кубическую фазу ННК [5]

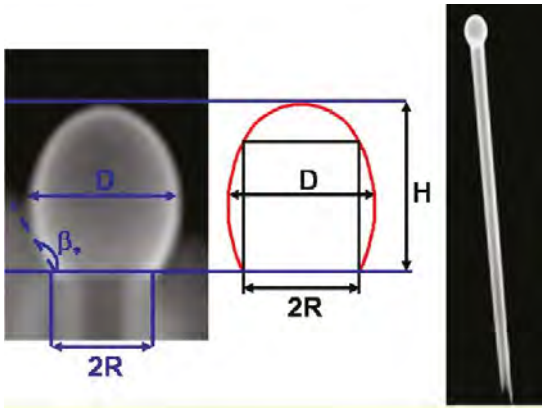


Рис. 3. СЭМ изображения и теоретическая модель, демонстрирующие вытянутую форму капли, при самокаталитическом росте GaAs ННК методом молекулярно-пучковой эпитаксии на поверхности кремния [6]

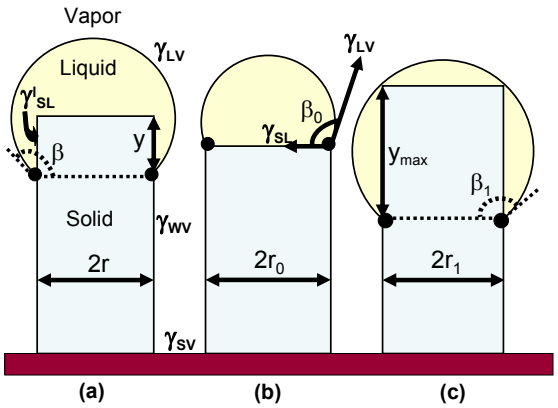


Рис. 4. Возможные конфигурации сферической капли на вершине ННК при ПЖК росте: (a) – общий случай; (b) – несмачивающая мода с каплей на вершине; (c) – смачивающая мода, соответствующем касанию поверхности капли цилиндра ННК

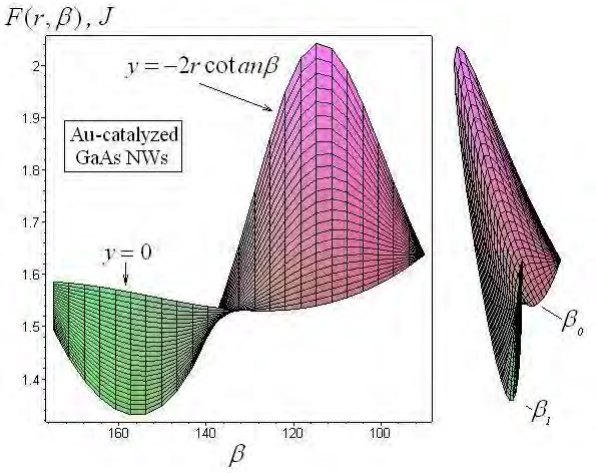


Рис. 4a. Поверхностная энергия при Au-каталитическом росте GaAs ННК имеющая два локальных минимума на несмачивающей и смачивающей границах

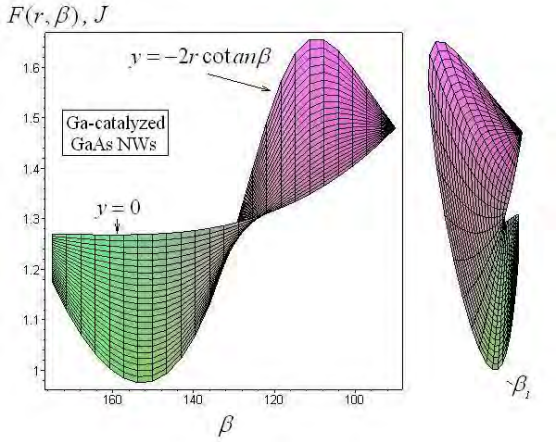


Рис. 4b. Поверхностная энергия при Ga-каталитическом росте GaAs ННК имеющая минимум только на смачивающей границе

Минимизация энергии дает две моды ПЖК роста (Рис. 4 b,c). В стандартной моде, реализующейся при выполнении неравенства Небольсина-Щетинина-Гласа (НЩГ), капля не смачивает боковую поверхность ННК. При выполнении обратного неравенства наблюдается смачивающая мода, в которой капля окружает вершину ННК. Будет показано, что даже при выполнении неравенства НЩГ имеются два минимума поверхностной энергии, разделенные барьером, причем значение минимума в смачивающей моде всегда ниже, чем в несмачивающей (см. Рис. 5). Полученные результаты будут использованы для сравнительного анализа политипизма GaAs ННК, выращиваемых с Au и Ga катализаторами. Будет также обсуждаться форма капли, полученная из условия минимизации функционала поверхностной энергии [6, 8].

В заключении будут даны общие «рецепты» для получения число кубической кристаллической структуры самокаталитических III-V ННК.

1. Wagner, R.S.; Ellis, W.C. Appl. Phys. Lett. 1964, **4**, 89.
2. Дубровский, В.Г.; Цырлин, Г.Э.; Устинов, В.М. ФТП 2009, 43, 1585.
3. Glas, F.; Harmand, J.C.; Patriarche, G. Phys. Rev. Lett. 2007, 99, 146101.
4. Dubrovskii, V.G.; Sibirev, N.V.; Harmand J.C.; Glas, F. Phys. Rev. B 2008, 78, 235301.
5. Cirlin, G.E.; Dubrovskii, V.G.; Samsonenko, Yu.B.; Bouravleuv, A.D.; Durose, K.; Proskuryakov, Yu.Yu.; Mendes, B.; Bowen, L.; Kaliteevski, M.A.; Abram, R.A.; Zeze, D. Phys. Rev. B 2010, **82**, 035302.
6. Dubrovskii, V.G. Cirlin, G.E., Sibirev, N.V., Jabeen, F., Harmand, J.C., Werner, P. Nano Lett. 2011, 11, 1247.
7. Дубровский В.Г., Большаков А.Д. Письма в ЖТФ 2012, **38** (7), 21.
8. Сибирев Н.В., Назаренко М.В., Дубровский В.Г. Письма в ЖТФ 2012, **38** (5), 41.

Исследование структуры основного состояния донорного центра лития в кремнии-28 и влияния на нее внутренних деформаций кристалла

А.А. Ежевский[1], С.А. Попков[1], А.В. Сухоруков[1], Д.В. Гусейнов[1], N.V. Abrosimov[2], H. Riemann[2]

[1] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
[2] Institute for Crystal Growth, Germany

ezhevski@phys.unn.ru

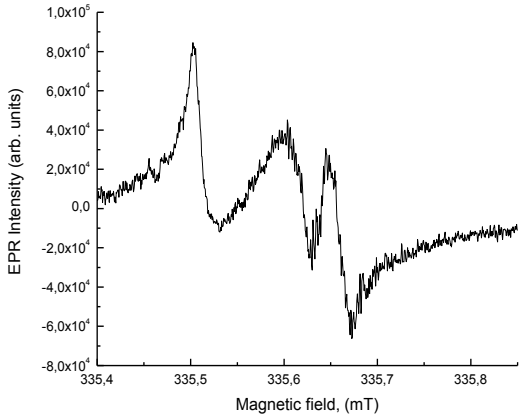
Донорный центр лития в кремнии является примесью внедрения и обладает инверсной системой уровней по сравнению с донорами пятой группы [1]. Его орбитально вырожденные уровни дублета и триплета лежат ниже синглетного уровня, что позволяет исследовать структуру этих состояний методом ЭПР. Однако в кремнии, выращенном методом Чохральского, литий связывается с кислородом, образуя комплекс LiO [1,2]. Образование комплекса LiO препятствует наблюдению спектра ЭПР изолированного лития [2]. Поэтому для его исследования мы использовали монокристаллы с малым содержанием кислорода, выращенные в ICG [3].

В работах [2,4] было показано, что использование кремния, обогащенного изотопом, не имеющим ядерного спина (например, Si^{28}) позволяет существенно увеличить разрешение в спектрах ЭПР, что важно при изучении структуры и электронных свойств донорных центров в кристаллах.

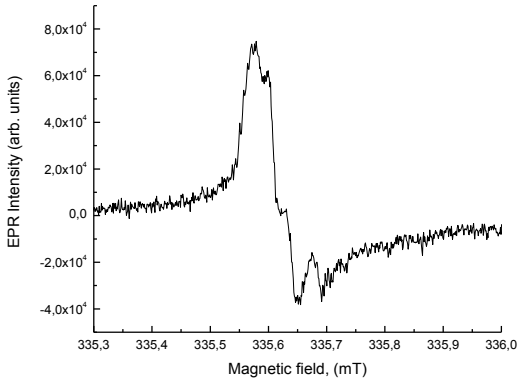
В представленной работе, исследование образцов моноизотопного кремния с содержанием изотопа Si-28 99,99%, легированных литием, проводились при гелиевых температурах с использованием спектрометра BRUKER-EMXplus–10/12. Литий вводился в процессе диффузионного отжига при T=300 и 400ºC в атмосфере азота, с последующей быстрой или медленной закалкой.

При исследовании кремния Si-28 с малым содержанием кислорода ($N=2\cdot10^{14}$ см$^{-3}$) при низких температурах (T=3.8К) нами были обнаружены дополнительные линии, не наблюдавшиеся в работах [2,5,6] (рис. 1). Спектры наблюдались без приложения внешней нагрузки к образцу и их g–факторы были меньше двух, что существенно отличает их от спектров полученных ранее в работе [5]. Исследованы угловые зависимости g–факторов, из которых следует, что все спектры относятся к тетрагональной симметрии, что соответствует электрону, локализованному на изолированном атоме донора в решетке кремния.

Линии в спектрах ЭПР различных образцов, отличающихся условиями приготовления: температурного режима, при котором осуществлялось легирование образца, процесса закаливания образца и температуры последующего отжига, имели различные значения g–факторов, поэтому следует отметить, что экспериментально наблюдается семейство спектров ЭПР с анизотропными g-факторами, связанных с изолированным донорным центром Li, линии которых, по предположению, относятся как к триплетным, так и дублетным состояниям.



а



б

Рис. 1. Первые производные линий поглощения спектров ЭПР для образца ^{28}Si легированного литием с содержанием кислорода $N=2\cdot10^{14}см^{-3}$, для направлений магнитного поля вдоль оси [100] кристалла – (*а*) и [100] – (*б*)

Исходя из теоретических и экспериментальных оценок, сделанных на основе анализа спектров с помощью спинового гамильтониана, состояния донорных электронов лития и их g-факторы существенно зависят от внутренних напряжений в кристалле, а также междолинных спин-орбитальных взаимодействий:

$$g_i = g_0 + 1/3(g_{\|} - g_{\perp})(3\zeta_i^2 - 1) + 6\lambda/\Delta(1+\zeta_i^2) + 4\lambda`/\Delta(1+\zeta_i^2) \quad (1)$$

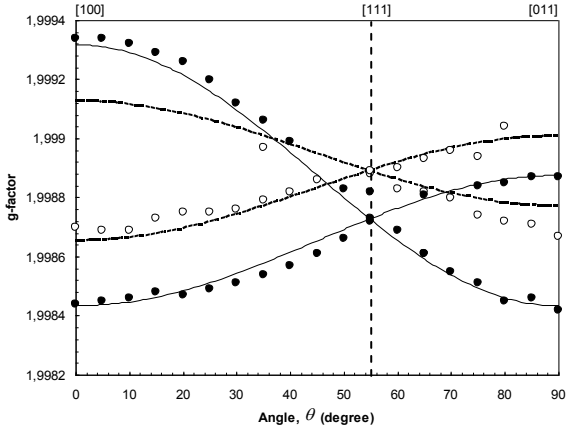
$$g_{\pm} = g_0 + 4\lambda`/\Delta \mp (1/3(g_{\parallel} - g_{\perp}) + 2\lambda`/\Delta)[1 - 3(\zeta_x^2\zeta_y^2 + \zeta_y^2\zeta_z^2 + \zeta_z^2\zeta_x^2)]^{1/2} \quad (2)$$

где λ и λ' параметры спин-орбитального (долин-орбитального) взаимодействия между состояниями триплет – триплет и триплет – дублет, соответственно, Δ- параметр, отвечающий за расщепление состояний упругими полями, возникающими в кристалле в результате диффузии лития из металлической фазы.

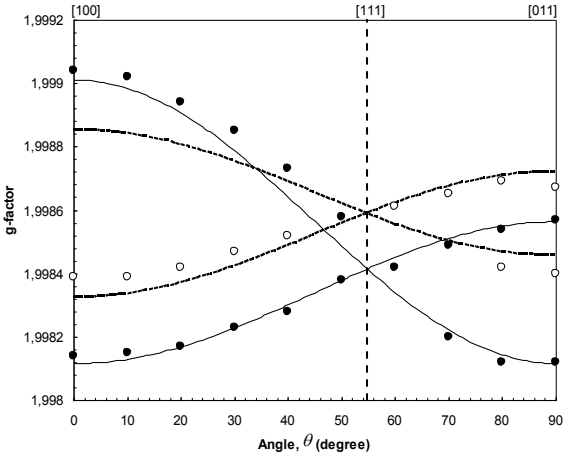
Выражение (1) описывает поведение g-факторов для триплетных состояний лития, а (2) – для дублетных. Для записи выражений (1) и (2) была использована теоретическая модель, представленная в работе [5]. Однако в этой работе считалось, что внутренние упругие поля очень малы и вызванные ими расщепления состояний дублета и триплета значительно меньше расщеплений, обусловленных зеемановским и долин-орбитальным взаимодействиями. Спин-орбитальное взаимодействие между триплет - триплетным и триплет - дублетным состояниями учитывалось как поправка во втором порядке теории возмущения. Такой теоретический подход не давал правильного описания полученных нами экспериментальных зависимостей, для которых g-фактор всегда оставался меньше двух.

Мы предположили, что в нашем случае основное состояние лития, прежде всего, расщепляется под действием упругих полей, создаваемых внутренними напряжениями в кристалле, а зеемановское и долин-орбитальное взаимодействия меньше упругих. Тогда поправка зеемановской энергии и спин-орбитального взаимодействия могли быть учтены во втором порядке теории возмущения. Это отражено в выражениях (1) и (2) для g – фактора.

Теоретически рассчитанные зависимости положения линий ЭПР направления магнитного поля относительно оси [100] кристалла в плоскости (0-11), с использованием выражений (1,2), а также экспериментальные зависимости, представлены на рис. 2. Параметры спектров, входящие в выражения (1,2), с помощью которых удалось описать экспериментальные зависимости, представлены в подписи к рис. 2.



а



б

Рис. 2. Экспериментальные (триплет – черные кружки, дублет – светлые кружки) и рассчитанные (сплошные - триплет и пунктирные линии - дублет) зависимости положения линий ЭПР от направления магнитного поля относительно оси [100] кристалла в плоскости (0-11) образца Si-28 легированного литием при T=400^{0}C в течение 0,5 часа, без быстрой закалки; (*а*) – образец после диффузии хранился при температуре 77К. (*б*) – тот же образец, но после выдерживания при комнатной температуре в течение суток. Параметры спектров: (*а*) - $g_{\parallel}$=1.99935±0.00005, $g_{\perp}$=1,99845±0.00005, g_0=1.99828±0.00005, $\lambda/\Delta=3.6*10^{-5}$ и $\lambda'/\Delta=5.9*10^{-5}$ - триплет; $g_{\parallel}$=1.99910±0.00005, $g_{\perp}$=1,99869±0.00005, g_0=1.99856±0.00005, $\lambda'/\Delta=8.3*10^{-5}$ – дублет; (*б*) - $g_{\parallel}$= 1.99904±0.00005, $g_{\perp}$=1,99814±0.00005, g_0=1.99828±0.00005, $\lambda/\Delta=1.1*10^{-5}$ и $\lambda'/\Delta=1.8*10^{-5}$ - триплет; $g_{\parallel}$=1.99872±0.00005, $g_{\perp}$=1,99839±0.00005, g_0=1.99828±0.00005, $\lambda'/\Delta=7.8*10^{-5}$ – дублет.

1. Aggarwal R. L. Excitation Spectra of Lithium Donors in Silicon and Germanium /R. L. Aggarwal, P. Fisher V. Mourzine, and A. K. Ramdas //Phys Rev. 1965. V. 138. P. A882.

2. Ezhevskii A.A. Electron paramagnetic resonance spectroscopy of lithium donors in monoisotopic silicon.// A.A. Ezhevskii, A.V. Gusev, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov //Physica B. 2009. V. 404. P. 5063-5065.

3. Becker P. Enrichment of silicon for a better kilogram /P. Becker, H.-J. Pohl, H. Riemann, and N. Abrosimov //Phys. Status Solidi A. 2010. V. 207, No. 1, 49–66.

4. Emtsev V.V. - Jr. High-resolution magnetic-resonance spectroscopy of thermal donors in silicon /V.V. Emtsev - Jr., C.A.J. Ammerlaan, A.A. E zhevskii, A.V. Gusev //Physica B. 2006. V.45. P. 376-377.

5. Watkins G. D. Electron paramagnetic resonances-tudies of a system with orbital degeneracy: the lithium donor in silicon / G. D. Watkins, S. Frank //Phys. Rev. 1970. V. 1. P.4071-4098.

6. Rahman M.R. Electron paramagnetic resonance and dynamic nuclear polarization of ^{29}Si nuclei in lithium-doped silicon M.R. Rahman, L.S.Vlasenko, E.E.Haller, K.M.Itoh Physica B. 2009. V. 404, P. 5060.

Исследование влияния лазерного излучения на процессы трансформации многослойных графенов

В.А. Ермаков, А.В. Алафердов, С.А. Мошкалев, A.R. Vaz

Center for Semiconductor Components (CCS), Universidade Estadual de Campinas (Unicamp), Brazil

victor.ermakov@ccs.unicamp.br

Спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС) в настоящее время является мощным инструментом для зондирования графеновых материалов. Она позволяет оценить качество материала, наличие дефектов, а в случае малого числа слоев позволяет определить их количество [1].

В настоящей работе метод спектроскопии КРС был применен для исследования влияния лазерного излучения мощностью до 10 мВт на процесс структурной трансформации многослойных графенов с толщинами образцов до 80 нм.

Исследуемые образцы представляли собой графеновые листы, полученные методом дробления природного графита в ультразвуковой ванне [2], нанесенные на кремниевую подложку, покрытую слоем SiO_2 толщиной 200 нм. Графеновые листы с продольными размерами 1-10 мкм и толщинами от 30 до 80 нм отжигались в атмосфере лазерным излучением с длиной волны 473 нм и мощностью до 10 мВт. Лазерный свет фокусировался на образце в пятно размером порядка 400-500 нм при помощи микроскопа с объективом с NA = 0.9. Спектры КРС записывались в геометрии обратного рассеяния при помощи спектрометра NTEGRA Spectra (NT-MDT). Время записи одного спектра составляло 1 секунду. Интервал между записями на начальных стадиях отжига составлял 5 секунд и в течение процесса отжига увеличивался.

В процессе облучения графена лазерным излучением происходило его сильное нагревание, что приводило к отжигу и утоньшению и, как следствие, к изменению его спектра КРС. Анализ спектров КРС позволял оценить температуру и количество слоев. Температура образца была оценена из смещения центра G-линии (~1582 cm^{-1} при комнатной температуре), характерной для графитовых материалов с sp^2-гибридизацией. Для определения температуры использовался коэффициент пересчета -0.011 $см^{-1}/K$, характерный для графита высокого качества [3]. Было определено, что на начальных стадиях облучения температура графена может достигать ~2000 °K, в зависимости от качества теплового контакта между листом графена и подложкой (металл, SiO_2). Столь высокая температура, приводя к выжиганию графеновых слоев, уменьшается со временем, то есть графен становится тоньше. В результате большая часть света проходит через графен и поглощается на подложке. Толщина графена была оценена из отношения G-линии и линии подложки (кристаллического кремния 520 $см^{-1}$) [4]. Из спектров КРС было определено, что после достаточно длительного облучения количество слоев графена достигает 4-6 и далее практически не меняется. Температура при этом понижается до ~900 °K и также остается постоянной. Это, в частности, подтверждает правильность выбранного коэффициента пересчета для температуры, т.к. из данных термогравиметрического анализа известно, что графит высокого качества начинает гореть в воздухе при температурах выше 900 °K [5]. Для подтверждения данных, полученных методом спектроскопии КРС, были получены изображения с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) и сканирующей электронной микроскопии, которые подтвердили наличие малого количества графеновых слоев после облучения. На Рис. 1.a приведен график уменьшения количества слоев, а также температуры со временем облучения

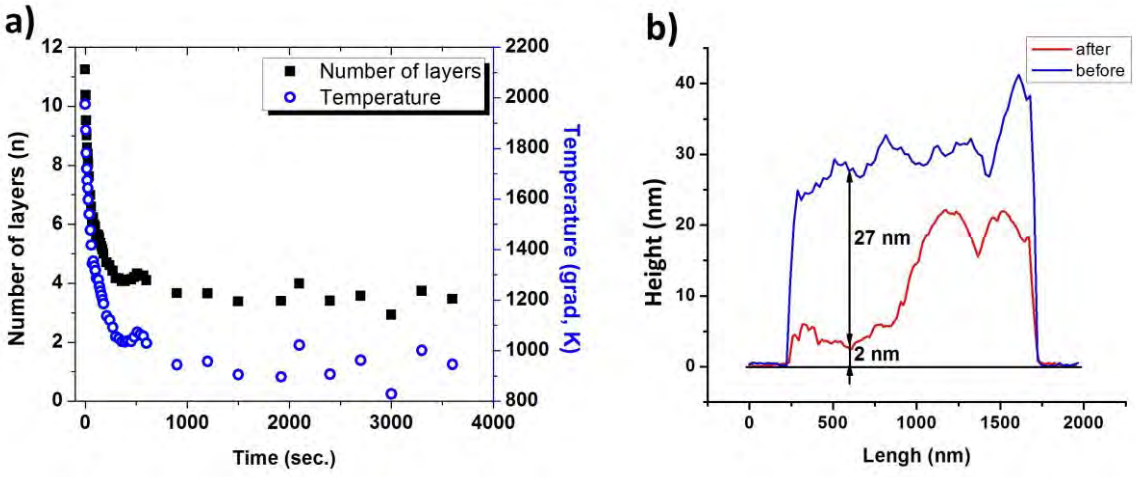


Рисунок 1. a) Количество слоев и температура образца в зависимости от времени облучения; b) профиль поверхности до и после облучения.

для одного образца, на Рис. 1.b приведен профиль графенового листа до и после облучения, полученный методом АСМ.

Таким образом, продемонстрирована возможность послойного утоньшения многослойного графена [6] при облучении лазерным излучением мощностью до 10 мВт

1. A.C. Ferrari, J.C. Meyer, V. Scardaci et al. Phys . Rev. Lett. 97, 187401 (2006).
2. F.P. Rouxinol, R.V. Gelamo, R.G. Amici, A.R. Vaz, and S.A. Moshkalev. Appl. Phys. Lett. 97, 253104 (2010)
3. I. Calizo, F. Miao, W. Bao, C.N. Lau and A.A. Balandin, Appl. Phys. Lett. 91, 071913 (2007).
4. Y.K. Koh, M.-H. Bae, D.G. Cahill and E. Pop. Nano Lett. 10, 4363 (2010).
5. L.S.K. Pang, J.D. Saxby and S.P. Chatfield. Phys. Chem 97, vol. 27, 6942 (1993).
6. V.A. Ermakov, A.V. Alaferdov, S.A. Moshkalev, A.R. Vaz.. in preparation.

Структурная морфология и оптические свойства системы вертикально упорядоченных массивов нанокристаллов кремния в матрице диоксида кремния

А.В. Ершов, И.А. Чугров, Д.А. Грачев, А.И. Бобров, Д.А. Павлов

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород

ershov@phys.unn.ru

Упорядоченные массивы нанокристаллов кремния (НК Si) в диэлектрической матрице в недалеком будущем позволят преодолеть принципиальные ограничения в технологии кремниевых устройств − таких, как энергонезависимые элементы памяти и интегрированные в типовой планарный процесс светоизлучающие приборы [1].

В работе представлены результаты по экспериментальному получению, исследованиям структуры методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ВР ПЭМ) и фотолюминесценции (ФЛ) систем с массивами НК Si в матрице SiO_2. Системы были сформированы путем высокотемпературного (1000−1100 ºС) отжига (ВТО) многослойных (до 60 слоев) нанопериодических (период 5−10 нм) структур (МНС) *a*-SiO_x/SiO_2, которые были получены испарением в вакууме. ВТО образцов проводился в атмосфере азота. Структурные исследования методом ВР ПЭМ проводились с помощью электронного микроскопа JEM2100F (JEOL). Спектры ФЛ образцов измерялись в диапазоне 350−900 нм при возбуждении азотным (337 нм) и аргоновым (488 нм) лазерами. Исследовались спектры ИК-пропускания наноструктур.

По данным микроскопических исследований МНС *a*-SiO_x/SiO_2 (4 нм/3 нм), не подвергнутых ВТО, установлено формирование сплошных наноразмерных слоев SiO_x и SiO_2 с соответствием реального и заданного периодов. ВТО приводит к формированию наноразмерных включений кремния (с плотностью ~ $1\cdot10^{12}$ $см^{-2}$) в аморфной матрице SiO_2 с сохранением исходной периодичности системы SiO_x/SiO_2 (Рис. 1). Период МНС *a*-SiO_x/SiO_2 (4 нм/3 нм) после ВТО составил 7.4±1.5 нм. Согласно данным по ВР ПЭМ-изображениям кремниевые включения имели кристаллическую структуру (Рис. 2). Ориентация нанокристаллов в массиве была найдена некогерентной. Фурье-анализ ПЭМ-изображения дал межплоскостные расстояния 3.2±0.1Å, 1.91±0.02Å и 1.35±0.04Å, что соответствует кристаллическому кремнию в направлениях [111], [220], [311], соответственно. Установлено, что диаметры нанокристаллов кремния, в подавляющем большинстве, не превышают толщины исходных слоев SiO_x в МНС. Посредством обработки ВР ПЭМ-изображений получены функции распределения НК Si по размерам, и наиболее вероятный эквивалентный диаметр НК Si составил 4.6±1.5 нм (Рис. 3). Само распределение хорошо аппроксимируется нормальной логарифмической функцией, как это часто наблюдается для подобных наносистем (см., например, [2]).

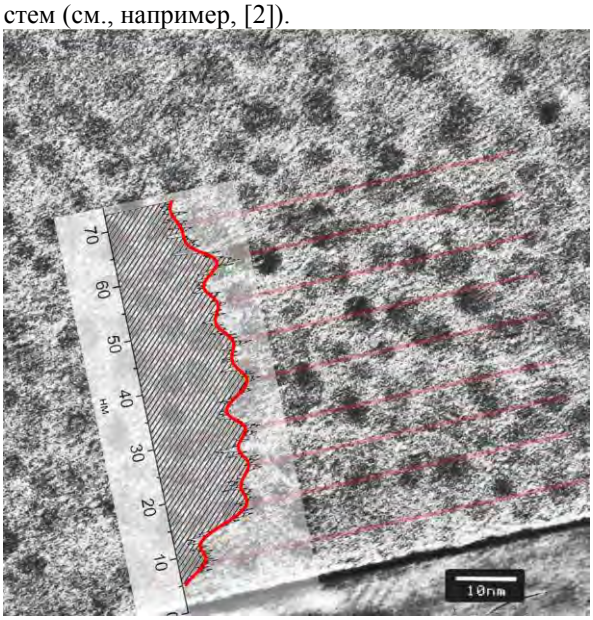


Рис. 1. ПЭМ-изображение поперечного среза МНС *a*-SiO_x/SiO_2 (4 нм/3 нм), отожженных при 1100 °С. Вставка иллюстрирует интенсивность темнового контраста, доказывающую периодичность наноструктур.

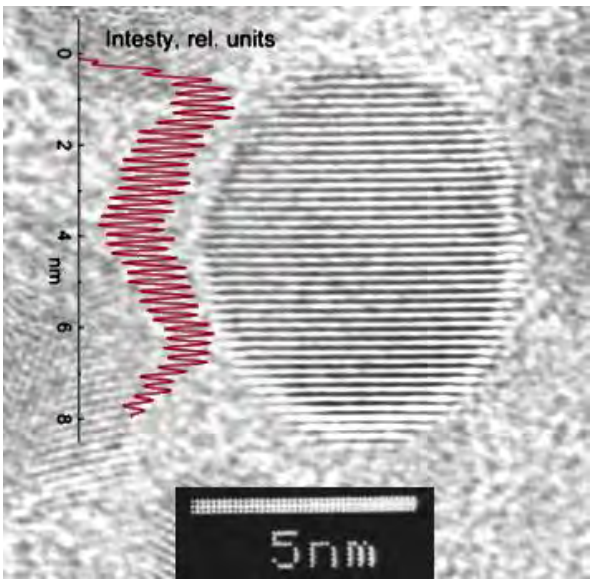


Рис. 2. ВР ПЭМ-изображение поперечного среза МНС *a*-SiO_x/SiO_2 (4 нм/3 нм), отожженных при 1100 °С. Вставка иллюстрирует интенсивность темнового контраста, дающую межплоскостное расстояние в НК Si.

Формирование НК Si в МНС *a*-SiO_x/SiO_2 при ВТО, обнаруженных по данным ВР ПЭМ, находится в хорошем согласии с поведением оптических

свойств, в частности в поведении спектров ФЛ образцов, демонстрирующих после операции ВТО интенсивную размерно-зависимую световую эмиссию при комнатной температуре в области 750−800 нм.

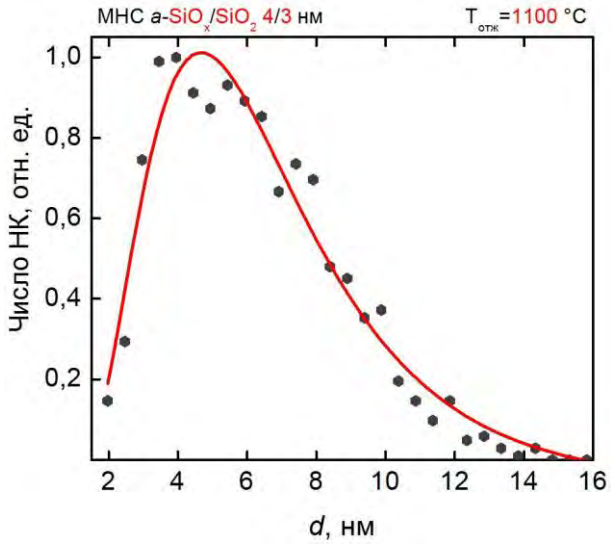


Рис. 3. Распределение НК Si по размеру в структуре *a*-SiO_x/SiO_2 с периодом 3нм/4нм. Сплошной линией указана аппроксимирующая логнормальная функция.

На рис. 4 представлены спектры ФЛ отожженных при 1100 °C МНС *a*-SiO_x/SiO_2 с разным исходным периодом структур, а именно: 8 нм/3 нм; 4 нм/3нм; 2 нм/3 нм.

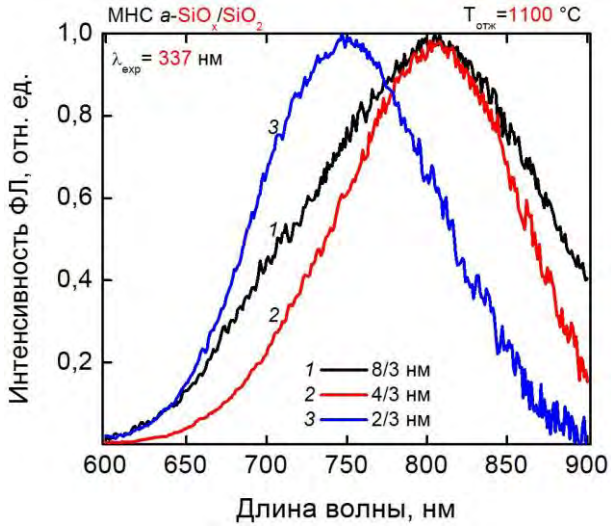


Рис. 4. Спектры ФЛ от МНС *a*-SiO_x/SiO_2 с разным периодом структур: 8 нм/3 нм; 4 нм/3нм; 2 нм/3 нм. Накачка азотным лазером. Отжиг 1100 °C.

Из рис.4 следует *«синее»* смещение пика ФЛ при уменьшении толщины слоев SiO_x в МНС, подтверждая возможность управления размером НК Si путем задания исходной толщины субоксида кремния в структурах.

Данные спектров ИК-пропускания (Рис. 5) и спектроскопии комбинационного рассеяния подтвердили эффекты фазового разделения в слоях субоксида кремния на Si и SiO_2 и роста нанокристаллов кремния по мере увеличения температуры отжига.

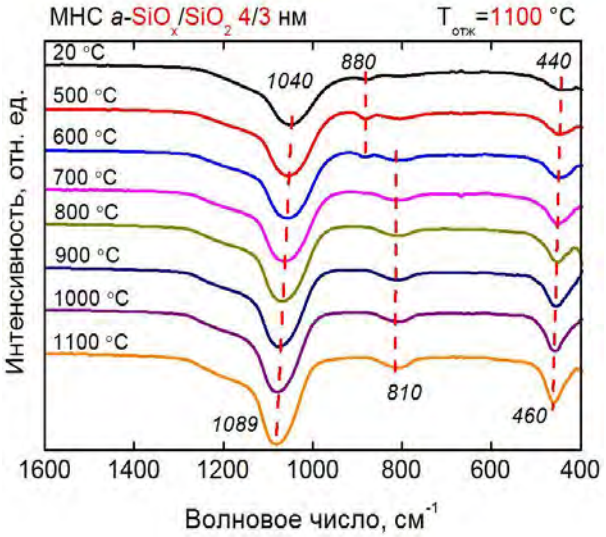


Рис. 5. Спектры ИК-пропускания МНС *a*-SiO_x/SiO_2 с периодом 4 нм/3нм, отожженных при разных температурах в течение 2 часов.

Согласно данным рис.5, по мере роста температуры отжига структур, полосы ИК-поглощения, характерные для SiO, преобразуются в типичные полосы SiO_2, свидетельствуя о реакции термического фазового разделения SiO_x на Si и SiO_2.

В зависимости от температуры отжига в диапазоне 500−1100 °C подтверждена закономерность модификации структуры наносистемы в последовательности: нефазовые включения кремния – аморфные нанокластеры – нанокристаллы кремния.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и гранта РФФИ 10-02-00995.

1. L. Pavesi, R. Turan, Silicon Nanocrystals. Fundamentals, Synthesis and Applications (Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010).
2. V.A. Belyakov, V.A. Burdov, R. Lockwood, A. Meldrum, Adv. Opt. Technol. **2008**, ID 279502, 1 (2008).

О концепции туннельно-резонансного фотонного нанотриода

А.А.Жаров [1], Д.А.Смирнова [1], А.И.Смирнов [2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Афонино

[2] Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

zharov@ipm.sci-nnov.ru

Развивается концепция резонансного туннельного фотонного нанотриода, который позволяет осуществлять взаимное полностью оптическое управление пересекающимися световыми пучками. Идея данной концепции основана на сильном резонансном взаимодействии между собственной квазилокализованной модой планарного диэлектрического нановолновода и падающего светового пучка, находящихся в условиях близких к условиям фазового синхронизма. Продемонстрировано, что малые изменения входной интенсивности волноводной моды могут приводить к глубокой модуляции коэффициентов отражения и прохождения падающего светового пучка благодаря обмену между захваченными в волновод и свободными фотонами.

Развитие линейных и нелинейных оптических устройств, обеспечивающих локализацию света и управление световыми потоками на нанометровых масштабах, чрезвычайно важно для перспективных приложений в интегральных оптических цепях [1,2]. Удержание электромагнитной энергии в малых объемах может найти применение в медицине [3], биологии и химии [4], для создания нанолазеров [5] и пр. Одним из главных вызовов для будущих приложений является достижение полностью оптического контроля фотонных потоков на масштабах сравнимых с масштабами современных полупроводниковых устройств, что сделало бы возможным переход от электронных и оптоэлектронных систем к полностью оптическим схемам, сулящим, в частности, значительное увеличение быстродействия. К настоящему времени возможности нанолокализации света и работы с фотонами главным образом ассоциируется с поверхностными плазмонами [6-8] – локализованными в окрестности границ раздела металл/диэлектрик электромагнитных собственных мод. Однако, несмотря на значительную поперечную локализацию, достигающую в металлодиэлектрических щелевых волноводах (см., например, [9]) значений порядка 30 – 40 нм в ближнем и видимом диапазонах, поверхностные плазмоны испытывают довольно сильную друдевскую диссипацию в металлах, что ограничивает их длину распространения несколькими микрометрами, которая, как правило, недостаточна для ряда приложений в нанофотонике без использования специальных приемов, таких, например, как использования усиливающих сред [10], нанофокусировки в линейных и нелинейных сужающихся плазмонных волноводах [11,12]. Альтернативная схема нанолокализации фотонов может основываться на плоском диэлектрическом волноводе не имеющем критической толщины для фундаментальной ТЕ моды. При несколько худшей поперечной локализации света диэлектрический нановолновод обеспечивает существенно большие дистанции его распространения.

В отличие от существующих схем, наше предложение эксплуатирует возможность сильного резонансного взаимодействия фундаментальной квазилокализованной собственной моды тонкого нелинейного планарного диэлектрического нановолновода, связанного посредством оптического туннельного барьера с когерентным падающим пучком, находящимся в условиях близких к условиям фазового синхронизма. Излучающая собственная ТЕ мода волновода с достаточно высокой радиационной добротностью (которая все же значительно ниже добротности, обусловленной джоулевыми потерями в диэлектрике) может возбуждаться как внешним источником на входе системы (которую в дальнейшем мы будем называть управляющей волной) так и падающим фазово-согласованным пучком от другого источника (см. Рис.1).

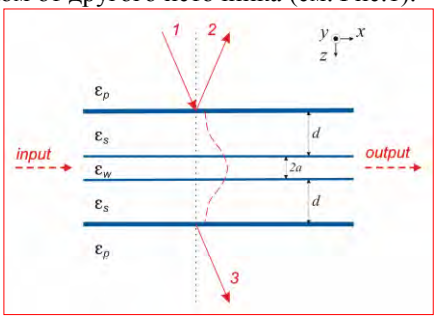


Рис.1

Принимая во внимание резонансный характер взаимодействия между управляющей волноводной модой и падающим пучком, малые нелинейные фазовые расстройки неизбежно ведут к бистабильности системы, имеющей место в определенной области умеренных интенсивностей и падающего пучка и управляющей волны, что, в свою очередь, может иметь следствием сильные изменения мощностей прошедшего пучка и выходящей из области взаимодействия управляющей волны. Таким образом, данная система осуществляет нелинейное резонансное

управление фотонными потоками благодаря обмену захваченными в волновод и свободными фотонами пучка и в определенном смысле напоминает управление электронными потоками в вакуумном триоде.

Для описания нелинейного взаимодействия управляющей волны и падающего пучка, методом «расщепления поля» [13] было получено уравнение для медленной амплитуды (огибающей) волноводной моды:

$$\frac{1}{V_g}\frac{\partial G}{\partial t}+\frac{\partial G}{\partial x}+(\gamma_r+\gamma)G+i(-\delta+\delta^{NL})G=$$

$$=\sqrt{\gamma_r}N, \qquad (1)$$

Амплитуда электрического поля в волноводе G нормирована таким образом, что $|G|^2$ - полный поток энергии в волноводе, $|N|^2$, $S_R=\left|\sqrt{\gamma_r}G-N\right|^2$, $S_T=\gamma_r|G|^2$ - плотности потоков энергии в падающем, отраженном и прошедшем пучках соответственно, $\gamma_r,\gamma,(\gamma<<\gamma_r)$ - коэффи- циенты радиационного затухания моды и затухания связанного с джоулевыми потерями в диэлектрике; $\delta,\delta^{NL}=\alpha|G|^2$ - линейная и нелинейная фазовые расстройки между волноводной модой и падающим пучком.

На Рис.2 показаны зависимости потоков энергии в отраженном и прошедшем пучках (а также в волноводе на выходе из области взаимодействия) от интенсивности управляющей волны.

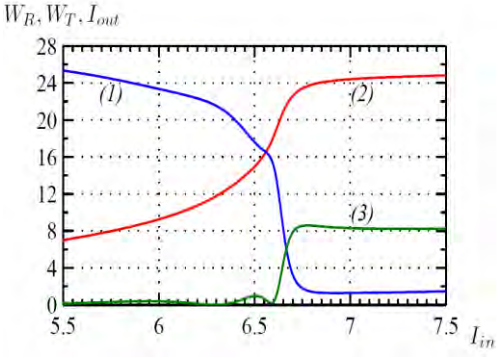


Рис.2

Следствием бистабильности системы является появление крутых участков на вышеприведенных кривых. Если рабочая точка (или смещение) попадает на крутой участок, то даже малые изменения интенсивности управляющей волны приведут к глубокой модуляции потоков отраженного и прошедшего излучения. Зависимость статического коэффициента усиления, который вводится как

$$K_{R,T}=dW_{R,T}/dI_{in} \qquad (2)$$

от интенсивности управляющей волны I_{in} (смещения) приведена на Рис.3

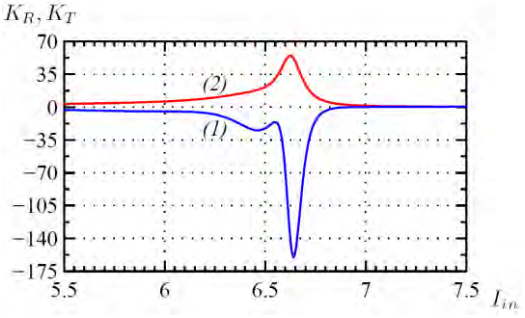


Рис.3

и показывает возможность усиления сигнала в отраженном (до 160 раз) и прошедшем (до 60 раз) свете в сравнительно узком интервале интенсивностей смещения. В докладе, также, результаты обобщаются на динамические процессы, для которых существенна инерция нелинейности и построены частотные зависимости коэффициентов усиления. В частности показано, что для некоторых новых диэлектрических материалов, например таких как окись титана с включениями в виде золотых наночастиц характерный нелинейный отклик не превышает 100фс [14], а частотная зависимость коэффициента усиления имеет ширину ~5ТГц.

1. Menon V.M., Deych L.I., and Lisyansky A.A., Nat. Photon. **4**, 345 (2010)
2. Miller D.A.B., Nat. Photon. **4**, 3 (2010)
3. Gobin A.M., Lee M.H., Halas N.G. et al., Nano Lett. **7**, 1929 (2007)
4. Vedantam S., Lee H., Tang J. et al., Nano Lett. **9**, 3447 (2009)
5. Bergman D.J. and Stockman M.I., Phys. Rev. Lett. **90**, 027402 (2003)
6. Maier S.A., Plasmonics: Fundamentals and Applications (Springer-Verlag, Berlin, 2007)
7. Brongersma M.L. and P.G.Kik, Surface Plasmon Nanophotonics (Springer-Verlag, 2007)
8. Cao L. and Brongersma M.L., Nat. Photon. **3**, 12 (2009)
9. Gramotnev D.K. and Bozhevolnyi S.I., Nat. Photon. **4**, 83 (2010)
10. Noginov M.A., Zhu G., Mayy M. et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 226806 (2008)
11. Stockman M.I., Phys. Rev. Lett. **93**, 137404 (2004)
12. Davoyan A.R., Shadrivov I.V., Zharov A.A. et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 116804 (2010)
13. Smirnov A.I. and Zharov A.A., in Soliton-driven Photonics, A.D.Boardman and A.P.Sukhorukov, eds. (Kluwer Academic Publishers, 2000), p.141
14. Afanasiev A.V., Aleksandrov A.P., Ageeva N.A. et al., J. Opt. Technol. **78**, 537 (2011)

Циклотронный резонанс в гетероструктурах на основе HgTe/CdTe в квантующих магнитных полях

А.В. Иконников[1], М.С. Жолудев[1], К.В. Маремьянин[1], O. Drachenko[2], M. Orlita[3], F. Терре[4], К.Е. Спирин[1], А.В. Антонов[1], А.А. Ластовкин[1], В.И. Гавриленко[1], С.А. Дворецкий[5], Н.Н. Михайлов[5], M. Goiran[6], M. Helm[2], J. Wosnitza[2], W. Knap[4]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Dresden High Magnetic Field Laboratory, Germany
[3] Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses (LNCMI-G), France
[4] Laboratoire Charles Coulomb (LCC), Universite Montpellier II, France
[5] Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск
[6] Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses (LNCMI-T), Universite de Toulouse, France

antikon@ipmras.ru

Гетероструктуры (ГС) на основе HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами (КЯ) представляют интерес как для фундаментальных исследований, так и для практического применения, в первую очередь в качестве приемников ТГц излучения. Несмотря на то, что первые работы по сверхрешеткам HgTe/CdTe датируются 1979 годом [1], данные гетероструктуры еще недостаточно хорошо изучены. Например, в этой гетеросистеме совсем недавно были обнаружены состояние «топологического изолятора» [2] и одновременное существование электронов и дырок [3].

Одним из эффективных методов для определения зонной структуры полупроводников является метод циклотронного резонанса (ЦР). В данной работе рассматривается ЦР в квантующих магнитных полях, т.е. в таких, в которых переходы идут между конкретными уровнями Ландау, что дает возможность определять расстояния между этими уровнями. Ранее такие исследования проводились в работах [4—7], однако во всех них наблюдалось систематическое расхождение экспериментальных данных с теоретическими расчетами, что позволяет предполагать несоответствие «традиционных» зонных параметров, закладываемых в расчеты, реальным. В данной работе будет предпринята попытка такой коррекции.

В работе были проведены исследования ЦР в нескольких ГС на основе HgTe/CdTe (013) с различными параметрами в квантующих магнитных полях. Параметры образцов представлены в табл. 1. Измерения были выполнены при $T = 4{,}2$ К с помощью квантовых каскадных лазеров (ККЛ) и фурье-спектрометра. Измерения были выполнены как в стационарных, так и в импульсных магнитных полях.

Таблица 1

Параметры исследованных образцов

№	$d_{КЯ}$, нм	$x^{Cd}_{КЯ}$, %	$x^{Cd}_{БАР}$, %
100708	30	15,7	56,4
091217-1	7	0	72
091222-1	8	0	70

Расчет уровней Ландау был выполнен в рамках модели Кейна с учетом встроенных упругих деформаций. Подробнее расчет описан в [7]. При выполнении расчетов брались следующие зонные

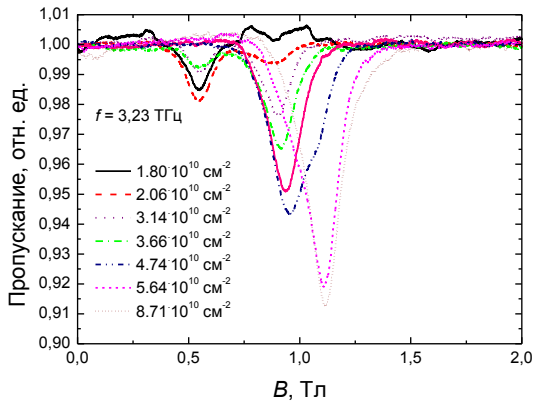


Рис. 1. Типичные спектры ЦР в структуре 100708, измеренные с помощью ККЛ.

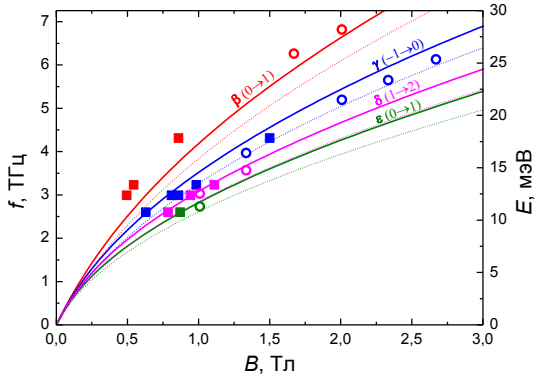


Рис. 2. Рассчитанные энергии переходов (линии) и положения спектральных линий (символы) ЦР в структуре 100708 от магнитного поля. Сплошные символы — результаты измерений с помощью ККЛ, открытые — с помощью фурье-спектрометра. Сплошные линии — результат расчета после подгонки, точечные — до подгонки.

параметры: «традиционные» — VBO (разрыв валентной зоны) = 570 мэВ, $E_p = 18{,}8$ эВ [8] и «подогнанные» (одинаковые для всех образцов!) — VBO = 620 мэВ, $E_p = 20{,}8$ эВ.

На рис. 1 представлены типичные спектры, измеренные с помощью ККЛ, в образце 100708 при различных концентрациях, на рис. 2 — рассчитанные энергии переходов и положения спектральных линий ЦР от магнитного поля. Данный образец обладает нормальной зонной структурой, в нем обнаружены переходы между четырьмя нижними уровнями Ландау. Данные переходы обозна-

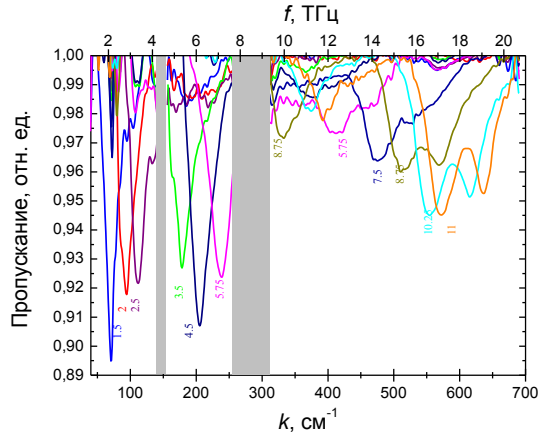


Рис. 3. Типичные спектры ЦР в структуре 091217-1, полученные с помощью фурье-спектрометра. Цифрами указаны магнитные поля в теслах. Сплошные серые полосы — полосы остаточных лучей.

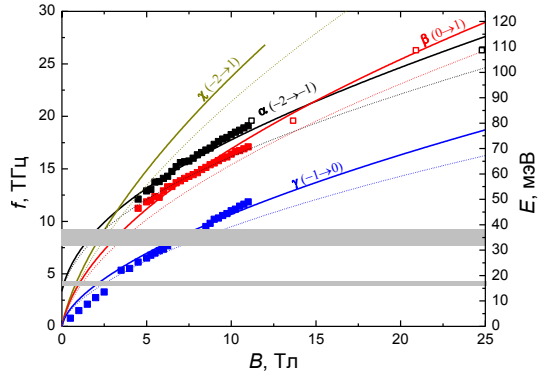


Рис. 4. Рассчитанные энергии переходов (линии) и положения спектральных линий (символы) ЦР в структуре 091217-1 от магнитного поля. Сплошные символы — результаты измерений с помощью фурье-спектрометра, открытые — с помощью ККЛ в импульсных магнитных полях. Сплошные линии — результат расчета после подгонки, точечные — до подгонки. Сплошные серые полосы — полосы остаточных лучей.

чены греческими буквами, в скобках указаны номера начального и конечного уровней Ландау так, как они нумеруются в модели Кейна (см. [6, 7]). Из рис. 2 видно, что использование «подгоночных» параметров дает более хорошее согласие результатов расчета и экспериментов, чем использование «традиционных» параметров. Однако более ярко это проявляется при исследованиях на большем диапазоне магнитных полей и энергий.

На рис. 3 показаны типичные спектры ЦР в структуре 091217-1, полученные с помощью фурье-спектрометра, на рис. 4 — положения этих спектральных линий. Кроме этого, на рис. 4 также показаны положения линий ЦР, измеренных с помощью ККЛ (λ ~ 15 мкм и 11 мкм) в импульсных магнитных полях. Видно, что экспериментальные результаты, полученные разными методами, находятся в хорошем согласии друг с другом. Также видно, что использование «подгоночных» параметров в расчетах дает значительно лучшее соответствие эксперименту.

Аналогичное поведение наблюдается и в другом образце с инвертированной зонной структурой — 091222-1. Так же как и в образце 091217-1

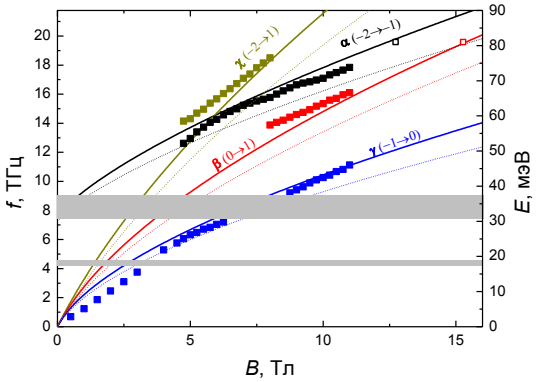


Рис. 5. Рассчитанные энергии переходов (линии) и положения спектральных линий (символы) ЦР в структуре 091222-1 от магнитного поля. Сплошные символы — результаты измерений с помощью фурье-спектрометра, открытые — с помощью ККЛ в импульсных магнитных полях. Сплошные линии — результат расчета после подгонки, точечные — до подгонки. Сплошные серые полосы — полосы остаточных лучей.

в нем наблюдаются линии α, β и γ, соответствующие переходам с различных уровней Ландау, и так же как и в других образцах, использование «подгоночных» параметров приводит к существенно лучшему согласию теории и эксперимента.

Кроме того, в этом образце наблюдалась линия χ, которая соответствует переходу -2 → 1, который запрещен в аксиальном приближении. При нарушении аксиального приближения происходит «замешивание» уровней Ландау, номера которых отличаются на 2. В данном образце в магнитном поле ≈ 5,7 Тл уровни 0 и -2 сильно взаимодействуют, поэтому уровень -2 содержит некоторую долю волновых функций уровня 0. Вследствие этого переход -2 → 1 становится разрешенным, а также происходит антикроссинг переходов α и χ (ср. с [6]).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 11-02-00958, № 11-02-97061, № 11-02-93111), Минобрнауки (ГК 16.740.11.0321, ГК 16.518.11. 7018, грант МК-1114.2011.2) и РАН.

1. Schulman J.N. and McGill T.C. // Appl. Phys. Lett. **34**, 663 (1979).
2. König M., Wiedmann S. et al. // Science **318**, 766 (2007).
3. Gusev G.M., Olshanetsky E.B. et al. // Phys. Rev. Lett. **104**, 166401 (2010).
4. Schultz M., Merkt U. et al // Journal of Crystal Growth, **184/185**, 1180 (1998).
5. Schultz M., Merkt U. et al // Phys. Rev. B, **57**, 14772 (1998).
6. Orlita M., Masztalerz K. et al // Phys. Rev. B, **83**, 115307 (2011).
7. Ikonnikov A.V., Zholudev M.S. et al // Semicond. Sci. Technol. **26,** 125011 (2011).
8. Novik E.G., Pfeuffer-Jeschke A. et al // Phys. Rev. B **72**, 35321 (2005).

Проводимость по состояниям Ванье-Штарка и отрицательная дифференциальная проводимость в сверхрешетках InAs/AlSb

М.С. Каган[1], И.В. Алтухов[1], А.Н. Баранов[2], Н.Д. Ильинская[3], С.К. Папроцкий[1], В.П. Синис[1], Р. Тесье[2], А.А. Усикова[3]

[1] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва
[2] IES, Université Montpellier 2, CNRS, Montpellier, France
[3] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

kagan@cplire.ru

Явления переноса в сверхрешетках (СР) детально исследовались (главным образом, в СР на основе GaAs) в связи с ожидаемым усилением блоховских волн. Основной трудностью в реализации блоховского генератора является существование статической отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), которая приводит к образованию электрических доменов, что препятствует усилению блоховских волн [1]. В последние годы большое внимание уделялось изучению структур InAs/AlSb с гетеропереходами II рода. К достоинствам этих структур относятся большой разрыв зон (до 1 эВ) и малая эффективная масса электронов (0,023 в InAs). Эти исследования направлены на разработку фотодетекторов среднего ИК [2] и ТГц [3] диапазонов, квантовых каскадных лазеров, работающих в диапазоне 2,3-5 мкм [4] и высокочастотных транзисторов на горячих электронах [5]. СР на основе InAs очень привлекательны и для исследования нелинейных явлений переноса. В настоящем сообщении представлены результаты исследования вертикального транспорта в СР InAs/AlSb.

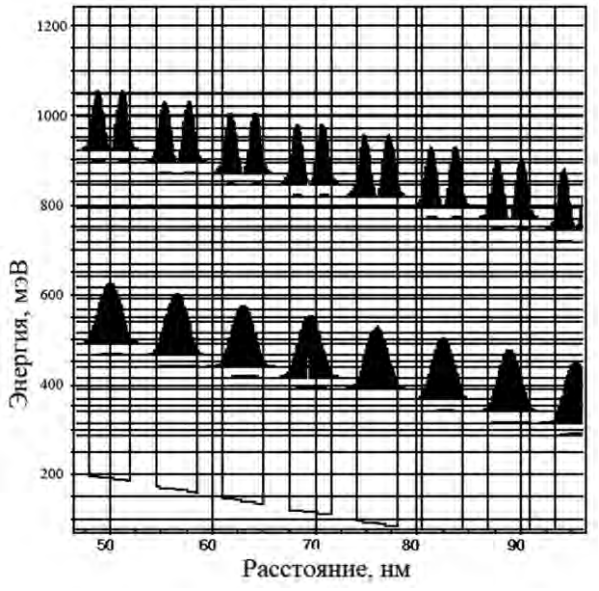


Рис. 1. Энергетический спектр и волновые функции для InAs/AlSb. СР1. E=40 кВ/см, T=300 K.

Короткопериодные СР InAs/AlSb на подложке InAs выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии в университете Монпелье, Франция. Использовались 2 типа структур. Структура 1 (СР1) состояла из 60 периодов 4,5 нм InAs/ 3,5 нм AlSb, расположенных между верхним контактным слоем n^+-InAs<Si> ($n = 1\times10^{19}$см$^{-3}$) и подложкой n^+-InAs<Si> ($n = 2\times10^{18}$см$^{-3}$). Структура 2 (СР2) содержала 85 периодов 4 нм InAs/ 2 нм AlSb. Концентрация Si в СР составляла $(1\text{-}2)\times10^{17}$см$^{-3}$. С помощью стандартной процедуры фотолитографии и мокрого травления были изготовлены мезаструктуры с золотыми контактами площадью $(1\text{-}3)\times10^{-4}$ см^2.

К образцу прикладывались импульсы напряжения прямоугольной или треугольной формы. Длительность импульсов варьировалась от 0,2 до 10 мкс. Треугольные импульсы позволяли регистрировать вольтамперные характеристики (ВАХ) при прямом и обратном ходе напряжения. Измерения проводились при азотной и комнатной температурах.

На рис. 1 показаны энергии и волновые функции для двух первых уровней размерного квантования в СР 1 для комнатной температуры в электрическом поле 40 кВ/см. Видно, что основные состояния сильно перекрываются. Разность энергий между этими уровнями ~0,4 эВ.

На рис. 2 приведены осциллограммы тока и напряжения в импульсе для образца СР2. Колебания тока связаны с наличием паразитных резонансных контуров и возбуждаются из-за существования ОДП в цепи образца.

На рис. 3 приведена ВАХ для СР1, измеренная на треугольном импульсе напряжения для прямого и обратного хода. Насыщение тока на начальном участке при напряжениях меньше ~1,5 В мы связываем с образованием статического домена, возникающего из-за неустойчивости исходной ВАХ с ОДП. Происхождение ОДП предполагается связанным с известным механизмом Эсаки-Цу при проводимости по минизоне, образованной из основных состояний в квантовых ямах СР. Действительно, интервал напряжений на участке насыщения тока соответствует полям 15-20 кВ/см, где эти состояния сильно перекрыты (см. Рис. 1).

В интервале напряжений от 1,5 до 4,5 В наблюдаются несколько эквидистантных последовательных максимумов (до шести) с участками отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Возникновение этих максимумов связывается с прыжковой проводимостью по состояниям Ванье-Штарка.

Классический механизм образования ОДП при приложении электрического поля, связанный с

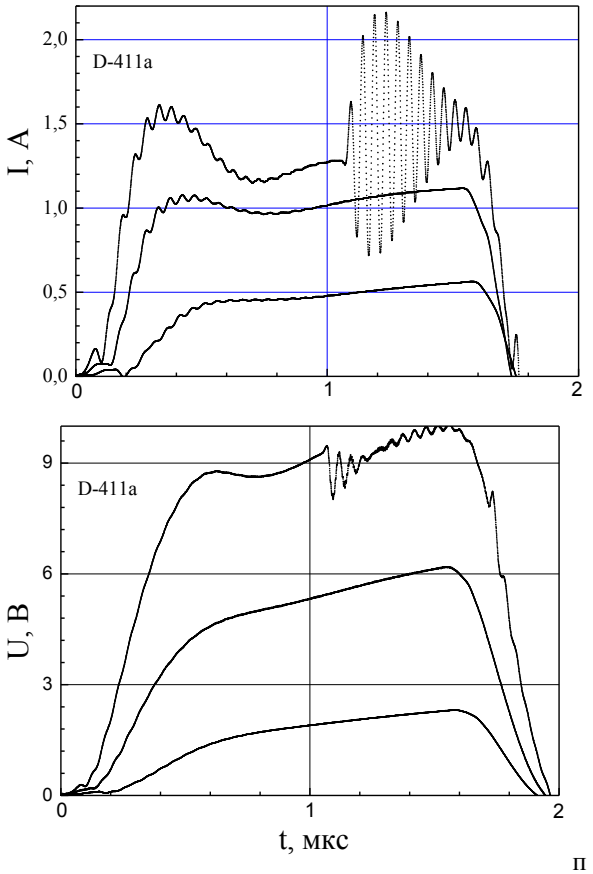


Рис. 2. Зависимость тока и напряжения от времени для образца СР2. Последовательные кривые на верхнем и нижнем графике соответствуют друг другу. Т=300К.

перекрытием основного квантованного состояния с первым возбужденным в соседней КЯ, в нашем случае не реализуется из-за малой толщины КЯ и соответственно, большой разницы в энергиях этих уровней. Для такого перекрытия приложенное напряжение должно быть почти на порядок больше использованного.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-00611 и программами РАН **"**Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов**"** и "Современные проблемы радиофизики".

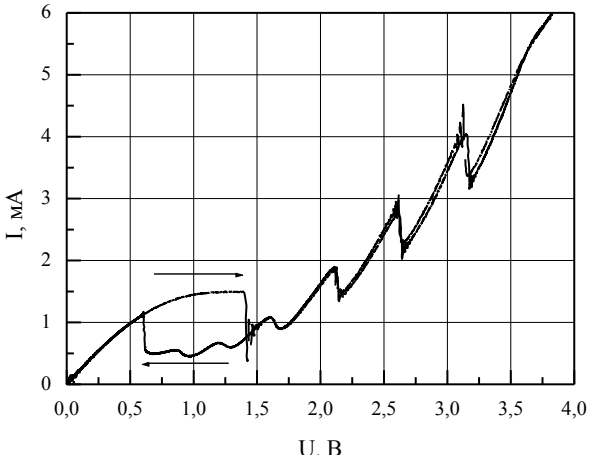


Рис. 3. Вольтамперная характеристика СР InAs/AlSb. Стрелки показывают направление изменения напряжения.

1. Hoffmann J. Advantages and disadvantages of sulfur passivation of InAs/GaSb superlattice waveguide photodiodes. / J. Hoffmann, T. Lehnert, D. Hoffmann and H. Fouckhardt. // Semicond. Sci. Technol. 2009, V. 24, P. 065008; Jie Guo. InAs/GaSb superlattices for photodetection in short wavelength infrared range. / Jie Guo, Zhenyu Peng, Weiguo Sun, Yingqiang Xu, Zhiqiang Zhou, Zhichuan Niu. // Infrared Physics & Technology. 2009. V. 52. P. 124; Rodriguez J.B. nBn structure based on InAs/GaSb type-II strain layer superlattices / J.B. Rodriguez, E. Plis, G. Bishop, Y.D. Sharma, H.S. Kim, L.R. Dawson, and S. Krishna. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 043514.

2. Li L.L. Terahertz band-gap in InAs/GaSb type-II superlattices. / L.L. Li, W. Xu, Z. Zeng, A.R. Wright, C. Zhang, J. Zhang, Y.L. Shi, T.C. Lu. // Microelectronics Journal. 2009. V. 40. P. 812.

3. Baranov A.N. Observation of room-temperature laser emission from type III InAs/GaSb multiple quantum well structures. / A.N. Baranov, N. Bertru, Y. Cuminal, G. Boissier, C. Alibert, and A. Joullié. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. P. 735; Popov A.A. Continuous-wave operation of single-mode GaInAsSb lasers emitting near 2.2 μm at Peltier temperatures. / A.A. Popov, V.V. Sherstnev, A.N. Baranov, C. Alibert, Y.P. Yakovlev. // Electronics Letters. 1998. V. 34. P. 1398; Devenson J. InAs/AlSb quantum cascade lasers emitting below 3 μm. / J. Devenson, R. Teissier, O. Cathabard, and A.N. Baranov. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 111118.

4. Daoud T. Experimental study of transport in InAs Quantum Hot Electron Transistor. / T. Daoud, G. Boissier, J. Devenson, A.N. Baranov and R. Teissier. Journal of Physics: Conference Series, 2009. V. 193**.** P. 012014.

Получение и свойства гетеронаноструктур GaAsSb/GaAs, легированных магнитной примесью

Б.Н. Звонков [1], О.В. Вихрова [1], Ю.А.Данилов [1], Ю.Н. Дроздов [2], М.Н. Дроздов [2], И.Л. Калентьева [1], А.В.Кудрин [1]

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н. Новгород
[2] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

istery@rambler.ru

Развитие спиновой электроники определяется созданием новых полупроводниковых материалов и наноструктур, обладающих ферромагнитными свойствами, и разработкой приборов на их основе. В связи с этим, актуальным является исследование не изученных ранее типов структур. В настоящей работе впервые выращены и исследованы структуры, содержащие квантовую яму GaAsSb в GaAs и дельта-слой Mn.

Гетеронаноструктуры GaAsSb/GaAs с дельта-слоем марганца выращены комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и лазерного осаждения (ЛО). На i-GaAs подложках методом МОСГЭ при температуре T_g =620°C формировался буферный слой GaAs толщиной 0.4 - 0.5 мкм. Затем T_g понижалась до 580°C и тем же методом выращивались квантовая яма (КЯ) $GaAs_{1-x}Sb_x$ шириной 12 - 18 нм с x= 0.12 – 0.16, дельта-слой углерода и спейсерные слои GaAs, разделяющие квантовую яму и дельта-слои C и Mn. Далее методом ЛО при T_g = 400°C были получены дельта-слой марганца и покровный слой GaAs толщиной ~ 20-40 нм. Содержание марганца в дельта-слое (Q_{Mn}) варьировалось в пределах 0.15 - 0.7 монослоя (МС). По данным [1], при выращивании квантовой ямы $GaAs_{1-x}Sb_x$/GaAs с составом x ~ 0.15 может образовываться гетеропереход второго рода. Дельта-слой углерода в структурах формировался как дополнительный источник носителей заряда – дырок. Аналогичным образом были получены контрольные гетеронаноструктуры: структура без марганца, но с дельта-слоем углерода, структура без углерода и марганца, но с квантовой ямой GaAsSb и структура с одиночным дельта-слоем Mn.

Кристаллическое качество структур изучалось методом рентгеновской дифракции. На структурах осуществлялось профилирование элементного состава методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5. Послойный анализ проводился с использованием распыляющих пучков ионов O_2 или Cs и анализирующего пучка ионов Bi. Глубина и размеры кратеров травления измерялись с помощью интерференционного микроскопа Talysurf CCI 2000. Светоизлучающие характеристики исследовались посредством спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) при 77 и 300 К. Для возбуждения излучения использовался He-Ne лазер мощностью 30 мВт. Гальваномагнитные свойства структур изучались с использованием гелиевого криостата замкнутого цикла в температурном диапазоне от 10 до 300 К. Величина магнитного поля при этом варьировалась в пределах ± 3800 Э.

Рентгенодифракционный анализ показал, что понижение T_g в процессе осаждения покровного слоя GaAs и введение дельта-слоя марганца не привели к ухудшению кристаллического качества структуры в целом, о чем свидетельствует наличие интерференции между покровным слоем GaAs и подложкой. Фотолюминесцентные характеристики гетеронаноструктур подтверждают эти данные (рис.1). Кроме того, наблюдается возрастание интенсивности излучения пика фотолюминесценции, соответствующего квантовой яме GaAsSb и его смещение в область больших энергий при введении в структуру дельта-слоев акцепторных примесей углерода и марганца. Причем легирование образцов только углеродом (спектр 2) приводит к увеличению полной ширины пика на полувысоте (FWHM) до 56 мэВ против 42 мэВ для нелегированной структуры (спектр 1), а при легировании и Mn происходит уменьшение FWHM до 40 мэВ с ростом содержания примеси в дельта-слое от 0.15 до 0.7 МС (спектры 3, 4 и 5 на рис.1).

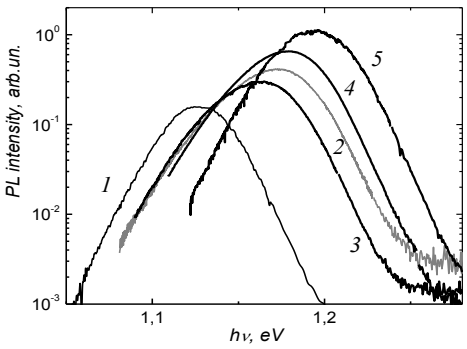


Рис. 1. Спектры ФЛ (77 К) структур: 1 соответствует одиночной КЯ GaAsSb; 2 – структуре с КЯ GaAsSb и дельта-слоем C. GaAsSb/GaAs структуры с дельта-слоем C и различным содержанием примеси Mn в дельта-слое: 3 - 0.15 МС; 4 - 0.3 МС; 5 - 0.7 МС.

Увеличение интенсивности ФЛ излучения квантовой ямы может быть связано с изменениями зонной структуры в приповерхностной области образцов, приводящими к увеличению барьера для дырок и электронов и возрастанию излучательной рекомбинации носителей в области квантовой ямы GaAsSb. Уширение пика ФЛ при дельта-легировании C вызвано влиянием углерода на распределение Sb в GaAsSb слое. Это видно из представленных на рис. 2 ВИМС профилей распределения Sb,

As и C для гетеронаноструктур без легирования (*a*) и с дельта-слоем углерода (*b*).

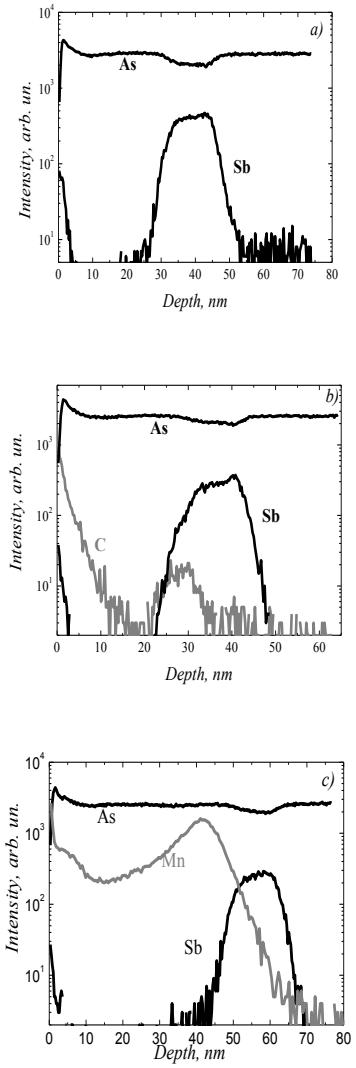


Рис. 2. ВИМС профили основных и примесных элементов: *a*) структура с одиночной квантовой ямой GaAsSb/GaAs; *b*) квантовая яма GaAsSb/GaAs и дельта-слой C; *c*) квантовая яма GaAsSb/GaAs и дельта-слой Mn.

Наблюдается изменение профиля квантовой ямы, проявляющееся в размытии гетерограницы GaAsSb/GaAs из-за сегрегации сурьмы, вызванной вытеснением атомов Sb атомами C, поскольку углерод, как и Sb замещает в GaAs элемент V группы - As. Кроме того, вследствие этого квантовая яма становится эффективно мельче и поэтому в спектрах ФЛ регистрируется сдвиг пика в область больших энергий.

Напротив, дельта-легирование структур марганцем практически не оказывает влияния на профиль распределения сурьмы в квантовой яме GaAsSb/GaAs (рис. 2, *c*). Вместе с тем видно, что примесь марганца проникает в квантовую яму, но при этом гашения ФЛ излучения от ямы, как в случае структур InGaAs/GaAs [2], не наблюдается. Этот факт требует дополнительного исследования и объяснения.

Установлено, что все образцы имеют *p*-тип проводимости. Температурные зависимости слоевого сопротивления R_s образцов демонстрируют полупроводниковый характер проводимости: сопротивление увеличивается с понижением температуры.

В температурном диапазоне 10 – 180 К были исследованы зависимости сопротивления Холла ($R_H(H)$) и магнетосопротивления структур от приложенного магнитного поля. Все структуры, содержащие дельта-слой Mn, за исключением образца с большим ~ 13 нм спейсерным расстоянием между дельта-слоем Mn и квантовой ямой, демонстрировали нелинейные зависимости $R_H(H)$ при температурах ниже 20 – 25 К (рис. 3). Примерно в этом же температурном диапазоне регистрировалось отрицательное магнетосопротивление (*MR*). Обнаружено, что величина *MR* зависела от содержания примеси марганца в дельта-слое. Максимальная величина *MR* = 12.5 % наблюдалась в магнитном поле 3800 Э при 10 К для структуры с Q_{Mn} = 0.35 МС, не содержащей дельта-слой С. С уменьшением количества примеси Mn наблюдалось уменьшение величины *MR* по модулю (вставка на рис. 3).

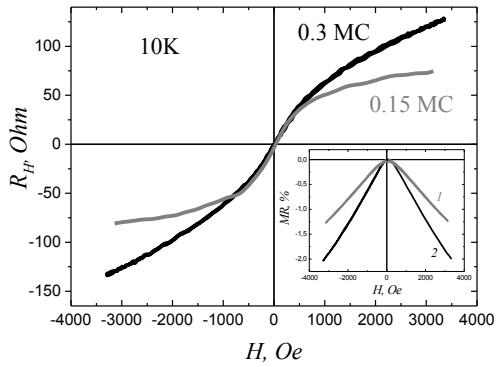


Рис. 3. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла при температуре 10 К. На вставке приведено магнетосопротивление. Величина Q_{Mn} составляет: кривая 1 - 0.15 МС, кривая 2 - 0.3 МС.

Таким образом, установлено, что структуры, содержащие GaAsSb/GaAs квантовую яму и дельта-слой Mn, имеют хорошее кристаллическое качество. Это подтверждается рентгенодифракционным анализом и фотолюминесцентными исследованиями. При температурах ниже 20 - 25 К образцы демонстрирует наличие отрицательного магнетосопротивления и нелинейные зависимости $R_H(H)$, что указывает на наличие у них ферромагнитных свойств.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-00645а) и Минобрнауки России (ГК 16.552.11.7007).

1. Influence of Sb/As soak times on the structural and optical properties of GaAsSb/GaAs interfaces // S.P. Bremner, K. Ghosh, L. Nataraj, S.G. Cloutier, C.B. Honsberg/Thin Solid Films. 2010. V. 519. P. 64-68.

2. Диффузия марганца в InGaAs/GaAs квантоворазмерных структурах / О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XV международного симпозиума. 14-18 марта 2011 г. Нижний Новгород. Т. 2. С.424–425.

Квантовый эффект Холла в двумерном полуметалле и системе дираковских фермионов

З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Д.А. Козлов, Н.Н. Михайлов

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

kvon@thermo.isp.nsc.ru

В данной работе излагаются и анализируются результаты экспериментального исследования квантового эффекта Холла (КЭХ) в новых разновидностях двумерных электронных систем (ДЭС) – двумерном полуметалле (ДП) и двумерной системе однодолинных дираковских фермионов (ДДФ). Обе указанные ДЭС реализуются в квантовых ямах на основе HgTe благодаря своеобразным свойствам размерного квантования в этом бесщелевом полупроводнике. В частности, ДП возникает в квантовых ямах толщиной 18 – 20 нм, а однодолинные ДДФ реализуются при толщинах, близких к критической d_c (d_c = 6.3-6.8 нм в зависимости от ориентации ямы и ее деформации), соответствующей переходу от прямого зонного спектра к инвертированному. Поведение КЭХ в таких двумерных системах отличается целым рядом принципиальных особенностей. Начнем с ДП. При рассмотрении его свойств в магнитном поле возникает новая задача о поведении двухкомпонентной ДЭС в режиме КЭХ. Наиболее интересная ситуация реализуется в точке зарядовой нейтральности, когда концентрации дырок и электронов равны, что соответствует нулевому фактору заполнения уровня Ландау. Как показывает наш эксперимент, существует два принципиально разных диапазона магнитных полей: B = (1 – 3) T и B > 3 T. На рис.1 приведены продольное ρ_{xx} и холловское ρ_{xy} сопротивления, как функции затворного напряжения в магнитном поле B = 2.8 T. Наблюдаются хорошо выраженные плато $\rho_{xy}= -h/\nu e^2$ при ν= -2, -1, 1, 2 сопровождаемые глубокими минимумами в ρ_{xx} на дырочной и электронной сторонах зависимости. С изменением затворного напряжения при прохождении точки равенства электронной и дырочной концентрации или, другими словами, точки зарядовой нейтральности (ТЗН) продольное сопротивление имеет хорошо выраженный максимум в то время, как ρ_{xy} проходит через ноль от плато с h/e^2 на электронной стороне до плато с $-h/e^2$ – на дырочной. Таким образом, как видно из рисунка, ρ_{xx} является четной, а ρ_{xy} нечетной функцией B. На рисунке 1 (б) приведены компоненты тензора проводимости σ_{xx} и σ_{xy} как функции затворного напряжения, полученные из экспериментально определенных компонент тензора сопротивления. Наблюдаются обычные плато квантового эффекта Холла $\sigma_{xy}=e^2\nu/h$ с соответствующими минимумами в σ_{xy}. Однако можно заметить, что плато в σ_{xy} на дырочной стороне не являются полностью плоскими, а минимумы в σ_{xx} – очень глубокими, что объясняется более высокой эффективной массой дырок и низкой подвижностью дырок. Высота пиков σ_{xx} оказывается близкой к e^2/h для всех уровней Ландау, как и ожидается в обычном квантовом эффекте Холла. Наиболее интересным является состояние в ТЗН при ν=0. Из рисунка 1 (б) видно, что σ_{xy} имеет в окрестности ТНЗ плоское платно, в то время как σ_{xx} – глубокий минимум. В этом состоянии щель между дырочным и электронным уровнем Ландау мала, и возникает ситуация диссипативного транспорта по бесконечной сетке проводящих нитей, вдоль которых идут электронные и дырочные токи (рис.2).

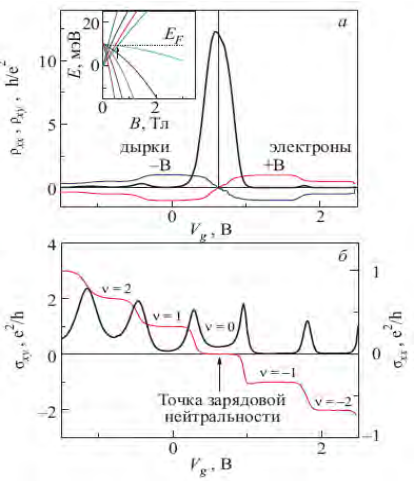


Рис. 1. Диагональная ρ_{xx} и холловская ρ_{xy} компоненты тензора сопротивления, как функции затворного напряжения при фиксированном магнитном поле 2.8 T. Холловская компонента тензора сопротивление показана для двух знаков магнитного поля. Вставка: диаграмма уровней Ландау для электронной и дырочной подзон. Пересечение последних уровней Ландау от электронной и дырочной подзон происходит при $B = B_c$. E_F – уровень Ферми в точке зарядовой нейтральности (ТНЗ) (а). Диагональная σ_{xx} и холловская σ_{xy} проводимости, как функции затворного напряжения при фиксированном магнитном поле и T = 90 млК. Стрелкой указано положение ТЗН, где $N_s = P_s$

Дальнейший рост магнитного поля приводит к возникновению щели между уровнями Ландау, причем дырочный уровень расположен уже выше электронного из-за зеемановского расщепления. Тогда сохраняется транспорт только по краевым состояниям, между которыми в отличие от режима обычного КЭХ нет никакого взаимодействия, что соответствуют отсутствию эффекта Холла. Транспорт по таким краевым состояниям является уже диссипативным и одномерным, что приводит к гигант-

ским значениям как локального, так и нелокального сопротивления ($R >> h/e^2$) (рис.3).

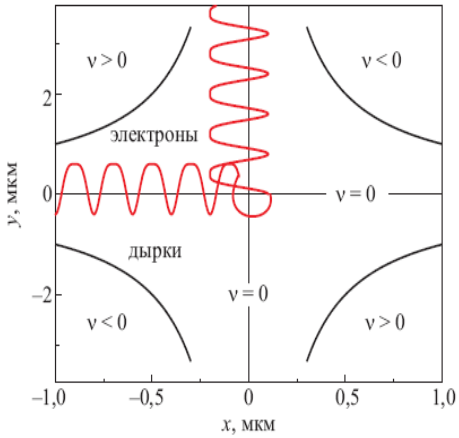


Рис. 2. Схематическое изображение электронно-дырочных змеевидных состояний распространяющихся вдоль линий ν=0 в ТЗН в средних магнитных полях (B = 2T – 3T) и геометрии седловой точки между соседними перколяционными кластерами.

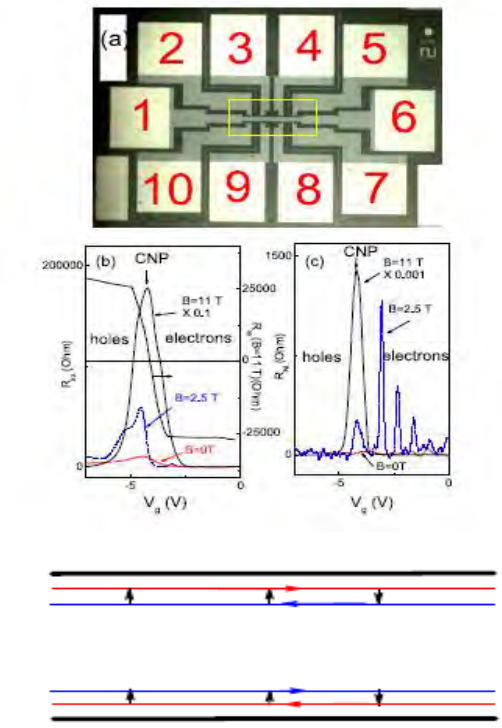


Рис. 3. Локальное (R_{1634}), нелокальное (R_{3948}), и холловское сопротивление (R_{1639}) как функции затворного напряжения в магнитном поле 11 Т. Диссипативные краевые токовые состояния в ТЗН.

Вторая часть работы посвящена системе ДДФ в HgTe квантовых ямах, предсказанной более 20 лет назад [2]. Наиболее интересным свойством однодолинных ДДФ в режиме КЭХ является флуктуации как диссипативной, так и холловской компонент сопротивления, величина которых наиболее высока вблизи дираковской точки, где амплитуда флуктуаций ρ_{xx} сравнима с его средним значением (рис.4). Следует также отметить, что КЭХ в изученной системе ДДФ наблюдается уже в магнитных полях меньше 1 Т, что на порядок меньше, чем в графене.

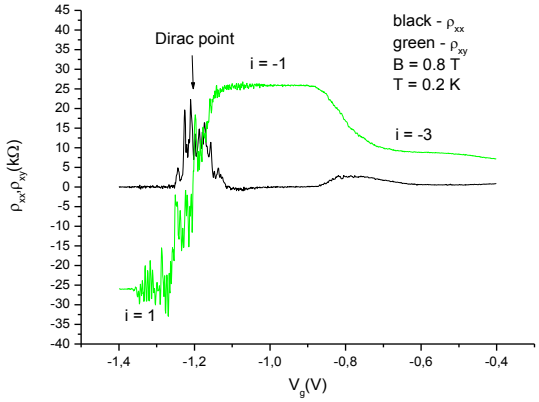


Рис. 4. Диагональная ρ_{xx} и холловская ρ_{xy} компоненты тензора сопротивления ДДФ в HgTe квантовой яме толщиной 6.6 нм, как функции затворного напряжения при фиксированном магнитном поле 0.8 Т и T = 0.2 K

Измерения емкости (рис.5) системы ДДФ показывают, что флуктуации ρ_{xx} и ρ_{xy} вызваны тонкой флуктуационной структурой «нулевого» уровня Ландау, который впервые наблюдался в данной работе. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что в системе однодолинных ДДФ и кинетические коэффициенты и термодиначеская плотность состояний не усредняются в магнитном поле даже на макроскопических масштабах.

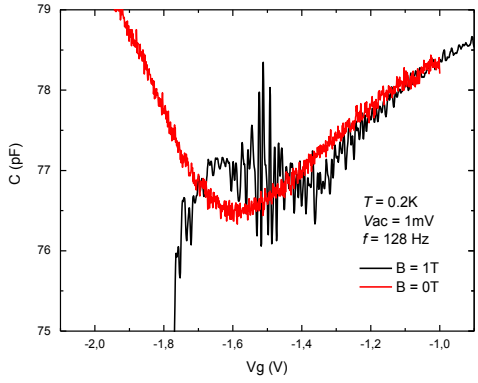


Рис. 5. Емкость структуры с ДДФ в зависимости от затворного напряжения в отсутствии и при наличии магнитного поля.

1. Gusev G.M., Olshanetsky E.B., Kvon Z.D., Mikhailov N.N., Dvoretsky S.A., and Portal J.C. // PRL, **104,** 166401 (2010)

2. Герчиков Л.Г., Субашиев А.В. // ФТП, 23, 2187 (1989); L.G. Gerchikov and A.V. Subashiev, Phys. Stat. Sol., **160,** 443 (1990).

Исследование колебательной динамики субмикронных индиевых гранул методом пикосекундной акустики

А.Ю. Клоков, М.В. Кочиев, А.И. Шарков, В.А. Цветков

Физический институт РАН, Москва

klokov@sci.lebedev.ru

Уменьшение размеров вещества до нанометровых приводит к радикальному изменению его электронных и фононных свойств по сравнению с таковыми у объемного материала. Этим объясняется, в частности, проявляемый в последнее десятилетие значительный интерес к изучению колебательной динамики наночастиц благородных металлов различной формы, например, сферической и кубической. Исследовались акустические колебания, как ансамблей, так и одиночных частиц (см., например, [1] и список литературы там).

В данной работе приводятся результаты исследования оптоакустического отклика гранулированной индиевой пленки, термически напыленной на поверхность алмазной пластины.

На **Рис. 1.** приведены результаты атомно-силовой микроскопии исследованного образца.

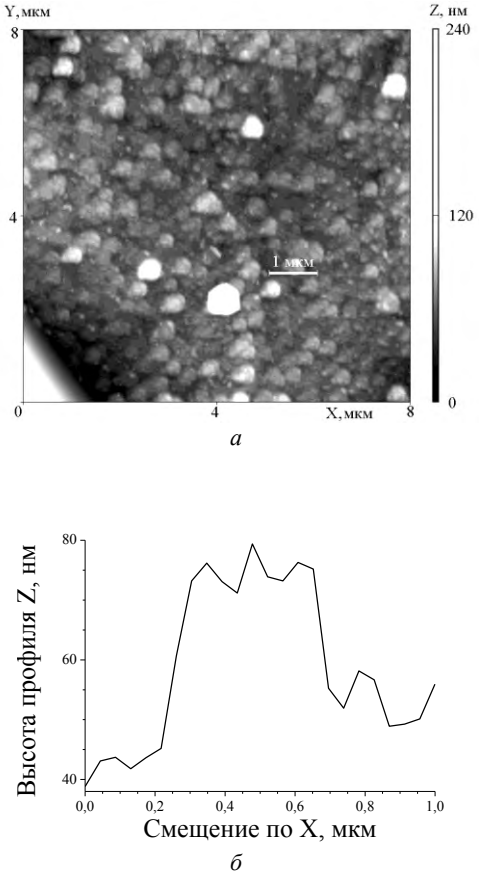


Рис. 1. АСМ изображение поверхности In пленки (*а*) и профиль участка поверхности (*б*).

Можно заметить, что на поверхности пластины сформировались гранулы, с формой близкой к цилиндрической. Высота гранул ~ 40 нм, латеральный размер ~ 300 нм, расстояние между гранулами ~ 200 нм, разброс размеров ~ 30 %.

Экспериментальное исследование колебаний гранул проводилось методом пикосекундной акустики в геометрии «на отражение». В качестве источника оптических импульсов использовался титан-сапфировый лазер MIRA-900P, работающий в пикосекундном режиме ($\lambda = 800$ нм, $\tau = 1.5$ пс). Излучение лазера было разделено на два канала - возбуждающего и зондирующего лучей со скрещенными поляризациями. Зондирующий импульс мог быть задержан по времени относительно возбуждающего с помощью оптической линии задержки. Оба луча были сфокусированы в одну точку. Размер лазерного пятна на образце ~ 15 мкм. Поляризация зондирующего луча была перпендикулярна плоскости падения, а угол падения ~ 4°. Максимальная энергетическая экспозиция на поверхности образца составляла 0.3 мДж·см$^{-2}$, при этом перегрев не превышал 30°C. Возбуждающий луч модулировался ячейкой Поккельса ($f_{мод}$ ~ 600 кГц), для синхронного детектирования малых изменений сигнала фотодиода, регистрирующего отраженный от образца зондирующий импульс.

Отклик In пленки на пикосекундное возбуждение (**Рис. 2**, кривая 1) состоял из двух компонент – осциллирующей и медленно спадающей экспоненциальной.

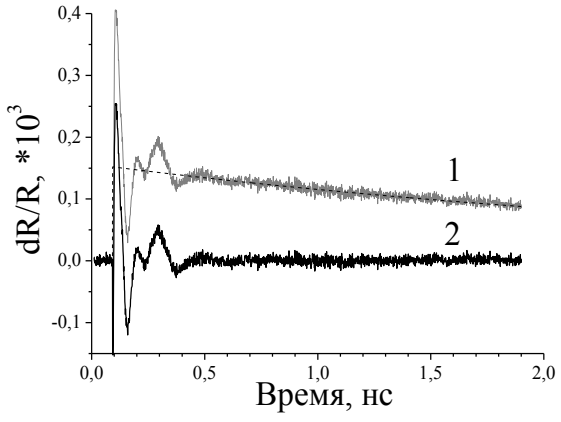


Рис. 2. Отклик In пленки (1). Тепловая (пунктир) и гиперзвуковая (2) компоненты отклика.

Подгонка методом наименьших квадратов тепловой компоненты отклика экспонентой (пунктирная кривая **Рис. 2.**), дала постоянную времени спада ~ 3.3 нс. Это позволило оценить усреднен-

ное по ансамблю тепловое сопротивление границы In/алмаз, которое оказалось равным $4.7 \cdot 10^{-8}$ $K \cdot m^2 \cdot W^{-1}$, что близко к значению, полученному нами ранее для аналогичной пары [2]. После вычитания из отклика тепловой составляющей была получена компонента (**Рис. 2**, кривая 2), обусловленная гиперзвуковыми колебаниями пленки. Затухание колебаний происходило на временном интервале ~ 400 пс. Быстрое затухание обычно связывают с расфазировкой колебаний отдельных гранул из-за разброса их размеров [3]. Фурье анализ показал, что в спектре отклика присутствуют две гармоники – на частотах ~ 5 ГГц и ~ 10 ГГц (**Рис. 3.**).

Эти частоты близки к значениям для объемных колебательных мод сферических частиц из индия диаметрами 500 и 250 нм. Конечно же, модель гранулированной пленки в виде совокупности сфер весьма грубая. Мы считаем, что более правильно рассматривать исследованную структуру в виде цилиндров, контактирующих основаниями с поверхностью подложки. Расчеты собственных мод такой структуры проводятся нами в настоящее время.

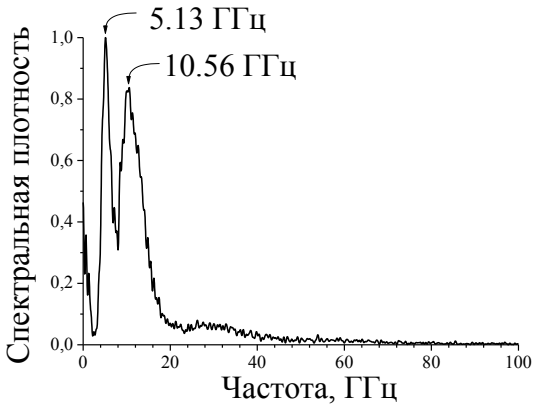


Рис. 3. Нормированный спектр гиперзвуковой компоненты отклика In пленки.

Авторы благодарны Иошкину Ю. И. за АСМ исследование образцов. Работа поддерживалась РФФИ (проект 11-02-01476-а), а также ПФИ Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов»

1. Guillet Y., Rossignol C., Audoin B., Calbris G. and Ravaine S., Applied Physics Letters 95, 061909 (2009).

2. Klokov A.Yu., Aminev D.F., Sharkov A.I., Galkina T.I., Ralchenko V.G., Journal of Physics: Conference Series 214, 012108 (2010).

3. Hartland G.V, Annual Review of Physical Chemistry 57, 403–430 (2006).

Протекание туннельного тока в полупроводниковых структурах с нанометровыми сферическими неоднородностями при многократном рассеянии

В.А. Козлов, В.А. Вербус

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

kozlov@ipm.sci-nnov.ru

Произошедший в средине 2011 года прорыв в развитии физики полупроводников, вызванный выходом планарной полупроводниковой технологии в третье измерение [1, 2], открывает широкие возможности для изучения и использования квантовых явлений в полупроводниковых структурах с нанометровыми квантовыми каналами, которые можно будет создавать по новым технологиям. Для использования этих возможностей требуется разработка соответствующих методов описания и моделирования новых физических явлений, которые могут происходить в этих системах. Потребность проведения таких исследований отмечена, например, в Международной Технологической Дорожной Карте для Полупроводников (International technology roadmap for semiconductors (ITRS)) [3], целью которой является «оценка будущих потребностей для полупроводниковой технологии, которые управляют стратегиями современных исследований в исследовательских центрах, университетах и национальных лабораториях».

В предыдущих работах [4, 5] нами теоретически изучались способы создания, модификации и моделирования транспорта носителей заряда в квантовых каналах с помощью внедрения в полупроводниковые структуры сферических и цилиндрических включений. Предлагаемый подход основан на решении уравнения Шредингера для квантово-механической задачи о протекании тока с использованием электродинамической теории Ми, описывающей рассеяние электромагнитной волны на шаре.

В отличие от предыдущих работ в настоящем докладе предложен метод решения уравнения Шредингера дающий возможность учесть процессы многократного рассеяния и отражения волновой функции электрона от сферического рассеивателя и границ раздела гетероструктур. Этот метод основан на сшивке плотности тока и волновой функции, разложенной по парциальным волнам, на всех границах раздела в соответствии с граничными условиями Бастарда, которые традиционно используются для расчета полупроводниковых гетероструктур. Применение предлагаемого метода позволяет описать транспорт электронов через систему, состоящую из плоскослоистых структур со встроенными рассеивателями, при произвольном соотношении между их размерами.

При определенных условиях встроенные нанообъекты (в качестве которых могут служить отдельные примесные атомы, квантовые точки, квантовые нити) будут создавать дополнительный квантовый канал для прохождения тока и тем самым модифицировать транспортные свойства системы в целом. Применение разработанного подхода дает возможность на модельных задачах выявить возникающие при этом квантовые эффекты и затем исследовать их более детально в реальных полупроводниковых структурах, которые можно создавать с помощью новых технологий. Таким способом можно разрабатывать дизайн структур, в которых возможно управление протеканием тока через возникающие в них квантовые каналы.

Опишем используемый метод на примере решения одночастичной модельной задачи о рассеянии носителей на шаре, находящемся в потенциальном барьере Рис.1.

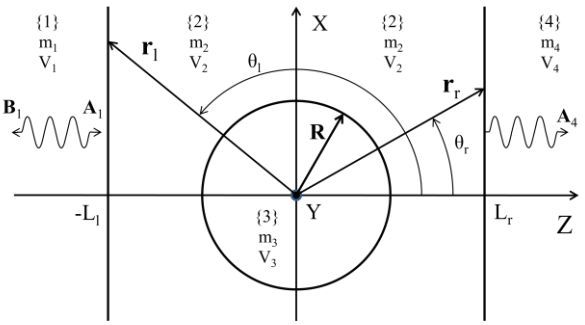


Рис. 1. Сферический рассеиватель радиуса R , находящейся в однородном плоском потенциальном барьере, ограниченном плоскостями $z = -L_l$ и $z = +L_r$. Индексы {1} и {4} нумеруют примыкающие к барьеру левую и правую области; индекс {2} относится к внутренней области барьера, а индекс {3} – к рассеивателю

На потенциальный барьер слева падает электрон с волновой функцией в виде плоской волны с амплитудой $\mathbf{A_1}$. От левой границы барьера отражается плоская волна с амплитудой $\mathbf{B_1}$ и рассеянная составляющая. Внутри барьера две плоских волны направлены в противоположные стороны с амплитудами $\mathbf{A_2}$,$\mathbf{B_2}$ и есть рассеянные волны. Из правой границы барьера выходит плоская волна с амплитудой $\mathbf{A_4}$ и рассеянные компоненты. В случае отсутствия рассеивателя внутри барьера амплитуды $\mathbf{B_1}$, $\mathbf{A_2}$, $\mathbf{B_2}$, $\mathbf{A_4}$ легко можно найти, зная $\mathbf{A_1}$. Когда в барьере находится рассеиватель, см. Рис.1, в волновой функции будет присутствовать рассеянная от шара составляющая, которая в свою очередь тоже отражается от границ барьера. Правильный учет рассеянной составляющей подразумевает учет многократного рассеяния этих компонент, как на шаре, так и на границах барьера. Для этого следует раз-

ложить волновую функцию в слоях и внутри рассеивателя по парциальным волнам.

Волновая функция в области {1} может быть записана следующим образом:

$$\psi_1(r,\vartheta) = A_1 \exp(ik_1 r\cos\vartheta) + B_1 \exp(-ik_1 r\cos\vartheta)$$

$$+\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\cdot i^l\cdot\alpha_l\cdot h_l^{(1)}(k_1 r)\cdot P_l(\cos\vartheta) \qquad (1)$$

Здесь $k_n = \sqrt{\frac{2m_n}{\hbar^2}(E-V_n)}$ и m_n – волновой вектор и эффективная масса электрона в областях с индексами $\{n = 1,2,3,4\}$; $P_l(\cos\vartheta)$ – полиномы Лежандра; $h_l^{(1)}(k_1 r)$ – сферическая функция Бесселя третьего рода; α_l – константы, которые находятся из граничных условий. Волновая функция в области {1} включает в себя падающую и отраженную составляющие, а также рассеянную сферическим рассеивателем волну. Эта волна ищется в виде бесконечной суммы по l из функций $h_l^{(1)}(k_1 r)$, причем здесь уже заложено граничное условие на бесконечности (условие Зоммерфельда).

В области {2}, рассеянная на сферическом рассеивателе составляющая волновой функции отражается от границ барьера, поэтому еѐ записываем через сумму функций $h_l^{(1)}(k_2 r)$ и $h_l^{(2)}(k_2 r)$:

$$\psi_2(r,\vartheta) = \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\cdot i^l\cdot[A_{2l}\cdot j_l(k_2 r)$$

$$+\beta_l\cdot h_l^{(1)}(k_2 r) + \gamma_l\cdot h_l^{(2)}(k_2 r)]\cdot P_l(\cos\vartheta) \qquad (2)$$

Здесь $A_{2l} = A_2 + (-1)^l\cdot B_2$; α_l , β_l - константы, которые надо найти.

В области {3}, т.е. в сферическом рассеивателе, волновая функция ищется в виде:

$$\psi_3(r,\vartheta) = \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\, i^l\cdot\delta_l\cdot j_l(k_3 r)\cdot P_l(\cos\vartheta) \quad (3)$$

Здесь $j_l(k_3 r)$ – сферическая функция Бесселя первого рода, запись волновой функции в таком виде учитывает отсутствие особенности при $r = 0$.

Волновая функция в области {4} имеет вид:

$$\psi_4 = A_4 \exp(ik_4 r\cos\vartheta)$$

$$+\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\cdot i^l\cdot\xi_l\cdot h_l^{(1)}(k_4 r)\cdot P_l(\cos\vartheta) \qquad (4)$$

Здесь ξ_l – константы, которые также находятся из граничных условий. В последнем выражении присутствует как прошедшая плоская волна, так и рассеянная на сфере расходящаяся волна.

Для нахождения неизвестных констант в волновой функции используем граничные условия Бастарда на границах между областями.

Граничное условие на границе шара $r = R$:

$$\psi_2(R) = \psi_3(R) \qquad (5)$$

$$(1/m_2)\,(\partial\psi_2(R)/\partial r) = (1/m_3)\,(\partial\psi_3(R)/\partial r) \quad (6)$$

Граничные условия между областями {1} и {2} и областями {2} и {3} на их границах раздела (Рис. 1) можно записать следующим образом.

На левой границе $z = -L_l$ вектор $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_l$, т.е. $r_l\cos\vartheta_l = -L_l$, а угол ϑ_l: ($\pi/2 < \vartheta < \pi$); на правой границе $z = L_r$ вектор $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_r$, т.е. $r_r\cos\vartheta_r = L_r$, а угол ϑ_r: $(0 < \vartheta_r < \pi/2)$. Граничные условия на соответствующих границах имеют вид:

$$\psi_1(r_l,\vartheta_l) = \psi_2(r_l,\vartheta_l) \qquad (7)$$

$$(1/m_1)(\partial\psi_1(r_l,\vartheta_l)/\partial z) = (1/m_2)(\partial\psi_2(r_l,\vartheta_l)/\partial z) \quad (8)$$

$$\psi_2(r_r,\vartheta_r) = \psi_4(r_r,\vartheta_r) \qquad (9)$$

$$(1/m_2)(\partial\psi_2(r_r,\vartheta_r)/\partial z) = (1/m_4)(\partial\psi_4(r_r,\vartheta_r)/\partial z) \quad (10)$$

Для нахождения неизвестных коэффициентов в волновых функциях необходимо записать граничные условия (7)-(10) в достаточно большом количестве точек (r_l,ϑ_l) на левой и точек (r_r,ϑ_r) на правой границах барьера, а также на шаре. Количество точек должно быть равно числу неизвестных коэффициентов, чтобы количество уравнений совпадало с числом неизвестных. Полученная система линейных уравнений легко решается численным способом, и находятся неизвестные коэффициенты в волновой функции. Такой метод нахождения волновой функции позволяет учесть эффекты многократного рассеяния между рассеивателем и границами барьера.

Полученные предлагаемым методом решения для одиночных квантовых объектов могут служить основой для описания транспортных свойств искусственных сред, которые аналогичны фотонным метаматериалам. Такие среды содержат туннельно-связанные между собой периодически расположенные нанометровые объекты, в результате чего образуются квантовые каналы для транспорта заряженных частиц. В этих искусственных средах роль электромагнитных волн выполняет волновая функция носителя заряда, а роль сосредоточенных электромагнитных элементов - встроенные квантовые объекты. Внешнее воздействие на выделенные области канала со стороны дополнительных электродов будет приводить к перестройке зон проводимости в канале, что позволит управлять протеканием тока.

1. Cartwright J. // Intel enters the third dimension, Nature News, doi:10.1038/news.2011.274, www.nature.com/news/2011/110506/full/news.2011.274.html

2. Saito S., Takahama T., Tani K., Takahashi M., Mine T., Suwa Y., Hisamoto D. // Appl, Phys.Lett., 2011, V. 98, P. 261104

3. International technology roadmap for semiconductors (ITRS), www.itrs.net/home.html.ITRS Reports, www.itrs.net/report.html.

4. Kozlov V.A. and Verbus V.A. // Journal of Physics: Conference Series (JPCS), 2009, V. 193, P. 012032.

5. Козлов В.В., Вербус В.А. // ФТП, 2010, т. 44, с. 1547.

Описание химического сдвига для акцепторов в германии: корректировка выбора модельного потенциала

Д.В. Козлов[1], В.И. Гавриленко[1], O. Drachenko[2], H. Schneider[2], M. Helm[2], J. Wosnitza[3], J. Leotin[4]

[1]ИФМ РАН, Н. Новгород
[2] Institute of Ion-Beam Physics and Materials Research, Germany
[3] Dresden High Magnetic Field Laboratory (HLD), Germany
[4]Laboratoire Nationale des Champs Magnetiques Intenses, France

dvkoz@ipm.sci-nnov.ru

Известно, что при замещении в кристаллической решетке типа алмаза элемента VI группы элементом III группы появляются дополнительные разрешенные электронные состояния у края валентной зоны. Для акцепторов III группы в германии расстояние от основного примесного уровня до потолка валентной зоны много меньше ширины запрещенной зоны. Состояния такой примеси находят, решая уравнение Шредингера с гамильтонианом Латтинджера и кулоновским потенциалом точечного заряда, равного по величине заряду электрона и с диэлектрической проницаемостью германия.. Известно, что рассчитанные в таком приближении примесные состояния не зависят от химического типа примеси, однако, как показывает эксперимент, энергия основного состояния акцепторов в германии может меняться на 30 % для разной примеси III группы [1]. Такую зависимость называют химическим сдвигом. Для теоретического описания химического сдвига обычно используют модельный потенциал (далее потенциал центральной ячейки - ПЦЯ), существенный в окрестностях примесного иона и стремящийся к нулю на расстоянии значительно превышающем величину постоянной решетки . Обычно такой потенциал выбирают в виде притягивающего экранированного потенциала точечного заряда, в котором диэлектрическая проницаемость и длина экранировки являются подгоночными параметрами [2,3]. Эти параметры выбирают, рассчитывая энергию связи акцептора и сравнивая ее с экспериментально измеренной. Выбор параметров оказывается неоднозначным: величина химического сдвига оказывается одинаковой при уменьшении длины экранировки и , одновременном уменьшении диэлектрической проницаемости. Для более однозначного определения параметров ПЦЯ можно исследовать влияние на химический сдвиг факторов, приводящих к дополнительной локализации волновой функции акцептора вблизи примесного иона, т.к. влияние более протяженного ПЦЯ на спектр примеси в этом случае должно быть более существенно. К таким факторам дополнительной локализации волновой функции относится приложение магнитного поля

Была исследована примесная фотопроводимость (ФП) в Ge:Ga в сильных магнитных полях в терагерцовом диапазоне. Измерения примесной ФП проводились в Лаборатории сильных магнитных полей (HLD) в Дрездене в импульсных полях до 50 Т, длительность импульса составляла ~150 мс. Магнитное поле было ориентировано вдоль кристаллографической оси [001]. Измерения проводились при T = 4,2 К. В качестве источника излучения λ = 46 – 103 мкм использовался лазер на свободных электронах (FELBE).

На рис.1 представлены спектр ФП, измеренный при λ = 46 мкм. На вставке на рис.1 приведена зависимость сигнала от обратного магнитного поля. Видно, что в полях от 0.6 Т до 8 Т наблюдаются периодичные в обратном поле осцилляции ФП, причем, начиная с поля порядка 1 Т, наблюдается хорошо выраженное расщепление осцилляций. Как видно из вставки к рис.1. периодичные пары осцилляций «обрываются» при B > 8Т. Как показывает анализ, последняя пара таких связана с переходами в резонансные состояния под уровнями Ландау легких дырок 3_0 и 1_1 в обозначениях работы [4]. Следующий нижележащий уровень Ландау легких дырок 2_1 не имеет «пары» во второй лестнице уровней, и с ним очевидно должна быть связана одна (или более) из интенсивных линий ФП в полях свыше 10 Т.

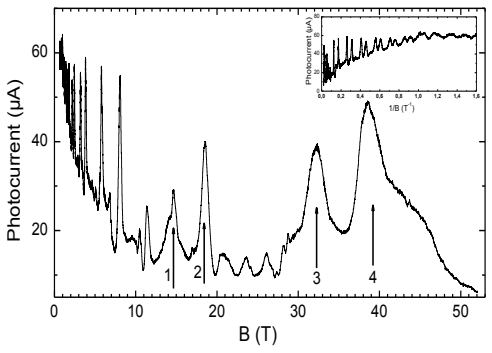


Рис. 1. Зависимость фототока от магнитного поля при частоте возбуждающего излучения λ = 46 мкм. На вставке приведена зависимость сигнала от обратного магнитного поля.

Для интерпретации экспериментальных данных были рассчитаны состояния акцептора Ga в германии в магнитном поле. Спектр был рассчитан в приближении эффективной массы. Гамильтониан уравнения для огибающих волновых функций

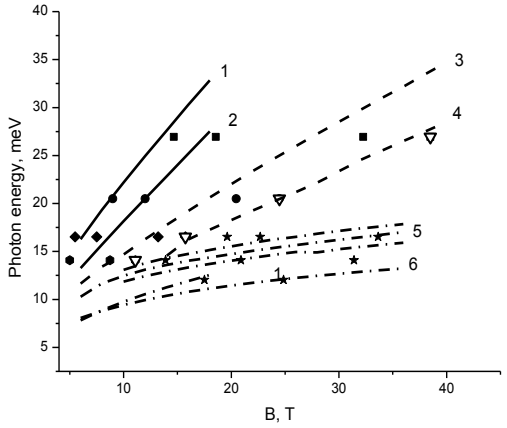


Рис. 2. Измеренное (символы) и рассчитанное (линии) положение особенностей в спектре фотопроводимости Ge:Ga. Цифры 1-4 показывают особенности отмеченные стрелками на рисунке 1. Цифры 5-6 соответствуют особенностям в длинноволоновой области спектра фотопроводимости. Треугольниками отмечена наиболее мощная линия в спектре. Сплошные линии переходы на резонансные состояния относящиеся к подзоне 2^2, пунктирные и штрих – пунктирные линии – переходы с уровня, привязанного к 2^1 на состояния связанные соответственно с подзоной 3^1 (пунктирные линии) и 3^2 (штрих – пунктирные линии) соответственно. Расчет спектра акцепторов проводился без учета влияния химического сдвига.

включал в себя потенциал примесного иона (потенциал точечного заряда с диэлектрической проницаемостью материала), модельный потенциал, описывающий химический сдвиг, и гамильтониан Латтинджера в магнитном поле. Расчет был проведен в аксиальном приближении, в котором сохраняется проекция полного момента на направление магнитного поля (J).

Состояние дырки с отсутствии примесного иона однозначно описывается следующими квантовыми числами:

1) номером уровня Ландау (n),
2) значением квазиволнового вектора k_z.
3) Номером состояния в наборе (i) при фиксированных n и k_z.

Таким образом магнитную подзоны будем однозначно характеризовать n^i. Нижней магнитной подзоной оказывается подзона 2^1 (уровень 2_0 в классификации [4]) соответствующая второму уровню Ландау

Отметим, что нижними состояниями акцепторов оказываются уровни, соответствующие проекции полного момента на направление магнитного поля (ось z) J = -1/2 и 1/2. Эти состояния оказываются привязанными к магнитным подзонам 1^1 и 2^1

Рис.2 представляет измеренное (символы) и рассчитанное (линии) положение особенностей в спектре магнитопоглощения Ge:Ga. Видно удовлетворительное согласие результатов расчета с положением измеренных линий. Переходы, представленные сплошными линиями идут на резонансные состояния относящиеся к подзоне 2^2 с нижнего акцепторного уровня, привязанного к магнитной подзоне 1^1 (при взаимодействии с волной x – поляризации) и с акцепторного уровня привязанного к магнитной подзоне 2^1 (при взаимодействии с волной я – поляризации). Отметим, что у таких переходов при разных поляризациях электромагнитной волны оказываются близкие частоты и интенсивности.

Пунктирными и штрих – пунктирными линиями представлены переходы с уровня, привязанного к 2^1 на состояния связанные соответственно с подзоной 3^1 (пунктирные линии) и 3^2 (штрих – пунктирные линии) соответственно. Отметим, что наиболее мощным является переход представленный линией 4, что и наблюдается в спектре. Также нужно отметить, что хорошее согласие теории с результатами измерений получено без учета влияния химического сдвига на спектр акцепторных состояний. Химический сдвиг оказывает слияние на энергии s – подобных основных исходных уровней примеси, но практически не меняет спектр конечных p – подобных состояний [1]. Учет химического сдвига с помощью модельного потенциала в виде притягивающего экранированного потенциала точечного заряда приведет к существенному увеличению энергий переходов между акцепторными состояниями, к сдвижке линий магнитопоглощения в коротковолновую область, и следовательно к серьезным расхождениям расчета с наблюдаемым положением линий.

Таким образом, установлено, что химический сдвиг с ростом магнитного поля должен уменьшаться, а не увеличиваться, как предсказывает модель знакопостоянного потенциала центральной ячейки.

Эффект уменьшения химического сдвига может возникать, если ПЦЯ представляет собой суперпозицию притягивающего и отталкивающего слагаемых разной протяженности. Расчет показал, что использование ПЦЯ в виде суммы двух экранированных потенциалов разноименных точечных зарядов с разными диэлектрическими проницаемостями и длинами экранировки позволяет добиться уменьшения расчетного химического сдвига с ростом поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты # 11-02-00952, 09-02-00752), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт П805), РАН, EuroMagNET в рамках контракта ЕС # 228043 и DFG (проекты DR832/2-1 и DR832/3-1).

1. Haller E.E., Hansen W.// Sol. State Comm., v.15, p. 687 (1974).

2. Lipary N.O., Baldereschi A., Thewalt M.L.W. Solid State Communications., Vol.33, p.277 (1980).

3. J.Bernholc, S.T.Pantelides.// Phys.Rev.B, v.15, p.4935 (1977).

4. J.C.Hensel, K.Suzuki.// Phys.Rev.B, v.9, p.4219 (1974).

Нелинейное взаимодействие мод в «двухчиповом» полупроводниковом лазере с выходом излучения через подложку

Б.Н. Звонков[1], С.М. Некоркин[1], М.Н. Колесников[1], В.Я. Алешкин[2], А.А. Дубинов[2]

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
[2] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

nekorkin@nifti.unn.ru

Нелинейно-оптические эффекты, обусловленные внутрирезонаторным смешиванием мод в полупроводниковых лазерах, сопровождаются обогащением спектрального диапазона излучения. Например, благодаря квадратично-нелинейным оптическим свойствам полупроводника при прохождении оптической волны высокой интенсивности через волновод в гетероструктуре появляется излучение удвоенной частоты. Если же в гетероструктуре взаимодействуют две волны, с частотами ω_1 и ω_2, то кроме волн с частотами $2\omega_1$ и $2\omega_2$ должны наблюдаться волны на суммарной и разностной частотах ($\omega_1 + \omega_2$ и $\omega_1 - \omega_2$). В настоящее время нелинейно-оптические эффекты наблюдались как в «монолитных», так и в «двухчиповых» полупроводниковых лазерах с квантовыми ямами (гетеролазерах с составным резонатором) [1, 2, 3]. Хочется отметить, что в полупроводниковых лазерах двухчиповой конструкции наблюдалась генерация разностной частоты в среднем ИК-диапазоне. В качестве парциальных лазеров использовались лазерные диоды с выходом излучения из волноводных слоев. Использование подобных лазеров подразумевает необходимость точного совмещения волноводов и непосредственную близость лазерных чипов. В свою очередь, использование лазерных диодов с выходом излучения в подложку облегчает процесс ввода излучения благодаря широкой входной (выходной) апертуре. Малый угол расходимости излучения таких лазеров позволяет располагать лазеры на значительном расстоянии друг от друга для работы в режиме составного резонатора.

В данной работе экспериментально исследована конструкция полупроводникового лазера, состоящая из двух GaAs/InGaAs/InGaP лазерных чипов с выводом излучения в подложку, образующих составной резонатор. В качестве парциальных лазеров использовались полупроводниковые лазеры с широким волноводом и увеличенным объемом активной среды (6 квантовых ям (КЯ)). Ранее в работе [4] сообщалось, что оптимизация такой структуры в сторону вытекания значительной части излучения (около 84%) в подложку позволила получить сверхузкую диаграмму направленности в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу с высокими энергетическими параметрами. Стимулированное излучение длинноволнового лазера, выходящее из подложки, заводилось в подложку коротковолнового лазера. Более длинноволновый лазер использовался только для когерентной накачки, а второй одновременно являлся нелинейным элементом. На рис.1 показано схематическое изображение составного GaAs/InGaAs/InGaP гетеролазера с выходом излучения в подложку. Для эффективного ввода излучения одного лазера в резонатор другого был использован общий теплоотвод. Теплоотвод предварительно полировали и покрывали тонким слоем индия. Чипы напаивались на теплоотвод следующим образом: ЛД 1 – структурой вниз, ЛД 2 – структурой вверх. Расстояние между чипами было выбрано 400 мкм. Электрически лазерные чипы были соединены последовательно. Режим накачки лазеров – импульсный (τ = 300 нс, f = 1.5 кГц).

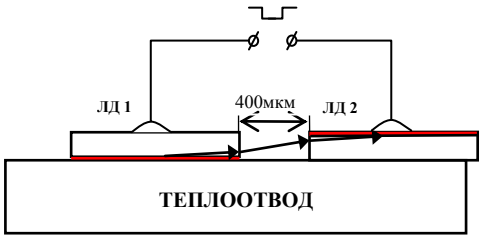


Рис.1. Схематическое изображение двухчипового гетеролазера с выходом излучения в подложку.

Лазерные структуры с выводом излучения в подложку были выращены методом МОС - гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского. Параметры слоев подобных лазеров приведены в работе [4]. Отличались структуры составом квантовых ям (концентрацией индия). Из выращенных GaAs/InGaP/InGaAs гетероструктур были изготовлены лазерные чипы с шириной активной области 360 мкм и длиной резонатора 1 мм.

Максимумы полос генерации в ближнем ИК-диапазоне (основные линии) наблюдались на длинах волн λ = 0.98 мкм и λ = 1.01 мкм. Порог двухполосной генерации соответствовал порогу генерации парциальных лазеров, который составил 7 А.

Были проведены измерения диаграмм направленности лазерного излучения в плоскости p-n-перехода и в плоскости, перпендикулярной p-n-переходу. На длине волны 0.98 мкм диаграмма направленности имела однолепестковый вид с отклонением от нормали в сторону подложки коротковолнового лазера на 8° как показано в работе [4].

Диаграмма направленности длинноволновой полосы на длине волны 1.01 мкм (рис. 2) имела двухлепестковый вид с отклонением от нормали в сторону эпитаксиальных слоев коротковолнового лазера на 8° и 22°. Ширина диаграммы направленности на полувысоте составила 1-2°. Отметим, что диаграмма направленности, снятая с противоположного торца лазера, имеет один пик на 22°. Наличие пика на 8° мы связываем с особенностями связи двух лазерных резонаторов.

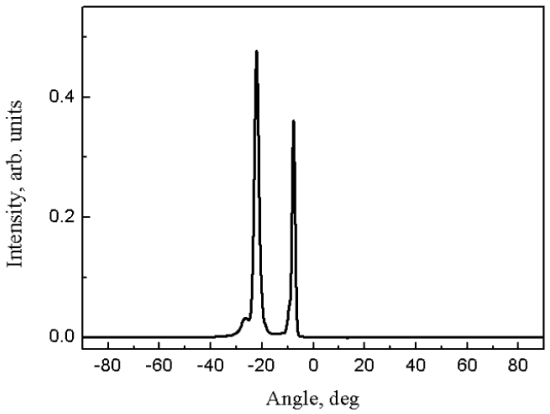


Рис. 2. Диаграмма направленности излучения длинноволнового лазера с вытеканием излучения в подложку перпендикулярно плоскости *p-n* перехода лазерного диода с длиной резонатора 1 мм, снятые при комнатной температуре. Ток накачки – 7 А.

Результаты спектрального исследования внутрирезонаторной генерации второй гармоники и суммарной частоты приведены на рис.3.

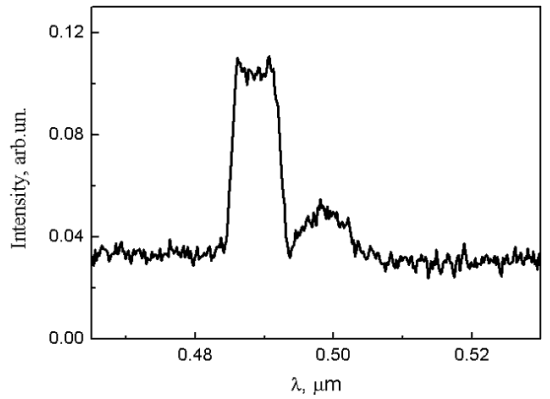


Рис. 3. Спектры, соответствующие генерации второй гармоники (левый пик) и суммарной частоты (правый пик).

Генерация на длине волны вблизи 0.49 мкм соответствует второй гармонике коротковолнового лазера. Поляризационные измерения излучения второй гармоники показали, что вектор электрического поля удвоенной частоты перпендикулярен плоскости квантовых ям (ТМ мода). Это говорит о том, что генерация второй гармоники обусловлена решеточной нелинейностью. Диаграмма направленности второй гармоники в плоскости, перпендикулярной p-n-переходу, приведена на рис.4.

Из диаграммы направленности видно, что генерация второй гармоники наблюдалась, как и в волноводном слое, так и в подложке. Экспериментальное подтверждение генерации удвоенной частоты стало возможным благодаря оптимизации лазерной структуры в сторону вытекания значительной части излучения. Хочется отметить, что генерация суммарной частоты наблюдалась не на всех образцах, а её интенсивность была значительно меньше суммарной гармоники. Поэтому диаграмму направленности суммарной частоты снять не удалось. Однако сам факт наблюдения суммарной частоты в настоящей работе говорит об экспериментальном подтверждении внутрирезонаторного взаимодействия вытекающих волноводных мод в полупроводниковом лазере с выводом излучения в подложку.

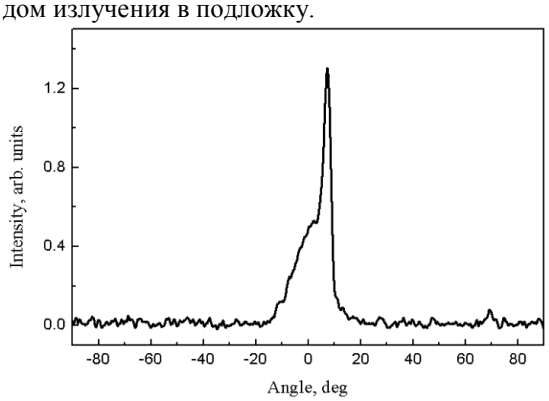


Рис. 4. Диаграмма направленности второй гармоники коротковолнового лазера в плоскости, перпендикулярной плоскости *p-n* перехода.

Для достижения эффективного взаимодействия вытекающих мод в полупроводниковых лазерах с выходом излучения через подложку необходимо обеспечить определенные углы падения длинноволнового излучения ЛД1 в волновод ЛД2 (с точностью 0.1 градуса), при которых достигается максимальная интенсивность внутри резонатора.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-97049-р_поволжье_а, 10-02-00371-а).

1. Одновременная генерация мод TE1 и TE2 с разными длинами волн в полупроводниковом лазере с туннельным переходом / В.Я. Алешкин, Т.С. Бабушкина, А.А. Бирюков, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.Н. Колесников, С.М. Некоркин // ФТП. - 2011. - Т. 45**,** вып. 5. - С. 652-656.

2. Смешение частот в полупроводниковом лазере с двумя различными квантовыми ямами и одним p-n-переходом / С.М. Некоркин, А.А. Бирюков, Б.Н. Звонков, М.Н. Колесников, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, Вл.В. Кочаровский. // Вестник ННГУ. – 2009. – №3. – С. 49-54.

3. Генерация излучения разностной частоты в двухчиповом лазере / Б.Н. Звонков, А.А. Бирюков, С.М. Некоркин, В.Я. Алёшкин, В.И. Гавриленко, А.А. Дубинов, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов. // ФТП. – 2009. – Т. 43, вып. 2. – С. 220-223.

4. Полупроводниковый лазер с выводом излучения через подложку с улучшенными энергетическими характеристиками и сверхузкой диаграммой направленности / В.Я. Алешкин, Т.С. Бабушкина, А.А. Бирюков, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.Н. Колесников, С.М. Некоркин. // Квантовая электроника. - 2010. - Т. 40, вып. 10. - С. 855-857.

Температурная перенормировка g-фактора электронов проводимости в кремнии

А.А. Конаков, В.А. Бурдов, А.А. Ежевский, А.В. Сухоруков, Д.В. Гусейнов, С.А. Попков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

konakov_anton@mail.ru

С момента пионерских работ по спиновой инжекции в кремний [1] – ключевой материал микроэлектроники – он рассматривается как перспективный элемент для приборов спинтроники в силу слабого спин-орбитального взаимодействия, больших времен спиновой релаксации и длин спиновой диффузии. Возможность управления спиновой степенью свободы предполагает прецизионное знание значения электронного фактора Ландэ (g-фактора).

Традиционным, в силу непрямозонности, методом измерения g-фактора электронов проводимости в кремнии является метод электронного парамагнитного резонанса. Впервые электронный g-фактор в кремнии был определен в классической работе Феера [2]: $g \approx 1.9987$. Однако позднее прецизионные измерения [3] показали, что наблюдаемый магнитный момент электронов проводимости меняется с ростом температуры в широком диапазоне от 80 до 300 К.

В нашей работе экспериментально и теоретически исследуется температурная зависимость фактора Ландэ электронов проводимости в кремнии n-типа, легированного мелкими донорами различной природы (литий, фосфор) с концентрациями ~10^{18} см$^{-3}$. Измерения спектров спинового резонанса электронов проводимости проводились на спектрометре Bruker EMX-plus 10/12 с использованием гелиевого криостата с системой контроля температуры (3.8-300К) ER 4112 HV.

Теоретический анализ температурной зависимости основан на модификации электронного спектра во внешнем магнитном поле посредством электрон-фононного взаимодействия. С использованием многочастичного формализма перенормировка спектра электронных возбуждений имеет вид [4]:

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon^{(0)}(\mathbf{k}) + \mathrm{Re}\Sigma^{*}(\mathbf{k},\varepsilon), \qquad (1)$$

где $\varepsilon^{(0)}(\mathbf{k})$ и $\varepsilon(\mathbf{k})$ – невозмущенная и перенормированная энергии электрона, $\mathrm{Re}\Sigma^{*}(\mathbf{k},\varepsilon)$ – реальная часть неприводимой собственно-энергетической функции, которая описывает поправку к электронному спектру в результате взаимодействия с полем фононов во втором порядке теории возмущений.

При учете спин-орбитального взаимодействия электронная волновая функция перестает быть чистым спинором с определенной проекцией спина [5], так что взаимодействие с колебаниями решетки может приводить также к перевороту спина. Такие процессы известны как процессы рассеяния Эллиотта [5] и Яфета [6], ответственные за спиновую релаксацию электронов проводимости в кремнии.

В присутствии слабого внешнего магнитного поля энергия электрона включает, помимо кинетической энергии, еще и зеемановское слагаемое. Разложением выражения (1) в ряд по магнитному полю можно получить поправку к зеемановскому члену и к электронному g-фактору. Во втором порядке теории возмущений она представляет собой сумму двух слагаемых: первое связано с вкладом процессов рассеяния электронов на фононах с переворотом спина (процессов Эллиотта-Яфета); второе – с неэквивалентностью спин-независимых рассеяний для электронов с противоположной проекцией спина, т.е., фактически, с перераспределением электронов по энергиям во внешнем магнитном поле.

Количественные расчеты показывают, что основной вклад в температурную зависимость g-фактора дают междолинные процессы. Процессы Эллиотта-Яфета второго порядка дают поправку ~1%. В диапазоне температур от ~80 до ~250 К g-фактор убывает практически линейно с коэффициентом пропорциональности ~$4\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами для образцов Si:P и Si:Li с концентрацией примеси ~10^{18} см$^{-3}$.

Работа поддержана РФФИ, Минобрнауки РФ в рамках ГК № 07.514.11.4012 и № 16.740.11.0202 и Фондом некоммерческих программ «Династия».

1. Appelbaum, I. Electronic measurement and control of spin transport in silicon / I. Appelbaum, B. Huang, D.J. Monsma // Nature. 2007. V. 447, № 7142. P. 295–298.

2. Feher, G. Electron spin resonance experiments on donors in silicon. I. Electronic structure of donors by the electron nuclear double resonance technique / G. Feher // Phys. Rev. 1959. V. 114, № 5. P. 1219–1244.

3. Ezhevskii, A.A. Spin relaxation and spin-diffusion length of conduction electrons in silicon with different compositions of isotopes / A.A. Ezhevskii, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, S.A. Popkov, A.A. Gusev, V.A. Gavva // AIP Conf. Proc. 2011. V. 1399. P. 743–744.

4. Mahan, G.D. Many-particle physics / G.D. Mahan. – Plenum, New York, 1990. – 1032 p.

5. Elliott, R.J. Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors / R.J. Elliott // Phys. Rev. 1954. V. 96, № 2. P. 266–279.

6. Yafet, Y. g factors and spin-lattice relaxation of conduction electrons / Y. Yafet // Solid State Physics. 1963. V. 14. P. 1–98.

Проблема лазерной генерации в ловушках для бозе-конденсации диполярных экситонов

П. А. Калинин[1], В. В. Кочаровский[1,2], Вл. В. Кочаровский[1]

[1] Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород
[2] Department of Physics & Astronomy, Texas A&M University, USA

kochar@appl.sci-nnov.ru

Экситоны — связанные состояния электрона и дырки в полупроводнике — обладают достаточно малой массой, благодаря чему их бозе-эйнштейновскую конденсацию следует ожидать при намного более высоких температурах (порядка единиц кельвин), чем для атомных и молекулярных систем [1]. Поэтому последнее время активно экспериментально исследуется возможность получения бозе-конденсации экситонов в специальных ловушках на базе полупроводниковых структур с квантовыми ямами [1—6]. В частности, в экспериментах, проводимых с диполярными экситонами в одиночных и двойных квантовых ямах, наблюдались оптические явления (интерференционные эффекты [2, 3], линейная поляризация [5], двухфотонные корреляции [6]), свидетельствующие о стимулированных процессах излучения света при рекомбинации экситонов в ловушке.

Ловушки, использовавшиеся в этих экспериментах, могут служить низкодобротными резонаторами для электромагнитного поля [7], и потому в них могут эффективно возбуждаться поляритонные моды — самосогласованные колебания электромагнитного поля и поляризации экситонов. При достаточно большой концентрации экситонов и достаточно малой скорости затухания высокочастотной поляризации экситонов (учитывающего как неоднородное, так и однородное уширение экситонной линии), эти моды могут становиться неустойчивыми и входить в режим лазерной генерации. Поскольку в процессе конденсации следует ожидать увеличения спектральной плотности экситонов и сужения линии их резонанса, то подобную неустойчивость можно ожидать в экспериментах по конденсации экситонов. При этом порог конденсации и порог генерации не обязаны совпадать, и возможны системы, в которых генерация начнется и до достижения порога конденсации.

Данной проблеме лазерной генерации поляритонных мод в ловушках для конденсации диполярных экситонов и посвящѐн настоящий доклад.

В качестве типичных укажем эксперименты [3—6], где полупроводниковая гетероструктура содержала широкую (толщиной $l = 25$ нм) GaAs-квантовую яму в слое $Al_xGa_{1-x}As$ ($x = 0{,}33$). Этот слой имел высоту $H = 220$ нм и был выращен на подложке, верхний слой которой был сделан высокопроводящим. Гетероструктура сверху была покрыта металлической пленкой, в которой протравливались круглые окна диаметром $D = 5$ мкм. Вся структура была помещена в постоянное электрическое поле, приложенное между высокопроводящей подложкой и металлической пленкой. Постоянная оптическая накачка создавала свободные электроны и дырки в толще структуры, откуда они дрейфовали в квантовую яму и там объединялись в экситоны. Благодаря наличию постоянного электрического поля, электрон и дырка в экситоне смещались друг относительно друга поперѐк ямы, экситон приобретал постоянный дипольный момент (становился диполярным), и время его жизни увеличивалось до единиц—десятков наносекунд. Последнее превышает время термализации экситонов, в итоге обуславливая конденсацию. В экспериментах наблюдалось излучение из окон в металлической пленке на частоте рекомбинационного перехода непрямых экситонов.

Для простейшего описания достаточно медленной динамики экситонов в резонансном электромагнитном поле (на частоте, соответствующей рекомбинации электрона и дырки в экситоне, т.е. переходу между состояниями «экситон есть» и «экситона нет») мы будем считать экситон двухчастичной двухуровневой системой, т.е. описывать динамику экситонного слоя стандартными уравнениями Блоха как динамику его поляризации и плотности населѐнности (равной концентрации экситонов) [8]. В такой модели поляритоны — это нормальные моды системы «поляризация экситонов + электромагнитное поле» в приближении постоянной концентрации экситонов. Для определения их спектра можно воспользоваться граничными условиями на поверхности резонатора и уравнениями Максвелла в объѐме полупроводника, не занятого экситонами, а наличие экситонов учесть посредством граничных условий на поля по обеим сторонам квантовой ямы (подробнее см. [7]). Однако можно также ограничиться учѐтом лишь нескольких парциальных мод электромагнитного резонатора, описывая экситоны методом возмущений как токи, возбуждающие резонатор; в таком подходе оказывается возможным получить не только условие неустойчивости поляритонных мод, но и построить элементарную модель нелинейной динамики их лазерной генерации [7, 9].

Таким образом, мы описываем электромагнитное поле в резонаторе комплексными коэффициентами возбуждения $C_m(t)$ и пространственной структурой $\mathbf{E}_m(\mathbf{r})$ нескольких ($m = 1 \ldots m_{max}$) парциальных мод, а экситоны — спектральными плотностями их числа $N = N(\mathbf{r}_\perp, \Delta, t)$ и комплексной амплитуды оптического дипольного момента $\mathbf{d} = \mathbf{d}(\mathbf{r}_\perp, \Delta, t)$ в расчѐте на единицу пло-

щади поверхности гетероструктуры (t — время, $\mathbf{r}_\perp$ — радиус-вектор в плоскости ловушки, Δ — отстройка резонансной частоты экситонов от центральной частоты их неоднородной спектральной линии). В итоге получаем систему уравнений

$$\dot{\mathbf{d}} = -(\nu_2 + i\Delta)\mathbf{d} + i\chi N \sum_m C_m \mathbf{E}_m$$

$$\dot{N} = \frac{N_p - N}{T_1} + \frac{2}{\hbar} \cdot \mathrm{Im}\left(\mathbf{d} \sum_m C_m^* \mathbf{E}_m \right)$$

$$\dot{C}_m = -i\delta_m C_m + i\frac{2\pi\omega_0}{M_m} \int \mathbf{dE}_m \, d\Delta d^2\mathbf{r}_\perp ,$$

где $\hbar\omega_0 N_p(\mathbf{r}_\perp, \Delta t)/T_1$ — спектральная плотность мощности накачки, $T_1 = \nu_1^{-1}$ и $T_2 = \nu_2^{-1}$ — времена жизни населѐнности и поляризации экситонов соответственно, δ_m — комплексная отстройка частоты m-ой моды от центра экситонной линии ω_0, $M_m = \int \varepsilon \mathbf{E}_m^2(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$ — нормировочный фактор m-ой моды, ε — диэлектрическая проницаемость $Al_xGa_{1-x}As$, параметр $\chi = |p_0|^2/\hbar$, p_0 — дипольный момент экситонного перехода.

Ловушки, использующиеся в экспериментах, являются весьма низкодобротными резонаторами. Поэтому мнимые части парциальных частот электромагнитных мод $\mathrm{Im}\ \delta_m$ можно считать превышающими обратное время жизни поляризации ν_2, что соответствует так называемым лазерам класса D [8]. Отметим, что ожидаемое (исходя из типичных размеров ловушки) среднее спектральное расстояние по частоте между парциальными электромагнитными модами лежит в интервале между двумя указанными величинами ν_2 и $\mathrm{Im}\ \delta_m$.

В рамках данной модели нами было проведено исследование зависимости порога лазерной генерации от температуры и количества экситонов в ловушке с учѐтом специфического распределения экситонов по спектру (распределение Бозе-Эйнштейна). Оказалось, что за счѐт сужения спектрального распределения экситонов при приближении к порогу бозе-конденсации порог генерации может снижаться на порядок и более [10].

Также было проведено численное исследование возможных режимов лазерной генерации в рамках различных приближений [11]. Без учѐта пространственной структуры поля (т.е. в рамках модели среднего поля) при однородно уширенной линии в диапазоне накачек, соответствующем типичному эксперименту, был найден лишь один очевидный режим — стационарная генерация одной моды (наиболее близкой по частоте к экситонам или имеющей наинизшие парциальные потери $\mathrm{Im}\ \delta_m$). При очень высоких накачках (при превышении порога на три порядка) возможен импульсный режим, но такие уровни накачек вряд ли реализуемы в экспериментах и, кроме того, выходят за рамки применимости рассматриваемой модели.

При учѐте неоднородного уширения линии импульсный режим генерации имеет место уже при небольшом (в типичных условиях — на 30%) превышении порога. Этот режим отвечает многочастотной генерации (по числу вошедших в генерацию мод) в узкой области спектра шириной порядка ν_2, малой по сравнению с межмодовым интервалом частот для парциальных мод ловушки.

При учѐте простейшей пространственной структуры мод возникают новые эффекты. В случае однородного или слабого неоднородного уширения линии разность фаз комплексных амплитуд мод, вошедших в генерацию, оказывается фиксированной на определенном значении, указывая на то, что генерация является фактически одночастотной. Это явление синхронизации фаз наблюдается вплоть до достаточно больших межмодовых отстроек парциальных электромагнитных мод, учитываемых в модели. При существенном неоднородном уширении экситонной линии возникают режимы регулярной пичковой (автомодуляционной) генерации, в том числе с синхронизацией фаз мод, а также (при не слишком малых парциальных отстройках электромагнитных мод друг от друга) режим квазихаотической импульсной генерации.

Во всех случаях спектр генерации по ширине не превосходит скорости релаксации поляризации экситонов ν_2 и имеет вид либо одной или нескольких узких линий (с шириной много меньше расстояния между ними) в случае регулярной пичковой генерации, либо достаточно широкого непрерывного спектра в случае хаотической генерации.

Лазерная генерация поляритонных мод в ловушках для бозе-конденсации диполярных экситонов может служить эффективным средством диагностики энергетического распределения экситонов, их концентрации и еѐ неоднородности в ловушке. Поэтому представляет интерес как постановка дополнительных экспериментов для уже существующих ловушек, в которых реализация различных режимов генерации позволит расширить возможности диагностики процессов конденсации экситонов, так и постановка новых экспериментов с измененными параметрами, формой и структурой ловушки с целью открытия и исследования данного фундаментального явления генерации поляритонных мод в бозе-конденсате.

1. Butov L. V., J. of Phys.: Cond. Matt., **16**, 50 (2004).
2. Yang S., Hammack A. T., M. M. Fogler, L. V. Butov, A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett., **97**, 18 (2006).
3. Горбунов А. В., Тимофеев В. Б., Письма в ЖЭТФ, **84**, 6 (2006).
4. А Горбунов. В., Ларионов А. В., Тимофеев В. Б., Письма в ЖЭТФ, **86**, 1 (2007).
5. Горбунов А. В., Тимофеев В. Б., Письма в ЖЭТФ, **87**, 12 (2008).
6. Горбунов А. В., Тимофеев В. Б., Демин Д. А., Дремин А. А., Письма в ЖЭТФ, **90**, 2 (2009).
7. Калинин П. А., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В., Квантовая электроника, **39**, 11 (2009).
8. Belyanin A. A., Kocharovsky V. V., Kocharovsky Vl. V., Quantum Semiclass. Opt., **9,** 1 (1997).
9. Kalinin P. A., Kocharovsky V. V., Kocharovsky Vl. V., Laser Physics **20**, 12 (2010).
10. Калинин П. А., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В., Известия вузов. Радиофизика, **LIV**, 5 (2011).
11. Калинин П. А., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В., Известия вузов. Радиофизика, **LIV**, 4 (2011).

Спиновые свойства трионов в плотном 2DEG

В.П. Кочерешко[1,2], L. Besombes[3], R.T. Cox[3], H. Mariette[3], T. Wojtowicz[4], G. Karczewski[4], J. Kossut[4]

[1]Физико-технический институт РАН, С.-Петербург
[2]Лаборатория Оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет
[3]Институт Нееля, Франция
[4]Институт физики Польской академии наук, Польша

Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru

Изучались спектры отражения и фотолюминесценции от структур с квантовыми ямами CdTe/CdMgTe с модулированным легированием. Обнаружено, что в спектрах отражения величина и знак зеемановского расщепления линий триона зависит от концентрации электронов в квантовой яме, в то время как величина и знак расщепления экситонной линии постоянны для всех изученных концентрациях электронов. С другой стороны, в спектрах ФЛ знак и величину зеемановского расщепления одинаковы для триона и экситонов. Такие «перенормировки» g-фактора триона объясняется в модели комбинированных экситон-электронных процессов.

Введение:

Трионы в полупроводниковых квантовых ямах (КЯ) исследуются уже в течение относительно длительного времени [**1**], однако все еще остается много неясных явлений связанных с трионами. Самые удивительные свойства трионов проявляются в присутствии плотного электронного газа. Например, в экспериментальных спектрах квантовых ям, которые содержат двумерный электронный газ (2DEG) было обнаружено, что линии экситонного поглощения исчезают из спектров при очень низких концентрациях электронов, когда энергия Ферми значительно меньше, чем энергия связи экситона. В то же время линии поглощения триона по-прежнему сохраняется в спектрах даже при больших концентрациях электронов, когда энергия Ферми больше энергии связи триона [**2**].

Еще необычнее ведут себя линии экситонов и триона в спектрах в присутствии магнитных полей. В магнитных полях в спектрах легированных КЯ появляются новые линии поглощения, отражения и фотолюминесценции. Эти линии движутся линейно с увеличением магнитного поля. Примечательно то, что есть линии, сдвигающиеся в сторону высоких энергий с увеличением вмагнитного поля а есть линии, сдвигающиеся также линейно но в сторону низких энергий. [**3, 4**].

В настоящей работе мы изучаем зависимость зеемановского расщепления от концентрации 2DEG с помощью спектроскопии отражения и фотолюминесценции (ФЛ) в магнитном поле.

Эксперимент

Мы изучали структуры с КЯ CdTe/(Cd0.7Mg0.3)Te содержащие 2DEG различной плотности (от $n_e<10^{10}$ до $n_e\sim 10^{12}$ см$^{-2}$). Структуры содержали 100Å одиночную квантовую яму и были, легированны в барьерах на расстоянии 100Å от ямы. Специальный дизайн структур позволил контролировать концентрация электронов сохраняя все остальные параметры постоянными. В данной работе мы сравниваем спектры отражения и ФЛ, от КЯ с различной плотностью электронов в магнитных полях от 0 Т до 7,5 Т.

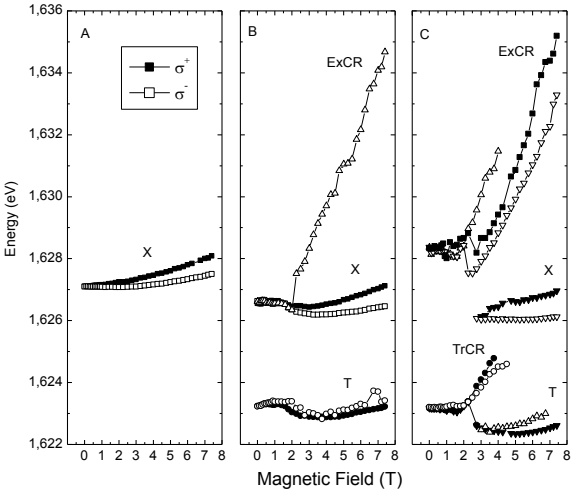


Рисунок 1 Зависимость энергий оптических переходов для всех линий (X) – экситон, (T) трион, (ExCR) Комбинированный экситон циклотронный резонанс, (TrCR) Комбинированный трион циклотронный резонанс.

На рисунке 1 показана зависимость энергии всех линий, наблюдаемых в спектрах отражения в магнитном поле для трех образцов с различными концентрациями электронов. Из этих зависимостей можно видеть, что линии экситона и триона испытывают обычный квадратичный диамагнитный сдвиг в сторону высоких энергий с ростом магнитного поля. В то же время линии *ExCR* и *TrCR* [**3, 5**] сдвигаются линейно с увеличением магнитного поля. Кроме того, все эти

линии ращепляются в магнитном поле. При низких концентрациях электронов величина и знак зеемановского расщепления экситона и триона равны. Но при высоких концентрациях (см. рисунок) знак зеемановского расщепления триона становится противоположным знаку расщепления экситона.

Обсуждение

Рассмотрим образование триона в деталях. Линии поглощения (отражения) триона соответствует связывание рожденного светом экситона и одного электрона из 2DEG. В исходном состоянии для этого процесса мы имеет электрон а в конечном состоянии синглетный триона. Схема такого процесса:

$$e + ph \rightarrow Tr^s \qquad (1)$$

Энергия этого перехода равна:

$$E_{ph} = E_{Tr} - E_e$$

Поскольку электроны в 2DEG имеют энергии (измеренные от дна зоны проводимости) в диапазоне от нуля до энергии Ферми, то полоса поглощения триона должна находиться в диапазоне энергий от *0* до E_F. В магнитных полях электроны занзаполняют все уровни Ландау находящиеся ниже уровня Ферми. Когда фактор заполнения меньше единицы трионы могут образовываться путем связывания экситонов и электронов с самого нижнего уровня Ландау. Энергии соответствующего оптического перехода:

$$E_{ph} = E_{Tr}(H) - \hbar\omega_c / 2$$

Поскольку второй электрон связан очень слабо с экситоном, то в достаточно большом магнитном поле зависимость энергии триона от магнитного поля:

$$E_{Tr}(H) \propto \hbar\omega_c / 2$$

Следовательно, энергия оптического перехода соответствующая формированию триона не зависит от магнитного поля (без диамагнитного сдвига), как это наблюдалось в эксперименте.

$$E_{ph} = const$$

Легко видеть, что величина и знак зеемановского расщепления линии поглощения триона точно такой же, как величина и знак зеемановское расщепление экситонной линии [**1**].

При более высоких факторах заполнения, электроны могут занимать два уровни Ландау. В этих условиях можно наблюдать явление комбинированного Трион Циклотронного Резонанса *TrCR* [**5**].

В этом эффекте, падающий фотон создает трион и одновременно инициирует переход дополнительного электрона из самых нижних в один из высших уровней Ландау. Схема соответствующего процесса: (2)

$$e_1^{\uparrow} + e_1^{\uparrow} + ph \rightarrow Tr^s + e_2^{\uparrow} \qquad (2)$$

В этих условиях ($1<\nu<2$) возможен также другой процесс. В этом процессе, падающий фотон создает виртуальный трион в триплетном состоянии [**6, 7**]. Этот трион производит спин-флип с одним из электронов на первом уровне Ландау. В результате, в конечном состоянии, получим трион в синглетном состоянии плюс электрон на втором уровне Ландау с противоположным спином. Это возможно, если второй уровень лишь частично заполнен. Схема такого процесса:

$$e_1^{\uparrow} + e_2^{\uparrow} + ph \rightarrow Tr^t + e_1^{\uparrow} \rightarrow Tr^s + e_2^{\downarrow} \qquad (3)$$

Энергия оптического перехода в этом случае такая же, как и для формирования синглетного триона. Легко видеть, что знак зеемановское расщепление линий поглощения для этого процесса противоположен знаку зеемановское расщепления линии синглетного триона в нормальных процессах (1) и (2). В самом деле, из-за того, что начальное и конечное спиновые состояния электрона разные это даст двойной вклад в наблюдаемое зеемановское расщепление.

Следовательно, процесс (3) может объяснить наблюдаемые парадоксы, связанные с зеемановским расщеплением триона без какой либо перенормировки g-фактора.

Заключение: В спектрах отражения КЯ содержащих 2DEG обнаружено, что величина и знак зеемановского расщепления линии триона зависит от концентрации электронов, приэтом расщепление экситонной линии не зависит от концентрации электронов. В спекрах ФЛ обнаружено, что зеемановские расщепления трионов и экситонов одинаковы. Наблюдаемое поведение обьясняется в модели комбинированных процессов.

1. Kheng K., Cox R.T., et al., Phys.Rev.Lett. **71**, 1752, (1993); A.J.Shields, M.Pepper, et al., Phys. Rev. **B52**, 7841, (1995); G.Finkelstein, H.Shtrinkman, I.Bar-Joseph, et al., Phys. Rev. **B53**, R1709 (1996)

2. Astakhov G.V., Kochereshko V.P., Yakovlev D.R., Ossau W., Nürnberger J., Faschinger W., and Landwehr G., Phys.Rev.**B62**, 10345 (2000).

3. Yakovlev D.R., Kochereshko V.P., et al., Phys.Rev.Lett. **79**, 3974, (1997)

4. Nash K.J., Skolnick M.S., Saker M.K., and Bass S.J., Phys. Rev. Lett. **70**, 3115 (1993)

5. Kochereshko V.P., G Astakhov.V., Yakovlev D.R., Ossau W., Landwehr G., Faschinger W., Wojtowicz T., Karczewski G., Kossut J. Physica **E17**, 197-200, (2003)

6. Andronikov D., Kochereshko V., et al., Phys. Rev. **B71**, 165339, (2005)

7. Dzyubenko A.B., Nickel H.A., Yeo T., McCombe B.D., Petrou A. Phys. Stat. Sol. (b) **227**, 365, (2001)

Динамика экситонов и трионов в мелких квантовых ямах GaAs/AlGaAs: влияние избыточных одноименных носителей заряда

М.В. Кочиев, В.А. Цветков, М.Л. Скориков, Н.Н. Сибельдин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

kochievmv@mail.ru

Исследована кинетика низкотемпературной (T = 5 K) люминесценции мелких квантовых ям (КЯ) в номинально нелегированной структуре $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ (x = 0,05) при возбуждении непрерывной последовательностью периодически повторяющихся лазерных импульсов длительностью 2,5 пс. Изучены зависимости кинетики и спектров люминесценции от частоты повторения импульсов возбуждения, которая изменялась с помощью акусто-оптического селектора импульсов в диапазоне f = 0,01 ÷ 76 МГц. Структура содержала две туннельно изолированные КЯ шириной 3 и 4 нм, разделенные барьером шириной 60 нм [1]. Для регистрации кинетических зависимостей и разрешенных по времени спектров люминесценции использовалась стрик-камера, сопряженная со спектрометром. Спектральное разрешение установки составляло 0,4 мэВ, временное — порядка 60 пс.

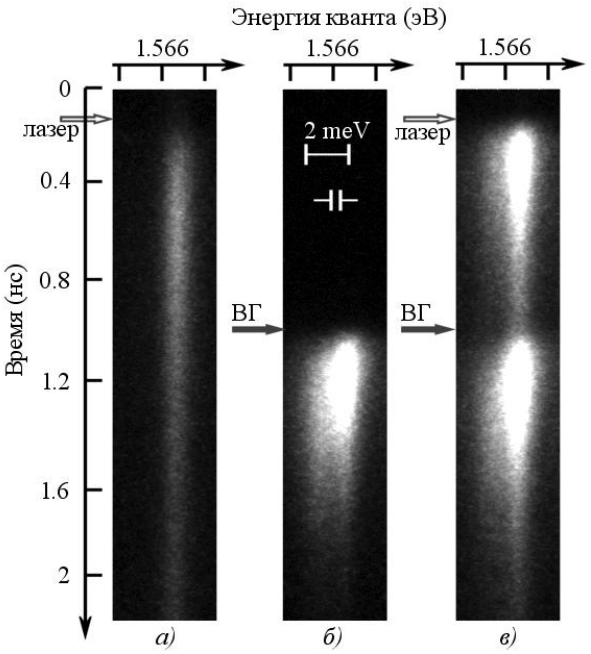


Рис. 1. Спектрально-временное изображение ФЛ широкой КЯ при внутриямном возбуждении (*а*), надбарьерном (*б*) и «двухцветном» возбуждении (*в*) при частоте следования импульсов f = 4,78 МГц. Момент возбуждения лазерным импульсом показан светлой стрелкой, импульсом второй гармоники — темной стрелкой.

Были выполнены три серии экспериментов, отличавшихся способом возбуждения образца: внутриямное возбуждение ($h\nu \approx 1{,}595$ эВ $< E_g^{AlGaAs}$) излучением Ti-сапфирового лазера с синхронизацией мод; надбарьерное возбуждение второй оптической гармоникой этого излучения; «двухцветное» возбуждение импульсами первой и второй гармоник, задержанными друг относительно друга. Вторая оптическая гармоника лазерного излучения генерировалась при помощи нелинейного кристалла β-BaB_2O_4. Для возбуждения образца использовались лазерные импульсы с энергией 14 пДж и импульсы второй гармоники с энергией 80 пДж. Результаты, полученные для узкой и широкой ям, качественно похожи. Численные значения различных величин, приведенные ниже, относятся к более широкой КЯ.

В первом случае (внутриямное возбуждение) в спектрах люминесценции обеих ям присутствовала лишь линия излучения свободных экситонов (рис. 1 (*а*)). В течение первых 200 пс после лазерного импульса экситонная ФЛ нарастала, затем медленно затухала. Время затухания экситонной люминесценции составляло примерно 1,2 нс. Медленная кинетика нарастания отражает процессы термализации [2], а медленное затухание говорит о том, что доля экситонов в излучательном состоянии мала по сравнению с общим числом экситонов в КЯ [3].

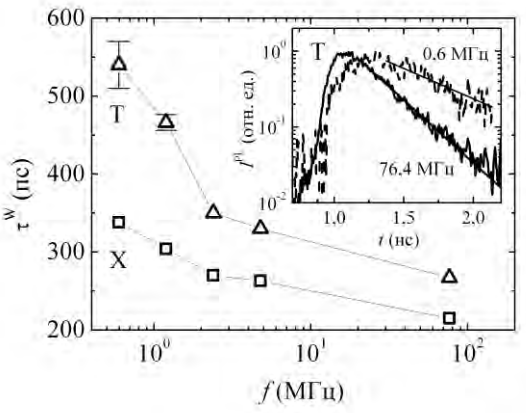


Рис. 2. Времена затухания экситонной и трионной ФЛ при различных частотах повторения импульсов надбарьерной накачки. На вставке показаны кинетики затухания ФЛ трионов при двух различных частотах. Прямыми линиями показана подгонка экспоненциальной функцией.

При возбуждении структуры импульсами второй гармоники в спектрах излучения наблюдались как линии свободных экситонов, так и линии трионов (рис. 1 (*б*)) с максимумами на 1 мэВ ниже по энергии относительно экситонных. Времена затухания экситонной и трионной люминесценции составляли, соответственно, 220 и 270 пс при f = 76,4 МГц и возрастали с уменьшением частоты повторения, достигая значений 340 и 540 пс при

f = 0,6 МГц (рис. 2). При этом время затухания экситонной люминесценции всегда оказывалось меньше времени затухания трионной ФЛ. При уменьшении частоты повторения также падала интенсивность трионной линии излучения вплоть до полного исчезновения при f < 200 кГц.

Дополнительная подсветка импульсами второй гармоники («двухцветное» возбуждение) приводила к сильнейшему изменению спектра люминесценции (рис. 1 (*в*)), возбуждаемой импульсами первой гармоники, и ее кинетики: интенсивность экситонных линий возрастала в несколько раз, а время затухания примерно во столько же раз уменьшалось; в спектре излучения возникала линия трионов. Причем, при достаточно больших частотах повторения результаты практически не зависели от задержки между импульсами первой и второй гармоник, и даже от того, в какой последовательности они возбуждали структуру.

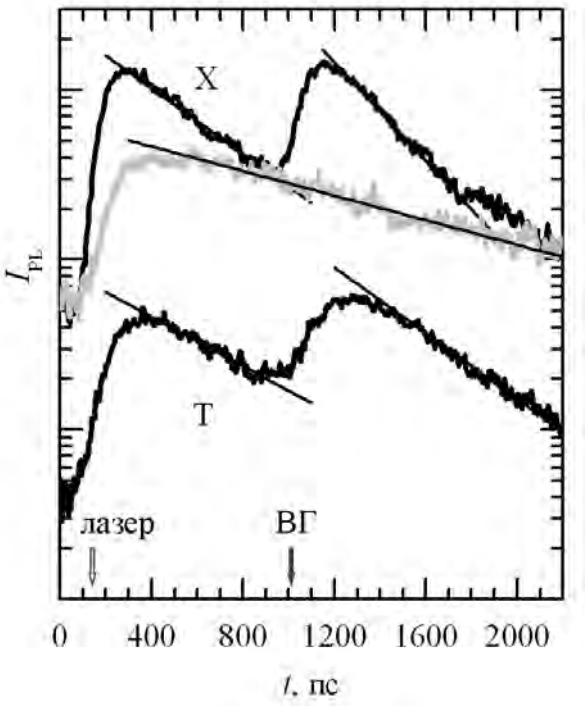


Рис. 3. Кинетики ФЛ экситонов (X) и трионов (T) в широкой КЯ структуры при «двухцветном» возбуждении (черные линии) и при возбуждении только лазерными импульсами (серая линия). Период повторения импульсов возбуждения T = 210 нс. Прямые линии — подгонка экспоненциальным затуханием. Для удобства кинетики ФЛ экситонов сдвинуты вверх.

Рассмотрим подробнее кинетики ФЛ экситонов и трионов. При возбуждении излучением обоих гармоник в кинетиках экситонной и трионной ФЛ наблюдаются два максимума (рис. 3): первый (около 0,3 нс от начала диапазона измерения) — после возбуждения лазерным импульсом, второй (спустя примерно наносекунду от начала измерения) — после возбуждения импульсом второй гармоники (следующим через 0,9 нс после лазерного импульса). После лазерного импульса экситонная ФЛ нарастает быстрее, чем при внутриямном возбуждении без подсветки (серая линия на рис. 3), и экспоненциально затухает с постоянной времени 450 пс, трионная ФЛ затухает с характерным временем ≈ 600 пс. Интенсивность экситонной ФЛ в максимуме примерно в 3 раза превосходит таковую при возбуждении только лазерными импульсами (рис. 3), а время затухания примерно в то же число раз меньше. В данном случае сокращение времени затухания экситонной ФЛ нельзя объяснить рекомбинацией через трионное состояние: увеличение амплитуды ФЛ говорит об увеличении скорости рекомбинации ансамбля экситонов.

После возбуждения импульсом ВГ экситонная и трионная ФЛ снова нарастают, повторно достигая максимумов, и затухают со временами 300 и 450 пс, соответственно (рис. 3). Кинетики ФЛ экситонов и трионов в узкой яме обладает теми же качественными особенностями.

Всю совокупность полученных данных можно объяснить накоплением при надбарьерном фотовозбуждении в квантовых ямах структуры избытка долгоживущих одноименных носителей заряда (в данном случае, скорее всего дырок [1]). Наличие одноименных носителей заряда в КЯ, созданных надбарьерным возбуждением, приводит к образованию трионов даже при внутриямном возбуждении, а также к уменьшению времени затухания экситонной ФЛ [4]. Плотность этих зарядов возрастает при увеличении частоты следования импульсов возбуждения. Оценѐнное из экспериментальных данных время существования избыточного заряда составляет порядка 10 мкс, поэтому при высоких частотах следования импульсов надбарьерного возбуждения в КЯ накапливается заряд, величина которого значительно превышает создаваемую отдельным импульсом. Между импульсами накачки избыточные носители заряда успевают прийти в тепловое равновесие с кристаллической решеткой. В результате рассеяния они ускоряют релаксацию более горячих экситонов, созданных текущим импульсом возбуждения, в излучательные состояния вблизи дна экситонной зоны. Поэтому наблюдаемое время жизни ансамблей экситонов и трионов увеличивается с понижением частоты следования возбуждающих импульсов, т.е. с уменьшением плотности избыточных носителей заряда, даже если излучательное время жизни отдельного экситона на дне зоны остается постоянным [5].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 11-02-01310), Программы Президиума РАН № 22, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Гос. контракт № П 546) и УНК ФИАН.

1. N. N. Sibeldin, M. L. Skorikov, V. A. Tsvetkov, Nanotechnology **12**, 591 (2001).

2. E. Kozhemyakina, K. Zhuravlev, A. Amo and L. Viña, Journal of Physics: Conference Series **210**, 012002 (2010).

3. L. C. Andreani, Solid State Communications **77**, 641 (1991).

4. D. Bajoni, M. Perrin, P. Senellart et al. Phys. Rev. B. **73**, 205344 (2006).

5. P. Kossacki, V. Ciulin, J. Cibert et al. Journal of Crystal Growth **214-215**, 837 (2000).

Процессы возбуждения и девозбуждения редкоземельной примеси эрбия в эпитаксиальных структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$

Л.В. Красильникова[1], М.В. Степихова[1], В.Г. Шенгуров[2], З.Ф. Красильник[1]

[1] Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н. Новгород

luda@ipm.sci-nnov.ru

Структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ представляют интерес в связи с возможностью создания на их основе эффективных источников излучения, работающих в диапазоне длин волн 1,54 мкм. Для создания приборных структур на базе легированных эрбием кремниевых материалов необходимы детальные представления о процессах возбуждения и девозбуждения редкоземельной примеси. Механизм передачи энергии иону Er, согласно общепринятой точке зрения, представляет собой сложный многоступенчатый процесс с участием примесных уровней в запрещенной зоне полупроводника [1]. В работе [2] было показано, что в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ значительный сигнал эрбиевой фотолюминесценции (ФЛ) наблюдается как при межзонном возбуждении, так и при энергиях кванта возбуждающего излучения существенно меньших ширины запрещенной зоны твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$.

С целью изучения эффективности процессов возбуждения и девозбуждения редкоземельной примеси эрбия в кремниевых матрицах и их взаимосвязи с шириной запрещенной зоны активного материала, в данной работе проведены исследования спектров возбуждения и кинетики эрбиевой ФЛ структур $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ с содержанием германия от 10 до 31%. Изменение содержания германия в этом диапазоне позволяет варьировать ширину запрещенной зоны гетеослоя от 1.11 эВ (x = 10%) до 1.04 эВ (x = 31%), T = 77K.

Все исследованные структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ были выращены методом сублимационной МЛЭ в среде германа (метод детально описан в работе [3]). Образцы выращивались на подложках c-Si марки КЭФ-4.5 (100), толщина подложек составляла ~500 мкм. Структурные свойства и элементный состав выращенных слоев анализировались методами рентгеновской дифракции и вторичной ионной масс-спектрометрии. По результатам этих исследований, распределение примеси эрбия в слоях $Si_{1-x}Ge_x:Er$ носит однородный характер с концентрацией ~ $(0.7\text{-}5)\cdot10^{18}$ $см^{-3}$. Толщина исследованных эпитаксиальных слоев $Si_{1-x}Ge_x:Er$ составляла ~ 2 мкм. Содержание Ge в гетеослоях изменялось от 10 до 31%, величина остаточных упругих напряжений (RES), характеризующая степень релаксации гетеослоя – 21 ÷ 9%.

Для исследования спектров возбуждения и кинетики эрбиевой ФЛ использовался оптический параметрический генератор света MOPO-SL (Spectra-Physics) с накачкой лазером Nd:YAG. Длина волны возбуждающего излучения (λ_{ex}) изменялась в диапазоне 760 − 1400 нм. Диаметр пучка возбуждающего излучения составлял ~ 3 мм, плотность мощности возбуждения варьировалась от 0,5 $мВт/см^2$ до 430 $мВт/см^2$. Размеры исследуемых структур не превышали 2x2 мм, в результате чего реализовывался режим однородного возбуждения по всей площади образца. Регистрация сигнала ФЛ с наносекундным временным разрешением осуществлялась с помощью решеточного спектрометра Acton 2300i, ФЭУ InP/InGaAs (Hamamatsu, диапазон 0.95 - 1.7 мкм) и цифрового осциллографа WS 432 (Le Croy). Исследования спектров возбуждения и кинетики ФЛ проводились в диапазоне температур от 22 до 130 K.

Сигнал эрбиевой ФЛ в исследованных структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ наблюдался до температур ~ 90 K. При дальнейшем увеличении температуры, сигнал ФЛ ионов эрбия практически не регистрировался. Аналогично работе [2], в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ с содержанием германия от 10 до 31% интенсивный сигнал эрбиевой ФЛ наблюдался в условиях межзонного возбуждения, и при энергиях кванта возбуждающего излучения существенно меньших ширины запрещенной зоны твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$ (рис. 1).

Для оценки эффективности процессов возбуждения ионов Er^{3+} в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$, в работе были проведены исследования зависимости интенсивности эрбиевой ФЛ от плотности потока фотонов возбуждающего излучения (см. вставку на рис. 1). Проведенный по этим данным анализ эффективного сечения возбуждения ионов Er^{3+} (σ_{eff}) показал, что значения σ_{eff} существенным образом зависят от энергии возбуждающего излучения и структурных параметров гетеослоев $Si_{1-x}Ge_x:Er$. Так, в коротковолновой области 760 - 980 нм, значения σ_{eff} в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ с содержанием германия 10 - 31% составили ~ $(4\text{-}6)\cdot10^{-15}$ $см^2$. Полученные значения близки к характерным величинам эффективного сечения возбуждения ионов Er^{3+} в кремнии [4]. Возбуждение ионов эрбия в области длин волн 760 - 980 нм может быть связано с участием в процессах передачи энергии экситонов, формирующихся в кремнии, что и приводит к близкой эффективности возбуждения эрбия в Si и $Si_{1-x}Ge_x$. Можно показать, что в длинноволновой области спектра (λ_{ex} > 1000 нм) величина эффективного сечения возбуждения ионов Er^{3+} в значительной степени зависит от ширины запрещенной зоны твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$. Так, например, на длине волны 1050 нм эффективное сечение возбуждения ионов Er^{3+} в

структуре $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si с содержанием германия 31% составило $5\cdot10^{-15}$ см^2, при этом в структуре с x = 11% значение σ_{eff} соответствует $0{,}6\cdot10^{-15}$ см^2. Дальнейшее увеличение длины волны возбуждения приводит к уменьшению значения σ_{eff} еще на порядок величины, что может соответствовать возбуждению ионов Er^{3+} через кремний-германиевую подсистему с большим количеством структурных дефектов.

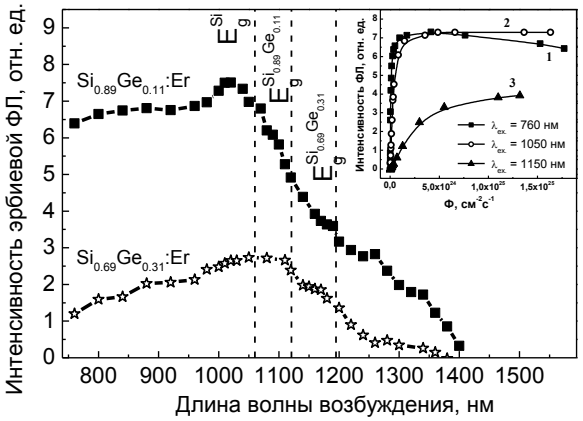


Рис. 1. Спектры возбуждения эрбиевой ФЛ структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si с содержанием германия x = 11, 31% при T = 77K. Плотность мощности оптического возбуждения P = 425 мВт/см^2. Пунктиром приведена ширина запрещенной зоны для Si и слоев $Si_{1-x}Ge_x$. На вставке к рисунку показана зависимость интенсивности эрбиевой ФЛ от плотности потока фотонов в структуре $Si/Si_{0.89}Ge_{0.11}$:Er/Si при разных условиях возбуждения: 1 – $\lambda_{ex.}$ = 760 нм, σ_{eff} = $4\cdot10^{-15}$ см^2; 2 – $\lambda_{ex.}$ = 1050 нм, σ_{eff} = $0.6\cdot10^{-15}$ см^2; 3 – $\lambda_{ex.}$ = 1150 нм, σ_{eff} = $0{,}5\cdot10^{-16}$ см^2.

Результаты проведенных исследований показали, что процессы девозбуждения примеси эрбия в гетероструктурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si также существенным образом зависят от ширины запрещенной зоны твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$. В структуре $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si с x = 31% температурное гашение более сильно выражено по сравнению со структурой с содержанием германия x = 11%. Как известно, основными механизмами девозбуждения ионов Er^{3+} при повышенных температурах являются механизмы Оже-девозбуждения и обратной передачи энергии [5]. Гашение сигнала ФЛ с меньшей энергией деактивации, так же, как и возможность реализации механизма обратной передачи при более низких температурах, могут быть вызваны уменьшением ширины запрещенной зоны твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$. На рис 2. приведена температурная зависимость спектров возбуждения эрбиевой ФЛ структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si с x = 11% и RES = 21%. Плотность мощности оптического возбуждения в ходе эксперимента составляла 24 мВт/см^2. Как видно из рисунка, температурное гашение интенсивности эрбиевой ФЛ при межзонном возбуждении является наиболее эффективным по сравнению с областью возбуждения с энергиями кванта возбуждающего излучения меньше ширины запрещенной зоны твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$.

Характерной особенностью спектров возбуждения эрбиевой ФЛ структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si яв-

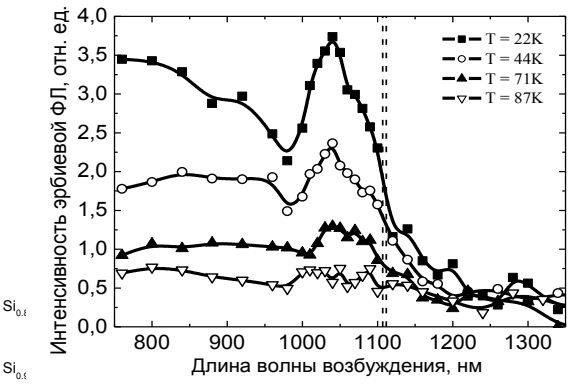


Рис. 2. Температурная зависимость спектров возбуждения эрбиевой ФЛ в структуре $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si с содержанием германия x = 11%. Пунктирными линиями на рисунке отмечено изменение ширины запрещенной зоны твердого раствора $Si_{0.91}Ge_{0.11}$ при увеличении температуры от 22 до 87K.

ляется наличие максимума в области длин волн 1050 нм. Аналогичный максимум в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ наблюдался и в структурах Si/Si:Er, и объяснялся неоднородным возбуждением редкоземельной примеси, либо присутствием в запрещенной зоне полупроводника уровней, участвующих в процессе возбуждения ионов Er^{3+} [6, 7]. В режиме однородного возбуждения, реализованном в данной работе, максимум на длине волны 1050 нм не проявляется в спектрах возбуждения Si/Si:Er, но отчетливо наблюдается в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si. Возможное объяснение наблюдаемого максимума, как и в работе [6], может быть связано с эффектами переотражения возбуждающего излучения от тыльной границы подложка/воздух в длинноволновом диапазоне длин волн. В отличие от Si/Si:Er, в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si эффекты переотражения должны проявляться более отчетливо вследствие различия ширины запрещенной зоны материалов Si и $Si_{1-x}Ge_x$. Подтверждением роли эффектов переотражения является обнаруженная в рамках проведенных исследований зависимость интенсивности сигнала ФЛ в максимуме и его положения от толщины подложки и отражающей способности границы подложка/воздух.

Работа поддержана программами РАН, грантами РФФИ и ГК 16.518.11.7018.

1. М Бреслер.С. и др. ФТТ, **38**(5), 1474 (1996).

2. Красильникова Л.В. и др. ФТП, **44**(11), 1527 (2010).

3. Светлов С.П. и др. Изв.РАН, сер.физ., **65**, 203 (2001).

4. Palm J. et al. Phys.Rev.B, **54**, 17603 (1996).

5. Priolo F. et al. Phys.Rev.B, **57**(8), 4443 (1998).

6. Яблонский А.Н. и др., X Российской конференции по физике полупроводников: тезисы докладов, с.184, Нижний Новгород, Россия, 2011.

7. Izeddin I. et al. Phys.Rev.Lett., **99**, 077401 (2007).

Новый тип экситонных состояний в квантовых ямах SiGe/Si

В. С. Багаев[1], В. С. Кривобок[1], С. Н. Николаев[1], Е. Е. Онищенко[1], А.В.Новиков[2], Д. Н. Лобанов[2]

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
[2] Институт физики Микроструктур РАН, Н. Новгород

krivobok@sci.lebedev.ru

Существует достаточно давняя дискуссия относительно природы нестандартных экситонных состояний, наблюдающихся в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции нелегированного кремния (см. [1, 2]). Характерными особенностями этих состояний являются их аномально высокая температурная стабильность при сравнительно низкой энергии связи и наличие структурированного спектра излучения в видимой области, указывающего на их многочастичный характер. В данной работе экспериментально продемонстрировано существование подобных нестандартных экситонных состояний в квантовых ямах (КЯ) SiGe/Si с низким содержанием германия.

Для исследований методом молекулярно-пучковой эпитаксии была выращена серия образцов с одиночными КЯ SiGe/Si толщиной 5нм и содержанием германия от 2.9% до 14%. Многочастичные состояния в электронно-дырочной системе анализировались на основе спектров стационарной и разрешенной по времени низкотемпературной фотолюминесценции (НФЛ) в ИК области, а также спектров НФЛ в видимой области, связанной с одновременной рекомбинацией двух электронно-дырочных пар ($2E_g$ люминесценция). В КЯ с содержанием германия, не превышающим 7%, наблюдалось образование квазидвумерной конденсированной фазы неравновесных носителей, основные свойства которой хорошо описывались при учете слабого барьера для электронов, возникающего в слое SiGe [3]. Для описания излучения электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) была использована модель двумерной электронно-дырочной плазмы, учитывающая однородное уширение. Хорошее согласие экспериментальных и расчетных спектров конденсированной фазы позволило выделить вклад ЭДЖ в $2E_g$ спектрах. При этом удалось подробно проследить особенности нового канала рекомбинации (F линии), обнаруженного на коротковолновом крыле ЭДЖ, в зависимости от температуры и плотности мощности возбуждения.

При 15 К и низких уровнях накачки в спектре наблюдается только F линия излучения. Повышение плотности мощности возбуждения приводит к возгоранию линии ЭДЖ, и постепенному уменьшению вклада F линии (см. рис. 1). При плотности мощности W = 4.6 Вт/см^2 F линия исчезает из спектров, что связано, по-видимому, с заполнением КЯ конденсированной фазой.

Спектральное положение F линии остается неизменным во всем температурном диапазоне (5–32 К), а ее коротковолновый спад близок к экспоненциальному. Показатель экспоненты зависит от температуры и плотности мощности возбуждения, однако не связан с перегревом образца. При 2 К F линия в спектрах не наблюдалась. Другой интересной особенностью F линии является заметное длинноволновое размытие, исключающее ее связь с биэкситонной рекомбинацией. В $2E_g$ спектрах излучение биэкситонов должно иметь резкую красную границу вблизи $2E_x - E_{Bi}$, где E_{Bi} — энергия связи биэкситонов. Размытие длинноволновой границы объясняется обычно передачей энергии частицам, оставшимся после рекомбинации, как, например, в случае трионов.

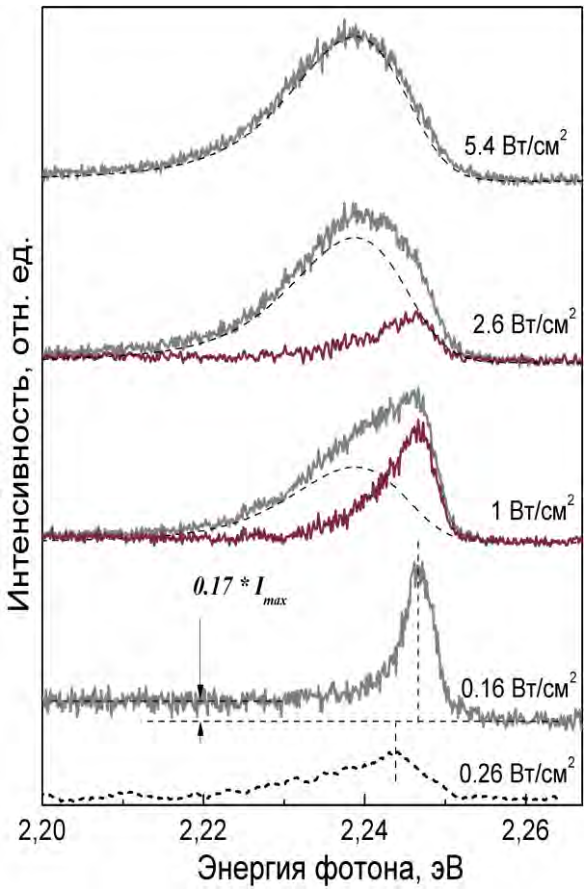


Рис. 1. Зависимость $2E_g$ спектров от плотности мощности возбуждения (указаны на рисунке справа) при температуре 15 К, демонстрирующая вклад ЭДЖ (штриховая линия) и F канала (сплошная темная линия). Внизу пунктиром приведен спектр излучения локализованных многоэкситонных комплексов при 2 К.

Неизменное положение максимума F линии при различных температурах и плотностях возбуждения может указывать на ее связь с многочастичными ассоциатами, имеющими фиксированную энергию образования. Данные ассоциаты должны включать более четырех частиц (двух электронов и двух дырок). Наиболее вероятным кандидатом на роль таких ассоциатов являются заряженные экситонные комплексы, в состав которых входит дополнительный носитель заряда.

Вследствие сохранения волнового вектора, после рекомбинации двух электронов и двух дырок практически весь импульс передается оставшейся частице. При этом ее кинетическая энергия зависит от соотношения масс частиц до и после рекомбинации, что и определяет форму длинноволнового хвоста линии излучения многочастичного ассоциата. В КЯ с концентрацией Ge 5% анализ формы F линии позволил оценить массу оставшейся частицы, которая составила 0,55±0,06 от массы свободного электрона m_e. Данная масса ближе всего к массе Δ_4-электрона (0,44 m_e).

На основе анализа кинетики люминесценции в ИК области при температуре 32К, что заведомо исключает возможность образования конденсированной фазы, детально исследован переход «металл-диэлектрик» в системе квазидвумерных экситонов. Подтверждено сосуществование в КЯ связанных экситонных состояний и плотной плазменной фазы с концентрацией ~10^{12} $см^{-2}$. Вблизи нижней (по концентрации носителей) границы перехода Мотта в ИК спектрах также обнаружена новая линия излучения, отстоящая от дна экситонной зоны на 4 мэВ. Спектральное положение этой линии не зависит от температуры.

1. Steele A. G., McMullan W. G., and Thewalt M. L. W. Discovery of Polyexcitons // Phys. Rev. Lett. 59, 2899 (1987).

2. Smith L. M., Wolfe J. P. Time-resolved study of electron-hole plasmas near the liquid-gas critical point in Si: Evidence for a second condensed phase // Phys. Rev. B. 51, 7521–7543 (1995).

3. Багаев В. С., Кривобок В. С., Николаев С. Н., Онищенко Е. Е., Скориков М. Л., Новиков А. В., Лобанов Д. Н. Влияние барьера для электронов на конденсацию экситонов и спектр многочастичных состояний в квантовых ямах SiGe/Si. Письма в ЖЭТФ 94, 1, 63-67 (2011).

Исследование гетерограницы в структуре кремний на сапфире методом просвечивающей электронной микроскопии

Н.О. Кривулин, Д.А. Павлов, П.А. Шиляев, А.И. Борбов, М.Д. Пегасина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

krivulin@phys.unn.ru

Структуры кремний на сапфире (КНС) исследуются уже более 40 лет [1]. Несмотря на сложность производства и высокую стоимость, КНС одна из самых распространенных КНИ (кремний на изоляторе) технологий. У сапфировой подложки есть много преимуществ: высокая твердость, возможность сделать еѐ очень тонкой, отличные изолирующие свойства и высокая теплопроводность, а также прозрачность в ультрафиолетовом диапазоне.

Кремний и сапфир имеют различные кристаллические структуры. У кремния кубическая структура с постоянной решетки 5.4301 А, коэффициент теплового расширения 4.5* 10^{-6} C^{-1} в пределах 400-600 С. Сапфир же имеет ромбоэдрическую структуру с постоянными решетки 4.75 А и 12.97 А, коэффициент теплового расширения 8.4* 10^{-6} C^{-1} в пределах 25-800 С. Совершенно понятно, что кремниевый слой будет испытывать напряжения в районе границы с сапфиром, хотя до сих пор не понятно, какое положение занимают осажденные атомы кремния на поверхности сапфира. Существует несколько моделей гетерограницы кремния и сапфира, но, ни одна из них не имеет достаточных экспериментальных доказательств. Кроме того, не понятно, по какому механизму осуществляется рост кремния на сапфире – существует ли смачивающий слой, или же островки кремния формируются непосредственно на сапфировой подложке.

В работе методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) исследовались слои КНС, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Исследовались как толстые слои кремния на сапфире (толщиной более 500 нм), так и начальные стадии МЛЭ (толщина слоѐв кремния составляла несколько монослоѐв). Для анализа элементного состава вблизи области гетерограницы применялся метод энерго-дисперсионной спектроскопии (ЭДС).

Как показали исследования, на начальных стадиях МЛЭ формируются кристаллически совершенные островки кремния на сапфире [2]. Электронограмма от такого слоя представляет из себя набор точечных рефлексов. Ориентация всех островков одинакова (100). Помимо основных рефлексов, на электроногаммах присутствуют так называемые экстра-пятна, связанные с дефектами двойникования и разориентированных кристаллитов кремния. При чем на электронограммах от слоев толщиной ~ менее экстра-пятна отсутствуют. Это может быть объяснено тем, что в начале молекулярно-лучевого осаждения происходит формирование отдельно стоящих бездефектных островков кремния. При дальнейшем росте размеры кристаллитов растут, и в нмх в результате напряжений образуются дефекты двойникования. При их коалесценции на границах этих островков образуется дополнительное количество дефектов двойникования. На рис. 1 представлен ПЭМ снимок высокого разрешения островка кремния на сапфире. Время роста 45 с, скорость роста ~ 0.1 нм/с. В островке кремния наблюдается дефект двойникования, появление которого не связанно с коалесценцией нескольких островков. На рис. 1 не наблюдается сплошного слоя кремния на поверхности сапфира, однако достоверно определить наличие или отсутствие смачивающего слоя только по ПЭМ снимку высокого разрешения нельзя, требуются дополнительные исследования.

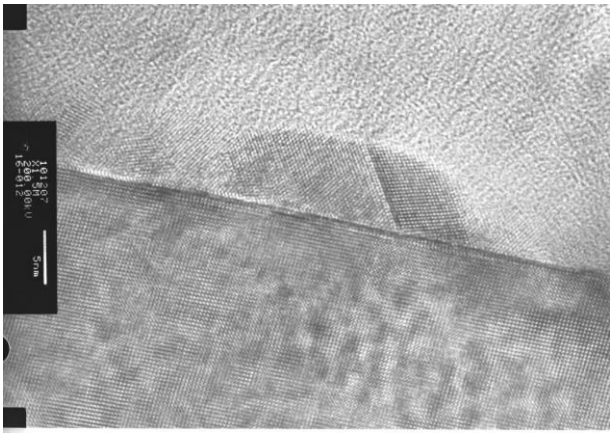


Рис. 1. ПЭМ-снимок высокого разрешения слоя кремния на сапфире, выращенного при температуре 650°С.

В следующей части работы проводились исследования гетерограницы структуры КНС методом ЭДС. Исследования показали, что область гетерограницы сильно размыта, наблюдается сильная диффузия атомов алюминия и кислорода из подложки в слой кремния. Таким образом, существует переходный слой на границе кремния и сапфира. Толщина переходного слоя составила порядка 1 нм для слоя, выращенного при температуре 650°С.

1. Manasevit H.M., Simpson W.I. Single-crystal silicon on a sapphire substrate // J. Appl. Phys., 1964, Vol. 35, p. 1349-1351.

2. Павлов Д.А., Коротков Е.В., Шиляев П.А., Кривулин Н.О. Формирование нанокристаллического кремния на сапфире методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Письма в ЖТФ, 2010, том 36, вып. 12, с. 16-22.

Исследование фактора «плеча» в резонансно-туннельном диоде на основе двухбарьерной гетероструктуры $Al_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs$

В.Г. Криштоп, В.Г. Попов

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка
Московский физико-технический институт, Долгопрудный

vgkvgk@mail.ru

Фононные реплики довольно часто наблюдаются в вольтамперных характеристиках (ВАХ) туннельных контактов, созданных на основе полярных материалов. В случае полярных полупроводников данные особенности обычно описываются моделью стимулированного оптическими фононами туннелирования (СОФТ) [1]. В рамках данной модели туннелирование электрона сопровождается одновременным испусканием или поглощением оптического продольного фонона. Однако амплитуды фононных пиков в токе, наблюдаемые в экспериментах, заметно выше ожидаемых в рамках данной модели.

В работе [2] поляронные состояния в квантовых ямах исследовались в квантующих магнитных полях. При этом наблюдался антикроссинг фононных реплик и упругих реплик, связанных с туннелированием электронов между уровнями Ландау с разными индексами.

В работе [3] экспериментально исследовались фононные реплики на вольтамперных характеристиках резонансно-туннельного диода (РТД) в планарном магнитном поле, была предложена модель резонансного туннелирования электронов в поляронные состояния квантовой ямы. В этом случае предсказано, что положение поляронных реплик отличается от положения реплик СОФТ на напряжение соответствующее энергии Ферми в аккумуляционном двумерном газе эмиттера.

При определении энергии туннелирующих электронов и соотвественно их спектра из ВАХ РТД необходимо знать так называемое «плечо рычага» (leverage factor) или отношение приложенного напряжения к изменению энергетической разнице квантовых уровней.

В данной работе мы рассматриваем несколько способов определения этого фактора для уточнения применимости теоретических моделей.

1. Исследования в планарном поле.

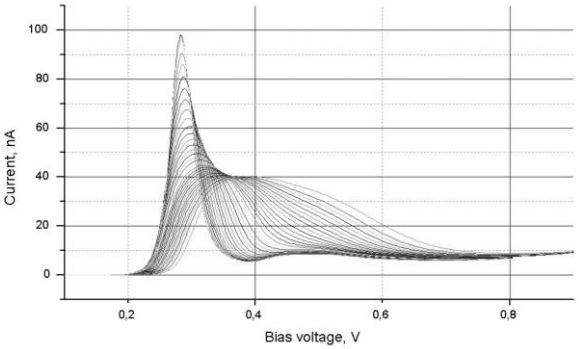


Рис. 1. Семейство ВАХ РТД в планарном магнитном поле до 8 Тл.

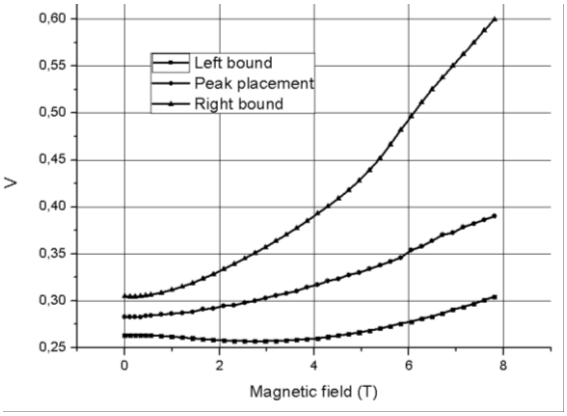


Рис. 2. Положение основного резонанса, левой и правой границы основного резонанса в зависимости от магнитного поля.

Положение основного резонанса (Рис.1) изменяется в магнитном поле по закону (Рис. 2)

$$\frac{eU_{peak}}{\alpha} = \frac{1}{2m*}\left(e\Delta zB\right)^2$$

что дает значение $\alpha \approx 4$.

Анализ зависимости ширины основного резонанса от магнитного поля позволяет оценить энергию Ферми в эмиттере. Для оценки необходимо использовать участок зависимости, удовлетворяющий условиям $\frac{p_F}{e\Delta z} < B < B_c$.

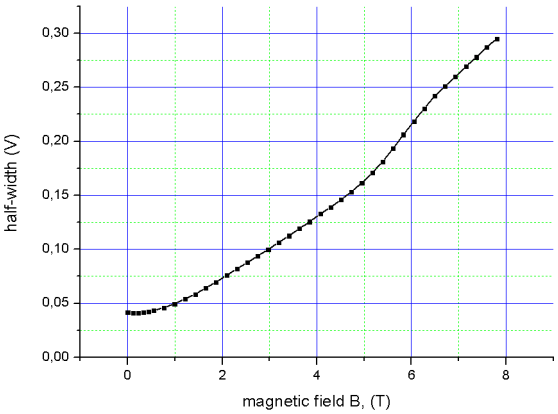


Рис. 3. Зависимость полуширины основного резонанса hW (half-Wight) от магнитного поля B имеет линейный участок при $\frac{p_F}{e\Delta z} < B < B_c$.

В нашем случае с учетом этих условий зависимость хорошо аппроксимируется линейной функцией, что дает для полуширины:

$$hW = U_{right} - U_{left} \;\square\; KB = 0.028B$$

Используя полученную зависимость, можно оценить энергию Ферми в эмиттере:

$$\frac{e(hW)}{\alpha} = \frac{1}{2m*}\left(4 p_F e \Delta z B\right)$$

$$\varepsilon_F = \frac{1}{2m*}\frac{m*^2\, K^2}{\alpha^2 \left(\Delta z\right)^2} \approx 7 мэВ$$

Полученное значение энергии Ферми хорошо согласуется с выдвинутым в работе [3] предположением, что пик туннельного тока в фононной реплике при туннелировании через поляронные состояния возникает, когда основание поляронной подзоны в квантовой яме пересекает уровень Ферми в эмиттере, и этот пик смещен относительно особенности СОФТ.

Leverage factor, рассчитанный по положению особенностей фононной реплики (рис.1) с учетом полученного значения для энергии Ферми, составляет $\alpha \approx 4$.

2. Исследования в нормальном поле.

Положения особенностей туннельного тока в нормальном поле, вызванных туннелированием на уровни Ландау, были получены вычитанием нерезонансной составляющей туннельного тока.

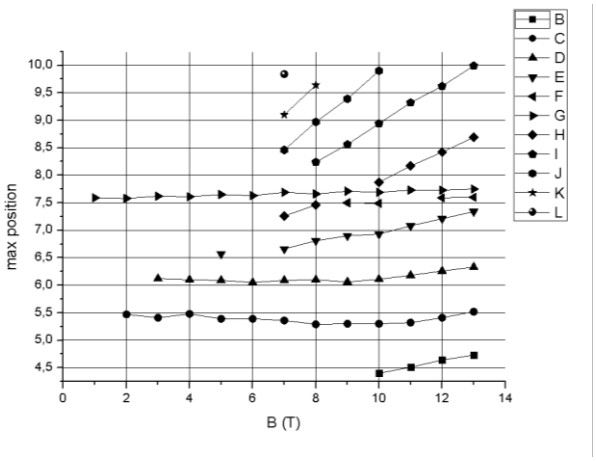


Рис. 4. Положения особенностей туннельного тока в нормальном поле до 13 Тл.

Расстояние между особенностями туннельной характеристики должно соответствовать разнице энергий между уровнями Ландау, образованными квантовой яме.

$$\Delta U_n = \alpha n \hbar \omega_c$$

Прямое вычисление для значений ΔU_n между соседними особенностями дает среднее значение $\alpha \approx 8$, однако, если принять во внимание, что уровни Ландау образованы двумя поляронными подзонами в квантовой яме, значение α оказывается меньше и примерно соответствует $\alpha \approx 4$. Следует отметить, во-первых, что для этого метода характерен большой разброс рассчитанных значений α, что вызвано, по всей видимости, искажением уровней вблизи антикроссинга, и, во-вторых, обнаружена особенность (кривая G на рис.4), положение которой не зависит от магнитного поля, и которая более четко выражена, чем особенности туннелирования на уровни Ландау. Этот факт требует дальнейшего исследования.

Изучены вольтамперные характеристики РТД в планарном магнитном поле до 7 Тл и нормальном магнитном поле до 13 Тл; рассчитано «плечо рычага» РТД следующими способами:

— по положению особенностей туннельной характеристики РТД;

— по смещению положения основного резонанса при увеличении планарного магнитного поля.

— по разнице энергий между уровнями Ландау в квантовой яме при приложении нормального магнитного поля;

Проведена оценка энергии Ферми в эмиттере по изменению полуширины основного резонанса с изменением планарного магнитного поля.

Полученные данные подтверждают, что фононные особенности ВАХ резонансно туннельного диода, которые имеют наибольшую амплитуду, обусловлены туннелированием через поляронные состояния в квантовой яме.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 10-02-01318-а.

1. Mizuta H. and Tanoue T. The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes // Cambridge Univ. Press,Cambridge, 1995, p. 53.

2. Boebinger G.S., Levi A.F.J., Schmitt-Rink S., Passner A., Pfeiffer L.N., and West K.W. // Phys. Rev. Lett. **65**, 235 (1990).

3. Попов В.Г., Криштоп В.Г., Макаровский О., Хенини М. // ЖЭТФ, 2010, том 138, вып. 2 (8), стр 249-254. Popov V.G., Krishtop V.G., Makarovskii O.N., and Henini M. Magnetotunneling Spectroscopy of Polarons in a Quantum Well of a Resonant Tunneling Diode [JETP, 2010, Vol. 111, No. 2, 220–224 (2010)].

Фриделевские осцилляции и поправка к проводимости в квантовом контакте

Т. В. Криштоп[1], К. Э. Нагаев[1]
[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

tatiana.krishtop@gmail.com

В работе вычисляется проводимость двумерного баллистического контакта в квантовом пределе, когда размер контакта существенно меньше фермиевской длины волны электрона. Пример такой структуры – контакт на гетероструктуре GaAs с высокой подвижностью при достаточно большом затворном напряжении.

Ранее мы вычисляли проводимость широкого баллистического контакта с размерами много больше фермиевской длины волны. Электрон-электронное взаимодействие в таких контактах приводит к аномально большой положительной поправке, линейной по температуре в нулевом магнитном поле [1]. Сравнение теории с экспериментальными данными [2], [3] показало хорошее согласие с полученными зависимостями по температуре и магнитному полю. Но когда при большом затворном напряжении размер контакта становился малым, порядка нескольких λ_F, на эксперименте [3] в нулевом магнитном поле наблюдалась существенно более сильная зависимость от размера отверстия, чем полученная теоретически для широких контактов $\delta G \sim a^2 \ln(a)$. Поэтому естественно вычислить проводимость в узком контакте.

Сначала рассматривается контакт без взаимодействия, и проводимость вычисляется при помощи метода Ландауэра [4] как сумма коэффициентов прохождения плоских волн $G = e^2/(\pi\hbar)\int d\varepsilon\, (-\partial f/\partial\varepsilon) \sum T_{mn}(\varepsilon)$. Полученная проводимость пропорциональна четвертой степени от размера контакта $G_0 \sim (k_F a)^4$. Можно провести физическую аналогию с рэлеевским рассеянием света, так как интенсивность рассеяния света на частице с размерами много меньше длины волны пропорциональна квадрату объема частицы.
Учтем электрон-электронное взаимодействие, что в нашем случае означает электронное рассеяние на фриделевских осцилляциях от перегородки. Это приводит к тому, что к каждому коэффициенту прохождения $T_{mn}(\varepsilon)$ добавляется поправка из-за взаимодействия. Суммируя по всем модам, находим полный коэффициент прохождения в виде $\sum T_{mn}(\varepsilon) = T_0(\varepsilon) + \delta T(\varepsilon)$, где $T_0(\varepsilon) \sim (ka)^4$ соответствует случаю без взаимодействия, а поправка из-за взаимодействия $\delta T(\varepsilon)$ имеет особенность на поверхности Ферми в виде излома. Эта особенность после интегрирования по энергиям приводит к линейной зависимости проводимости от температуры. Мы вычислили поправку к проводимости из-за электрон-электронного рассеяния для случая ненулевой температуры в приближении слабого короткодействующего потенциала взаимодействия $mU_{ee}(\mathbf{k})/\hbar^2 << 1$. Основной вклад в нее дает рассеяние электронов на фриделевских осцилляциях вдали от отверстия, на расстояниях порядка v_F/T. Поправка имеет вид $\delta G \sim -(k_F a)^4\, T/E_F$. Она отрицательна и линейна по температуре. Кроме того, поправка пропорциональна четвертой степени от размера контакта – это более сильная зависимость от размера отверстия, чем в случае широкого контакта, и видимо, лучше соответствует эксперименту.

1. Nagaev K. E., Kostyuchenko T. V. (Krishtop), Electron-electron scattering and magnetoresistance of ballistic microcontacts // PRB, 81, 125316 (2010).

2. Renard V. T., Tkachenko O. A. et al., Boundary-Mediated Electron-Electron Interactions in Quantum Point Contacts // PRL, 100, 186801 (2008).

3. Мельников М. Ю., Храпай В. С., Экспериментальное исследование влияния электрон-электронного рассеяния на сопротивление наносужения в двумерном газе // IV Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника», Тезисы (2011).

4. Beenakker, van Houten, Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures // Solid State Physics, 44, 1-228 (1991).

Эффекты спин-орбитального и электрон-электронного взаимодействия в спиновом резонансе 2D электронов в узкозонных гетероструктурах

С.С. Криштопенко, А.В. Малыженков, А.В. Иконников, В.И. Гавриленко

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

gavr@ipm.sci-nnov.ru

Для коллективных возбуждений в 2D электронном газе существуют две симметрийные теоремы о влиянии электрон-электронного (*e-e*) взаимодействия на энергию поглощения в циклотронном (ЦР) и спиновом резонансе (СР). В соответствии с теоремой Кона [1] в 2D системе с полной трансляционной симметрией *e-e* взаимодействие не оказывает влияния на энергию поглощения в ЦР. В соответствии с теоремой Лармора [2] в 2D системе с вращательной инвариантностью в спиновом пространстве *e-e* взаимодействие не изменяет энергию поглощения в СР, что позволяет определять величину одноэлектронного g-фактора в 2D электронном газе в отсутствие спин-орбитального взаимодействия.

В узкозонных гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ), в которых подзоны размерного квантования характеризуются сильной непараболичностью, и в которых проявляются эффекты, связанные со спин-орбитальным взаимодействием, теоремы Кона и Лармора должны нарушаться. Теоретических и экспериментальных исследований влияния *e-e* взаимодействия на СР в узкозонных КЯ до настоящего времени не проводилось.

В настоящей работе на примере гетероструктур InAs/AlSb впервые продемонстрировано нарушение теоремы Лармора как в асимметричных, так и в симметричных КЯ на основе узкозонных полупроводников. Целями работы являлись теоретическое исследование влияния спинового расщепления Рашбы и обменного взаимодействия в узкозонных КЯ на энергию поглощения в СР, а также экспериментальные исследования СР 2D электронов в гетероструктурах InAs/AlSb методами субмиллиметровой спектроскопии.

Для детектирования СР была выбрана методика, предложенная в работе [3], которая основа на чрезвычайной чувствительности микроволновой фотопроводимости (ФП) 2D электронной системы к СР в условиях, когда уровень Ферми находится между спин-расщеплѐнными уровнями Ландау. Эксперименты проводились на образце Т340 с шириной КЯ 15 нм. Концентрация и подвижность 2D электронов в структуре при T = 4.2 K составляли $7.65\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ и $4.5\cdot10^{5}$ см^{2}/В·с соответственно. Образец имел форму прямоугольной пластинки с характерными размерами 4×3 мм, по краям которой были нанесены два полосковых индиевых омических контакта. В качестве источника субмиллиметрового излучения использовались две лампы обратной волны (ЛОВ), перекрывающие диапазон от 160 до 500 ГГц. Магнитное поле было направлено вдоль оси гетероструктуры параллельно направлению распространения излучения ЛОВ. Спектры ФП измерялись при температуре 4.2 K, постоянной частоте излучения ЛОВ и развѐртке магнитного поля (до 3 Т). Поглощение микроволнового излучения при электронном СР детектировалось по изменению продольного сопротивления ΔR_{XX} на постоянном токе. При изучении СР в 2D электронной системе возникает проблема электрон-ядерного взаимодействия. При достаточно большой мощности микроволнового излучения влияние ядер ярко проявляется в различие формы и положения контура СР при развѐртке магнитного поля в сторону увеличения и уменьшения. В своих экспериментах мы контролировали мощность падающего излучения ЛОВ и уменьшали еѐ до исчезновения эффектов динамического ядерного намагничивания.

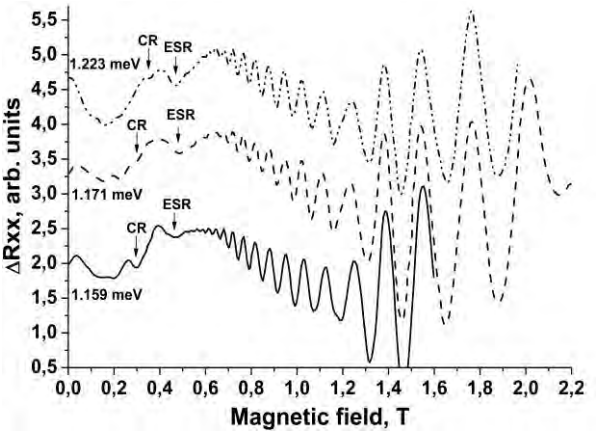


Рис. 1. Осцилляции субмиллиметровой ФП в образце Т340 при разных энергиях квантов излучения ЛОВ-30.

На рис. 1 и 2 представлены типичные спектры субмиллиметровой ФП в образце Т340, полученные на ЛОВ-30 и ЛОВ-32. Во всех спектрах ФП наблюдаются линии поглощения, связанные с ЦР и СР, отмеченные стрелками. Из положения линий в спектрах ФП определялись циклотронная масса и эффективный g-фактор на уровне Ферми. Экспериментальные значения циклотронных масс составили $0.033m_0$-$0.036m_0$ (m_0 –масса свободного электрона) для различных энергий квантов излучения ЛОВ, что находится в прекрасном согласии с предыдущими исследованиями ЦР в аналогичных структурах [4]. Для g-фактора на уровне Ферми была обнаружена расходимость экспериментальных значений в слабых магнитных полях (см. символы на рис. 4). В работе [5], в которой в КЯ InSb исследовался СР в *наклонных* магнитных полях, аналогичная расходимость связывалась со спиновым расщеплением Рашбы в нулевом магнитном поле. Отметим, что в

наших гетероструктурах InAs/AlSb также присутствует спиновое расщепление Рашбы в энергетическом спектре 2D электронов, связанное с асимметричным "встроенным" электрическим полем поверхностных доноров в покрывающем слое GaSb. Величина расщепления Рашбы при фермиевском волновом векторе составляет 1.42 мэВ [6]. Однако теоретические значения g-фактора, рассчитанные в рамках "одноэлектронного" приближения с использованием 8-зонного **k·p** гамильтониана с учѐтом расщепления Рашбы (серая сплошная кривая на рис. 4) находятся в выраженном противоречии с экспериментальными данными.

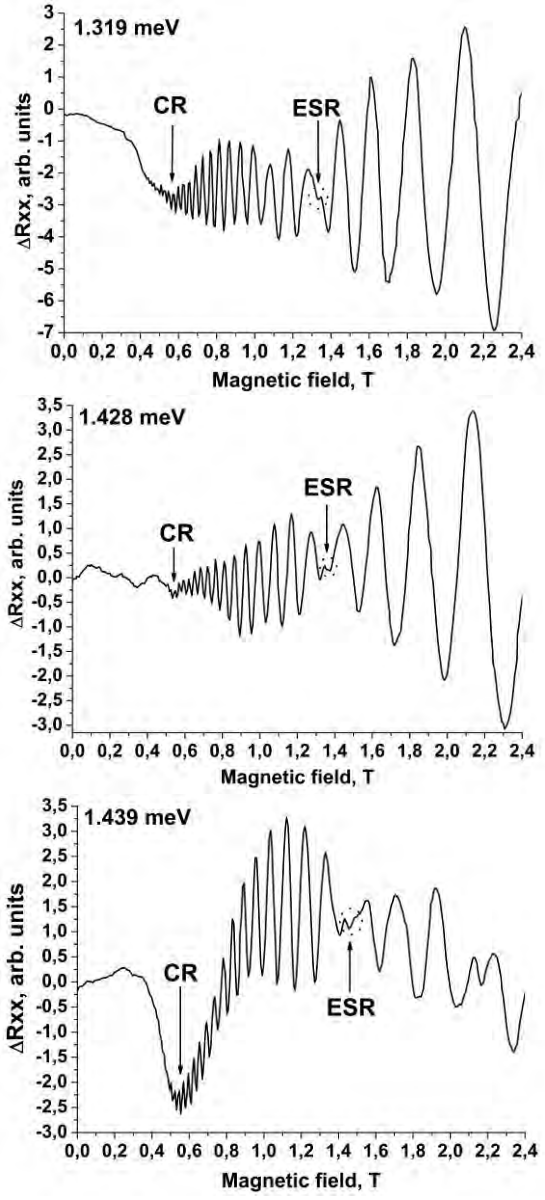


Рис. 2. Осцилляции субмиллиметровой ФП в образце T340 при разных энергиях квантов излучения ЛОВ-32.

Для объяснения наблюдаемого расхождения g-фактора в слабых магнитных полях в рамках "одноэкситонного" приближения с использованием 8-зонного **k·p** гамильтониана с учѐтом эффектов упругой деформации, *e-e* взаимодействия и спинового расщепления Рашбы были рассчитаны энергии поглощения в СР (рис. 3) и g-фактор 2D электронов на уровне Ферми (рис. 4). Отметим, что энергия СР с учѐтом *e-e* взаимодействия в слабых магнитных полях в асимметричных КЯ стремится к расщеплению Рашбы (1.42 мэВ), а в симметричных КЯ – к нулю. Видно, что экспериментальные значения находятся в хорошем согласии с результатами расчѐтов при одновременном учѐте как *e-e* взаимодействия, так и спинового расщепления Рашбы.

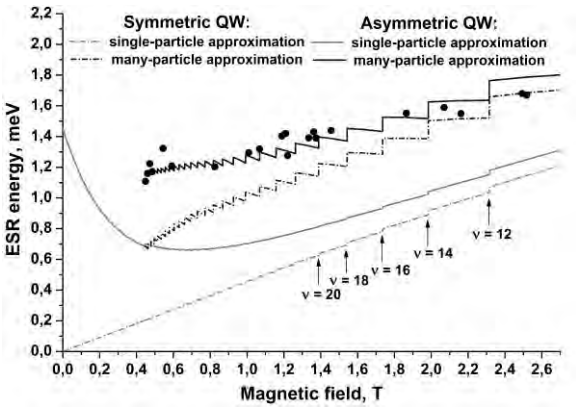


Рис. 3. Энергия поглощения в СР в образце T340 с учѐтом (асимметричная КЯ) и без учѐта (симметричная КЯ) спинового расщепления Рашбы.

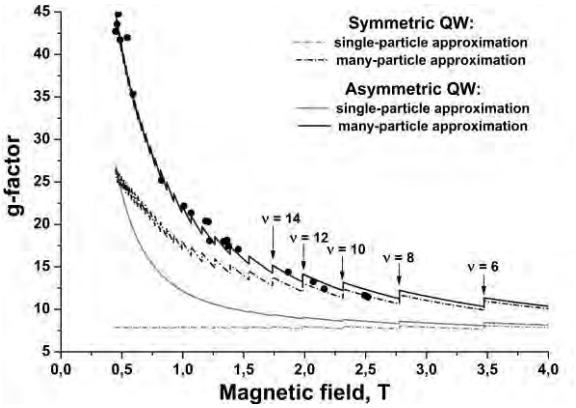


Рис. 4. g-фактор 2D электронов в образце T340 с учѐтом (асимметричная КЯ) и без учѐта (симметричная КЯ) спинового расщепления Рашбы.

Таким образом, на примере КЯ AlSb/InAs/AlSb, впервые продемонстрировано нарушение теоремы Лармора как в асимметричных, так и в симметричных КЯ на основе узкозонных полупроводников.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-93111, 12-02-00940), РАН, Минобрнауки РФ (ГК 16.552.11.7007) и Фонда некоммерческих программ "Династия". Авторы благодарны Ю.Г. Садофьеву за предоставленные образцы InAs/AlSb.

1. Kohn W., Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).
2. Califano M., Chakraborty T., Pietiläinen P. and Hu C.-M., Phys. Rev. B **73**, 113315 (2006).
3. Stein D., Klitzing K. v., Weimann G., Phys. Rev. Lett. **51**, 130 (1983).
4. Алѐшкин В.Я., Гавриленко В.И., Иконников А.В., Садофьев Ю.Г., Bird J.P., Jonhson S.R., Zhang Y.-H., ФТП **39**, 71 (2005).
5. Khodaparast G.A., R Doezema.E., Chung S.J., Goldammer K.J., Santos M.B., Phys. Rev. **70**, 155322 (2004).
6. Гавриленко В.И., Криштопенко С.С., Goiran M., ФТП **45**, 111 (2011).

Спиновое расщепление Рашбы и обменное усиление g-фактора в гетероструктурах InAs/AlSb с 2D электронным газом

С.С. Криштопенко[1], В.И. Гавриленко[1], M. Goiran[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI-T), France

gavr@ipm.sci-nnov.ru

Исследования двумерного (2D) электронного газа, основанные на резонансном туннелировании, емкостной спектроскопии уровней Ландау и измерениях теплоёмкости, позволяют прямым способом определять величину эффективного g-фактора, который характеризует спиновое расщепление на уровне Ферми в спектре квазичастиц. Значения g-фактора, полученные таким образом, могут значительно отличаться от соответствующих величин, измеряемых в спиновом резонансе. Наблюдаемое увеличение *g*-фактора квазичастиц связано с обменным взаимодействием 2D электронов [1].

В узкозонных гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ), таких как InAs/AlSb подзоны размерного квантования характеризуются сильной непараболичностью. Для корректного учёта эффектов непараболичности, упругой деформации и спин-орбитального взаимодействия одноэлектронные состояния в КЯ AlSb/InAs/AlSb необходимо описывать 8-зонным **k**·**p** гамильтонианом. Ранее нами была предложена теория обменного усиления g-фактора в гетероструктурах с КЯ, выращенными из любых материалов, объёмный зонный спектр в которых описывается 8-зонным **k**·**p** гамильтонианом [2]. Однако все расчёты в [2] выполнялись для случая симметричного "встроенного" электрического поля доноров в барьерах, т. е. в отсутствие спинового расщепления Рашбы [3].

Настоящая работа посвящена исследованию влияния спинового расщепления Рашбы на обменное усиление g-фактора квазичастиц в гетероструктурах InAs/AlSb с одиночными КЯ и покрывающим слоем GaSb [4]. Цель работы – расчёт обменного усиления g-фактора квазичастиц для образца B824, в котором были проведены исследования осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ) при температуре 250 мК и определена величина спинового расщепления Рашбы при фермиевском волновом векторе.

На рис. 1 представлены результаты измерений осцилляций ШдГ при $T = 250$ мК, выполненных в LNCMI-T. Видно, что биения осцилляций ШдГ в образце B824 отсутствуют. Отсутствие биений мы связываем с влиянием спин-орбитального взаимодействия не только на расщепление энергетического спектра, но и на рассеяние 2D электронов на случайном потенциале, что приводит к различному уширению уровней Ландау в спиновых подзонах [5]. "Остаточная" периодическая модуляция осцилляций ШдГ, наблюдаемая в слабых магнитных полях, свидетельствует о спин-зависимом уширении уровней Ландау в образце B824. На рис. 2 представлены значения концентраций 2D электронов с противоположными спинами ($n_\uparrow$ и $n_\downarrow$), полученные из фурье-анализа осцилляций ШдГ в обратном магнитном поле. Зная $n_\uparrow$ и $n_\downarrow$ можно определить спиновое расщепление Рашбы Δ_R при фермиевском волновом векторе. Для определения Δ_R циклотронная масса на уровне Ферми полагалось равной $0.035m_0$ [4]. В результате расщепление Рашбы, определённое из анализа осцилляций ШдГ, составило 1.63 мэВ, что находится в хорошем согласии с теоретическим значением 1.69 мэВ [3].

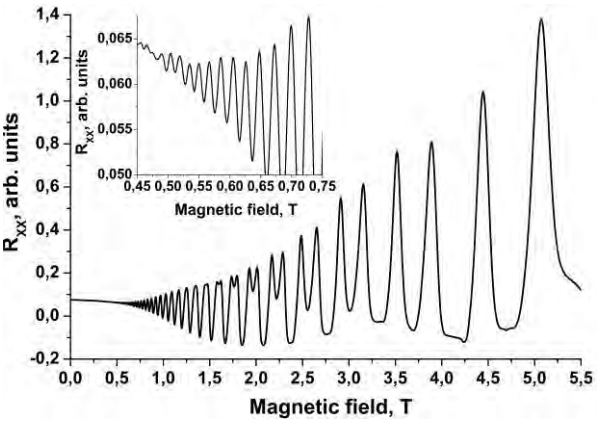


Рис. 1. Осцилляции ШдГ в перпендикулярном магнитном поле в образце B824 при температуре $T = 250$ мК. На вставке – осцилляции ШдГ в слабых магнитных полях.

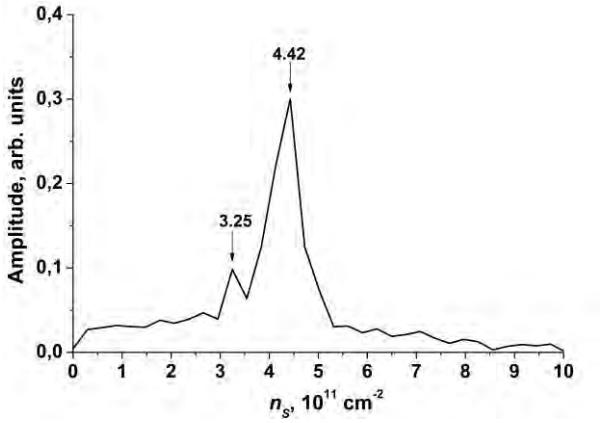


Рис. 2. Результаты фурье-анализа осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях (менее 0.75 Т) в образце B824.

На рис. 3-6 представлены результаты расчётов спинового расщепления Δ_S и *абсолютных значений* g-фактора квазичастиц g^* в образце B824 без учёта (рис.3, 5) и с учётом (рис.4, 6) расщепления Рашбы. Осциллирующее поведение спинового расщепления и g-фактора квазичастиц связано с осцилляциями спиновой поляризации 2D электронного газа в магнитном поле [2].

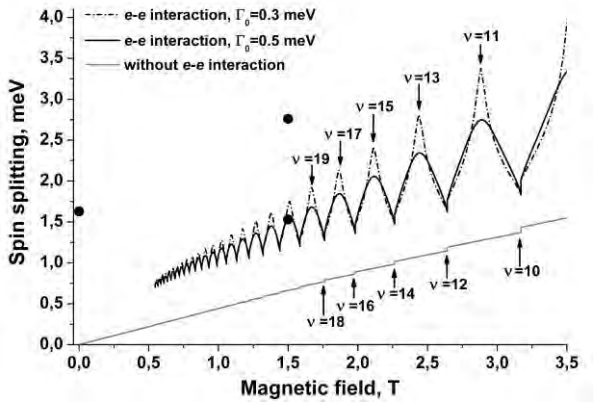


Рис. 3. Спиновое расщепление в образце B824 без учѐта расщепления Рашбы (симметричная КЯ).

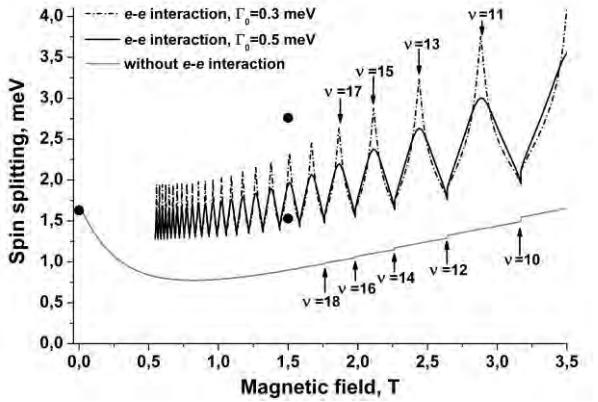


Рис. 4. Спиновое расщепление в образце B824 с учѐтом расщепления Рашбы (асимметричная КЯ).

Для описания уширения уровней Ландау, использовался гауссовский профиль плотности состояний *D(E)* для каждого уровня Ландау:

$$D(E) = \frac{1}{2\pi a_B^2}\frac{2}{\sqrt{2\pi}\Gamma}\exp\left(-2\frac{E^2}{\Gamma^2}\right),$$

где Γ - ширина уровня Ландау. По аналогии с работой [1] мы положили, что ширина плотности состояний не зависит от номера уровня Ландау и определяется как

$$\Gamma = \Gamma_0\sqrt{B/B_0}\ ,$$

где B_0 – магнитное поле, в котором возникают осцилляции ШдГ, а Γ_0 –свободный параметр [2]. Интервал изменения параметра Γ_0 выбирался из анализа подвижности 2D электронов в гетероструктурах InAs/AlSb и составил 0.3-0.5 мэВ [2, 6].

В работе [7] был предложен способ определения g-фактора квазичастиц из анализа осцилляций ШдГ в перпендикулярном магнитном поле. Из рис. 1 видно, что B_0 = 0.46 Т, а магнитное поле B^*, в котором появляется зеемановское расщепление осцилляций ШдГ, составляет 1.50 Т. Это позволяет сделать оценки снизу для Δ_S и g^* в магнитном поле B^* [7], которые равны 1.53 мэВ и –17.6 соответственно. Отметим, что учѐт корневой зависимости Γ(B) позволяет выполнить оценку сверху для величин Δ_S и g^*, которые составляют 2.76 мэВ и –31.8 соответственно. Полученные выше значения спинового расщепления и g-фактора квазичастиц отмечены символами на рис. 3-6.

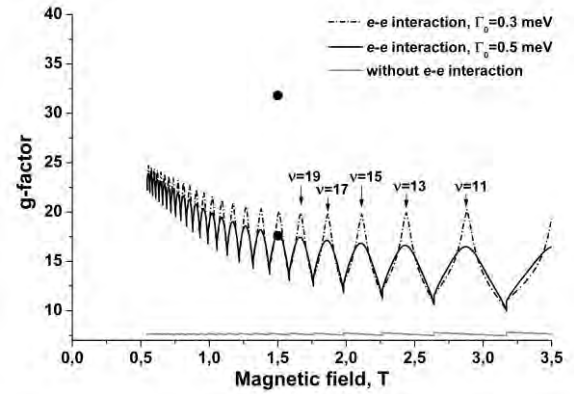


Рис. 5. Осцилляции g-фактора квазичастиц в образце B824 без учѐта расщепления Рашбы (симметричная КЯ).

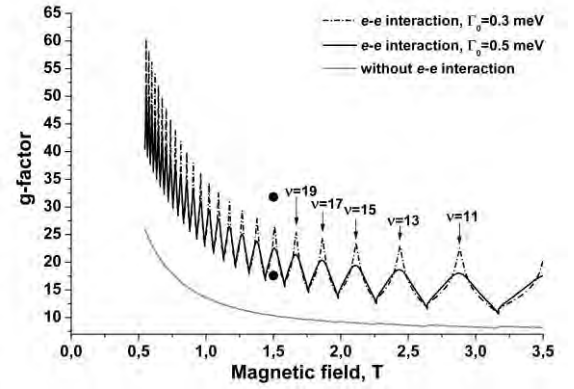


Рис. 6. Осцилляции g-фактора квазичастиц в образце B824 с учѐтом расщепления Рашбы (асимметричная КЯ).

Из рис. 3-6 видно, что учѐт расщепления Рашбы, связанного с асимметрией "встроенного" электрического поля доноров в покрывающем слое GaSb, позволяет более точно описать экспериментальные значения Δ_S и g^*, полученные из анализа осцилляций ШдГ. Отметим, что Δ_S, рассчитанная с учѐтом обменного взаимодействия, в асимметричных КЯ в слабых магнитных полях стремится к спиновому расщеплению Рашбы, а в симметричных КЯ – к нулю.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-93111, 12-02-00940), РАН, Минобрнауки РФ (ГК П805) и Фонда некоммерческих программ "Династия". Авторы благодарны Ю.Г. Садофьеву за предоставленные образцы InAs/AlSb.

1. Ando T., Uemura Y., Phys J. Soc.Japan **37**, 1044 (1974).

2. Krishtopenko S.S., Gavrilenko V.I., Goiran M., Phys J.: Condens. Matter **23**, 385601 (2011).

3. Гавриленко В.И., Криштопенко С.С., Goiran M., ФТП **45**, 111 (2011).

4. Алѐшкин В.Я., Гавриленко В.И., Иконников А.В., Садофьев Ю.Г., Bird J.P., Jonhson S.R., Zhang Y.-H., ФТП **39**, 71 (2005).

5. Gilbertson A.M., Branford W.R., Fearn M., Buckle L., Buckle P.D., Ashley T., Cohen L.F., Phys. Rev. B **79**, 235333 (2009).

6. Алешкин В.Я., В Гавриленко.И., Иконников А.В., Садофьев Ю.Г., Bird J.P., Johnson S.R., Zhang Y-H., ФТП **39**, 71 (2005).

7. Zverev V.N., Muhammad M., Rahman S., Debray P., Saglam M., Sigmund J., Hartnagel H.L., J. Appl. Phys. **96**, 6353 (2004).

Определение сечения возбуждения ФЛ иона Er в кремнии в случае однородного и неоднородного оптического возбуждения

Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, В.П. Кузнецов, А.Н. Яблонский

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур РАН, д. Афонино

krizh@ipmras.ru

В настоящее время кремний, легированный эрбием, рассматривается как один из потенциальных источников излучения с длиной волны 1.5 мкм. Одним из параметров описывающих эффективность возбуждения иона эрбия в кремнии, а соответственно и качества изготовленных структур Si:Er, является сечение возбуждения иона Er [1]. Однако в большинстве работ не уделяется достаточно внимания неоднородности плотности мощности возбуждающего излучения по поверхности исследуемых структур, что, как будет показано ниже, может приводить к некорректному определению сечения возбуждения иона Er. В данной работе исследуется влияние неоднородности (по поверхности) возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) структур Si:Er на вид зависимости интенсивности ФЛ от мощности возбуждения, а также обсуждается способ вычисления сечения возбуждения ФЛ иона Er в том и другом случае.

В случае однородного непрерывного возбуждения зависимость интенсивности ФЛ от мощности возбуждения описывается выражением:

$$I = \frac{I_0 P}{P_0 + P} \qquad (1)$$

где P_0 - плотность мощности накачки, соответствующая насыщению эрбиевой ФЛ. Однако, во многих экспериментах, в особенности при фокусировке возбуждающего излучения, латеральный размер исследуемой структуры может существенно превышать характерный размер пятна возбуждающего излучения. При этом плотность мощности излучения накачки, падающая на различные области исследуемого образца, может различаться на несколько порядков, и зависимость полной интенсивности ФЛ от мощности возбуждения будет существенно отличаться от выражения (1). Предположим, что плотность мощности в возбуждающем пучке распределена по закону Гаусса:

$$p(r) = \frac{P}{\pi r_0^2} \exp(-\frac{r^2}{r_0^2}) \qquad (2)$$

где P – полная мощность в пучке, r – расстояние от оси пучка, r_0 – радиус пучка. Если размер образца много больше r_0, то для полной интенсивности ФЛ эрбия в структуре с учетом (1) получаем:

$$I = 2\pi \int_0^\infty \frac{I_0 P \exp(-\frac{r^2}{r_0^2})}{P_0 + P\exp(-\frac{r^2}{r_0^2})} r dr \propto \ln(1 + \frac{P}{P_0}) \qquad (3).$$

Т.е. при $P >> P_0$ мы получаем логарифмическую зависимость интенсивности ФЛ от мощности возбуждающего излучения. На рис.1 представлены зависимости интегральной интенсивности ФЛ от мощности накачки, рассчитанные по формулам (1) и (3). Нами было выполнено экспериментальное измерение зависимости интенсивности ФЛ от мощности возбуждения как в случае однородного возбуждения образца (размер образца < r_0), так и в случае неоднородного возбуждения (размер образца > r_0). Результаты представлены на рис.2. Видно, что экспериментальные кривые качественно соответствуют расчѐтным зависимостям, приведѐнным на рис.1.

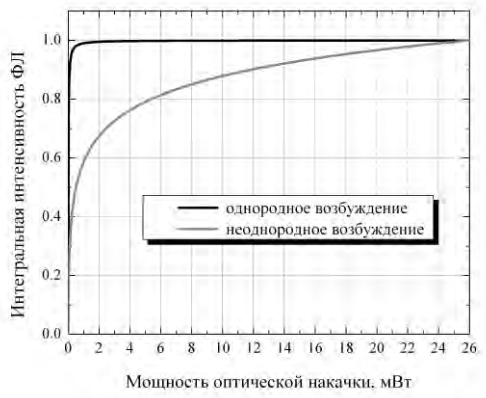


Рис.1. Рассчитанные зависимости интенсивности ФЛ эрбия от мощности накачки (норм.) в условиях однородного (чѐрный) и неоднородного (серый) оптического возбуждения структуры.

Для случая однородного возбуждения, как показано в работе [2], зависимость интенсивности ФЛ эрбия от мощности возбуждения (1) может быть записана в виде:

$$I = \frac{I_0 \sigma\tau \cdot \Phi}{1 + \sigma\tau \cdot \Phi} \qquad (4)$$

где σ – сечение возбуждения иона Er, τ – время жизни иона Er в возбуждѐнном состоянии, а Φ – плотность потока возбуждающих фотонов (2). Однако необходимо отметить, что в некоторых случаях выражением (4) пользуются также для аппроксимации зависимости интенсивности эрбиевой ФЛ от мощности возбуждения в случае неоднородного возбуждения. Как было показано выше, *I(P)* в этом случае описывается выражением (3), и полученное из (4) значение сечения возбуждения иона Er будет неверным.

Нами было определено сечение возбуждения иона Er в случае однородного по площади структуры оптического возбуждения, когда *I(P)* аппроксимировалось выражением (4). При температуре 8 К эффективное сечение возбуждения ионов эрбия

составляло $\sigma = 3.7 \cdot 10^{-14}$ см^2, что более чем на порядок превышает значения эффективного сечения возбуждения структур Si:Er/Si, полученных методами МЛЭ и ионной имплантации, опубликованные ранее [3, 4]. Кроме того была выполнена оценка сечения возбуждения иона Er в случае неоднородного оптического возбуждения, где *I(P)* аппроксимировалось выражением (3). Полученное значение сечения возбуждения было близко к значению σ полученному при однородном возбуждении.

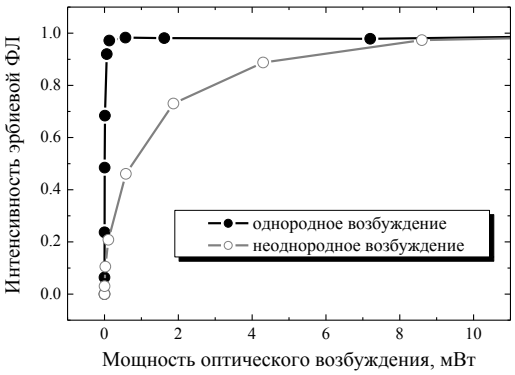


Рис.2. Зависимости интенсивности эрбиевой ФЛ от мощности оптической накачки в условиях однородного и неоднородного возбуждения структуры Si:Er/Si. λ_{ex} = 540 нм. T = 77 K.

Интересным представляется также рассмотреть зависимость интенсивности ФЛ эрбия от мощности в случае импульсного возбуждения. В работе было выполнено измерение ФЛ структур SiEr при однородном возбуждении структуры импульсами оптического параметрического осциллятора с длительностью импульса ~ 10 нс. Рассмотрим простейшее кинетическое уравнение для количества возбуждѐнных ионов Er [1]:

$$\frac{dN^*_{Er}}{dt} = \sigma(N_{Er} - N^*_{Er})\Phi - \frac{N^*_{Er}}{\tau} \qquad (5)$$

где N^*_{Er} - концентрация возбуждѐнных ионов Er, N_{Er} – общая концентрация ионов Er, σ – сечение возбуждения иона Er, τ – время жизни иона эрбия в возбуждѐнном состоянии, а Φ – плотность потока возбуждающих фотонов. В случае возбуждения образца коротким импульсом длительностью $\Delta\tau$ точным решением уравнения будет:

$$N^*_{Er}(t) = A(1 - \exp^{-\frac{t}{T}}) \qquad \text{при } t < \Delta t \qquad (6\text{ а})$$

$$N^*_{Er}(t) = A(1 - \exp^{-\frac{\Delta t}{T}})\exp^{-\frac{t-\Delta t}{\tau}} \quad \text{при } t > \Delta t \qquad (6\text{ б})$$

где $A = I_0 \sigma \tau \cdot \Phi / (1 + \sigma \tau \cdot \Phi)$, а $T = \tau / (1 + \sigma \tau \cdot \Phi)$. Средняя по времени интенсивность люминесценции есть $I = \int_0^\infty \frac{N^*_{Er}(t)}{\tau_{rad}} \cdot dt$, где τ_{rad} – излучательное время иона эрбия.

Можно показать, что в случае, когда время жизни иона Er в возбуждѐнном состоянии ($\tau \approx 1$ мс) много больше длительности импульса возбуждения ($\Delta\tau \approx 10$ нс) интенсивность эрбиевой люминесценции при этом с хорошей точностью описывается выражением:

$$I \propto (1 - \exp^{-\Delta t \cdot \sigma \cdot \Phi}) \qquad (7)$$

Полученное с помощью этой формулы значение сечения возбуждения $\sigma = 3.8 \cdot 10^{-14}$ см^2 хорошо соответствует значению полученному в случае непрерывного возбуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, Программ РАН и Минобрнауки (ГК 16.518.11.7018).

1. Gusev O.B. Excitation cross section of erbium in semiconductor matrices under optical pumping / O.B.Gusev, M.S.Bresler, P.E.Pak, I.N.Yassievich, M.Forcales, N.Q.Vinh, T.Gregorkiewicz. // Phys. Rev. B. 2001. V.64. P.075302.

2. Бреслер М.С. Эффективное сечение возбуждения эрбия в аморфном гидрогенизированном кремнии при оптической накачке / М.С.Бреслер, О.Б.Гусев, П.Е.Пак, Е.И.Теруков, И.Н.Яссиевич // ФТТ ,43 ,601 (2001).

3. Palm J. Electroluminescence of erbium-doped silicon / J.Palm, F.Gan, B.Zheng, J.Michel, L.C.Kimmerling // Phys. Rev. B 1996. V.54. P.17603.

4. Vinh N.Q. Concentration of Er3+ ions contributing to 1.5-μm emission in Si/Si:Er nanolayers / N.Q.Vinh, S.Minissale, H.Vrielinck, T.Gregorkiewicz // Phys. Rev. B. 2007. V.76. P.085339.

MOVPE for InGaAs/InAlAs and GaAs/AlGaAs quantum cascade laser structures operating in the mid-IR spectral range

A.B. Krysa[1], D.G. Revin[2], C.N. Atkins[2], J.W. Cockburn[2]

[1] EPSRC National Centre for III-V Technologies, University of Sheffield, Sheffield, UK
[2] Department of Physics and Astronomy, University of Sheffield, Sheffield, UK

a.krysa@sheffield.ac.uk

Quantum cascade lasers (QCLs) are promising sources of mid- and far-IR radiation. The active core of a QCL represents a complex superlattice comprising hundreds of quantum wells (QWs) and barriers (e.g. GaInAs/AlInAs) with precisely controlled thicknesses of down to 2-3 atomic monolayers. QCLs were first proposed in 1971 [1]. However, their realization required more than 20 years of significant efforts in quantum mechanical engineering and advances in epitaxial technologies [2]. Molecular beam epitaxy has been considered as the only viable epitaxial technique for QCLs. In the quest for a more productive technological approach our group has pioneered the development of a QCL growth technology [3, 4] entirely based on metalorganic vapour phase epitaxy (MOVPE), which is preferred by industry for mass production of conventional semiconductor lasers. We have demonstrated QCLs of various designs emitting in a wide spectral range of 5-16 μm and have transferred this technology to a production type multi wafer MOVPE reactor. Many industrial companies and research groups have since followed our technological approach.

Our recent developments include a robust and cost effective MOVPE technology for GaAs/AlGaAs based QCLs operating in the 8-12 μm atmospheric transparency window. We have employed GaInP and AlInP waveguides to improve optical confinement and reduce waveguide losses. The as-cleaved 20 μm × 3 mm devices with GaInP waveguides emit at λ~9 μm (300K) with a threshold current density of 8.3 kA/cm^2 and maximum peak optical powers of ~70 mW from a single facet. The as-cleaved 20 μm × 2 mm devices with AlInP waveguides show record low thresholds (for GaAs based QCLs) of 2.2 kA/cm^2 and 4.4 kA/cm^2 at 240 K and 300 K, respectively. The corresponding peak optical powers are 570 mW and 160 mW, respectively (Fig. 1). The lasers operate up to temperatures of at least 330 K. The performance obtained greatly increases the prospects of mid-IR GaAs based QCLs for wider applications.

Recently, we have also developed strain-balanced GaInAs/AlInAs QCLs on InP substrates for operation in the 3-5 μm atmospheric window. Reduced Ga and increased Al fractions in the QWs and barriers respectively, were used to increase the conduction band discontinuity and accommodate higher energy optical transitions. Fig. 2 shows an STEM image of a part of the QCL core based on highly strained (~1.2 %) $In_{0.7}Ga_{0.3}As$ and $In_{0.34}Al_{0.66}As$ layers. The measured length of one cascaded period of 51.5 nm is identical to the intended value. The same period length was derived from the X-ray diffraction data.

The as-cleaved devices emit at ~ 4 μm (300K) with threshold current density of 2.5 kA/cm^2 and deliver maximum peak optical power of 2.4 W from both facets (Fig. 3). The devices operate up to at least 400 K.

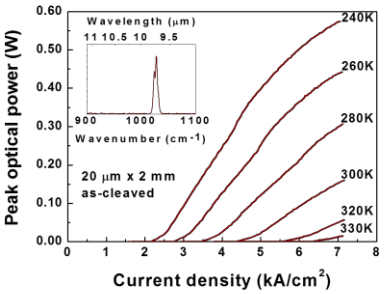


Fig. 1. Optical output power versus current density for a 20 μm × 2 mm as-cleaved $GaAs/Al_{0.45}Ga_{0.55}As$ QCL measured for temperature range of 240-330 K. Inset: room temperature laser spectrum.

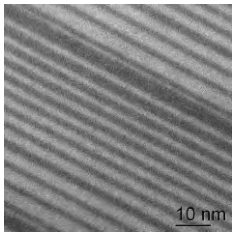


Fig. 2. High-resolution annular dark field STEM image of a part of the QCL core. The AlInAs layers appear darker than the GaInAs ones. The growth direction is from top right to bottom left.

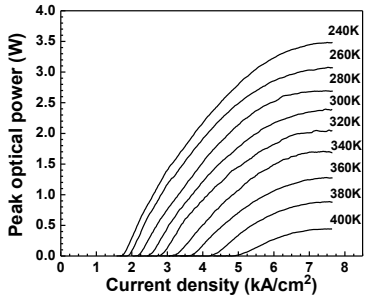


Fig. 3. Light–current characteristics (for emission from both facets) for temperature range of 240–400K for an as-cleaved 10 μm-wide 3 mm-long $In_{0.7}Ga_{0.3}As/In_{0.34}Al_{0.66}As$ QCL.

1. Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. // Физика и техника полупроводников. 1971. Т. 5, вып. 4. С. 797–800.

2. Faist J. et al // Science. 1994. V. 264, №5158. P. 553-556.

3. Roberts J.S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82, №24. P. 4221-4223.

4. Green R.P. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83, №10. P. 1921-1922.

Диодные светоизлучающие структуры Si:Er/SOI

Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, К.Е. Кудрявцев, Д.А. Пряхин, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, А.Н. Яблонский

Институт физики микроструктур РАН

konstantin@ipm.sci-nnov.ru

Диодные светоизлучающие структуры Si:Er/SOI представляют интерес с точки зрения исследования возможности достижения стимулированного излучения на внутрицентровых переходах ионов Er^{3+} в диапазоне 1.5 мкм при токовой накачке. Помимо важности для практических приложений, токовая накачка обладает рядом преимуществ по сравнению с оптической накачкой структур на основе Si:Er – прежде всего, частичным подавлением безызлучательной релаксации ионов Er^{3+} в обедненной области диодных структур и возможностью реализации ударного механизма возбуждения ионов Er^{3+}. Тем самым может быть достигнута интенсивная электролюминесценция эрбия при комнатной температуре [1].

В настоящей работе сообщается о получении методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) диодных светоизлучающих структур n-Si:Er/p^+-Si/SOI, и исследовании их люминесцентных свойств. Метод СМЛЭ [2] имеет ряд преимуществ на широко распространенным методом ионной имплантации (ИИ), важных при создании активных волноводов на основе Si:Er. Во-первых, СМЛЭ позволяет формировать достаточно толстые (~ 2 мкм) Si:Er с однородным по глубине профилем легирования без значительного количества структурных дефектов; в случае метода ИИ для этого требуется многократная имплантация при достаточно больших энергиях [3], что приводит к формированию большого числа дефектов структуры. Это особенно важно, поскольку для хорошей локализации электромагнитного поля в структурах Si:Er/SOI требуется толщина активного слоя > 1 мкм. Во-вторых, методика СМЛЭ позволяет селективно формировать различные типы оптически активных центров эрбия, в том числе и с узкими линиями люминесценции, что важно с точки зрения достижения оптического усиления в получаемых структурах.

Рост структур производился на подложках, поверхностный слой кремния в которых утончался до 50-100 нм путем сублимации в ростовой камере [4]. Далее, на подготовленную таким образом подложку осаждался контактный слой p^+-Si толщиной 0.6-0.8 мкм, активный слой Si:Er (0.8-2 мкм) и верхний контактный слой n^+-Si (0.4 мкм). Процесс проводился с прерыванием роста и промежуточной выгрузкой образца из ростовой камеры для контроля толщины получаемого подслоя p+-Si (с помощью оптического профилометра Talysurf CCI 2000), что важно для последующих процессов травления при формировании нижнего контакта диодной структуры. В то же время такой двухэтапный рост, по-видимому, не приводит к формированию дополнительных дефектов структуры. Так, интегральная интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) выращенных диодных структур сравнима и даже превышает интенсивность ФЛ однородно легированных слоев Si:Er/SOI. Соответствующие спектры ФЛ, зарегистрированные с помощью Фурье-спектрометра BOMEM DA 3.36, приведены на рис. 1. В спектрах ФЛ преобладают отдельные узкие линии хорошо определенных эрбиевых центров, что характерно для СМЛЭ структур с низкой (400-450 °C) температурой роста. Различие в составе излучающих центров в диодной структуре и однородно-легированном слое вызвано, по-видимому, некоторым изменением температуры роста образцов за счет разного нагрева от источников.

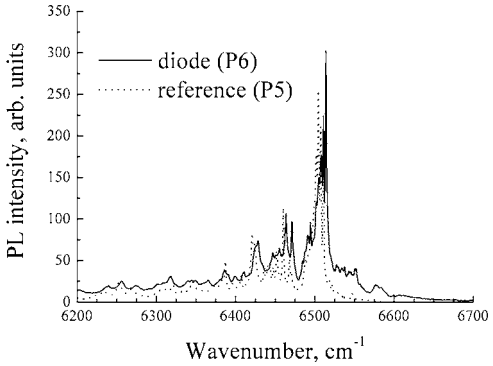


Рис. 1. Спектры ФЛ диодной структуры n-Si:Er/p-Si/SOI и однородно-легированного слоя Si:Er/SOI, измерение при T=77 K, спектральное разрешение 1 $см^{-1}$

На выращенных структурах методами стандартной фотолитографии и влажного химического или плазменного травления формировались мезы (размером 2×2 $мм^2$) с планарным расположением контактов. Профили поверхности полученных меза-структур приведены на рис. 2. Показано, что в процессе химического травления на границе мезы формируется канавка глубиной до 500-800 нм, что нарушает целостность контактного слоя p^+-Si. В то же время, плазмохимическое травление позволяет формировать меза-структуры с точностью по глубине не хуже 50 нм, что важно для эффективной токовой накачки структур на изолирующей подложке. Контактные площадки (Au) наносились методом магнетронного распыления.

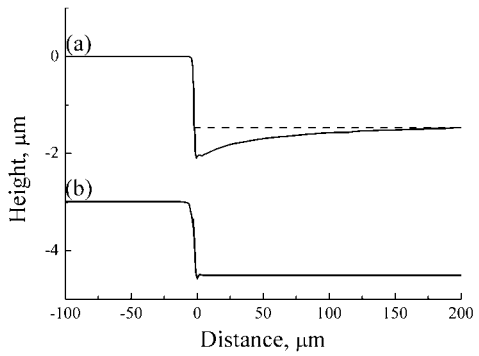


Рис. 2. Профили травления меза-структур при использовании влажного химического (a) и плазмохимического (b) травления (данные разнесены по вертикальной оси для наглядности).

Вольтамперные характеристики полученных меза-структур n^+-Si/n-Si:Er/p^+-Si/SOI приведены на рис. 3. Как один из основных недостатков полученных структур (по сравнению с диодами Si:Er/Si) можно указать достаточно большое последовательное сопротивление контактов. По этой причине рабочие напряжения (и рассеиваемая мощность) полученных диодных структур оказываются достаточно большими.

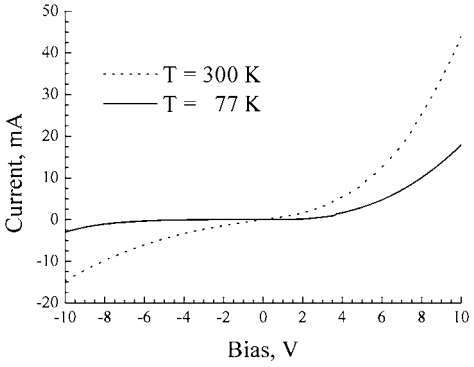


Рис. 3. Вольтамперные характеристики диодных структур n-Si:Er/p^+-Si/SOI при T=300 K и T=77 K.

Измерения спектров электролюминесценции (ЭЛ) проводились в импульсном режиме, чтобы избежать перегрева образца, с помощью решеточного монохроматора. Спектр ЭЛ при инжекционной накачке, снятый при T=77 K, приведен на рис. 4. Наблюдается интенсивная ЭЛ эрбия, в то время как вклад дефектов, возникающих на поверхности при формировании меза-структур, относительно невелик даже при токах накачки, соответствующих насыщению эрбиевой ЭЛ. Зависимость интенсивности ЭЛ эрбия от тока накачки показана на рис. 5 и хорошо описывается в рамках двухуровневой модели выражением

$$I_{EL} = I_{EL}^{\max} \frac{\sigma\tau (j/e)}{1+\sigma\tau (j/e)},$$

где σ и τ – сечение возбуждения и время жизни иона Er^{3+} в возбужденном состоянии, j – плотность тока накачки, e – заряд электрона, и соответствует значению $\sigma\tau=1.3\times10^{-19}$ см^{2}с.

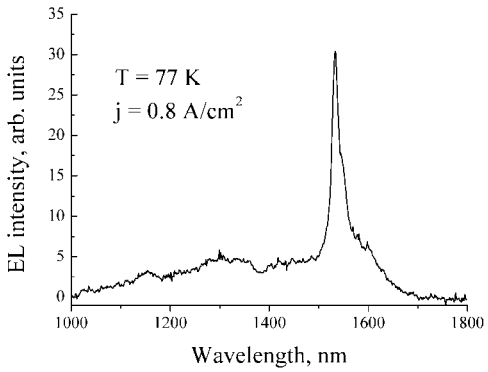


Рис. 4. Спектр ЭЛ при прямом смещении диодной структуры. Спектральное разрешение 5 нм.

Следует отметить, что данное значение величины στ существенно меньше характерных наблюдаемых при оптической накачке слоев Si:Er/Si [5] и Si:Er/SOI и инжекционной токовой накачке диодных структур Si:Er/Si [6]. Причиной такого различия может являться плохое растекание тока накачки по площади мезы, при котором эффективная накачка имеет место только для краев диода. Косвенно это подтверждается заметно меньшей интенсивностью ЭЛ структур Si:Er/SOI по сравнению с интенсивностью ФЛ тех же структур. В то же время, подобная проблема во многом обусловлена большими поперечными размерами мез и не должна иметь места применительно к реальным волноводным структурам с шириной полоска менее 30 мкм.

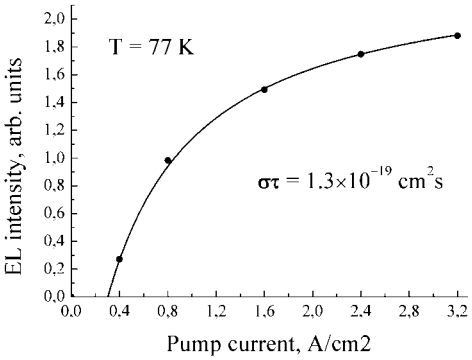


Рис. 5. Зависимость интенсивности ЭЛ эрбия от плотности тока накачки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, Программ РАН и Минобрнауки (ГК 16.552.11.7007).

1. Шмагин В.Б. и др. // ФТП, т. **44**(11), с. 1533(2010).
2. Кузнецов В.П. и др. // ФТП, т. **34**(5), с. 519 (2000).
3. Gad M.A. , et al. // Mater. Sci. Eng. B, v. **105**, p. 79 (2003).
4. Шенгуров Д.В. и др. // Нанофизика и наноэлектроника, т. **2**, с. 448 (2011).
5. Гастев С.В. и др. // ФТП, т. **37**(9), с. 1123 (2003).
6. Kudryavtsev K.E. et al. // Semic. Sci. Tech.,v . **24**, 065009 (2009).

Электрические и оптические свойства нанокомпозитов Ag/ПАН

А. И. Машин[1], М. А. Кудряшов[1], А.А Логунов [1], А.В. Швецов[1],
G. Chidichimo [2], G. De Filpo [2]
[1] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
[2] Department of Chemistry, University of Calabria, Italy

Kudryashov@phys.unn.ru

Композитные материалы, состоящие из диспергированных металлических наночастиц в диэлектрической матрице, привлекают все больший научный интерес из-за их возможных электрических и оптических применений. Такие нанокомпозиты могут использоваться для экранировки электромагнитных помех, радиопомех и электростатического рассеяния зарядов. К тому же, коллективное возбуждение электронов проводимости в наночастицах металла под действием электромагнитной волны и последующее существенное усиление локального поля стимулируют в частицах различные резонансные оптические эффекты. В последнее время неуклонно растет интерес к композитам на основе полимерной матрицы и металлических наночастиц. Полимерная матрица стабилизирует рост частиц и позволяет получать структуры с заданным размером включений металла. Электрические и оптические свойства нанокомпозитов металл/полимер непосредственно связаны с диэлектрическими постоянными их составных частей, объемной долей, размером и формой металлических частиц.

Нанокомпозитные пленки серебро/полиакрилонитрил (Ag/ПАН) были изготовлены методом фотополимеризации раствора нитрата серебра в акрилонитриле в присутствии фотоинициатора 2,2-диметокси-1,2-дифенил-этан-1-она (ФИ). После смешивания мономера, ФИ и $AgNO_3$, смесь помещалась между двумя стеклами с проводящим слоем и полимеризовалась УФ излучением с $\lambda = 365$ нм в течение 90 мин. При получении варьировалась концентрация исходных компонентов. Измерение ac-проводимости осуществлялось на LCR-метре Hewlett-Packard 4284A в эквивалентной схеме параллельно соединенные резистор и конденсатор в диапазоне частот 20 - 10^6 Гц. Температура образца контролировалась с помощью криостата Grant LTD 6 и изменялась в интервале 285 - 333 K. Сопротивление на постоянном токе измерялось на тераомметре Е6-13А. Спектральные характеристики пленок в диапазоне 0.3÷0.8 мкм исследовались на спектрофотометре Cary 5000.

Измерения проводимости показали, что в высокочастотной области поведение проводимости нанокомпозитов Ag/PAN схоже с проводимостью чистого полимера. Однако при низких частотах с увеличением содержания нитрата серебра в исходной смеси наблюдается область слабой частотной зависимости. На рис.1 изображены частотные зависимости проводимости нанокомпозитов Ag/PAN без учета проводимости, которую вносит сама полимерная матрица. Таким образом, данные кривые отображают проводимость, связанную только с присутствием в полимере наночастиц серебра. В диапазоне частот 10^3-10^6 Гц данные зависимости неплохо описываются степенным законом $f^{0.8}$, что типично для прыжковой проводимости [1]. Согласно работе [2] частотная проводимость композитов «металл/полимер» описывается выражением:

$$\sigma_{ac} \approx \sigma_{dc} + A\,\omega^p, \qquad (1)$$

где σ_{dc} - проводимость на постоянном токе, $\omega = 2\pi f$ - угловая частота, A и p зависят от температуры и объемной доли металла. В нашем случае показатель p постоянный и примерно равен 0.8. Область слабой частотной зависимости можно объяснить тем, что на данном участке проводимость на постоянном токе существенно больше слагаемого $A\,\omega^{0.8}$ в этом диапазоне частот, которая увеличивается от $5.68\cdot10^{-7}$ до $4.07\cdot10^{-4}$ мкСм·см$^{-1}$ с повышением содержания нитрата серебра в исходной смеси от 2 до30 мас.% $AgNO_3$.

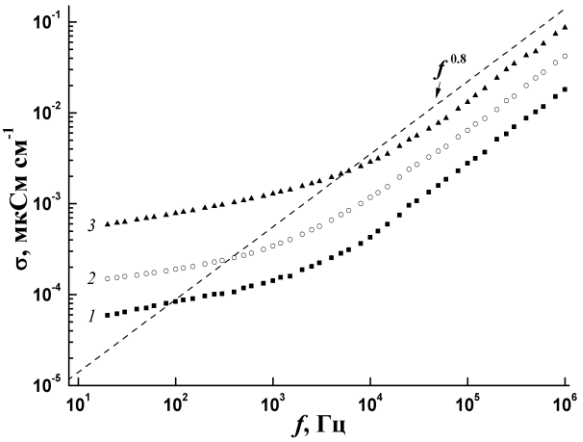


Рис. 1. Зависимость проводимости от частоты переменного тока нанокомпозитов Ag/PAN без учета проводимости полимера, полученных при разной концентрации $AgNO_3$ в исходной смеси, мас.%: *1* – 10, *2* – 20, *3* – 30. Пунктиром изображена зависимость $A\,f^{0.8}$ при произвольном значении коэффициента A.

С ростом температуры от 285 до 333 K возрастает проводимость на постоянном токе от $1.35\cdot10^{-5}$ до $2.38\cdot10^{-3}$ мкСм·см$^{-1}$, соответственно, за счет чего, как и в случае повышения содержания серебра в полимере, появляется участок слабой частотной зависимости.

Для описания ac-проводимости в металлополимерных композитах часто используют модель Dyre [3]. Согласно этой модели комплексную величину ac-проводимости можно выразить как:

$$\sigma_{ac}(\omega) = \sigma_{dc}\left[\frac{j\omega\tau}{\ln(1+j\omega\tau)}\right], \quad (2)$$

где σ_{dc}; ω и τ - проводимость на постоянном токе, угловая частота и время релаксации (среднее время прыжка) соответственно. Уравнение (2) неплохо описывает частотные зависимости проводимости наших нанокомпозитов. В качестве подгоночного параметра выступало время релаксации τ.

Полученные частотные зависимости ас-проводимости говорят в пользу прыжкового механизма переноса заряда. Тем не менее, данные исследований ПЭМ [5] показывают большое расстояние между наночастицами серебра для процесса туннелирования электронов (15-20 нм). При этом на низких частотах проводимость чистого полимера на порядки меньше проводимости нанокомпозитов Ag/PAN. Поэтому можно сказать, что при низких частотах проводимость в нанокомпозитах все-таки осуществляется в основном за счет переноса электронов через наночастицы серебра. Предполагается, что причиной данного обстоятельства является возможное непрямое туннелирование электронов между «крупными» частицами через промежуточные локализованные состояния, которые могут быть связаны с присутствием в композите мелкодисперсной и атомарной металлической фазы [4], не видимых в экспериментах ПЭМ.

Сравнения значений объемных долей серебра в полимере найденных из ПЭМ и вычисленных при предположении, что в ходе диссоциации нитрата серебра в акрилонитриле все образующиеся ионы Ag^+ участвуют в образовании наночастиц [5], подтверждают возможность существования атомарных включений серебра. К тому же в работе [6] были получены и изучены оптическим методом кластеры серебра в водных растворах, а также рассмотрен механизм образования так называемых «магических» кластеров (Ag_4^{2+}, Ag_8^{2+} и, возможно, Ag_{14}^{2+}) и причины их устойчивости. Кластеры Ag_{14}^{2+} должны давать широкое оптическое поглощение в области 360-400 нм [6], На спектрах пропускания наших образцов не наблюдается минимума в этой области (рис. 2), и поэтому можно допустить, что в полимере отсутствуют подобные кластеры, либо их концентрация мала. Минимумы в области 430-440 нм соответствует поверхностному плазмонному резонансу от наночастиц серебра. Кластеры Ag_8^{2+} дают пики поглощения при 265 нм, а Ag_8^{2+} - при 290 и 325 нм [6], которые могут наблюдаться только на спектрах в нанокомпозитах Ag/PAN, полученных при очень малой концентрации фотоинициатора в виду сильного поглощения бензольными кольцами в этой области. На рис. 2 на кривой 1, соответствующей 40 мас.% $AgNO_3$ и 0.5 мас.% ФИ в исходной смеси можно заметить слабые минимумы в области 280 и 325 нм, по-видимому связанные с присутствием кластеров Ag_8^{2+}. Отсутствие минимума от Ag_4^{2+} можно объяснить существенным поглощением света самой полимерной матрицей в этой области длин волн. Таким образом, в наших композитах можно ожидать существования кластеров Ag_4^{2+} и Ag_8^{2+}.

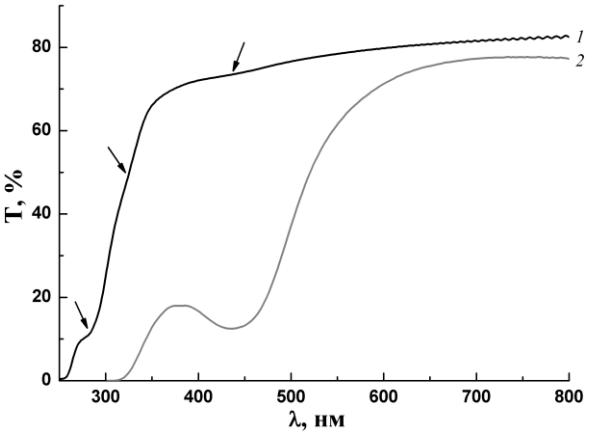


Рис. 2. Спектры пропускания от нанокомпозитов Ag/ПАН, полученных при: *1* – 40 мас.% $AgNO_3$ и 0.5 мас.% ФИ, *2* – 20 мас.% $AgNO_3$ и 10 мас.% ФИ.

Также была определена диэлектрическая проницаемость нанокомпозитных пленок с использованием теории Максвелла-Гарнета для эффективной среды. При этом учитывался разброс по размерам частиц, а функция распределения частиц по размеру аппроксимировалась гауссовой функцией. Рассчитаны спектральные зависимости коэффициентов отражения и поглощения на основе полученной диэлектрической проницаемости. Исследовано влияние на них размера, концентрации частиц и толщины пленки. Согласно этой теории наши нанокомпозиты должны давать минимум на спектрах пропускании, связанный не только с плазмонным поглощением на резонансной частоте, но и отражением. Однако на измеренных спектрах отражения мы не наблюдаем соответствующего максимума, что возможно связано с очень маленькой объемной долей серебра в полимере (до 1%).

1. Мотт, Н. Электронные процессы в некристаллических веществах / Н. Мотт, Э. Девис. – М.: Мир, 1982. Т. 1. – 368 с.

2. Psarras, G.C. Dielectric dispersion and ac conductivity in-Iron particles loaded-polymer composites / G.C. Psarras, E Manolakaki, G.M. Tsangaris // Composites Part A: Appl. Sci. Manufact. 2003. V. 34, № 12. P. 1187–1198.

3. Dyre, J.C. The random free-energy barrier model for ac conduction in disordered solids / J.C. Dyre // J. Appl. Phys. 1988. V. 64, № 5. P. 2456–2468.

4. Аронзон, Б.А. Проводимость, магнитосопротивление и эффект Холла в гранулированных пленках Fe / SiO_2 / Б.А Аронзон, А.Е. Варфоломеев, Д.Ю. Ковалев, А.А. Ликальтер, В.В. Рыльков, М.А. Седова // ФТТ. 1999. Т. 41. Вып. 6. С. 944–950.

5. Кудряшов, М.А. Исследование морфологии нанокомпозита серебро/полиакрилонитрил / М.А. Кудряшов, А.И. Машин, А.С. Тюрин, А.Е. Федосов, G. Chidichimo, G. De Filpo // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 1. С. 95–100.

6. Ершов, Б.Г. Кластеры серебра: расчеты оптических переходов, образование и свойства «магических» положительно заряженных кластеров / Б.Г. Ершов, Г.В. Ионова, А.А. Киселева // Ж. физ. химии. 1995. Т. 69, № 2. С. 260–270.

Численное моделирование источника непрерывного дальнего инфракрасного и терагерцового излучения, основанного на импульсном возбуждении осцилляций Раби в полупроводниковых наногетероструктурах с асимметричными квантовыми ямами

В.А. Кукушкин

ИПФ РАН, Н. Новгород

vakuk@appl.sci-nnov.ru

В настоящее время дальнее инфракрасное (ИК) и терагерцовое (ТГц) излучение находит всѐ более широкое применение как в фундаментальных исследованиях, так и в многочисленных приложениях. Однако, достаточно мощные, компактные и дешевые его источники до сих пор не созданы. Одними из наиболее перспективных кандидатов на их роль являются полупроводниковые наногетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ). Основанные на них квантовые каскадные лазеры (ККЛ) хорошо зарекомендовали себя в среднем ИК диапазоне [1], однако их продвижение в дальнюю ИК и ТГц область наталкивается на серьѐзные проблемы [2]. Они связанны, в частности, с трудностью создания с помощью токовой накачки инверсии населѐнностей между близкими квантовыми уровнями и с сильным поглощением дальнего ИК и ТГц излучения в сверхрешѐточных минизонах, формируемых в ККЛ для протекания накачивающего тока.

Вследствие этого представляют интерес альтернативные методы генерации дальнего ИК и ТГц электромагнитного поля, основанные на использовании энергии внешнего когерентного излучения. Один из них заключается в возбуждении с помощью последнего осцилляций Раби (или, что то же, оптических нутаций) между двумя уровнями размерного квантования в КЯ, т.е. переходов носителей заряда с одного уровня на другой и обратно [3]. В несимметричных КЯ соответствующие этим уровням состояния характеризуются ненулевыми и различными средними дипольными моментами. В результате при возбуждении осцилляций Раби в поляризации системы появляется гармоника с частотой этих осцилляций ν_R, служащая источником электромагнитных волн. Величина ν_R может лежать в дальнем ИК или ТГц диапазоне и, будучи пропорциональной амплитуде внешнего электрического поля, легко меняться путѐм вариации последней [4].

Однако, осцилляции Раби между двумя уровнями могу существовать лишь в течение времени, меньшего времени T_2 сбоя фаз отвечающих этим уровням волновых функций, которое для КЯ по порядку величины равно 0,1 пс. Поэтому генерируемое за счѐт их возбуждения излучение будет представлять собой последовательность импульсов с длительностями $\sim T_2$. Чтобы при этом можно было говорить об импульсах с высокочастотным заполнением, их несущая частота ν_R должна превышать величину $1/(2\pi T_2)$, т.е. быть больше 1,6 ТГц. Межимпульсный же интервал должен превосходить время T_1 релаксации населѐнностей уровней, которое в КЯ составляет величину порядка 1 пс. Вследствие этого выходное излучение будет иметь большую скважность $(T_1+T_2)/T_2>11$ и поэтому малую среднюю мощность.

Однако если возбуждать осцилляции Раби не однородно по всей наногетероструктуре, а с определѐнной пространственной периодичностью, т.е. чередовать возбуждаемые участки с невозбуждаемыми, то указанные осцилляции могут стать источником непрерывного излучения с частотой как больше, так и меньше $1/(2\pi T_2)$. Это связано с тем, что в ряду Фурье последовательности обусловленных осцилляциями Раби импульсов поляризации имеются различные гармоники. Все они генерируют электромагнитные волны с соответствующими частотами и определяемыми ими волновыми числами. Однако, эффективность этой генерации зависит от соотношения этих волновых чисел с пространственной структурой поляризации. Эту структуру можно сделать такой, что эффективно генерироваться будет лишь одна электромагнитная волна с определѐнным волновым числом и, следовательно, определѐнной частотой, а генерация всех остальных волн будет подавлена. В результате на выходе устройства будет непрерывный сигнал, частоту которого можно менять в широких пределах путѐм варьирования пространственной структуры поляризации.

Автором проведѐн детальный расчѐт предлагаемого устройства, основанного на AlGaAs гетероструктуре с несимметричными КЯ, см. рис. 1 и 2.

Параметры устройства должны удовлетворять неравенствам $\lambda l_y/\left[n(x_2-x_1)^2\right]<1$ и $\lambda l_y/\left(nl_z^2\right)<1$, где n – показатель преломления активной области 2, усреднѐнный по еѐ периоду, l_y – ширина активной области 2 в направлении оси y, а l_z – еѐ высота в направлении оси z. Их выполнение необходимо для обеспечения пространственной периодичности возбуждения поляризации на всѐм латеральном размере l_y активной области 2, т.е. отсутствия на нѐм существенного уширения формируемых фильтром 5 лучевых пучков.

В результате аналитических и численных расчѐтов показано, что предлагаемое устройство поз-

воляет генерировать непрерывное электромагнитное излучение, частота которого может существенно перестраиваться во всём дальнем ИК и ТГц диапазоне не с помощью изменения параметров активной области, а путём варьирования пространственной структуры её поляризации за счёт соответствующего подбора характеристик фильтра 5, т.е. величин $x_{1,2,3}$.

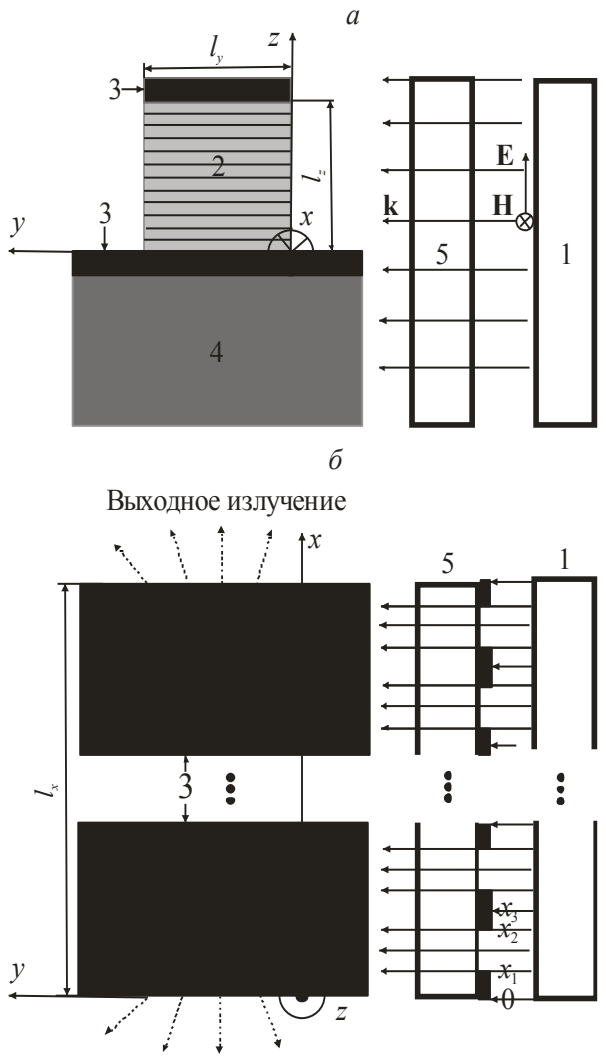


Рис. 1. Схема предлагаемого устройства, а также используемая в тексте система координат. Панель *а* представляет собой поперечное сечение устройства плоскостью, параллельной плоскости yz и пересекающей ось x в точке $x=(x_1+x_2)/2$. Панель *б* является видом устройства сверху, на котором троеточие означает периодическое повторение показанного на ней участка структуры. 1 – источник возбуждающих импульсов среднего ИК диапазона с несущей вакуумной длиной волны $\lambda \sim 10$ мкм и длительностями порядка 100 фс, предназначенный для поляризации активной области 2. Последняя образована многократным повторением периода, показанного на рис. 2. Активная область 2 заключена между верхним и нижним слоями Au 3 с толщинами, превышающими 50 нм, которые играют роль планарного волновода для ограничения генерируемого ТГц или дальнего ИК излучения по оси z. Нижний из слоёв металла 3 напаян на подложку 4. Фильтр 5 служит для обеспечения пространственной периодичности возбуждения поляризации в активной области 2 вдоль оси x и располагается как можно ближе к её боковой грани в плоскости xz. Он представляет собой пластинку из материала, слабо поглощающего возбуждающее излучение, на которой через промежутки x_2-x_1 в вертикальном направлении (ось z) нанесены металлические полосы с шириной $2(x_3-x_2)$ каждая, которые практически полностью отражают падающее на них излучение от источника 1.

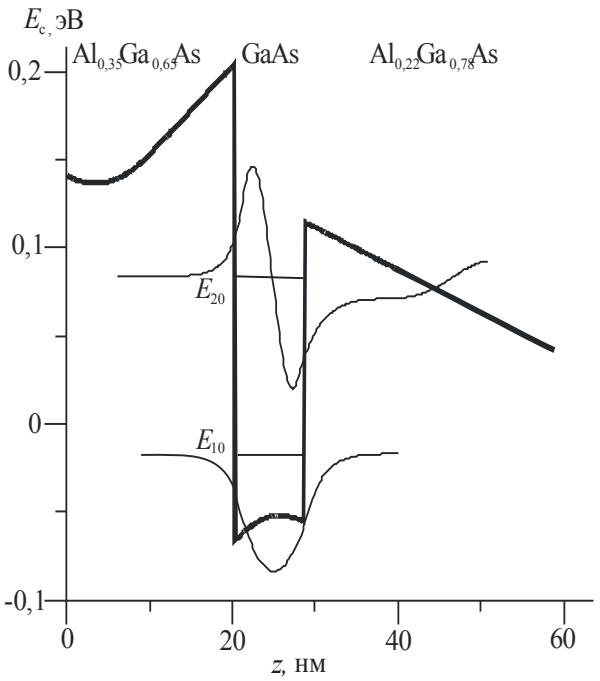


Рис. 2. Нижняя граница зоны проводимости E_c на одном периоде активной области 2 как функция координаты z вдоль направления её роста. Также показаны энергии E_{01} и E_{02} подзон размерного квантования при нулевом значении квазиимпульса электрона в плоскости КЯ и формы соответствующих им огибающих волновых функций. В качестве начала отсчёта энергии выбран уровень химического потенциала. Область от $z=0$ нм до $z=10$ нм допируется Si до концентрации $5\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ для обеспечения достаточного количества электронов в КЯ.

1. Slivken, S. Current status and potential of high-power mid-infrared intersubband lasers / S. Slivken, Y. Bai, B. Gokden, S. R.Darvish, and M. Razeghi // Proc. of SPIE. 2010. V. 7608. P. 76080B–76080B-9.

2. Williams, B.S. Terahertz quantum-cascade lasers / B.S. Williams // Nature Photonics. 2007. V. 1. P. 517–525.

3. Luo, C.W. Phase-Resolved Nonlinear Response of a Two-Dimensional Electron Gas under Femtosecond Intersubband Excitation / C.W. Luo, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, R. Hey, and K.H. Ploog // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92, № 4. P. 047402-1–047402-4.

4. Kibis, O.V. Matter Coupling to Strong Electromagnetic Fields in Two-Level Quantum Systems with Broken Inversion Symmetry / O.V. Kibis, G.Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, and A. Hoffmann // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102, № 2. P. 023601-1–023601-4.

Экспериментальное исследование ближнепольного переноса энергии в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с туннельно-непрозрачными барьерами

В.Я. Алешкин[1], Л.В. Гавриленко[1], Д.М. Гапонова[1], З.Ф. Красильник[1], Д.И. Крыжков[1], Д.И. Курицын[1], С.М. Сергеев[1], В.Г. Лысенко[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2]Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов, Черноголовка

dk@ipmras.ru

К настоящему времени процессы переноса энергии между экситонными состояниями в квантовых ямах (КЯ) вследствие туннелирования через потенциальный барьер, как в резонансном, так и в нерезонансном случае, а также вследствие термической активации и надбарьерного возбуждения, достаточно подробно изучены [1]. Несколько иначе обстоит дело с процессами переноса через туннельно-непрозрачные барьеры. Механизмы, предлагаемые для описания переноса энергии в случае широкого, туннельно-непрозрачного барьера, в работах различных авторов отличаются, но чаще всего предлагаются механизмы на основе модели Ферстера-Декстера [2]. Данная модель основана на безызлучательном электростатическом взаимодействии между диполями. Однако в полупроводниках в условиях оптического возбуждения не возникает статических диполей.

В настоящей работе исследовались спектры возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктуры GaAs/Al(Ga)As с пятью асимметричными двойными квантовыми ямами (КЯ1-КЯ5) GaAs/AlAs/GaAs (12.4/12.1, 10.2/9.0, 8.8/8.5, 7.6/7.3 и 6.5/6.2 нм). Две ямы разной толщины внутри каждой КЯ были разделены узкими, туннельно-прозрачными барьерами AlAs. Поэтому пару КЯ можно рассматривать как единое целое в смысле распределения электронной плотности и туннелирования носителей заряда. Различные двойные КЯ были разделены туннельно-непрозрачными барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ шириной 30 нм. Структура была выращена на подложке GaAs(001) *n*-типа методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Для исследования спектров возбуждения ФЛ использовался Ti-сапфировый лазер в режиме квазинепрерывной генерации с перестройкой длины волны в диапазоне 730-830 нм при ширине линии излучения ~1 нм. Измерения проводились при температуре 8 К. Регистрация спектров ФЛ производилась при помощи решеточного спектрометра, оснащенного CCD-камерой. Спектральное разрешение составляло 0.5 нм. На рис.1 приведена серия спектров возбуждения ФЛ гетероструктуры с пятью ДКЯ, полученная при различных длинах волн возбуждающего лазера мощностью 1 мВт. Длину волны возбуждающего лазера для каждого из N спектров можно определить по положению интенсивной линии, идущей по диагонали рисунка. В спектрах можно выделить линии (показаны стрелками КЯ1, КЯ2, КЯ3, КЯ4 и КЯ5) экситонных переходов, связанных с нижним состоянием в каждой из ям, составляющих пару. Идентификация линий в спектрах производилась на основании теоретического расчета значений энергий электронных и дырочных уровней размерного квантования в КЯ. Отметим, что наблюдаемая ФЛ соответствует рекомбинации экситонов с тяжелыми дырками. При увеличении длины волны накачки от 760 нм до 810 нм интенсивность ФЛ КЯ меняется немонотонным образом и имеет ряд пиков. Зависимости интенсивности ФЛ от длины волны возбуждения для трёх КЯ качественно схожи между собой и состоят из ряда пиков (см. рис.1). Наиболее интенсивный пик в районе 796 нм в спектре возбуждения ФЛ соответствует пику поглощения экситоном с легкой дыркой в КЯ5. Форма линии (двойной пик) определяется асимметрией двойных КЯ. При этом интенсивность ФЛ из КЯ5 демонстрирует локальный максимум при длине волны возбуждения, резонансной экситонному поглощению в КЯ4 (отмечен стрелкой «А» на рис.1). Аналогичная ситуация наблюдается и для остальных пар КЯ – например,

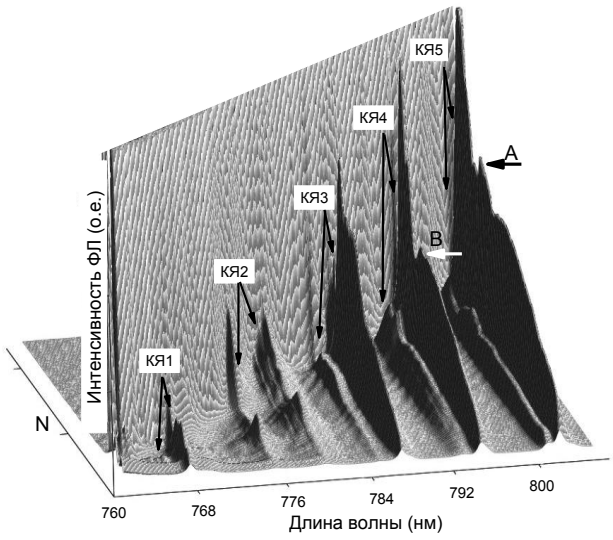


Рис. 1. Серия спектров возбуждения ФЛ GaAs/Al(Ga)As-гетероструктуры с пятью двойными КЯ, мощность возбуждения 1 мВт, температура 8 К. Стрелками показаны пики ФЛ из КЯ

зонансном возбуждении КЯ3. Совпадение пика в спектре возбуждения ФЛ КЯ5 с пиком, соответствующим поглощению в соседней яме КЯ4, свидетельствует о достаточно эффективном переносе энергии между КЯ. Увеличение интенсивности ФЛ относительно нерезонансного возбуждения в КЯ5 и КЯ4 составило ~15% при резонансном возбуждении ям КЯ4 и КЯ3, соответственно. Большая ширина барьеров между КЯ не позволяет объяснить перенос туннелированием. Перенос энергии между квантовыми ямами, предположительно, осуществляется при помощи излучательного ближнепольного механизма.

Работа выполнена при поддержке грантов Минобрнауки (ГК 16.518.11.7018), научных школ НШ-4756.2012.2 и РФФИ 10-02-01195.

1. Jiang H.X., Ping E.X., Zhou P., Lin J.Y. / Dynamics of exciton transfer between the bound and the continuum states in GaAs-$Al_xGa_{1-x}As$ multiple quantum wells // Phys.Rev.B., 41, 12949 (1990).

2. Lyo S.K. / Energy transfer from an electron-hole plasma layer to a quantum well in semiconductor structures // Phys.Rev.B, 81, 115303-1–115303-7 (2010).

Квантовые точки InAs/GaAs, декорированные атомами Cs

Г.В. Бенеманская, М.Н. Лапушкин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

mlapushkin@ms.ioffe.rssi.ru

Исследование квантовых точек (КТ) до последнего времени было направлено в основном на установление оптических и топографических свойств [1-6]. Как показывают имеющиеся результаты, изменение потенциала и электронных свойств КТ, как правило, достигается изменением геометрии КТ или приложением деформирующего потенциала. В данной работе впервые использовано декорирование КТ атомами металла и исследовано влияние декорирования на электронные свойства системы.

Проведены исследования *in situ* при комнатной температуре электронных и фотоэмиссионных свойств незарощенных квантовых точек InAs/GaAs в условиях сверхвысокого вакуума $P \sim 5\cdot10^{-11}$ Torr. Образцы были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Характерный размер квантовых точек составлял по диаметру ~50 нм при средней высоте ~1.5 нм.

Была обнаружена фотоэмиссия из квантовых точек при нанесении субмонослойных покрытия Cs при возбуждении фотоэмиссии светом оптического диапазона. ($h\nu$=1.4÷3.5 эВ). Следует отметить, что фотоэмиссию из КТ InAs/GaAs ранее не наблюдали. При небольших покрытиях Cs, наблюдается одна полоса фотоэмиссии, которая вызвана возбуждением электронных состояний в КТ – I канал фотоэмиссии. (рис.1).

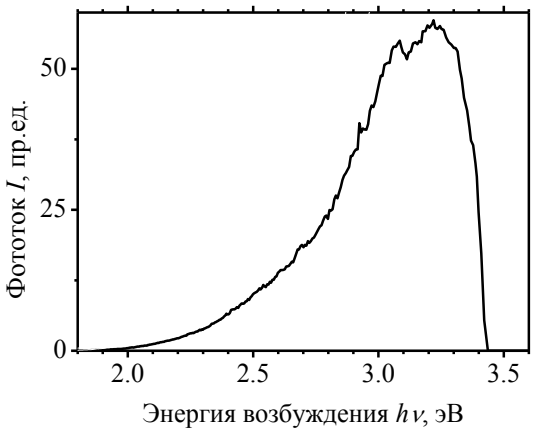


Рис.1 Фотоэмиссия из структуры квантовых точек InAs/GaAs, декорированнных атомами Cs для времени напыления - 200 с

С ростом Cs покрытия происходит увеличение фотоэмиссии из КТ до 5-10 раз и появление нового пика в районе $h\nu$~3.5 эВ (рис. 2). Появление пика и его резкое увеличение с ростом цезиевого покрытия свидетельствует о проявлении нового, дополнительного II - канала фотоэмиссии. Таким образом, при декорировании атомами Cs структуры квантовых точек InAs/GaAs наблюдается два разных канала фотоэмиссии.

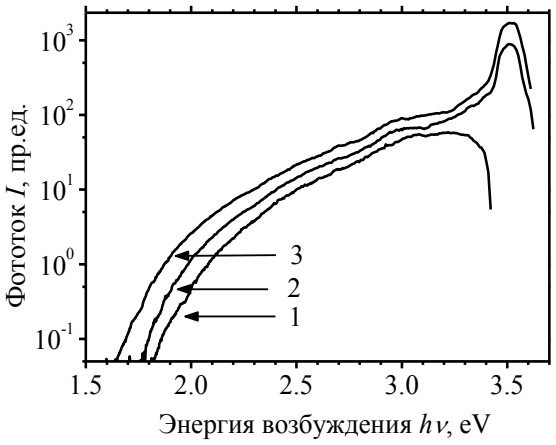


Рис.2 Фотоэмиссия из структуры квантовых точек InAs/GaAs, декорированнных атомами Cs для трех времен напыления: 1- 200 с, 2 – 400 с, 3 -800 с

Спектр фотоэмиссии системы InAs/GaAs при декорировании атомами Cs при времени напыления t=400 с и наличие двух каналов фотоэмиссии проиллюстрировано на рис. 3.

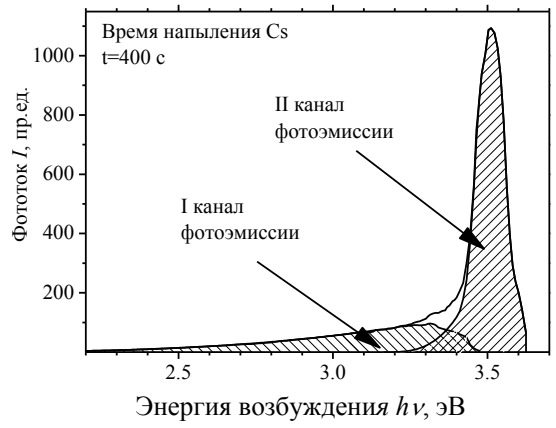


Рис. 3. Фотоэмиссия из первого и второго канала фотоэмиссии из структуры квантовых точек InAs/GaAs декорированных атомами Cs при времени напыления t=400 с.

Фотоэмиссия из КТ – первый канал, происходит в низкоэнергетической части спектра, соответствующей видимой области спектра. Фотоэмиссия же из второго канала наблюдается, в основном, в ближнем ультрафиолете. Можно полагать, что второй канал фотоэмиссии вызван возбуждением электронов из валентной зоны n-GaAs. Фотоэмиссия из квантовых точек и валентной зоны характеризуются разными фотоэмиссионными порогами (hv_I и hv_{II}), которые различаются на ~1.4 эВ. При покрытиях Cs, близких к монослойным, наблюдается максимальная интенсивность сигналов фотоэмиссии как из I канала, так и из II канала. При этом длинноволновый край фотоэмиссии, который соответствует работе выхода, достигает своего минимального значения φ = 1.5 эВ.

Качественная схема электронной структуры квантовых точек InAs/GaAs до и после декорирования атомами Cs приведена на рис. 4.

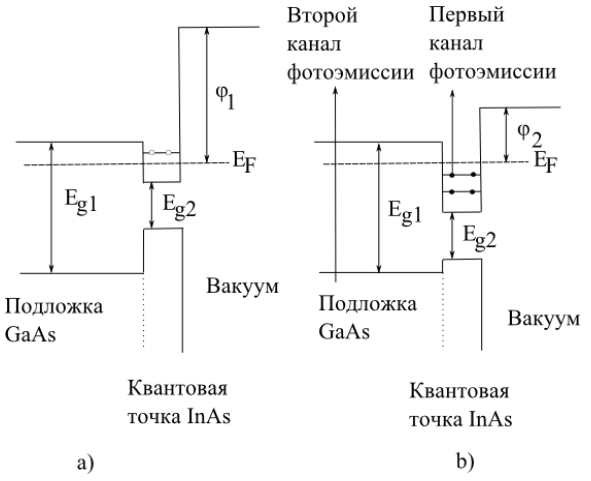


Рис. 4. Качественная схема фотоэмиссии из квантовых точек InAs/GaAs :(a) до и (b) после декорирования атомами Cs.

Ширина запрещенной зоны (E_{g1}) подложки GaAs больше ширины запрещенной зоны (E_{g2}) квантовых точек InAs. Как правило, для исходного Состояния нанесение покрытия цезия приводит к изменению потенциала квантовых точек InAs по отношению к зонам подложки GaAs.

Декорированием атомами цезия КТ вызывает, во-первых, понижение работы выхода системы ($\varphi_2 < \varphi_1$) , и, во-вторых, модификацию электронной структуры квантовых точек. Рост Cs покрытия инициирует постепенное увеличение глубины потенциальной ямы по отношению к зоне проводимости, так что незанятые состояния в КТ оказываются ниже уровня Ферми. В этом случае появляется возможность возбуждения фотоэмиссии не только из валентной зоны подложки GaAs (II канал фотоэмиссии), но также из занятых состояний квантовых точек InAs (I канал фотоэмиссии). Наличие двух каналов фотоэмиссии проиллюстрировано на рис. 3. Фотоэмиссия из КТ – первый канал, происходит в низкоэнергетической части спектра, соответствующей видимой области спектра. Эти процессы приводят к резкому увеличению квантового выхода фотоэмиссии в структуре квантовых точек InAs/GaAs, декорированных атомами Cs.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президиума РАН, Программа «Квантовая физика конденсированных сред» и грантом РФФИ № 11-02-00114 .

1. Biasio G., Heun S., G Golinelli. B., Locatelli A., Mentes T. O., Guo F. Z. and Sorba L. // AIP Conf. Proc. 2007. V. 893. P.49.

2. Wu Y.H., Chang Li, Lin P. Y., Chiang C. H., Chen J. F., Chi T.W. // 2009 J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. № 18. P. 185106.

3. AbuWaar Z.Y, Marega E. Jr., Mortazavi M., Salamo G.J. // Nanotechnology. 2008. V.19. № 33. P. 335712.

4. Kumagai N., Ohkouchi S., Shirane M., Iarashi1Y., Nomura M., Ota Y., Yorozu S., Iwamoto S., Arakawa Y. // Phys. Status Solidi C. 201. V. 8. No. 2, P.248.

5. Laurent S., B Eble., O Krebs., Lematre A., Urbaszek B., X Marie., T Amand., Voisin P. // Acta Physica Polonica A. 2004. V. 106. №2. No. 2 P.185.

6. Jung J. H., H Im. C., J Kim. H., Kim T. W., Kwack K. D., Yoo K. H., Kim M. D. //J. Korean Phys. Soc. 2004. V. 45, No. 6, P. S622.

Исследование разрешающей способности локального травления подложек методом фокусированных ионных пучков

О.А Агеев, А.С. Коломийцев, С.А. Лисицын, О.И. Ильин

Технологический институт Южного федерального университета, Таганрог

mafia215@yandex.ru

В настоящее время одним из наиболее перспективных методов структурирования поверхности твердых тел с нанометровым разрешением является метод фокусированных ионных пучков (ФИП). Метод ФИП позволяет производить локальное ионно-лучевое травление и осаждение материалов с использованием ионного пучка галлия диаметром менее 10 нм [1,2].

Основными достоинствами метода являются: высокая разрешающая способность технологических операций, возможность обработки широкой номенклатуры материалов и возможность варьировать режимы ионно-лучевого воздействия в широких пределах.

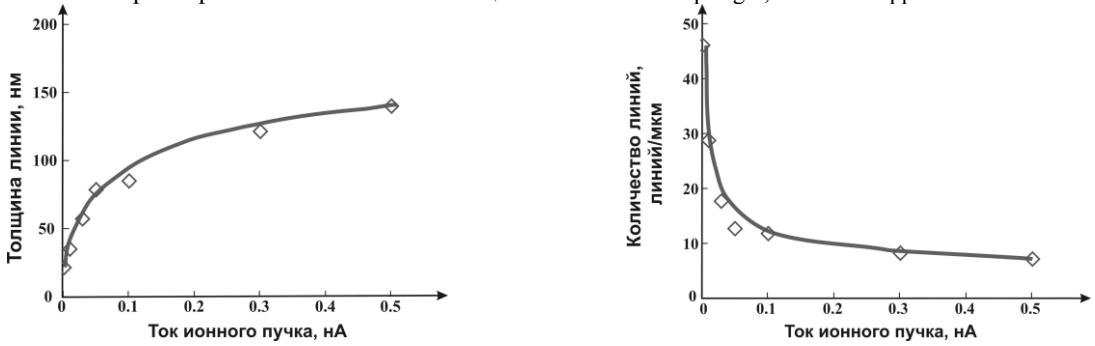
Метод ФИП для нанолитографии начал применяться относительно недавно, поэтому на сегодняшний день существует необходимость разработки методики определения его разрешающей способности. Для определения латеральной разрешающей способности ионно-лучевого травления методом ФИП была разработана методика, по которой на подложке кремния КДБ-10 (100) был сформирован массив из 15 линий с переменным расстоянием от 5 до 700 нм. Шаблон для травления формировался таким образом, чтобы линии длиной 2 мкм состояли из одного ряда точек, то есть результирующая толщина линии определялась только параметрами ионного пучка. При ионно-лучевом травлении ФИП по шаблону последовательно формировались массивы линий при различном токе ФИП. Ток ионного пучка варьировался пошагово в диапазоне от 1 пА до 3 нА при ускоряющем напряжении 30 кэВ, количество проходов - 1. После ионно-лучевого травления, топология поверхности подложки исследовалась методами растровой и атомно-силовой микроскопии. Измерялись два основных геометрических параметра массивов линий: толщина каждой линии и расстояние между соседними линиями. Толщина линии измерялась по профилограммам, полученным на основе АСМ-изображений, и определялась как средняя ширина вытравленной канавки. Такой подход является оправданным с целью исключения влияния переосажденного материала на поверхности подложки. Разрешающая способность ионно-лучевого травления ФИП определялась двумя способами: минимально толщиной вытравленной линии и максимальным количеством различимых линий на единицу длины при определенных значениях тока ионного пучка. На основании анализа полученных данных были построены зависимости разрешающей способности метода ФИП от тока пучка (рис. 1).

Анализ полученных зависимостей показывает, что наилучшее разрешение технологических операций субмикронного профилирования поверхности кремния методом ФИП (14-25 нм) достигается при минимальных значениях тока ионного пучка (1-50 пА).

Таким образом, в ходе проделанной работы были проведены исследования и разработана методика определения латеральной разрешающей способности локального травления подложек методом ФИП, показано, что значения толщины линии и количества различимых линий на единицу длины могут являться показателями для оценки разрешающей способности метода при определенных значениях параметров ионного пучка.

1. Нанотехнология: физика, процессы, диагностика, под ред. Лучинина В.В., Таирова Ю.М. // Москва: Физматлит, 2006.–552 стр.

2. Giannuzzi L.A., Stevie F.A. Introdution to focused ion beams: instrumentation, theory, techniques and practice // New York: Springer, 2004 – 357 pp.



а) б)

Рис. 1. Зависимость разрешающей способности метода ФИП от тока ионного пучка, определяемая минимальной толщиной вытравленной линии (а) и максимальным количеством различимых линий на единицу длины (б)

Влияние параметров многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися нановостровками на их оптоэлектронные свойства

А.В.Антонов[1], Н.А.Байдакова[1], Ю.Н.Дроздов[1], З.Ф.Красильник[1], К.Е.Кудрявцев[1], Д.Н.Лобанов[1], А.В.Новиков[1], М.В.Шалеев[1], Д.В.Шенгуров[1], А.А. Тонких [1,2], N.D.Zakharov[2], P.Werner[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Halle/Saale

dima@ipm.sci-nnov.ru

Большой прогресс в производительности современных компьютерных систем, вызванный их миниатюризацией, обуславливает всѐ возрастающую потребность в высокоскоростных каналах передачи данных, в том числе на одном чипе, между разными блоками интегральной схемы. Оптические межсоединения могут помочь преодолеть традиционные ограничения электрических проводных соединений, такие как нагрев, временные задержки, сложный дизайн, наводки и т.д. Особый интерес вызывает разработка эффективных излучателей, приѐмников и модуляторов на кремниевых подложках, что позволяет интегрировать их в современную кремниевую микро- и наноэлектронику. Одним из перспективных объектов в этой области являются гетероструктуры с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками, так как в различных работах сообщалось о наблюдении в них сигнала электролюминесценции (ЭЛ) и фотопроводимости (ФП) в области длин волн 1.3-1.55 мкм [1, 2]. Эта область длин волн является рабочей для современных оптоволоконных линий связи. Кроме того, объѐмный кремний в этой области длин волн прозрачен, что позволяет использовать кремниевые волноводы для внутричиповых соединений.

В настоящей работе исследовано влияние толщины Si слоя, разделяющего соседние слои с Ge(Si) нановостровками в многослойных структурах, и числа периодов на электролюминесценцию и фотопроводимость многослойных диодных структур GeSi/Si(001) с самоформирующимися нановостровками. Приведены результаты отработки технологии формирования меза структур для измерения ЭЛ и ФП.

Исследуемые структуры представляли собой p-i-n диоды, в нелегированную i-область которых была встроена решетка с Ge(Si) самоформирующимися нановостровками. Число периодов варьировалось от 10 до 40, а толщина Si слоя («спейсерного» слоя), разделяющего соседние слои с островками, менялась в диапазоне dSi = 7 - 70 нм. Температура формирования островков была выбрана 6000С, поскольку наши предыдущие исследования показали, что данная температура является оптимальной для достижения максимальной интенсивности сигнала ЭЛ от островков при комнатной температуре [3, 4]. Структуры для измерения спектров ЭЛ и ФП формировались за счет осаждения через маску точечного Au/Ti контакта непосредственно к выращенной структуре, и напылением сплошной Al плѐнки к обратной стороне подложки. После нанесения контактов из образцов выкалывались «чипы» размером 2x2 мм. Более подробно методика роста исследованных структур и формирования «чипов» описана в [3].

Проведѐнные исследования показали нелинейную зависимость интенсивностей сигналов ЭЛ и ФП при комнатной температуре от толщины «спейсерного» слоя Si (рис. 1). Наибольшее значение интенсивности сигнала ЭЛ от Ge(Si) островков при комнатной температуре в диапазоне длин волн 1.3-1.55 мкм было получено для структур с толщиной «спейсерного» слоя Si dSi=15-20 нм (рис. 1). При этом измеренная внешняя квантовая эффективность излучательной рекомбинации при комнатной температуре в данных структурах составила 0.01 %. Высокое значение интенсивности сигнала ЭЛ от островков в структурах с dSi=15-20 нм связывается с их хорошим кристаллическим качеством, которое подтверждается исследованиями структур методами ПЭМ (рис. 2а). Необходимо отметить, что толщина Si слоя в таких структурах всего в 2-3 раза превосходит высоту островков (~7 нм). Возможно, что в следствие непланарного роста таких структур происходит частичная релаксация упругих напряжений и зарождения протяжѐнных дефектов не происходит (рис. 2а). Отсутствие дефектов приводит также к слабой температурной зависимости сигнала ЭЛ от островков в области температур измерения 77-300К.

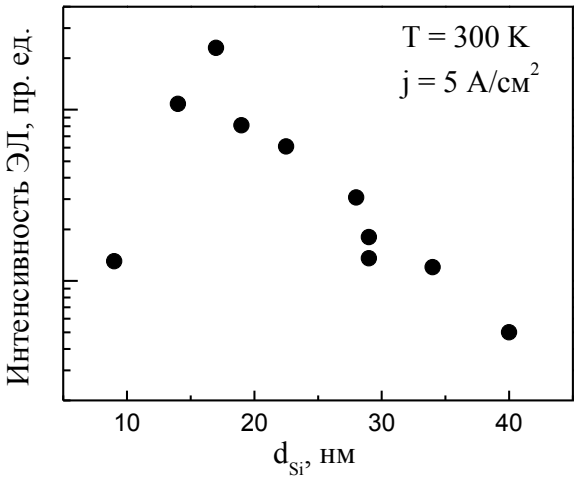


Рис. 1. Зависимость интегральной интенсивности ЭЛ многослойных (20 периодов) структур с Ge(Si) островками от толщины Si «спейсерного» слоя. Интегральные интенсивности ЭЛ измерены при комнатной температуре и плотности тока накачки 5 А/см^2.

Уменьшение сигнала ЭЛ от островков при увеличении $d_{Si} > 25$ нм связывается с экспериментально наблюдаемым в данном типе структур формированием протяжѐнных дефектов и дефектных областей (рис. 2б). За счет большой толщины Si «спейсерного» слоя в таких структурах восстанавливается планарность поверхности роста между соседними слоями с островками, а содержание Ge в островках согласно рентгеноструктурному анализу выше. Оба этих фактора могут приводить к большим локальным упругим напряжениям в структуре, которые способствуют зарождению протяжѐнных дефектов кристаллической структуры (рис. 2б).

Уменьшение сигнала ЭЛ от островков при уменьшении d_{Si} (< 14 нм) (рис. 1) связывается с увеличением упругих напряжений в структуре из-за малой толщины Si «спейсерного» слоя. Рост упругих напряжений приводит к увеличению числа дефектов в структуре и ухудшению локализации носителей заряда в связи с увеличением диффузионного перемешивания материала островка и окружающей Si матрицы.

Обнаружено, что увеличение числа периодов с 20 до 40 для структур, в которых соседние слои с Ge(Si) островками разделены слоями Si толщиной 15-20 нм ведет к появлению протяжѐнных дефектов в структуре (рис. 2в). Предполагается, что это происходит в связи с увеличением упругих напряжений в структуре за счет роста числа слоев с островками. Как и в случае структур с толстыми и тонкими Si спейсерными слоями появление дефектов приводит к существенному температурному гашению сигнала ЭЛ от островков и, как следствие, к падению его интенсивности при комнатной температуре.

Измерения фотопроводимости при комнатной температуре показали, что интенсивность сигнала ФП от островков в диапазоне длин волн 1.3-1.55 мкм коррелирует с интенсивностью сигнала ЭЛ в том же спектральном диапазоне.

Приведенные выше результаты получены при исследовании чипов структур с одним из контактов, расположенных на обратной стороне подложки. Однако для интеграции разрабатываемых свето- и фотодиодов на основе SiGe гетероструктур в современный процесс кремниевой планарной технологии необходимо формирование обоих контактов со стороны структуры. Планарная технология формирования меза-структур также необходима при использовании в качестве подложек структур «кремний на изоляторе» (КНИ). Использование КНИ структур необходимо для повышения радиационной стойкости разрабатываемых свето- и фотодиодов. Кроме этого применение КНИ структур в качестве подложек для формирования SiGe структур с нанооостровками может привести к значительному улучшению фоточувствительности этих структур за счет волноводного эффекта [2].

Была отработана технология формирования меза структур с расположением обоих контактов со стороны структуры. При формировании мез использовалось плазмохимическое травление, а для формирования контактов – магнетронное осаждение металлов (Au и Ti) и взрывная литография. Первые исследования свойств планарных меза-структур показали, что их электрические и оптические свойства близки к свойствам образцов, в которых один из контактов формировался к обратной стороне подложки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 10-02-91334-ННИО_а) и программ фундаментальных исследований РАН. Авторы признательны Д.А. Пряхину, В.В. Рогову, А.Ю. Климову, И.Ю. Шулешовой и Е.Д. Чхало за полезные обсуждения и помощь в изготовлении меза-структур.

1. V.G. Talalaev et. al., Phys. Stat. Sol. (a) **198**, R4 (2003).
2. А.И.Якимов и др., ФТП **38**(10), 1265 (2004).
3. Д.Н.Лобанов и др., ФТП **43**(3), 332 (2009).
4. D.N. Lobanov et. al., Physica E **41**, 935 (2009).

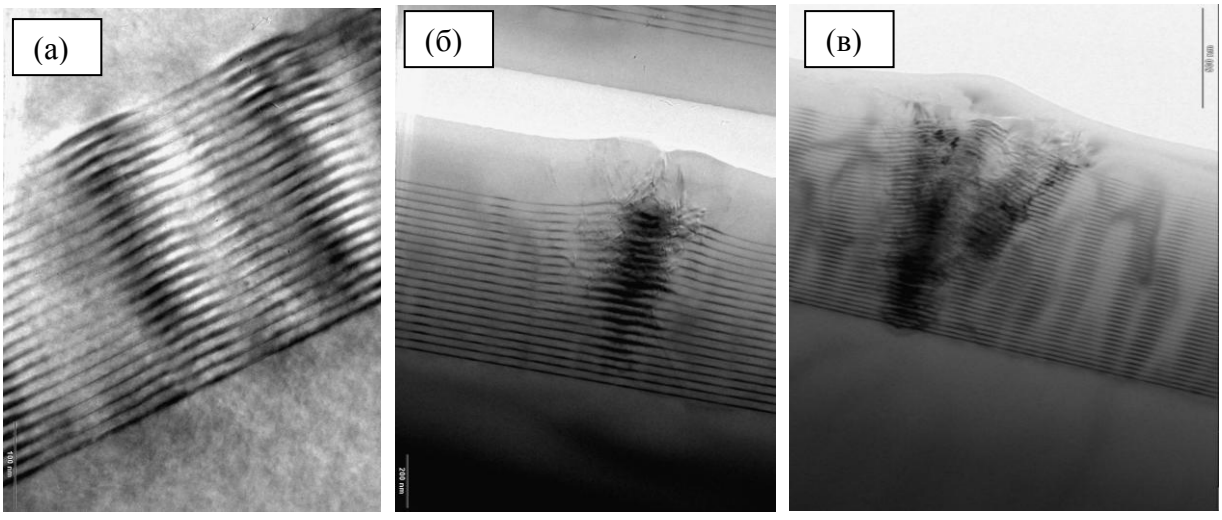


Рис. 2. ПЭМ снимки многослойных структур с Ge(Si) островками, выращенными при 600^0C: (а) число периодов – 20, d_{Si}=16 нм; (б) число периодов – 20, d_{Si}=27 нм; (а) число периодов – 40, d_{Si}=18 нм.

Влияние материала электрода на эффективность солнечных элементов на основе диоксида титана и ди-(изотиоцианат)-бис-(2,2'-бипиридил-4,4'-дикарбоксилат)рутения(II)

А.А. Логунов, И.С. Строганов, А.И. Машин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

logunov@phys.unn.ru

Начиная с первых работ Гратцеля [1] солнечные элементы, на основе пористого оксидного полупроводника, сенсибилизированного органическим красителем, широко исследовались. Регулярно публикуемые оригинальные статьи и обзоры демонстрируют интерес широкого круга исследователей к этим преобразователям солнечной энергии. На сегодняшний день, КПД лабораторных образцов достигает 8-11 %, принимая во внимание их низкую стоимость, простоту изготовления и возможность работы при рассеянном освещении, можно утверждать, что подобные солнечные ячейки способны составить серьезную альтернативу традиционным кремниевым преобразователям[2]. Однако, не смотря на обширные исследования, проводимые в течение последних двадцати лет, множество вопросов остаются не решенными.

Основу ячейки Гратцеля составляет пористый слой оксидного полупроводника (диоксид титина) состоящий из спеченных наночастиц TiO_2, средний диметр которых 25 нм. Пористый слой является матрицей для инжекции и транспорта электронов. На поверхности наночастиц адсорбирован мономолекулярный слой органического красителя. Поглощая квант света, молекула красителя переходит в первое синглетное возбужденное состояние (S1). Далее, за время порядка 10^{-11} с происходит инжекция электрона с S1 состояния красителя в зону проводимости TiO_2 и переход красителя в окисленное состояние (S+). В самом простейшем случае, поры TiO_2 заполнены органическим электролитом, содержащим окислительно-восстановительную пару I^-/I_3^-. Иодид ион (I^-), отдавая электрон, восстанавливает молекулу окисленного красителя в основное (S0) состояние. Электроны инжектированные в зону проводимости TiO_2 проходя через пористый слой собираются на прозрачном проводящем электроде. Во внешней цепи возникает электронный ток, направленный ко второму электроду, контактирующему с органическим электролитом. У второго электрода происходит восстановление триодид-иона (I_3^-) до иодид-иона, и таким образо цикл завершается. Большое значение, для эффективной работы этих элементов имеет транспорт зарядов через оксидный полупроводник к собирающему электроду. В качестве прозрачного электрода обычно используют оксид индия допированный оловом (ITO) или фтором (IFO) или оксид олова допированный фтором (FTO). Существенным недостатком этих материалов является низкая термическая стабильность, и зависимость проводящих свойств от способа получения и нанесения на подложку. В ряде работ [3,4] было показано, что на границе TiO_2 – прозрачный электрод (ITO) возникает барьер Шотки, препятствующий переходу электронов из полупроводника на электрод. Величина барьера Шотки зависит от соотношения работ выхода материала прозрачного проводящего электрода и полупроводника. В настоящей работе мы изготовили солнечные элементы на основе пористого TiO_2, сенсибилизированного комплексом ди-(изотиоцианат)-бис-(2,2'-бипиридил-4,4'-дикарбоксилат)рутений(II) (N3) и оценили возможность замены электрода на основе ITO титановым электродом и влияние материала электрода на эффективность работы солнечного элемента.

Материалы и реактивы. Диоксид титана в кристаллической форме анатаза наноразмерный порошок с размером частиц 25 нм (637254-50G Aldrich), бутоксид титана (IV) (86910-1L Fluka), этилцеллюлоза (46080-250G-F Sigma-Aldrich), ди-(изотиоцианат)-бис-(2,2'-бипиридил-4,4'-дикарбоксилат)рутений(II) (703206-250MG Aldrich), хлороплатиновая кислота $H_2PtCl_6 \cdot xH_2O$ (81080-1G Aldrich), бутанол-1 (чда, ГОСТ 6006-78) и ацетонитрил (чда) использовали без дополнительной очистки.

Напыление титановой плѐнки на стеклянную подложку. Плѐнки титана напыляли методом электронно-лучевого испарения в вакууме при температуре подложки 250°C на установке У1-А, на 6 подложек размером 6х9 см. Толщина плѐнки контролировалась по коэффициенту отражения, на установке СОЛАР, на длине волны 790 нм. Режим считывания 10 точек / 30 мс.

Титановая плѐнка становилась проводящей, когда коэффициент отражения переставал расти, и принимал некоторое постоянное значение (44%). Ориентировочная толщина полученных плѐнок 800 нм.

Сборка солнечной ячейки. Пористый слой диоксида титана формировали, нанесением суспензии, полученной смешиванием 150 мг порошка TiO_2, 0.2 мл 1 М раствора бутоксида титана(IV) в н-бутаноле и 0.5 мл 2.5% раствора этилцеллюлозы в н-бутаноле, методом «doctor blades» на стекло с проводящим слоем ITO. После высушивания и отжига при температуре 500°C в течении 40 мин, подложку с пористым слоем выдерживали в $3 \cdot 10^{-4}$ М растворе красителя N3 в смеси ацетонитрил : н-бутанол 1:1 в течение 1.5 ч. Вторым электродом служила прозрачная стеклянная пластинка с проводящим слоем ITO по верх которого, наносили слой

мелкодисперсной платины из раствора гексахлороплатиновой кислоты в н-бутаноле.

Измерение характеристик солнечных элементов. Вольтамперные характеристики получали на анализаторе параметров полупроводниковых приборов (V 1500 Agilent) в различных условиях освещенности. Облучение проводили галогеновой лампой 50 Вт 12 В, при интенсивности падающего света 27 мВт/см^2.

Обсуждение полученных результатов. В качестве материала для электрода, титан был выбран не случайно. Для образования омического контакта необходимо, чтобы работы выхода электрона из полупроводника и металла были близки. Так для титана работа выхода находится в диапазоне 4.14 – 4.50 эВ, а для TiO_2 4.7 эВ [5]. Кроме того, можно ожидать, что образование оксидной пленки на поверхности титана не будет оказывать существенного влияния на механические и электрофизические свойства границы Ti – TiO_2.

Измерения вольтамперных характеристик проводили в темноте и при освещении галогеновой лампой. Электрод с платиной соединялся с корпусом прибора, а на электрод с TiO_2 подавали положительный или отрицательный потенциал относительно корпуса. При приложении положительного потенциала, направление тока совпадает с направлением «собственного» тока солнечного элемента. Каждая характеристика снималась при прямом и обратном проходе напряжения смещения. Результаты измерений представлены на рисунках 1 – 3.

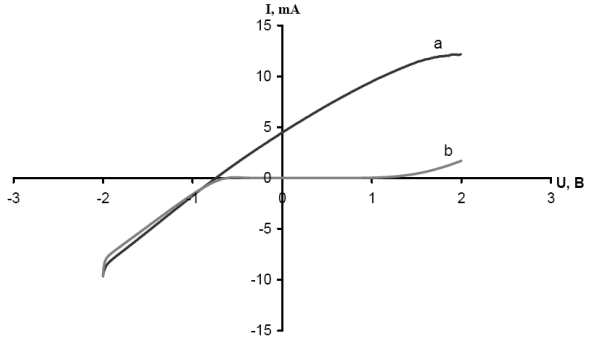


Рис.1. ВАХ солнечной ячейки собранной на титановом электроде: a – при освещении галогеновой лампой 27мВт/см^2, b – в темноте.

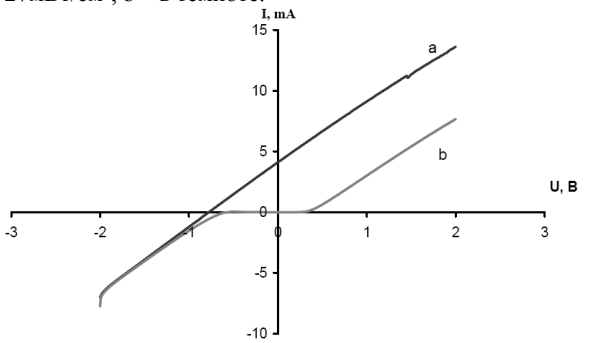


Рис.2. ВАХ солнечной ячейки собранной на электроде с ITO слоем: a – при освещении галогеновой лампой 27мВт/см^2, b – в темноте.

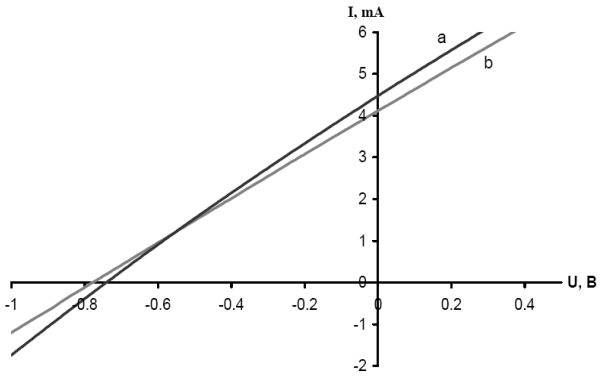


Рис.3. ВАХ солнечных ячеек при освещении галогеновой лампой 27мВт/см^2, a – элемент на титане, b – элемент на ITO.

Из представленных характеристик видно, что солнечный элемент, собранный на титановом электроде демонстрирует более высокий ток короткого замыкания $I_{кз}$, но несколько меньшее напряжение холостого хода U_{xx} по сравнению со стандартным элементом на ITO электроде.

Параметры солнечных элементов: 1 – солнечный элемент, собранный на титановом электроде, 2 – на ITO электроде.

Показатели	1	2
U_{xx}, В	0.78	0.80
$I_{кз}$, мА/см^2	1.13	1.00
КПД, %	3.3	3.0

Полученные результаты вполне согласуются с предположением об образовании омического контакта на границе раздела Ti/TiO_2. Однако, химическая и структурная сложность подобных солнечных элементов не позволяет однозначно отнести наблюдаемые эффекты к природе контакта Ti/TiO_2, и требуются дальнейшие исследования для понимания связи между свойствами отдельных компонентов и свойствами системы в целом.

1. O'Regan B. A low-cost, high-efficiency solar cell based on dye-sensitized colloidal TiO_2 films / O'Regan B., Grätzel M. // Nature 1991, 353, 737 – 740.

2. Hagfeldt A. Dye-Sensitized Solar Cells / Boschloo G., Sun L., Kloo L., Pettersson H. // Chem. Rev. 2010, 110, 6595 – 6663.

3. Snaith H.J. The Role of a "Schottky Barrier" at an Electron-Collection Electrode in Solid-State Dye-Sensitized Solar Cells / Snaith H.J., Grätzel M. // Adv. Mater. 2006, 18, 1910–1914.

4. Hendry E. Local Field Effects on Electron Transport in Nanostructured TiO2 Revealed by Terahertz Spectroscopy / Hendry E., Koeberg M., O'Regan B., Bonn M. // Nano Lett., Vol. 6, No. 4, 2006, 755 – 759.

5. Справочник химика – 2-е издание: под. ред. П.Б. Никольского, М.: Химия, 1966. –333с.

Оптический мониторинг технологических параметров в условиях молекулярно пучковой эпитаксии

П.В. Волков[1], А.В. Горюнов[1], А.Ю. Лукьянов[1], А.Д. Тертышник[1], А.В. Новиков[1], Д.В. Юрасов[1], Н.Н. Михайлов[2], В.Г. Ремесник[2], В.Д. Кузьмин [2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

luk@ipmras.ru

В настоящее время молекулярно пучковая эпитаксия (МПЭ) является одним из основных способов формирования полупроводниковых тонкоплѐночных структур для производства микро- и нано-электронных элементов и приборов.

Непрерывное усложнение структур (увеличение количества слоѐв, уменьшение их толщины вместе с ужесточением требований на точность этих толщин и их воспроизводимость от процесса к процессу) привели к необходимости применения непрерывного мониторинга основных технологических параметров. Прежде всего, такими параметрами являются температура подложки и скорость роста. В условиях глубокого вакуума измерение температуры подложки является, как правило, достаточно сложной задачей, поскольку для работы термопары необходимо обеспечить надежный тепловой контакт между подложкой и термопарой. Применение пирометров также затруднительно из-за присутствия элементов, нагретых до высоких температур, а также из-за изменения излучательной способности многослойных структур в процессе их роста. Кроме того, при температурах подложки ниже 400 ^{o}C интенсивность излучения становится слишком слабой для нормальной работы оптических пирометров. Одновременно с температурой подложки необходимо контролировать скорость роста (толщину) пленки.

Данная работа посвящена применению метода тандемной низкокогерентной интерферометрии [1] для мониторинга технологических процессов в условиях МПЭ. В ходе предыдущих экспериментов, проведѐнных нами по мониторингу процессов металлоорганической газофазной эпитаксии [2] и плазмохимического травления [3] использовалась геометрия нормального падения света на исследуемый образец. Однако в большинстве установок МПЭ обеспечить нормальное падение света на образец невозможно, поэтому основная задача работы состояла в адаптации оптической системы под условия наклонного падения света на образец. Кроме того, необходимо учесть, что при изменении показателя преломления, возникающего в результате нагрева подложки, изменяется угол преломления света в образце и, следовательно, разность хода зондирующих лучей, отражѐнных от разных сторон подложки. При больших углах падения (более 50 градусов) это обстоятельство может приводить к значительным, в десятки градусов поправкам в измерения температуры.

Были проведены две серии экспериментов.

В первой мониторинг температурных режимов проводился на установке МПЭ RIBER SIVA-21 (ИФМ РАН, Нижний Новгород). В этой установке оптическое окно, через которое осуществлялся ввод-вывод зондирующего излучения, имелось только с одной стороны образца, поэтому в камере, на крышке масс-спектрометра было установлено дополнительное зеркало, возвращающее зондирующий свет. Угол падения зондирующего излучения на подложку составлял около 40 градусов.

Используемый на установке пирометр (рабочая длина волны 900нм) позволяет проводить измерения температуры только выше 400 ^{o}C. Применение пирометра с большей длиной волны невозможно из-за прозрачности Si для длин волн больше 1 мкм. В результате низкотемпературные процессы проводятся под контролем только термопары, закрепленной в нагревателе. При этом, как показали результаты проведенных ранее экспериментов, показания термопары как правило не совпадают с реальной температурой подложки, особенно в вакууме.

Было проведено исследование температурных режимов отжига Si(001) подложек с различной степенью легирования в рабочем диапазоне формирования SiGe структур 200-550 ^{o}C (рис.1).

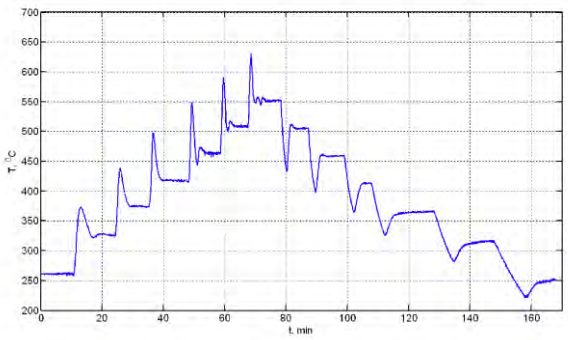


Рис.1 Кривая нагрева/охлаждения подложки (КЭФ 1-5) при проведении калибровки в камере.

Калибровочные кривые, связывающие реальную температуру подложки и показания термопары, приведены на Рис.2.

Обнаружено, что 1) различие между реальной температурой подложек и показаниями встроенной термопары в процессе нагрева подложек может превышать 100 ^{o}C. 2) Процесс выхода температуры на заданную сопровождается сильным перегревом (более 100 ^{o}C) подложки. При этом по показаниям термопары величина переброса составляет единицы

градусов. Данный факт может быть очень важным, особенно при росте структур, неустойчивых к высоким температурам. 3) Температура подложек не зависит от положения заслонок горячих источников (открыта - закрыта). 4) Уровень легирования прозрачных подложек не влияет на их температуру.

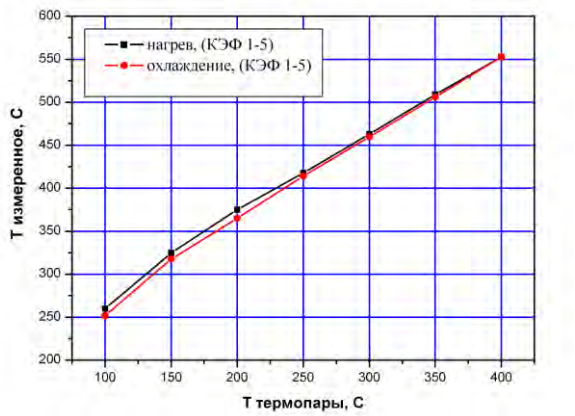


Рис.2 Калибровочные кривые для Si подложек КЭФ 1-5

В случае, когда окна есть с обеих сторон образца, конструкция и юстировка оптической системы упрощаются. Свет, отраженный от образца, сразу заводится в оптическое волокно, по которому направляется на фотоприемник. При этом, благодаря отсутствию делителя, появляется четырехкратный выигрыш по свету.

Недостатком такой конфигурации является то, что интерферирующие пучки сдвинуты один относительно другого, что, в общем случае, уменьшает видность интерференционной картины. Однако в полупроводниковых технологиях в большинстве случаев приходится иметь дело с тонкими подложками (300-500 мкм), имеющих большой показатель преломления ($n_{Si} = 3.4$). Легко оценить, что максимальный поперечный сдвиг лучей (при угле падения 45^0) для подложки Si толщиной 500 мкм составит около 150 мкм. Характерные расстояния (определяются конструкцией установок), проходимые лучом света в открытом пространстве, составляют порядка 500 мм. Это требует использования слаборасходящихся коллимированных пучков, с диаметром пучка порядка 1 мм. Таким образом, сдвиг лучей оказывается мал, по сравнению с их диаметром, и слабо влияет на видность интерференционной картины.

Именно в такой конфигурации была проведена вторая серия экспериментов по измерению температурных режимов нагрева подложек из GaAs и структур CdTe/GaAs на установке выращивания гетероэпитаксиальных структур теллуридов кадмия и ртути "Обь-М" (ИФП СО РАН, Новосибирск). Угол падения зондирующего излучения на подложку составлял около 68 градусов. На Рис. 3 приведены калибровочные кривые для полуизолирующих GaAs подложек и структур CdTe/GaAs. Толщина слоя CdTe составляет 5 мкм.

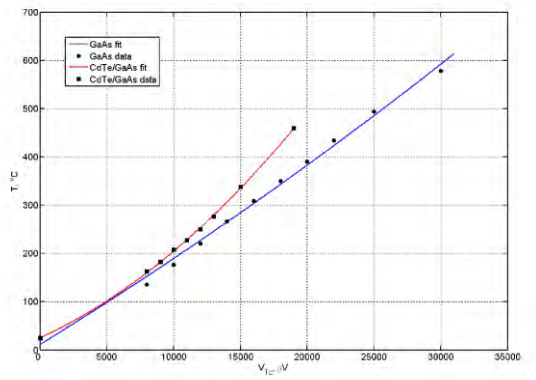


Рис. 3. Калибровочные кривые для GaAs подложек и структур CdTe/GaAs

Обнаружено, что 1) наличие плѐнки CdTe заметно изменяет температуру структуры. 2) В противоположность первой серии экспериментов, положение заслонок горячих источников (открыта - закрыта) влияет на температуру подложки. 3) Температура образца зависит от положения заслонки, закрывающей образец (открыта - закрыта), и от расстояния между образцом и заслонкой в положении «закрыта» (Рис.4). 4) Включение криопанелей и

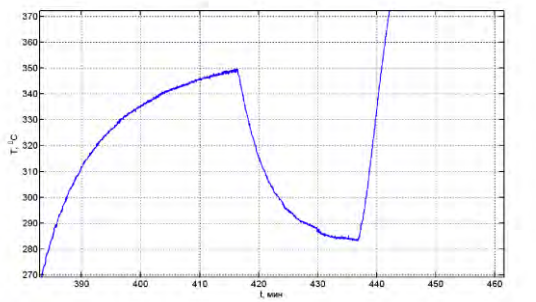


Рис.4. Изменение температура образца в зависимости от положения заслонки. При t=416 минут заслонка была открыта, при t=437 минут заслонка была закрыта.

системы водяного охлаждения реактора заметно не влияет на температуру подложки. 5) В отличие от первой серии экспериментов, не обнаружено режимов работы реактора, при которых температура подложки выходит на стационарный уровень (после 2х-часового прогрева дрейф температуры превышает 3 градуса в час).

1. Rao, Yu.-J. Recent progress in fibre optic low-coherence interferometery / Yu.-J. Rao, D.A. Jackson // Meas. Sci. Technol. 7 (1996) 981–999.

2. Volkov, P.V. Novel technique for monitoring of MOVPE processes / P.V. Volkov, A.V. Goryunov, V.M. Daniltsev, et.al. // J.Cryst.Growth. – 2008. – V.310. Is.23. P.4724-4726

3. Волков, П.В. Оптический мониторинг температуры подложки и скорости травления многослойных структур при плазмохимическом травлении / П.В. Волков, А.В. Горюнов, А.Ю. Лукьянов, и др. // Микроэлектроника. – 2011. – Т.40. Вып.5. – С.331-338

Полупроводниковые сверхрешетки с субнанометровыми слоями в условиях МОС-гидридной эпитаксии

А.А. Мармалюк, Ю.Л. Рябоштан, П.В. Горлачук, М.А. Ладугин

ООО "Сигм Плюс", г. Москва

A.Marmalyuk@siplus.ru

Полупроводниковые сверхрешетки (СР) представляют значительный интерес для опто- и наноэлектроники. Наиболее широко в различных приборах применяются СР в системах AlGaAs/GaAs и InGaAs/InAlAs с толщинами отдельных слоев порядка одного нанометра. К таким гетероструктурам с короткопериодными СР предъявляются повышенные требования по резкости гетерограниц и однородности толщин. Наилучшие результаты по получению короткопериодных СР достигаются методом молекулярно-лучевой эпитаксии, однако промышленный метод МОС-гидридной эпитаксии также является перспективным. Было показано, что данный метод применим для получения СР с толщинами слоев порядка 1 нм, а так же приборов на их основе. В частности, большое значение такие СР имеют для производства квантовых каскадных лазеров [1].

В данной работе проведены эксперименты по выращиванию методом МОС-гидридной эпитаксии СР со слоями субнанометровой толщины и проанализировано влияние режимов роста на структурное совершенство образцов. Размытие гетерограниц вызывается как диффузией компонентов в твердой фазе, так и в газовом потоке над ростовой поверхностью, причем второе обстоятельство отличает газофазную эпитаксию от молекулярно-лучевой эпитаксии.

Экспериментальные образцы СР AlGaAs/GaAs и InGaAs/InAlAs получены на установках МОС-гидридной эпитаксии СИГМОС-130 [2] и Pro-1 [3] соответственно.

Мольная доля алюминия в СР системы AlGaAs/GaAs составила 0.45, а в системе InGaAs/InAlAs параметр решетки твердых растворов соответствовал параметру подложки InP.

Получение кривых качания проводилось с помощью дифрактометра Vektor, а спектров фотолюминесценции (ФЛ) – на спектрометре RPMSigma. С помощью сканирующей электронной микроскопии оценены толщины пакетов СР для определения периода СР.

Известно, что размытие слоев СР приводит к уширению пиков сателлитов на кривых качания [4], а так же уменьшению интенсивности пиков ФЛ. В предельном случае кривая качания не будет иметь осцилляционного характера, а на спектре ФЛ не проявятся пики, соответствующие переходу между уровнями размерного квантования.

Исследование влияния температуры и соотношения компонентов было проведено нами ранее [3]. Здесь же мы остановились на влиянии на характеристики СР скорости осаждения и давления.

В таблице приведены характеристики полученных СР. Серия экспериментов 2168-2169 направлена на исследование влияния давления в реакторе на характеристики СР. Повышение интенсивности ФЛ образца 2169 по сравнению с 2168 (рис.1) показывает, что снижение давления приводит к уменьшению времени нахождения газовой смеси над ростовой поверхностью. При этом влияние диффузии в газовой фазе становится менее значительным, что также подтверждается снижением ширины на половине высоты (FWHM) пиков сателлитов на кривых качания (Рис.2).

Процесс 2170 представляет снижение скорости роста, которое привело к дальнейшему повышению интенсивности ФЛ (табл.).

В серии экспериментов 2204-2206 толщина квантовой ямы СР была зафиксирована на значении 4,0 нм, а толщина барьера последовательно уменьшалась с 0,9 нм до 0,3 нм. В случае образца 2204 значения FWHM пика ФЛ и сателлита I порядка на кривой качания сходны с результатами процесса 2170.

При толщине барьера 0,6 нм (образец 2205) происходит существенное падение интенсивности ФЛ и уширение пиков как на кривой качания, так и на спектре ФЛ.

Характеристики СР в системах AlGaAs/GaAs и InGaAs/InAlAs

№ процесса	Система материалов	Кол-во периодов	Толщина квантовой ямы, нм	Толщина барьерного слоя, нм	FWHM пика фотолюм., мэВ	Интенсивность фотолюм., ед.	FWHM сателлита I порядка, угл. секунд
2168	AlGaAs/GaAs	150	3,0	1,0	52,8	0,433	195
2169	AlGaAs/GaAs	150	3,0	1,0	49,6	0,813	101
2170	AlGaAs/GaAs	150	3,0	1,0	49,6	0,928	99
2204	AlGaAs/GaAs	150	4,0	0,9	51,1	0,751	106
2205	AlGaAs/GaAs	150	4,0	0,6	54,8	0,212	168
2206	AlGaAs/GaAs	150	4,0	0,3	–	–	–
2233	InGaAs/InAlAs	350	3,0	1,6	48,9	1,315	42
2684	InGaAs/InAlAs	350	2,8	0,8	47,6	1,206	45
2910	InGaAs/InAlAs	250	1,7	0,8	50,1	0,743	45

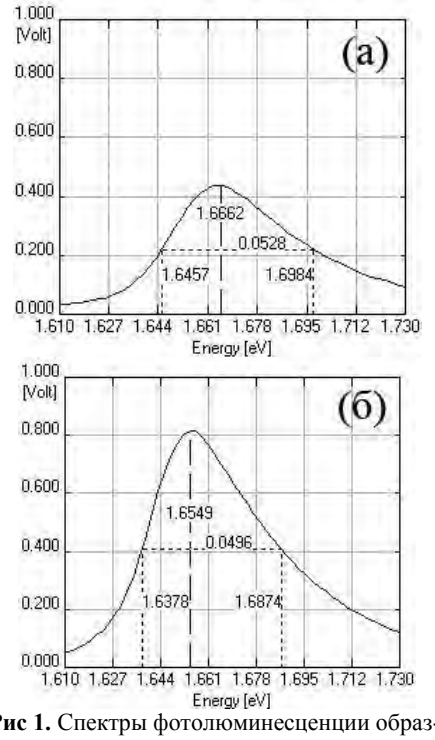


Рис 1. Спектры фотолюминесценции образцов а) 2168 и б) 2169

Образец 2206 с барьером 0,3 нм не показал ни люминесцентных свойств, ни характерной для СР кривой качания. Причинами отсутствия данных свойств может быть как недостаточное количество периодов СР, так и размытие барьерных слоев, которое привело к разрушению периодической структуры СР.

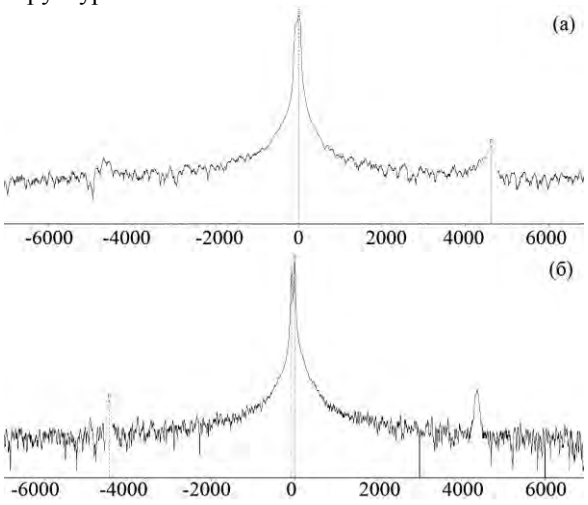


Рис.2. Кривые качания образцов с толщинами слоев в СР 1,0 нм (AlGaAs)/3,0 нм (GaAs): а) 2168 –при давлении 8 кПа; б) 2169 – при давлении 6 кПа.

Также была проведена серия экспериментов с вариациями толщин барьера и ямы в системе InGaAs/InAlAs (Рис. 3). При толщинах слоев ямы и барьера в 3,0 нм и 1,6 нм (образец 2233) получены структуры высокого качества с приемлемыми значениями FWHM пиков на кривых качания.

Снижение толщины барьерного слоя до 0,8 нм (образец 2684) приводит к незначительному уширению пика сателлита I порядка (рис. 3б); излучательные характеристики практически не изменяются.

Дальнейшее уменьшение ширины квантовой ямы по сравнению с 2684 представлено в образце 2910. Интенсивность ФЛ для данного образца отличается от представленной в 2684 на ~38%. Это может говорить о недостаточно высоком структурном совершенстве СР при уменьшении толщины квантовой ямы или неоптимальных условиях роста данной СР.

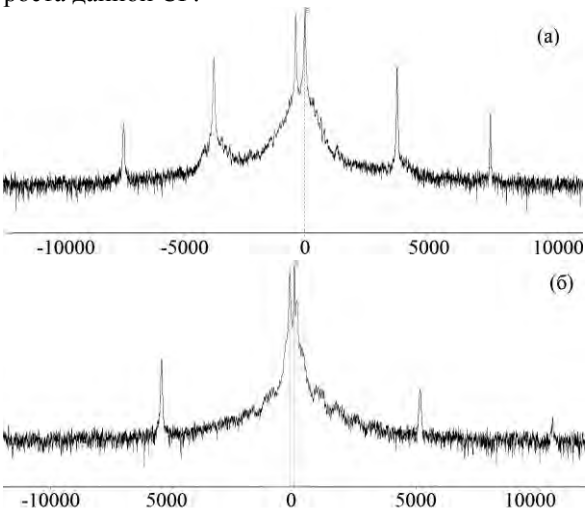


Рис.3. Кривые качания образцов InGaAs/InAlAs: а) 2233 –с толщинами слоев в СР 1,6 нм (AlInAs)/3,0 нм (InGaAs); б) 2684 –с толщинами слоев в СР 0,8 нм (AlInAs)/2,8 нм (InGaAs).

Методом МОС-гидридной эпитаксии в системах AlGaAs/GaAs и InGaAs/InAlAs получены короткопериодные СР с субнанометровыми толщинами слоев. Проведены исследования влияния режимов роста и вариации толщин слоев на излучательные и структурные свойства СР. Показано, что образцы с толщинами слоев в 0,8 нм и выше обладают высоким структурным совершенством и могут быть использованы для получения структур приборного назначения. В то же время СР с более тонкими слоями требуют более тщательной отработки технологических режимов и дальнейшего исследования.

1. Green, R.P. Room-temperature operation of InGaAs/AlInAs quantum cascade lasers grown by metalorganic vapor phase epitaxy / R.P. Green A.B.Krysa, J.S. Roberts et al // Appl. Phys. Lett. 83 (2003) P. 1921-1923

2. Андронов, А.А. Усиление терагерцевого излучения на переходах между "лестницами" Ванье — Штарка в сверхрешетках со слабыми барьерами / А.А Андронов. Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. № 5. С. 400–405.

3. Горлачук, П.В. Влияние ростовых параметров на излучательные характеристики короткопериодных сверхрешеток InGaAs/InAlAs, полученных методом МОС-гидридной эпитаксии / П.В. Горлачук, Ю.Л. Рябоштан, А.А. Мармалюк // Тезисы докладов Нац. Конф. Рост. Крист., 2010 т.2 стр.120.

4. Fewster P.F. // Repts. Prog. Phys. 1996. Vol. 59. P.1339

Эмиссия терагерцового излучения при разогреве электронов в эпитаксиальных слоях A^3B^5

Г.А. Мелентьев[1], В.А. Шалыгин[1], Л.Е. Воробьев[1], В.Ю. Паневин[1], А.Н. Софронов[1], Д.А. Фирсов[1], Т.В. Шубина[2], В.Н. Жмерик[2], А.Н. Семенов[2], П.С. Копьев[2], С.И. Петров[3], В.В. Мамаев[3], А.Н. Алексеев[3], S. Suihkonen[4], H. Lipsanen[4]

[1] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург
[3] ЗАО «Научное и технологическое оборудование», С.-Петербург
[4] Aalto University, Department of Micro and Nanosciences, Finland

gamelen@spbstu.ru

Источники излучения терагерцового (ТГц) диапазона перспективны с точки зрения применений в различных областях: в спектроскопии биологических объектов и твердых тел, в системах безопасности и экологического мониторинга, в медицинской диагностике и терапии. Исследование ТГц излучения, возникающего при разогреве электронов электрическим полем в нано- и микроструктурах на основе соединений A^3B^5, в особенности нитридов, может оказаться полезным при разработке быстродействующих источников излучения. Так активно исследуется возможность получения ТГц излучения при пролетном резонансе с испусканием оптических фононов в объемном GaN и квантовых ямах на его основе [1]. Из эпитаксиальных слоев *n*-GaN наблюдалась ТГц эмиссия, обусловленная оптическими переходами между уровнями легирующей примеси [2]. В HEMT-структурах AlGaN/GaN получено излучение терагерцового диапазона, связанное как с плазменными нестабильностями Дьяконова-Шура [3], так и с внутризонным излучением горячих электронов [4]. В эпитаксиальных слоях *n*-InN исследовано излучение ТГц диапазона, обусловленное поверхностным плазмон-поляритонами [5].

В данной работе поведены исследования эмиссии ТГц излучения горячими электронами из тонких эпитаксиальных слоев GaN, InSb и InAs, а также квантовых ям GaAs/AlGaAs с проводимостью *n*-типа. Для интерпретации результатов была использована модель внутризонного излучения горячих электронов, разработанная в [6]. Анализ показывает, что ТГц излучение из слоев InSb и InAs, которое наблюдается в диапазоне электрических полей, предшествующих межзонному пробою, а также из квантовых ям GaAs/AlGaAs, представляет собой тепловое излучение горячих электронов. В специально нелегированных эпитаксиальных слоях GaN в области примесного пробоя доминирует ТГц излучение связанное с внутрицентровыми оптическими переходами, а в постпробойных полях начинает доминировать тепловое излучение горячих электронов. В сильнолегированных эпитаксиальных слоях GaN наблюдалось излучение, которое может быть связано с поверхностными плазмон-поляритонами.

Эпитаксиальные слои GaN, толщиной 3.4, 1.5 и 2 мкм, выращивались методами газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (MOVPE) и молекулярно-пучковой эпитаксии (MBE) на сапфировой подложке; концентрация электронов при 300 К составляла $4\cdot10^{16}$, $9.4\cdot10^{16}$ и $4.8\cdot10^{19}$ см$^{-3}$, а подвижность – 227, 475 и 104 см^2/В·с, соответственно. Эпитаксиальные слои InSb и InAs толщиной 1 и 0.9 мкм, соответственно, выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs; концентрация электронов при 77 К составляла $2.2\cdot10^{16}$ и $2.9\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, а подвижность – $5.1\cdot10^4$ и $1.14\cdot10^4$ см^2/В·с, соответственно. Наноструктуры GaAs/AlGaAs, выращенные методом MBE на подложке GaAs, представляли собой единичную квантовую яму GaAs, шириной 10 нм с уровнем легирования 10^{19} см$^{-3}$, заключенную между барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, толщиной 15 нм; подвижность электронов при 4.2 К составляла 686 см^2/В·с.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись в электрических полях до 10000 В/см в диапазоне температур от 4.2 до 300 К. Интегральная интенсивность ТГц излучения с поверхности образца регистрировалась в полосе чувствительности фотоприемника Ge:Ga (энергии фотонов от 9.3 до 30.4 мэВ). Фотоприемник был погружен в жидкий гелий, между фотоприемником и образцом располагался фильтр из черного полиэтилена – с целью исключить возможные сигналы фотоответа в видимом и ближнем ИК спектральных диапазонах. Излучение регистрировалось в телесном угле 0.043 ср. Все измерения проводились в импульсных электрических полях, чтобы предотвратить нагрев образца (длительность импульса – 2 мкс, частота повторения – менее 1 Гц).

При высоких температурах вольт-амперная характеристика слаболегированного образца GaN-1 (концентрация электронов при 300 К – $4\cdot10^{16}$ см$^{-3}$) линейна во всем диапазоне прикладываемых полей, т.к. все примеси термически ионизованы. При T = 4.2 К в полях свыше 800 В/см ВАХ демонстрирует резкий рост проводимости, связанный с процессами примесного пробоя. В этих полях зарегистрировано ТГц излучение (рис. 1). Показано, что оно связано с внутрицентровыми оптическими переходами и с тепловым излучением горячих электронов. Для интерпретации результатов эксперимента была привлечена модель излучения горячих электронов, разработанная в [6] и основанная на модели Друде для электропроводности электронов, расчете излуча-

тельной способности тонкого (гораздо меньше длины волны излучения) проводящего слоя и классической теории Планка для теплового излучения. Рассчитана зависимость интегральной интенсивности излучения от телесного угла, в котором оно собирается. В исследованном образце GaN-1 максимальная интегральная интенсивность ТГц излучения составила ~ 1 мкВт/см^2. Найдена зависимость электронной температуры от электрического поля путем сопоставления расчетной зависимости сигнала фотоответа от температуры горячих электронов и экспериментальной зависимости сигнала фотоответа от электрического поля. При $T = 4.2$ К максимальная температура горячих электронов T_e, достигнутая в эксперименте, составила 200 К. Аналогичные исследования проведены для слаболегированного образца GaN-2 (концентрация электронов при 300 К – $9.4 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$).

ВАХ эпитаксиального слоя InSb при $T = 4.2$ К линейна в полях до 600 В/см, а затем наблюдается сверхлинейное возрастание тока, что обусловлено процессами межзонного пробоя. При $T = 4.2$ К получена полевая зависимость интегральной интенсивности ТГц люминесценции. По рассмотренной выше модели внутризонного излучения горячих электронов проведен расчет ТГц эмиссии горячих электронов в тонких эпитаксиальных слоях InSb. Путем сопоставления модельного расчета с результатами экспериментов по ТГц эмиссии в сильных электрических полях была определена полевая зависимость температуры горячих электронов. Показано, что в области предпробойных полей в эпитаксиальном слое InSb удается разогреть электроны до температуры $T_e \sim 125$ К. В эпитаксиальных слоях InSb максимальная интегральная интенсивность ТГц излучения составила ~ 0.7 мкВт/см^2. Аналогичные исследования проведены с эпитаксиальными слоями InAs. В этих структурах удалось достичь существенного разогрева электронов ($T_e \sim 330$ К) и достичь значения интегральной интенсивности ТГц излучения ~ 1.4 мкВт/см^2.

ВАХ сильнолегированного образца GaN-3 (концентрация электронов при 300 К – $4.8 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$) линейны при всех температурах решетки во всем диапазоне прикладываемых полей, т.к. при таком уровне легирования образуется примесная зона, которая сливается с зоной проводимости. При понижении температуры до 4.2 К вымораживания носителей заряда не происходит, а проводимость осуществляется по примесной зоне. В данных образцах нами получена полевая зависимость интегральной интенсивности ТГц люминесценции, которая кардинально отличается от соответствующей зависимости для слаболегированных эпитаксиальных слоев GaN (рис. 1). Наблюдаемое в сильном поле излучение может быть связано с поверхностными плазмон-поляритонами, которые рассеиваются на неоднородностях эпитаксиального слоя.

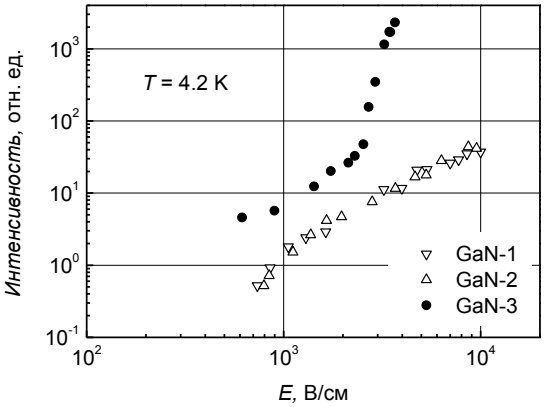


Рис. 1. Интегральная интенсивность ТГц электролюминесценции образцов GaN при $T = 4.2$ К.

Излучение, связанное с поверхностными плазмон-поляритонами может также наблюдаться в сильнолегированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs с нанесенной на поверхность структуры дифракционной решеткой, которая может активировать плазмон-поляритонный механизм излучения. Исследованная нами структура не содержала решетки. При температуре $T = 4.2$ К исследована ВАХ, демонстрирующая линейный рост тока с увеличением поля, а также ТГц эмиссия, связанная с тепловым излучением горячих электронов. Сравнение этих результатов с данными, полученными на образцах с дифракционной решеткой, позволит обнаружить эффекты, связанные с поверхностными плазмон-поляритонами.

Работа поддержана ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, Германо-Российской программой BMBF, грантами РФФИ и Правительства С.-Петербурга.

1. Starikov E., Shiktorov P., Gružinskis V., Varani L., Palermo C., J.-F. Millithaler, and L. Reggiani, J. Phys.: Condens. Matter **20**, 384209 (2008).

2. Shalygin V.A. Vorobjev L.E., Firsov D.A., Panevin V.Yu., Sofronov A.N., Melentyev G.A., Antonov A.V., Gavrilenko V.I., Andrianov A.V., Zakharyin A.O., Suihkonen S., Törmä P.T., Ali M., and H. Lipsanen, Appl J.. Phys. **106**, 123523 (2009).

3. Fatimy A.El., Dyakonova N., Meziani Y., Otsuji T., Knap W., Vandenbrouk S., Madjour K., Théron D., Gaquiere C., M.A. Poisson, S. Delage, P. Prystawko, and C. Skierbiszewski, J. Appl. Phys. **107**, 024504 (2010).

4. V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, W.V. Lundin, A.E. Nikolaev, A.V. Sakharov, and A.F. Tsatsulnikov, J. Appl. Phys. **109**, 073108 (2011).

5. T.V. Shubina, N.A. Gippius, V.A. Shalygin, A.V. Andrianov, and S.V. Ivanov, Phys. Rev. B. **83**, 165312 (2011).

6. K. Hirakawa, M. Grayson, D.C. Tsui, and C. Kurdak, Phys. Rev. B. **47**, 16651 (1993).

Внутризонная фотопроводимость гетероструктур InAs/GaAs с квантовыми точками, индуцированная межзонной подсветкой

А.В. Антонов, В.М. Данильцев, М.Н. Дроздов,
Л.Д. Молдавская, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

lmd@ipm.sci-nnov.ru

Для возникновения внутризонной фотопроводимости необходимым условием является наличие носителей заряда на связанных уровнях квантовых точек (КТ). В существующих фотоприёмниках для заселения уровней КТ электронами обычно используется легирование либо непосредственно КТ, либо барьерных слоёв. Роль легирования структуры будет различной в случаях вертикальной и продольной фотопроводимости. Вертикальная фотопроводимость наблюдалась и в нелегированных структурах с КТ, неравновесное заселение уровней КТ достигалось при инжекционном механизме протекания тока в сильных электрических полях порядка нескольких кВ/см. Продольная фотопроводимость исследуется в значительно более слабых электрических полях, при этом роль эффектов инжекции из контактов незначительна.

Другой путь создания неравновесных носителей на уровнях КТ - это оптическое межзонное возбуждение электорон-дырочных пар. С одной стороны, такой способ даèт большие возможности для исследования энергетического спектра носителей заряда и роли различных состояний в возникновении внутризонной фотопроводимости. Резонансное межзонное возбуждение может быть использовано как альтернатива изготовлению многих образцов с различным уровнем легирования. Заселённость определённых уровней может контролироваться изменением мощности и длины волны накачки. Такие исследования важны для оптимизации уровня легирования в фотоприёмниках на КТ. С другой стороны, явление внутризонной фотопроводимости в среднем ИК диапазоне, появляющейся только при дополнительной межзонной подсветке, представляет самостоятельный интерес с точки зрения создания новых приборов.

Исследования внутризонных переходов, индуцированных межзонной подсветкой, в нелегированных структурах были сначала проведены в структурах с квантовыми ямами. Внутризонное поглощение при дополнительной оптической накачке в нелегированных структурах GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами было впервые получено в [1] при низкой температуре. Проведённые измерения внутризонного поглощения при фотонакачке в зону проводимости в нелегированных GaAs/AlGaAs квантовых ямах показали усиление силы осциллятора в 25 раз по сравнению с легированными квантовыми ямами, благодаря экситонным эффектам. В работе [2] было получено поглощение на длине волны 10мкм на внутризонных электронных переходах в нелегированной структуре с GaAs/AlGaAs квантовыми ямами, возникающее под действием подсветки ближним ИК излучением при комнатной температуре. Авторы [3] предложили и продемонстрировали фотоприёмник на квантовых ямах, основанный на этом принципе, с чувствительностью 4 мА/Вт при мощности накачки 50 мВт. Интересной особенностью такого прибора является его прозрачность к инфракрасному излучению, когда накачка выключена.

Фотоиндуцированное внутризонное поглощение света в нелегированных КТ InAs/GaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии было продемонстрировано в работе [4]. Авторы обнаружили внутризонное поглощение между уровнями КТ только для света, поляризованного в направлении роста, как для случая квантовых ям. Это связано с тем, что в работе исследовались линзообразные КТ, которые, слабо чувствительны к нормально падающему свету. В [5] те же авторы исследовали зависимость фотоиндуцированного внутризонного поглощения КТ от энергии межзонной оптической накачки. Было показано, что амплитуда внутризонного поглощения зависит от мощности накачки и в использованных в эксперименте структурах максимальна при заселении уровней КТ через состояния смачивающего слоя.

В данной работе приводятся результаты исследования продольной внутризонной фотопроводимости, индуцированной межзонной подсветкой в нелегированных гетероструктурах InAs/GaAs с КТ при различных длинах волн и различной мощности межзонного возбуждения.

Структуры выращены методом металлоорганической газофазной эпитаксии при пониженном давлении в реакторе на полуизолирующих подложках GaAs (100). Активная область структур состоит из 5 слоев КТ InAs, разделенных барьерными слоями GaAs толщиной 80 нм. Для характеризации структур использовались методы спектроскопии фотолюминесценции и рентгеновской дифракции. Спектр фотолюминесценции приведён на рис.1. Присутствуют пики от смачивающего слоя и от основного и возбуждённых состояний КТ. Рентгенодифракционные спектры показывают хорошую периодичность и планарность смачивающих слоев. Из выращенных структур были изготовлены макеты фотоприёмников для исследования продольной фотопроводимости. Спектры внутризонной фотопроводимости исследовались с помощью Фурье-спектрометра Инфралюм ФТ-801

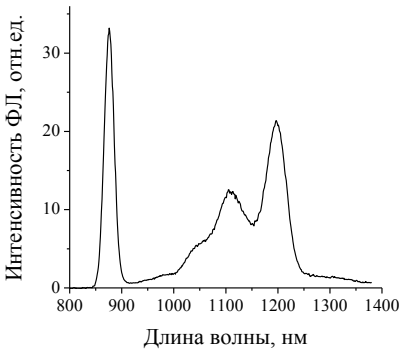


Рис.1. Спектр фотолюминесценции структуры с КТ при 77 К.

и Фурье-спектрометра Bruker Vertex 80V. В отсутствие межзонной подсветки фотопроводимость в среднем ИК диапазоне не наблюдалась. В то же время дополнительная подсветка структур излучением видимого или ближнего ИК диапазона приводила к возникновению значительного сигнала фотопроводимости в среднем ИК диапазоне (3-5мкм), связанного с внутризонными переходами в КТ. На рис.2 показан спектр фотопроводимости при дополнительной подсветке красным лазером. С увеличением мощности межзонной накачки интенсивность сигнала внутризонной фотопроводимости возрастала до некоторого уровня насыщения, связанного с заполнением состояний КТ.

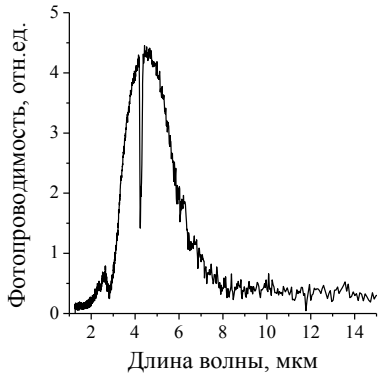


Рис.2. Продольная фотопроводимость нелегированной структуры с КТ при подсветке красным лазером.

Межзонное возбуждение с разной энергией осуществлялось с помощью перестраиваемого непрерывного титан-сапфирового лазера Matisse. Максимальный сигнал внутризонной фотопроводимости наблюдается при межзонном возбуждении с энергией большей ширины запрещѐнной зоны GaAs. Однако при резонансной накачке на уровень смачивающего слоя сигнал падает менее чем на 20%, что свидетельствует об эффективности захвата носителей с уровня смачивающего слоя на уровни КТ.

На рис.3 приведена температурная зависимости внутризонной фотопроводимости на длине волны 4 мкм при дополнительной межзонной подсветке. Сигнал фотопроводимости наблюдается до температуры порядка 200 К. При низких температурах фотопроводимость имеет термоактивационный характер, сигнал растѐт с увеличением температуры, максимум наблюдается при 80 К.

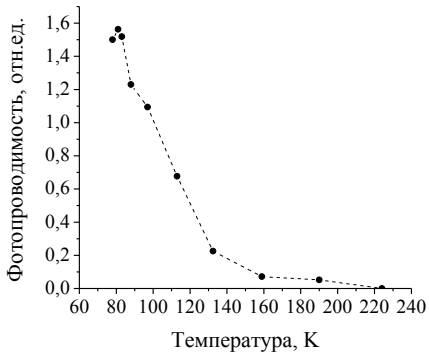


Рис.3. Температурная зависимость фотопроводимости на длине волны 4 мкм.

Ранее мы исследовали внутризонную фотопроводимость в аналогичных структурах, в которых для создания носителей заряда на уровнях КТ использовалось селективное легирование δ-слоями Si [6]. Сравнение чувствительности легированной и нелегированной структур показало, что использование оптической межзонной накачки для создания носителей на уровнях КТ позволяет на порядок увеличить сигнал внутризонной фотопроводимости по сравнению с легированной структурой. Таким образом, чувствительность легированных фотоприѐмников на КТ в принципе может быть значительно улучшена при оптимизации легирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 11-02-97121-р_поволжье_а.

1. Olszakier M., Ehrenfreund E., Cohen E., Bajaj J., and Sullivan G. J. // Phys. Rev. Lett. 1989. V.6. P. 2997.

2. D. Delacourt, D. Papillon, J.P. Pocholle, J.P. Schnell, M. Papuchon // Electronics Letters. 1990. V. 26, Issue:5. P. 277.

3. Berger V., Rosencher E., Vodjdani N., Costard E. // Appl. Phys. Lett. 1993. V.62. P. 378.

4. Sauvage S., Boucaud P., Julien F. H., Gerard J.-M., Marzin J.-Y. // J. Appl. Phys. 1997. V. 82, N. 7. P. 3396.

5. Sauvage S., Boucaud P., Gerard J.-M., Thierry-Mieg V. // J. Appl. Phys. 1998. V. 84, N. 8.

6. Молдавская Л.Д., Востоков Н.В., Гапонова Д.М., Данильцев В.М., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Шашкин В.И. // ФТП. 2008. Т.42, В.1. С.101.

Исследование спектров и кинетики ФЛ гетероструктур с КЯ GaAsSb/GaAs и InGaAs/GaAsSb/GaAs в области 1-1.3 мкм

С.В. Морозов[1], Д.И. Крыжков[1], В.Я. Алешкин[1], В.И. Гавриленко[1], Б.Н. Звонков[2], О.В. Вихрова[2], Ю.Г. Садофьев[3]

[1]Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

[2]НИФТИ ННГУ им. Лобачевского, Н. Новгород

[3]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

more@ipm.sci-nnov.ru

Введение

Система $GaAs_{1-x}Sb_x/GaAs$ с молярной долей сурьмы больше 35% исследуется на протяжении последнего десятилетия главным образом в связи с возможностью создания вертикально излучающего лазера работающего при T = 300К вблизи 1.3 мкм. Однако, несмотря на довольно интенсивный сигнал фотолюминесценции (ФЛ) в области 1.3 мкм, полученный в таких структурах при комнатной температуре, до сих пор создание лазера остается нерешенной задачей [1].

С точки зрения технологии последнее обстоятельство может быть отчасти обусловлено сложностями получения материала квантовой ямы высокого качества, связанное с большим различием периодов кристаллических решеток GaAs и GaSb, которое составляет 7.8 % [2], Однако, слои GaAsSb с молярной долей сурьмы до 0.5 и приемлемым оптическим качеством были успешно получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии [3]. До настоящего времени у научного сообщества не сложилось единого мнения о типе зонной структуры гетероперехода GaAsSb/GaAs с молярной долей сурьмы 0.35. В частности в работе [4] представлены данные, указывающие, что тип зонной диаграммы напряженного гетероперехода GaAsSb/GaAs является функцией молярной доли сурьмы, и изменяется от первого типа ($Q_v < 1$) для $x < 0.34$ ко второму типу для $x > 0.34$. В данной работе в основном исследовались гетероструктуры $GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/GaAs$.

Учитывая пограничное, с точки зрения типа гетероперехода, содержание сурьмы в таких гетероструктурах (x ≈ 0.36) определение типа оптического перехода при исследовании оптическими методами, является задачей нерешенной, т.к. помимо значений разрыва зон необходимо принимать во внимание эффекты изгиба зон, вызванные кулоновским взаимодействием фотовозбужденных электронов и дырок. Исходя из данных, приведенных в работе [5], следует, что различие ширин запрещенных зон ΔE_g приходится главным образом на разрыв в валентной зоне на гетеропереходе ΔE_v. В работе [6] указано на возможность нулевого разрыва в зоне проводимости рассматриваемого гетероперехода. В таком случае существенным, а возможно определяющим, особенно в ситуации нулевого разрыва в зоне проводимости, становится влияние концентрации фотовозбужденных носителей при поглощении оптических квантов на тип оптического перехода при рекомбинации электронов и дырок, который, на самом деле, может меняться от непрямого в случае слабого возбуждения (рис. 3а) к «комбинированному» прямому и непрямому при увеличении интенсивности возбуждения (рис. 3б) и прямому в случае высокого возбуждения (рис. 3в). В тоже время при конструировании лазеров точное знание типа оптического перехода в момент инверсии имеет важное значение. Поскольку оценка концентрации инжектированных носителей при токовой накачке затруднена, полезными, на наш взгляд, являются предварительные исследования перспективных лазерных структур методами спектроскопии ФЛ. С другой стороны типу оптического перехода можно определить по временам релаксации сигнала ФЛ, которые, как известно, в случае прямого перехода обычно не превышают 1 нс, а в случае непрямого перехода могут составлять до 100 мкс. Задача улучшения электронной локализации в данной гетеросистеме может быть решена использованием в качестве обкладочного слоя между GaAsSb и GaAs слоя материала с сильной электронной локализацией. В частности перспективной, на наш взгляд, могла бы быть гетероситема с двойной КЯ $GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs_ySb_{1-y}/GaAs$. В этом случае электроны эффективно локализованы в КЯ материала InGaAs, а дырки в КЯ материала GaAsSb. Это могло бы привести к увеличению эффективности межзонной излучательной рекомбинации за счет лучшей электронной локализации и дополнительному эффекту уменьшения энергии оптического перехода за счет увеличения эффективной ширины двойной КЯ (рис. 3, г).

Результаты и обсуждение

Ранее в гетероструктурах $GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/GaAs$ нами было обнаружена смена типа оптического перехода от непрямого к прямому, обусловленная вытеснением электронного уровня из интерфейса на гетерогранице из-за эффекта изгиба зон вызванного кулоновским взаимодействием фотовозбужденных электронов и дырок. В данной работе для улучшения локализации электронов в зоне проводимости на подложке GaAs впервые выращены гетероструктуры с двойной квантовой ямой $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs_{0.8}Sb_{0.2}/GaAs$. Как уже отмечалось, это должно привести к увеличению эффективности межзонной излучательной рекомбинации и уменьшению энергию оптического перехода. Данные

предположения подтвердились исследованиями спектров ФЛ, в которых было обнаружено увеличение сигнала ФЛ и сдвиг положения максимума пика ФЛ (~100 мэВ) в длинноволновую область по сравнению с аналогичной структурой $GaAs_{1-y}Sb_y/GaAs$ (рис. 1). Стоит отметить, что на данной стадии работы для отработки методики роста структур с двойными КЯ $In_{1-x}Ga_xAs/GaAs_{1-y}Sb_y/GaAs$ было уменьшено содержание Sb до 20 %.

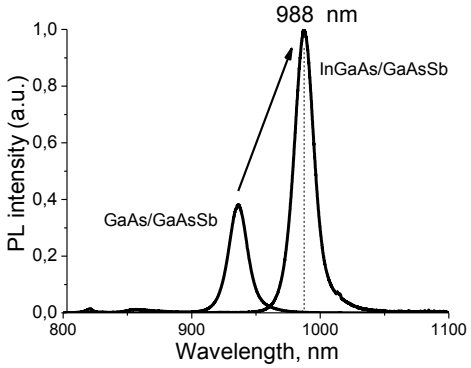


Рис. 1. Спектры ФЛ структур $GaAs_{0.8}Sb_{0.2}/GaAs$ и $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs_{0.8}Sb_{0.2}/GaAs$ (λ_{ex} = 532 нм), T = 77 К.

Неожиданным оказался результат, полученный при исследовании кинетики ФЛ в области основного (непрямого, рис 3г) перехода в структуре $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs_{0.8}Sb_{0.2}/GaAs$, где при увеличении мощности накачки после быстрого спада (~ 1 нс) сигнала ФЛ от КЯ $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs_{0.8}Sb_{0.2}/GaAs$ был обнаружен участок роста сигнала с последующим спадом на временах порядка 8 нс от начала релаксации (рис.2). Начало этого участка сдвигается по времени при увеличении мощности накачки. Стоит отметить, что подобное поведение кинетики наблюдалось лишь при достаточно высоком уровне возбуждения. Такое необычное поведение кинетики релаксации ФЛ связано, на наш взгляд, с изменением интеграла перекрытия волновых функций электронов и дырок вследствие изменения изгиба зон вызванного кулоновским взаимодействием.

При высоком уровне возбуждения в первоначальный момент эффективному перекрытию волновых функций основных состояний непрямого перехода e1-$In_{0.2}Ga_{0.8}As$/hh1-$GaAs_{0.8}Sb_{0.2}$ препятствует экранировка связанная с носителями (в первую очередь дырками) находящихся на возбужденных состояниях hh2-$GaAs_{0.8}Sb_{0.2}$, lh1-$GaAs_{0.8}Sb_{0.2}$ (рис. 3г).

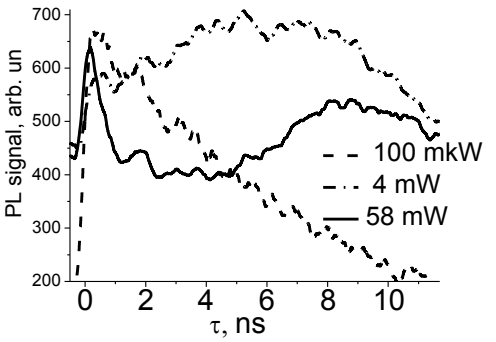


Рис. 2. Осциллограммы сигнала ФЛ в структуре $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs_{0.8}Sb_{0.2}/GaAs$ при 77 К, в области основного перехода (988 нм) при различной мощности накачки (см. рис. 1).

При этом появляющейся участок быстрой (~1 нс) релаксации на первоначальном участке кинетики при высоком уровне накачки (рис. 2, 58 mW, участок от 0 до 2 нс) связан со сдвигом положения максимума линии ФЛ основного перехода в область больших энергий при заполнении общего ансамбля состояний двойной КЯ и является динамическим эффектом уменьшения прохождения сигнала через щель монохроматора за счет сдвига положения максимума линии ФЛ, при этом населенность на основных состояниях в этот момент практически не меняется. При опустошении возбужденных состояний эффективность экранировки уменьшается, что приводит к улучшению перекрытия волновых функций электронов и дырок на основных состояниях и как следствие к росту сигнала кинетики ФЛ до определенного максимума (рис. 2, 58 mW, участок от 2 до 8 нс). Далее все развивается по обычному, для непрямых переходов, сценарию, т.е. наблюдается медленная (~10 нс) релаксация сигнала ФЛ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 10-02-01195), РАН и Минобрнауки (ГК № 16.740.11.0321, 16.518.11.7018).

1. Anan T. et al. // Electron. Lett. 35, 903 (1999).
2. Pesetto J.R. and Stringfellow G.B. // J. Cryst. Growth. 62, 1 (1983).
3. Chang C.A. et al.// Appl. Ppys. Lett. 31, 759 (1977).
4. Prins A.D. et al. // Phys. Rev. B 47, 2191 (1993).
5. Teissier R. et al. // J. Apll, Phys. 89, 5473 (2001).
6. Johnson S. R. et al. // J. Cryst. Growth. 251, 521 (2003).

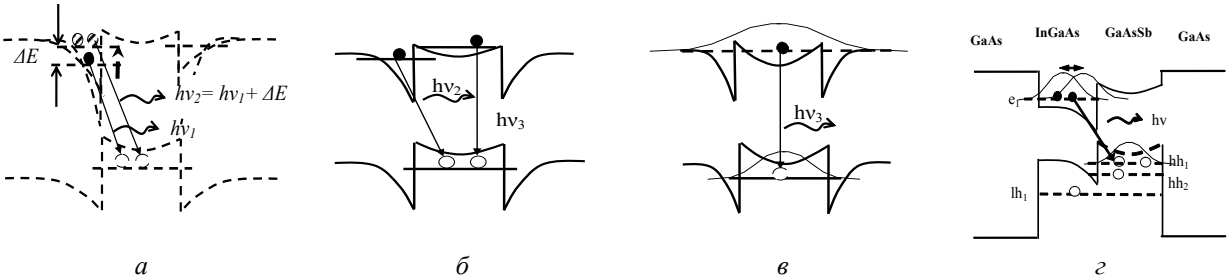


Рис. 3. Схема зонной диаграммы и оптических переходов в гетероструктур второго типа: а - $GaAs_{1-y}Sb_y/GaAs$ непрямые оптические переходы для двух мощностей возбуждения; б - $GaAs_{1-y}Sb_y/GaAs$ непрямые и прямые оптические переходы; в - $GaAs_{1-y}Sb_y/GaAs$ прямые оптические переходов; г – с двойной КЯ $In_{1-x}Ga_xAs/GaAs_{1-y}Sb_y/GaAs$.

Исследования времен жизни и релаксации фотопроводимости в гетероструктурах с квантовыми ямами $Hg_{1-y}Cd_yTe/Cd_{1-x}Hg_xTe$

С.В. Морозов[1], М.С. Жолудев[1], А.В. Антонов[1], В.В. Румянцев[1], А.А. Дубинов[1], В.Я. Алешкин[1], В.И. Гавриленко[1], С.А.Дворецкий[2], Н.Н. Михайлов[2], O. Drachenko[3], S. Winnerl[3], H. Schneider[3] and M. Helm[3]

[1]Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2]Инстиут физики полупроводников им.А.В.Ржанова СО РАН , Новосибирск
[3]Forschungszentrum Dresden-Rossendorf Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Dresden

more@ipm.sci-nnov.ru

Теоретический анализ возможности лазерной генерации

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе материалов HgTe и CdTe (КРТ) считаются перспективными для создания приемников терагерцового (ТГц) излучения [1-3]. В узкозонных КЯ на основе КРТ закон дисперсии близок к линейному (рис. 1) как у безмассовых дираковских фермионов и становится линейным при критической толщине КЯ HgTe ~6.3 нм. Аналогичная ситуация имеет место в графене, для которого уже предложены конструкции лазеров ТГц диапазона [4, 5]. В этой связи представляет интерес исследовать возможность создания ТГц лазера на основе гетероструктур КРТ.

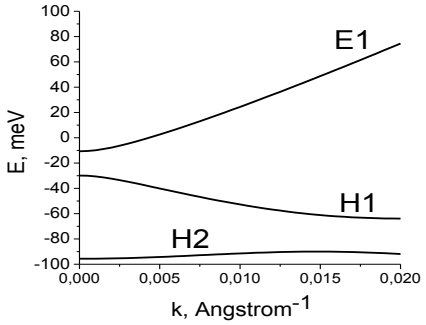


Рис. 1. Расчет энергетического спектра структуры $HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$, с шириной КЯ HgTe d = 5.6 нм при T = 4.2 К.

На рис. 1 приведен результат расчета зонной структуры $HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$ с шириной КЯ HgTe d = 5.6 нм. Теоретический анализ поверхностной проводимости для создаваемых межзонной оптической накачкой неравновесных электронов и дырок такой структуре показал, что она становится отрицательной уже при концентрации ~ 10^{11}см$^{-2}$ (рис. 2). Из рисунка видно, что для разных значений концентрации неравновесных носителей проводимость меняет знак при энергии кванта от 60 до 100 мэВ («синяя» граница усиления), что соответствует диапазону от 14 до 24 ТГц. Для оценки мощности излучения накачки, требуемой для создания указанных значений концентраций неравновесных носителей необходима информация о временах жизни неравновесных носителей.

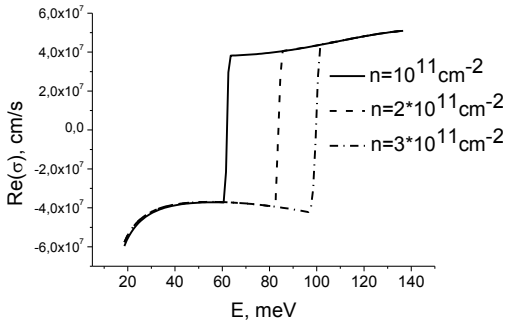


Рис. 2. Спектр поверхностной проводимости для неравновесных носителей в $HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$, с шириной КЯ HgTe d = 5.6 nm для разных концентраций неравновесных носителей.

Методика эксперимента

Исследуемый в работе образец 091225-1 был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs(013) на релаксированном буферном слое CdTe. Активная часть структуры состояла из нижнего барьера $Cd_yHg_{1-y}Te$ (y ~ 0.6) толщиной около 30 нм, квантовой ямы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (x ~ 0.14) шириной 30 нм, аналогичного верхнего барьера $Cd_yHg_{1-y}Te$ и покрывающего слоя CdTe толщиной 40 нм.

Из существующих на сегодняшний день методов исследования времен жизни носителей наиболее информативным и точным является оптический метод pump-probe спектроскопии. В основе этого метода лежит эффект модуляции пропускания (или поглощения) в зависимости от времени на определенной энергии кванта за счет управляемой задержки импульса излучения probe, относительно импульса излучения pump. Самостоятельный интерес представляет также исследование времени жизни по релаксации межзонной фотопроводимости (ФП) при фотовозбуждении короткими оптическими импульсами.

Результаты и обсуждение

В работе с помощью лазера на свободных электронах (ЛСЭ) (длительность импульса излучения 10 пс) для различных длин волн возбуждения и в зависимости от мощности выполнен цикл исследований по изучению времен релаксации носителей в континууме квантовой ямы методом ТГц pump-probe спектроскопии. Исследования релаксации ФП проводились прямым методом

межзонного фотовозбуждения с использованием импульсных источников излучения: генератора узкополосного излучения на разностной частоте в диапазоне длин волн 11-17 мкм с длительностью импульса 7 нс. Предварительно, методом фурье-спектроскопии при $T = 4.2$ К были измерены спектры ФП данной структуры, в которых наблюдалась широкая полоса от 60 до 300 см$^{-1}$, связанная с межзонным поглощением в квантовой яме $Hg_{0.86}Cd_{0.14}Te/Cd_{0.64}Hg_{0.36}Te$.

Согласно проведенным расчетам зонной структуры ширина запрещенной зоны в т. $k = 0$ равна 14 мэВ. Времена релаксации носителей методом pump-probe спектроскопии в данной структуре изучались на длинах волн 50, 88, 94 мкм, т.е. носители «забрасывались» как в высокие состояния (50, 88 мкм), так и в окрестность дна (94 мкм) зоны проводимости. Методом терагерцовой pump-probe спектроскопии при исследовании на всех длинах волн ЛСЭ обнаружено, что длительность релаксации сигнала пропускания растет при увеличении мощности возбуждения pump и составляет 10 пс при мощности возбуждения 10-60 мВт и ~ 50 пс при мощностях возбуждения >100 мВт. Интересным является не только рост времени релаксации с увеличением мощности излучения pump, но и изменение формы релаксации от экспоненциальной к экспоненциальной с линейными «чертами».

На наш взгляд, такая быстрая (~ 10 пс) релаксация определяется, на наш взгляд, процессами взаимодействия дырок с акустическими фононами, частота рассеяния на которых, благодаря высокой плотности состояний в валентной зоне и большей чем у электронов эффективной массы, в данной гетеросистеме составляет ~ 10^{11} с$^{-1}$. Стоит отметить заметно меньшую частоту рассеяния электронов на акустических фононах в данной структуре, которая по оценкам составляет ~ $5\cdot10^{9}$ с$^{-1}$ и связана с их рекордно малой эффективной массой ~ $0.003m_0$ и заметно меньшим, чем например в GaAs (~ -11 эВ), деформационным потенциалом ~ -4.6 эВ. Увеличение мощности излучения pump увеличивает заселенность валентной зоны, что приводит к ограничению внутризонной релаксации принципом Паули. В такой ситуации время жизни дырок определяется в основном скоростью, с которой освобождаются нижележащие состояния валентной зоны, т.е. процессами межзонной безызлучательной рекомбинации носителей.

Линейная релаксация при больших мощностях pump может быть проявлением подключения других механизмов релаксации, в частности оже-процессами или «уходом» дырок в боковые максимумы, которые, согласно расчетам расположены выше по энергии. В этом случае линейность сигнала релаксации может быть следствием суммы двух экспонент соответствующих разным процессам и является скорее математическим эффектом, чем проявлением физических свойств носителей.

Для данной структуры также проводились исследования релаксации межзонной фотопроводимости при возбуждении оптическими импульсами наносекундной длительности с энергией кванта 72 мэВ. Предварительные исследования показали, что характерные времена релаксации межзонной ФП составляют ≤ 7 нс и определяются разрешением экспериментальной установки и является подтверждением данных, о коротком времени жизни носителей в данной структуре полученных методом pump-probe спектроскопии.

В данной работе методом терагерцовой pump-probe спектроскопии и методом исследования релаксации межзонной терагерцовой фотопроводимости при возбуждении оптическими импульсами наносекундной длительности в гетероструктуре $Hg_{0.64}Cd_{0.36}Te$ / $Cd_{0.86}Hg_{0.14}Te$ предварительно определены времена межзонной безызлучательной рекомбинации дырок и определены времена релаксации носителей в зоне.

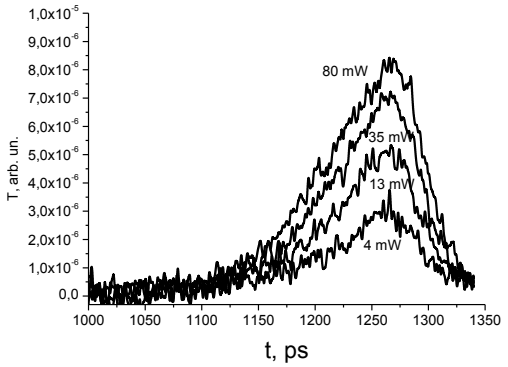


Рис. 3. Зависимость сигнала пропускания при возбуждении длиной волны 50 мкм для структуры №1225_1 от времени при разной мощности pump. $T =$ 4.2 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 11-02-97061, 11-02-9311), РАН и Минобрнауки (ГК № 16.740.11.0321, 16.518.11. 7018).

1. Kinch M.A. // J. Electron. Mater. **29**, 809 (2000).

2. Dvoretsky S., Mikhailov N., Sidorov Yu. et al. // J. Electron. Mater. **39**, 918 (2010).

3. Kvon Z.D., Danilov S.N., Mikhailov N.N. et al. // Physica E **40**, 1885 (2008).

4. Ryzhii V., Ryzhii M., et al. // J Appl Phys., 106, 084507 (2009).

5. Ryzhii V., Dubinov A. A., et al. // J Appl Phys., 107, 054505 (2010).

Модификация высоты барьера в диодах Шоттки на кремнии при использовании сильнолегированных слоёв

А. В. Мурель, А.В. Новиков, В. И. Шашкин, Д.В. Юрасов
Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
murel@ipm.sci-nnov.ru

Для разработки полупроводниковых матриц для радиовидения в миллиметровом диапазоне длин волн необходимо иметь диоды с пониженной высотой барьера, которые могли бы работать без дополнительных источников напряжения смещения. Как показано теоретически и подтверждено экспериментами, оптимальная высота барьера таких диодов должна лежать в диапазоне 0.25-0.3 эВ [1].

Сильнолегированные слои используются в полупроводниковых приборах преимущественно для создания омических контактов. С этой целью находят применение как тонкие (до ~6 нм) n^{++} слои [2], так и слои на основе дельта-легирования, расположенные на расстоянии нескольких нанометров от границы металл-полупроводник [3]. Однако, точным подбором уровня легирования и расстояния до границы можно осуществить управление эффективной высотой барьера таких модифицированных диодов Шоттки. Это рассмотрено теоретически и подтверждено экспериментально для арсенид-галлиевых диодов [4]. В данной работе представлены экспериментальные результаты по возможности управления высотой барьера диодов Шоттки на основе селективно легированных сурьмой кремниевых структур, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ).

В эксперименте были изучены два типа

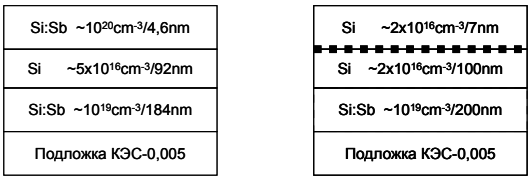


Рис.1. Структура *A* с тонким сильнолегированным слоем *(n^+-n)* и структура *B* с приповерхностным дельта-легированным <Sb> слоем.

структур, показанные на рис.1.

На сильнолегированных подложках выращивались последовательно буферный и базовый нелегированный слои, которые завершались слоями, обеспечивающими модификацию барьера металл-полупроводник. Толщины и уровни легирования этих слоёв выбирались заведомо больше оптимальных для получения низкобарьерных диодов. Уменьшение толщины достигалось прецизионным стравливанием на основе окисления и последующего травления. Толщина стравленного слоя определялась измерением величины ступеньки на микроскопе «Talysurf». Таким методом удавалось стравливать слои менее 1 нм. Контакты диаметром 20-500 мкм формировались с использованием термического напыления алюминия и фотолитографии.

Структура *A* (n^+-n)

Данный метод был развит в экспериментальных работах по созданию n^+- слоёв методом имплантации и теоретически обоснован в [3]. На рис.2 показана трансформация вида ВАХ, происходящая по мере уменьшения толщины n^+-слоя, связанная с изменением механизмов токопереноса носителей в структуре. Кривая 1 является исходной

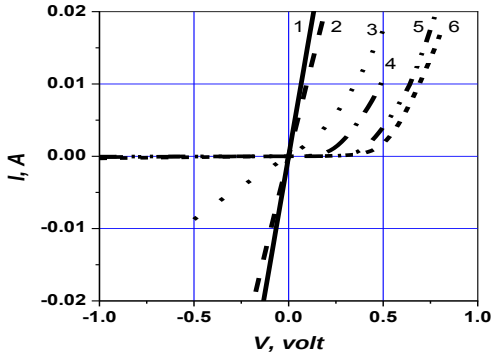


Рис.2. Последовательное (1-6) изменение ВАХ при уменьшении толщины верхнего n^+-слоя.

и описывает омическую проводимость, обусловленную туннелированием носителей через барьер. По мере уменьшения толщины n^+-слоя происходит смена механизма проводимости на термополевой, что проявляется в появлении несимметричных токовых характеристиках. Применив формулы для расчёта изменения высоты барьера [3] можно построить зависимость от толщины слоя при различных уровнях легирования (рис.3). Видно, что экспериментальные данные

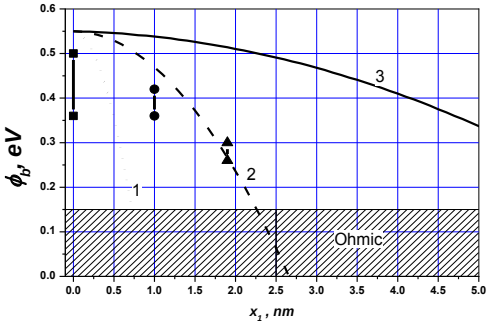


Рис.3. Изменение высоты барьера при уменьшении толщины n^+-слоя.

совпадают с расчётом при с концентрации 10^{20}см$^{-3}$, что согласуется с экспериментальными данными по масс-спектроскопии вторичных ионов.

Структура *В (n*-дельта-слой-*n)*

Встраивание дельта-слоя вблизи границы раздела металл-полупроводник также приводит к формированию узкого потенциального барьера, способствующего прохождения носителей сквозь барьер. На рис.4 показана трансформация ВАХ при уменьшении глубины залегания дельта-слоя. В исходной структуре дельта-слой расположен достаточно глубоко и образует потенциальную яму, заполненную электронами. При этом образуется широкий барьер, слабо зависящий от напряжения в

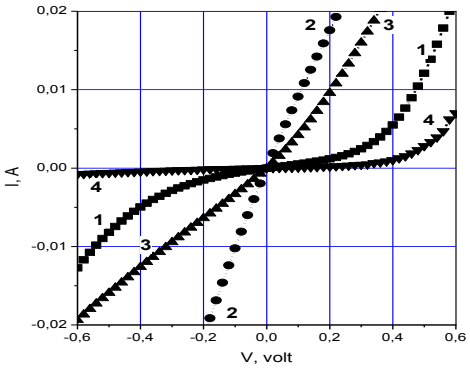


Рис.4. Последовательное (1-4) изменение ВАХ при уменьшении глубины залегания дельта-слоя.

прямом и обратном направлениях, что приводит к симметричной ВАХ (кривая 1). При приближении дельта-слоя к границе до расстояния равного длине туннелирования носителей, проявляется полевой механизм переноса и ВАХ имеет омический характер (кривая 2). Дальнейшее приближение приводит к обеднению дельта-слоя носителями и преобладанию термополевого механизма и выпрямляющему виду ВАХ (кривые 3 и 4). При этом в зависимости от глубины залегания дельта-слоя можно получить промежуточные значения эффективной высоты барьера.

Теория таких низкобарьерных диодов детально рассмотрена в работе [4]. Её использование для кремниевых диодов Шоттки она приводит к ВАХ, представленным на рис.5.

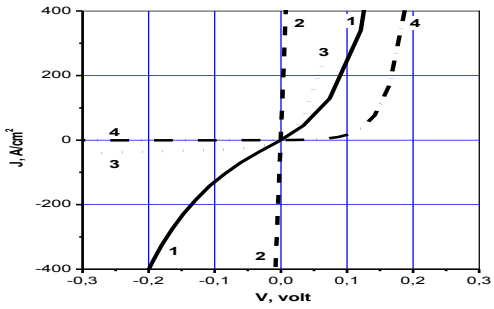


Рис.5. Рассчитанные ВАХ при различной глубине залегания дельта-слоя, нм: 1 - 7. 2 - 4, 3 - 2, 4 - 1. Поверхностная концентрация доноров в дельта-слое 10^{13}см$^{-3}$.

Как видно из сравнения рис.4 и рис.5 теория предсказывает сходное поведение ВАХ, некоторые отличия связаны с тем, что в расчётах не учтены последовательное сопротивление и ряд дополнительных факторов неидеальности реальных диодов.

Наглядное представление о происходящей смене механизмов переноса носителей через границу *Al/n-Si* можно получить из рис.6, где представ-

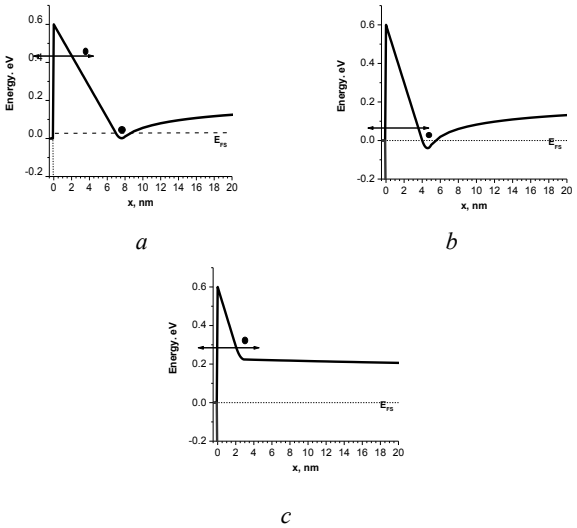


Рис.6. Рассчитанное изменение потенциального рельефа на границе с металлом при приближении дельта-слоя к поверхности кремния (*a-c*).

лен рассчитанный ход края зоны проводимости в зависимости от расстояния от границы с металлом.

Показано, что при сильном поверхностном легирования в структурах металл-полупроводник на основе кремния можно снижать величину эффективной высоты барьера и в предельном случае формировать омический контакт. Такое поведение хорошо описывается теоретической моделью токопереноса [4].

Работа выполнена при поддержке "Программы президиума РАН" «ОСНОВЫ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НАНОТЕХНОЛОГИЙ И НАНОМАТЕРИАЛОВ» и проекта РФФИ №11-02-00700_а".

1. Shashkin V.I. Millimeter-wave Detectors Based on Antenna-coupled Low-barrier Schottky Diodes / V.I.Shashkin, Y.A.Drjagin, V.R. Zakamov, S.V.Krivov, L.M.Kukin, A.V.Murel, Y.I.Chechenin // Int.J.Infrared and Milliwaves, 2007. V. 28, P. 945-953.

2. Hariu T. Control of Schottky Barrier Height by Thin High-Doped Layer / T.Hariu, Y.Shibata // Proc.IEEE 1975. V. 63, P. 1523-1524.

3. Gossmann H.J. Delta doping in silicon / H.J.Gossmann, E.F.Schubert // Critical Rev. Solid State and Mat. Sci. 1993. V. 18, P.1-67.

4. Шашкин В.И. Обобщенная теория токопереноса в низкобарьерных диодах Мотта с приповерхностным дельта-легированием: сопоставление с экспериментом / В.И.Шашкин, А.В.Мурель // Микроэлектроника. 2010. Т. 39. Р. 348-355.

Исследование механизмов переноса носителей в диодах Шоттки на нитриде галлия

А.В. Мурель, Е.В. Демидов, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

murel@ipm.sci-nnov.ru

Нитрид галлия – перспективный широкозонный полупроводниковый материал современной микроэлектроники. На его основе возможно получение лазеров, светоизлучающих диодов и фотоприёмников вплоть до УФ-диапазона, мощных диодов и полевых СВЧ-транзисторов и других приборов. Большинство этих приборов содержат интерфейсы металл-нитрид галлия, выполняющие роль барьерных или омических контактов.

Нами исследовались особенности токопереноса в диодах Шоттки на нитриде галлия. Эпитаксиальный нитрид галлия выращивался на подложках сапфира в установке МОГФЭ с вертикальным реактором. Источниками для роста *GaN* служили $Ga(CH_3)_3$ и NH_3, легирование слоёв *GaN* проводилось кремнием из силана (SiH_4). Температура роста варьировалась в диапазоне 900-1100°C. Осаждение слоёв *W* толщиной 200-250 нм осуществлялось из гексафторида вольфрама (WF_6) в диапазоне температур 300-1000°C в едином цикле эпитаксии. Формирование слоев вольфрама в едином ростовом процессе позволяет избежать загрязнений интерфейса металл – полупроводник, что может быть актуальным при работе приборов при высоких температурах. Удельное сопротивление слоев вольфрама составляло ~2×10^{-5} Ом·см^2, что немного превышает значения для объёмного вольфрама (0.55×10^{-5} Ом·см^2). Для сравнения исследовались барьерные контакты на основе никеля, которые обычно используются в приборах на нитридных полупроводниках.

Для исследования электрофизических характеристик были выращены структуры n(~10^{17} см$^{-3}$)-n^+(~10^{19} см$^{-3}$)-типа, где к нижнему сильнолегированному слою изготавливался омический контакт. Структура металл-полупроводник формировалась осаждением на нитрид галлия металлов различными методами: 1) никеля, магнетронным распылением, 2) вольфрама, газофазным методом, с прерыванием процесса (*ex situ*) и 3) то же, без прерывания процесса (*in situ*).

Измерения вольт-амперных (ВАХ) и вольт-фарадных (ВФХ) характеристик проводились на контактах диаметром от 10 до 500 мкм, сформированных методом фотолитографии. ВАХ полученных диодов Шоттки приведены на рис.1.

Рассчитанные на основе теории термоэлектронной эмиссии (*TE*) из прямых ветвей высоты барьеров приведены в таблице 1. Для металлов, осаждённых на поверхность нитрида галлия, выдержанного на воздухе, высота барьера достаточно высока (> 0.8 эВ), что согласуется с данными других исследователей. Однако, осаждение вольфрама

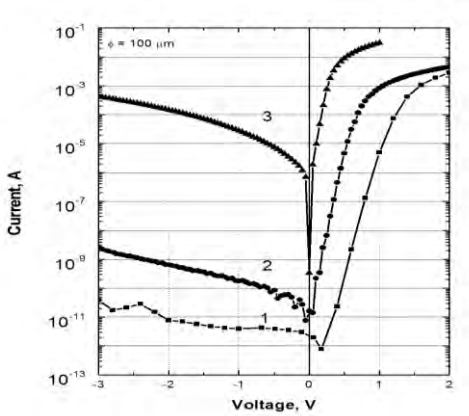


Рис.1. Вольт-амперные характеристики контактов Шоттки на *n-GaN*: 1-*Ni*, 2- *W (ex situ*), 3- *W (in situ)*.

без прерывания эпитаксиального процесса (*in situ*) приводит к более низким значениям высоты барьера (<0.6 эВ), что возможно связано с другими условиями формирования границы раздела *W-GaN*.

Таблица 1

Параметры барьеров Шоттки на нитриде галлия

Контакт Шоттки	SBH^{CV}, эВ	SBH^{IV}, эВ	Фактор идеальности
Ni	0.86 - 0.98	0.87 – 0.95	~2
W (ex situ)	0.82 – 0.9	0.78 – 0.88	1.3 – 1.5
W (in situ)	0.58 – 0.61	0.5 – 0.53	1.3 – 1.4

Однако, большинство измеренных диодов Шоттки имеют токи утечки при обратном напряжении значительно (на несколько порядков) превосходящие предсказываемые *TE*-моделью, что зачастую не позволяет реализовать их потенциально высокие электрические характеристики. В литературе предложены модели, которые могут иметь место в структурах металл-нитрид галлия с учётом того, что эти полупроводниковые плёнки имеет высокую плотность дислокаций, а, следовательно, и дефектов решётки, вследствие значительного рассогласования с подложкой (сапфиром). Исследования показывают, что плотность дислокаций находится на уровне 10^9 см$^{-2}$, а связанных с ними вакансий азота V_N, являющихся глубокими донорами, до 10^{19} см$^{-3}$. Модели, объясняющие избыточные обратные токи:

1) Неоднородность высоты барьера по площади диода [1];
2) Дислокационная модель туннельного тока [2];
3) *TSB (Thin Surface barrier)* модель [3];
4) Модель металлических шунтов [4].

Исследование температурных зависимостей ВАХ наших образцов показало, что более вероятным механизмом токопереноса носителей тока

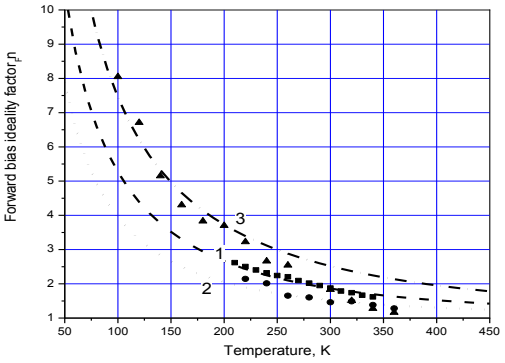


Рис.2. Теоретические (линии) и экспериментальные (символы) температурные зависимости фактора идеальности для диодов Шоттки с различными металлами:1 – *Ni,* 2 - *W (ex situ),* 3 - *W (in situ).*

является *TSB*-модель, в которой электроны туннелируют через тонкий поверхностный барьерный слой посредством термополевой (*TFE*) или полевой (*FE*) эмиссии. На это указывают температурные зависимости фактора идеальности, извлечѐнные из прямых ветвей ВАХ, которые накладываются на теоретические зависимости для различных параметров барьерного слоя (рис.2). Расчѐт по аналитическим формулам позволил оценить характеристические энергии и концентрации глубоких донорных центров в структурах с различными металлами (табл.2) и описать поведение ВАХ при различных температурах. На рис.3 приведѐн пример такого сравнения экспериментальной и расчѐтной ВАХ для структуры с *Ni-GaN* при комнатной температуре.

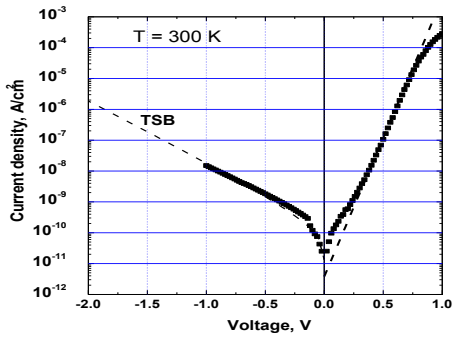


Рис.3. Экспериментальная (символы) и расчѐтная (пунктир) ВАХ для диодов Шоттки с *Ni* барьером. В расчѐте использовались параметры поверхностного барьерного слоя, приведѐнные в табл.2.

Таблица 2

Плотность глубоких доноров в барьерах Шоттки на нитриде галлия, вычисленная в приближении TSB-модели для различных контактов

Контакт Шоттки	E_{00}, meV	N_{DS}x10^{-19}, cm^{-3}
Ni	45	1.25
W (ex situ)	34	0.7
W (in situ)	65	2.5

Поскольку нанесение вольфрама на нитрид галлия без прерывания ростового процесса привело

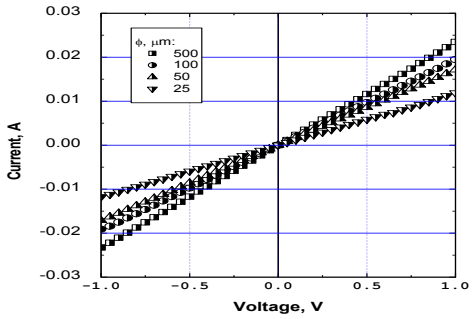


Рис.4. ВАХ для диодов Шоттки *W (in situ)- GaN* (n ~ 8x10^{18} cm^{-3}) для контактов с различным диаметром.

к существенно меньшей значение высоте барьера (табл.1), то было проведено его осаждение на сильнолегированный слой с целью получения омического контакта. Исследуемая структура содержала слой нитрида галлия толщиной 1 мкм, легированный до ~ 8x10^{18} cm^{-3} (по холловским измерениям) с осаждѐнным *in situ* вольфрамом, на которой методом фотолитографии были сделаны контактные площадки диаметром от 20 до 500 мкм, их ВАХ приведены на рис.4. Методом Кокса-Стрека, модифицированного с учѐтом сопротивления легированного слоя, было получено удельное контактное сопротивление 5x10^{-4} Ом cm^{-2}.

В работе изучены свойства диодов Шоттки на нитриде галлия с контактами на основе вольфрама, выращенного газофазным методом, и никеля, осаждѐнного магнтронным распылением. Исследованы температурные зависимости вольт-амперных характеристик диодов, на основании которых сделаны предположения о механизме переноса носителей тока и оценены параметры слоя глубоких доноров, ответственных за большие обратные токи. На сильнолегированных слоях нитрида галлия при осаждении вольфрама в реакторе без герметизации получены омические контакты с удельным сопротивлением 5x10^{-4} Ом $см^{-2}$.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-97087-р_поволжье_а и Минобрнауки РФ по ГК 16.552.11.7007.

1. Sarpatwari K. Effects of barrier height inhomogeneities on the determination of the Richardson constant / K. Sarpatwari, S. E. Mohney, and O. O. Awadelkarim // J. Appl. Phys. 2011. V. 109**.** P. 014510.

2. Miller E.J. Analysis of reverse-bias leakage current mechanisms in GaN grown by molecular-beam epitaxy / E. J. Miller, E. T. Yu, P. Waltereit, and J. S. Speck // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. P. 535–538.

3. Kotani J. Analysis and control of excess leakage currents in nitride-based Schottky diodes based on thin surface barrier model / J.Kotani, T.Hashizume, and H.Hasegawa // J. Vac. Sci. Technol. B. 2004. V. 22. P. 2179–2189.

4. Бланк Т.В. Механизмы протекания тока в омических контактах металл—полупроводник. Обзор / Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг // ФТП. 2007. Т. 41. С. 1281–1308.

Содержание 1 тома

1 секция. Сверхпроводящие наносистемы

Aladyshkin A.Yu. Visualization of localized superconductivity in mesoscopic superconductors and superconductor-ferromagnet hybrids by means of low-temperature scanning laser microscopy 5
Беспалов А.А. Пиннинг абрикосовского вихря на малой цилиндрической полости 7
Bobkov A.M. Recovering the superconducting state of S/F structures by spin accumulation above the Pauli pair-breaking magnetic field 9
Bobkova I.V. Long-range proximity effect for opposite-spin pairs in S/F heterostructures under non-equilibrium quasiparticle distribution 11
Больгинов В.В. Джозефсоновская магнитная память на основе переходов с ферромагнитной прослойкой 13
Бурмистрова А.В. Расчет нормального и сверхпроводящего тока в гетероструктурах со сверхпроводящими пниктидами 15
Вакс В.Л. Генератор шумовых сигналов на основе длинного джозефсоновского контакта для спектроскопии и метрологии ТГц диапазона 17
Голдобин Э.Б. Эффект Джозефсона в SIFS контактах: между «чистым» и «грязным» пределом 19
Гольцман Г.Н. Сверхпроводниковые однофотонные детекторы из ультратонкой пленки NbN 21
Девятов И.А. Теория когерентного транспорта в структурах с различными типами симметрий параметра порядка 23
Девятов И.А. Теоретический анализ конкретной экспериментальной реализации детектора терагерцового излучения на джозефсоновской гетероструктуре 25
Жиляев И.Н. Структура на основе кубита Моося 27
Жиляев И.Н. Ступенчатая зависимость магнетосопротивления джозефсоновской структуры 29
Здравков В.И. Дальнодействующие триплетные корреляции в сверхпроводящей структуре спинового вентиля S/F1/N/F2/AFM 31
Зотова А.Н. Влияние формы сверхпроводящей полоски на величину критического тока 33
Калашников К.В. Криогенный фазовый детектор 34
Кленов Н.В. Управление свойствами токового транспорта джозефсоновских структур с ферромагнитными слоями за счет выбора топологии электродов и соединений 36
Кленов Н.В. Анализ шумов в баллистической схеме считывания на основе джозефсоновской передающей линии 38
Klushin A.M. Josephson radiation in arrays of niobium junctions 40
Корнеев А.А. Сверхпроводниковый однофотонный детектор интегрированный с оптическим резонатором 42
Кошелец В.П. Сверхпроводниковый генератор гетеродина для интегральных приемных устройств терагерцового диапазона 44
Кузнецов В.И. Резистивный переход мезоскопической сверхпроводящей проволочки при неравновесных условиях 46
Kuzmin L.S. 2D Arrays of the Cold-Electron Bolometers for Advanced Cosmology Experiments 48
Курин В.В. Вихри в распределенных джозефсоновских контактах между многозонными сверхпроводниками 51
Latishev Yu.I. Analog of the AC Josephson effect in nanostructures based on the charge density wave material NbSe_3 53
Мельников А.С. Сверхпроводимость в 2D электронных системах, индуцированная за счет эффекта близости 54
Миронов А.Ю. Эволюция осцилляций магнитосопротивления в сверхпроводящих перфорированных плѐнках 56
Миронов С.В. Флуктуационная магнитопроводимость низкоразмерных сверхпроводящих систем 58
Овсянников Г.А. Сверхпроводниковые гибридные оксидные эпитаксиальные гетероструктуры с магнитной прослойкой 60
Панкратов А.Л. Оптимизация процесса баллистического считывания сигналов кубитов 62
Постолова С.В. Сверхпроводящие флуктуации и переход Березинского-Костерлица-Таулеса в тонких плѐнках нитрида титана 64
Пудалов В.М. «Железные» высокотемпературные сверхпроводники 66
Putilov A.V. Numerical simulation of a resistive state in a mesoscopic superconducting bridges under a local laser irradiation 68
Ревин Л.С. Спектральные свойства генератора бегущей волны на основе длинного торцевого джозефсоновского контакта 70

Рязанов В.В. Исследование и применение гетероструктур сверхпроводник/ферромагнетик 72
Савинов Д.А. Локализованная сверхпроводимость вблизи доменной стенки, пересекающей границу образца 74
Савинов Д.А. Магнитная визуализация искривленных вихревых нитей в тонких пленках анизотропных сверхпроводников 76
Самохвалов А.В. Особенности взаимодействия вихрей и вихревые молекулы в пластине слоистого сверхпроводника 78
Сатанин А.М. Квантовые скачки в джозефсоновских кубитах 80
Соловьев И.И. Активные электрически малые антенны с трансформатором потока 82
Таланов Ю.И. ЭПР исследование магнитных неоднородностей в кристаллах пниктида железа Ba(Fe1-xCox)2As2 84
Уткин А.А. Плазмонно индуцированная прозрачность гофрированных металлических пленок 86
Финкель М.И. Влияние контактного сопротивления на характеристики NbN смесителя на электронном разогреве 88
Фоминов Я.В. Поверхностный импеданс в сверхпроводниках со слабыми магнитными примесями 90
Хаймович И.М. Локализованные андреевские состояния в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовых ям CdHgTe с индуцированной сверхпроводимостью 91
Chtchelkatchev N.M. Out-of-equilibrium kinetics of electron liquid: fermionic and bosonic effective temperatures 94
Юзефович О.И. Влияние транспортного тока на индуцированный магнитным полем переход сверхпроводник-изолятор в гетероструктурах PbTe/PbS с наноразмерным сверхпровдящим интерфейсом 95

2 секция. Магнитные наноструктуры

Burmistrov I.S. Spin and charge correlations in quantum dots: the effect of level statistics 97
Вальков В.В. Проявление эффекта Фано в транспортных характеристиках спиновых наноструктур 99
Вдовичев С.Н. Туннельное магнитосопротивление и особенности перемагничивания многослойных магнитных наночастиц 101
Волков Н.В. Гибридные структуры ферромагнетик/диэлектрик/полупроводник: магнитосопротивление, магнитоимпеданс, фотоэлектрический эффект 102
Гераськин А.А. Синтез и структура пленочных материалов состава $Mg(Fe_{1-x}Ga_x)_2O_{4-\delta}$ 104
Глушков В.В. Наномагнитная фаза Гриффитса в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ 106
Грибков Б.А. Исследование структуры магнитного поля МСМ зондов при помощи микродатчиков Холла 108
Гусев С.А. Комплексная литография и диагностика металлических наноструктур с помощью фокусированных ионных пучков 109
Данилов Ю.А. Необычные свойства гетероструктур MnSb/GaAs 111
Демидов Е.С. Лазерный синтез эпитаксиальных слоѐв высокотемпературного алмазоподобного ферромагнетика на основе кремния, легированного марганцем 113
Демишев С.В. Локализованные магнитные моменты и спиновые поляроны в моносилициде марганца 115
Дорохин М.В. Циркулярно-поляризованная электролюминесценция светоизлучающих диодов с ферромагнитным полупроводниковым инжектором 117
Ермолаева О.Л. Эффекты контролируемого пиннинга доменной стенки в ферромагнитных системах нанопроволока-наночастицы 119
Караштин Е.А. Особенности рассеяния электромагнитных волн системами с вихревой намагниченностью 121
Крутянский В.Л. Линейные и нелинейные магнитооптические свойства системы магнитных наностержней 123
Кугель К.И. Электронные орбитали и локальные искажения кристаллической решетки: неоднозначное соответствие 125
Кусраев Ю.Г. Необычная спиновая динамика в магнитных квантовых ямах CdMnTe/CdMgTe 127
Малышев А.И. Открытые биллиарды со спин-орбитальным взаимодействием: резонансные особенности кондактанса 129
Миляев М.А. Низкогистерезисные металлические спиновые клапаны с композитным свободным слоем 131
Миронов В.Л. Геометрически фрустрированные состояния в упорядоченных массивах многослойных ферромагнитных наночастиц 133

Миронов В.Л. Эффекты магнитостатического взаимодействия в геометрически фрустрированных массивах ферромагнитных наночастиц на треугольной решетке 135
Морозов А.И. Форма обменных спиралей в антиферромагнитной прослойке фрустрированной спин-вентильной структуры 137
Мурзина Т.В. Генерация второй оптической гармоники в киральных наноструктурах 139
Мухаматчин К.Р. Киральная симметрия неколлинеарных магнитных распределений в гибридных структурах ферромагнетик-сверхпроводник 141
Нефедов И.М. Влияние материальных параметров магнитной наночастицы на процесс ее перемагничивания. Результаты микромагнитного моделирования 143
Патрин Г.С. Магнитные свойства многослойных пленок $(CoNiP_{soft}/CoP_{hard})_n$ 145
Петржик А.М. Спин-зависимый электронный транспорт в манганитных бикристаллических контактах 147
Петров В.Н. Низкоэнергетичный спин-поляризованный источник позитронов – уникальный инструмент для исследования магнетизма поверхности 149
Платонов С.О. Эффект Холла магнонов в ферромагнитных периодических структурах 151
Попков А.Ф. Спиновая автоэмиссия и переключение состояний в туннельной магнитной структуре 153
Рыльков В.В. Высокотемпературный ферромагнетизм пленок $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.5$), полученных лазерным напылением с использованием сепарации осаждаемых частиц по скорости 154
Сапожников М.В. Невзаимные оптические эффекты в решетках магнитных вихрей 156
Семенов В.Г. Особенности строения мультиферроиков на основе слоистых перовскитоподобных структур $Bi_{m+1}Fe_{m-3}Ti_3O_{3m+3}$ 158
Скороходов Е.В. Изготовление ферромагнитных частиц для исследования их магнитной структуры методом сканирующей просвечивающей электронной микроскопии 160
Стогний А.И. Свойства многослойных магнитоэлектрических структур сегнетоэлектрик / ферромагнетик на основе керамики PZT с плоскопараллельными интерфейсами наноразмерной гладкости 161
Татарский Д.А. О влиянии поликристаллической структуры на магнитные свойства ферромагнитных частиц 163
Токман И.Д. Фотонамагничивание плёнки феррит-граната циркулярно-поляризованным светом, обусловленное перестройкой её доменной структуры 165
Удалов О.Г. Невзаимность при дифракции неполяризованных холодных нейтронов на ферромагнитных кристаллах 167
Удалов О.Г. Эффект выпрямления электрического тока в искусственной многослойной частице, содержащей три магнитных слоя, намагниченности которых не лежат в одной плоскости 169
Уздин В.М. Обменное взаимодействие и неколлинеарная магнитная структура наносистем с коллективизированными электронами 171
Фомин Л.А. Изменение магнитного строения микроструктур Fe (001) под воздействием импульсов спинполяризованного тока 173
Шарафутдинов А.У. Динамическая спиновая восприимчивость в квантовых точках с анизотропным обменом 175
Шарафутдинов А.У. Ток ко-туннелирования через квантовую точку с двумя уровнями 176

3 секция. Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Акимов А.В. Магнитометрия с NV центрами в алмазах 177
Алешин А.Н. Органическая наноэлектроника на основе гибридных (полимер-неорганические наночастицы) материалов 178
Алешкин В.Я. Ближнепольный механизм передачи энергии между квантовыми ямами 180
Амиров И.И. Плазменные процессы формирования объемных, высокоаспектных наноструктур на поверхности кремния 182
Амиров И.И. Изготовление объемных элементов миро- и наноптики на поверхности кремния 184
Андреев Б.А. Люминесцентные свойства волноводных структур Si:Er/SOI 185
Антонов А.В. Спектральные особенности примесной фотопроводимости n-GaAs при энергиях кратных энергии оптического фонона 187
Афанаскин А.Ю. Исследование оптических свойств нанокристаллов кремния в матрице аморфного кремния, формируемых непрерывным и импульсным лазерным отжигом 189
Байдакова Н.А. Спектрокинетические исследования и спектроскопия возбуждения фотолюминесценции структур с самоформирующимися Ge(Si) островками 191

Байдусь Н.В. Вольт-амперные характеристики и колебания тока в сверхрешетках GaAs/AlGaAs выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии....193
Байдусь Н.В. Остаточная фотопроводимость в n- InGaAs/GaAs гетероструктурах со связанными квантовыми ямами при зонно-зонном возбуждении....195
Бекин Н.А. Квантово-каскадный лазер на примесно-зонных оптических переходах в селективно-легированных сверхрешѐтках: возможность и перспективы.... 197
Бельков В.В. Фотогальванические эффекты в узкозонных полупроводниковых наноструктурах....199
Беляков В.А. Влияние плотности и размера кремниевых нанокристаллов в массиве на интенсивность фотолюминесценции....200
Бенеманская Г.В. Радикальные изменения электронной структуры *n*-GaN и формирование 2DEG в ультратонких интерфейсах металл/*n*-GaN....202
Берковиц В.Л. Нитридная химическая пассивация поверхности полупроводниковых соединений A^3B^5: свойства, применение, перспективы....204
Бурдейный Д.И. Резонансное кулоновское рассеяние на мелких донорах в квантовых ямах AlGaAs/n-GaAs/AlGaAs....206
Винниченко М.Я. Динамика фотолюминесценции в наноструктурах с квантовыми ямами InGaAsSb/AlGaAsSb и GaAs/AlGaAs....208
Востоков Н.В. Исследование структур GaAs/Al/GaAs и GaAs/Al/InAs, сформированных методом МОГФЭ....210
Гавриленко Л.В. Спектры КР слоев изотопно-обогащенного PECVD-^{74}Ge, содержащего аморфную и нанокристаллическую фазы....212
Германенко А.В. Спиновая релаксация и электрон-электронное взаимодействие в проводимости двумерных систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием....214
Германенко А.В. Эффект Холла в 2D системах с быстрой спиновой релаксацией....216
Горбунов А.В. Электрооптическая ловушка для дипольных экситонов....217
Горшков А.П. Фотоэлектрические свойства бимодальных массивов квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией....219
Горшков А.П. Влияние облучения ионами He^+ на спектры фоточувствительности структур с квантовыми ямами и точками In(Ga)As/GaAs....221
Гусев О.Б. Спектроскопия аморфных нанокластеров кремния....223
Демидов Е.С. Влияние облучения ионами инертных и электрически активных элементов на люминесцентные свойства пористого кремния, пропитанного вольфрам-теллуритным стеклом с примесями Er и Yb....225
Денисов С.А. Низкотемпературный рост эпитаксиальных гетероструктур $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si$ методом сублимации кремния в среде германа....227
Джонс М.М. Влияние физических факторов на процесс формирования микрогетерогенной системы полимер-ЖК, электрооптические свойства и эффект памяти композитных пленок с ЖК....229
Дорофеев И.А. О виде оператора квантового шума в квантовой электродинамике спонтанных полей....231
Дорофеев И.А. Термодинамика спонтанных полей в неоднородной диссипативной системе....233
Дорофеев И.А. Электромагнитные поля плѐнки ионного кристалла....235
Дорофеев И.А. Степень поляризации электромагнитного поля нефотонного типа....237
Дроздов Ю.Н. Анализ концентрации твердых растворов (Al,Ga)As методами вторично-ионной масс-спектрометрии и рентгеновской дифрактометрии....239
Дубинов А.А. Волноводный эффект квантовых ям InGaAs в полупроводниковых лазерах на основе GaAs и InP....241
Дубинов А.А. Расчет квантово-каскадных структур ТГц диапазона на основе соединений Ge/SiGeSn с плавно меняющимся периодом....243
Дубровский В.Г. Самокаталитические GaAs нитевидные нанокристаллы: рост и устранение политипизма....245
Ежевский А.А. Исследование структуры основного состояния донорного центра лития в кремнии-28 и влияния на нее внутренних деформаций кристалла....247
Ермаков В.А. Исследование влияния лазерного излучения на процессы трансформации многослойных графенов....249
Ершов А.В. Структурная морфология и оптические свойства системы вертикально упорядоченных массивов нанокристаллов кремния в матрице диоксида кремния....251
Жаров А.А. О концепции туннельно-резонансного фотонного нанотриода....253
Иконников А.В. Циклотронный резонанс в гетероструктурах на основе HgTe/CdTe в квантующих магнитных полях....255
Каган М.С. Проводимость по состояниям Ванье-Штарка и отрицательная дифференциальная проводимость в сверхрешетках InAs/AlSb....257

Калентьева И.Л. Получение и свойства гетеронаноструктур GaAsSb/GaAs, легированных магнитной примесью 259
Квон З.Д. Квантовый эффект Холла в двумерном полуметалле и системе дираковских фермионов 261
Клоков А.Ю. Исследование колебательной динамики субмикронных индиевых гранул методом пикосекундной акустики 263
Козлов В.А. Протекание туннельного тока в полупроводниковых структурах с нанометровыми сферическими неоднородностями при многократном рассеянии 265
Козлов Д.В. Описание химического сдвига для акцепторов в германии: корректировка выбора модельного потенциала 267
Колесников М.Н. Нелинейное взаимодействие мод в «двухчиповом» полупроводниковом лазере с выходом излучения через подложку 269
Конаков А.А. Температурная перенормировка g-фактора электронов проводимости в кремнии 271
Кочаровский В.В. Проблема лазерной генерации в ловушках для бозе-конденсации диполярных экситонов 272
Кочерешко В.П. Спиновые свойства трионов в плотном 2DEG 274
Кочиев М.В. Динамика экситонов и трионов в мелких квантовых ямах GaAs/AlGaAs: влияние избыточных одноименных носителей заряда 276
Красильникова Л.В. Процессы возбуждения и девозбуждения редкоземельной примеси эрбия в эпитаксиальных структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si 278
Кривобок В.С. Новый тип экситонных состояний в квантовых ямах SiGe/Si 280
Кривулин Н.О. Исследование гетерограницы в структуре кремний на сапфире методом просвечивающей электронной микроскопии 282
Криштоп В.Г. Исследование фактора «плеча» в резонансно-туннельном диоде на основе двухбарьерной гетероструктуры $Al_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs$ 283
Криштоп Т.В. Фриделевские осцилляции и поправка к проводимости в квантовом контакте 285
Криштопенко С.С. Эффекты спин-орбитального и электрон-электронного взаимодействия в спиновом резонансе 2D электронов в узкозонных гетероструктурах 286
Криштопенко С.С. Спиновое расщепление Рашбы и обменное усиление g-фактора в гетероструктурах InAs/AlSb с 2D электронным газом 288
Крыжков Д.И. Определение сечения возбуждения ФЛ иона Er в кремнии в случае однородного и неоднородного оптического возбуждения 290
Krysa A.B. MOVPE for InGaAs/InAlAs and GaAs/AlGaAs quantum cascade laser structures operating in the mid-IR spectral range 292
Кудрявцев К.Е. Диодные светоизлучающие структуры Si:Er/SOI 293
Кудряшов М.А. Электрические и оптические свойства нанокомпозитов Ag/ПАН 295
Кукушкин В.А. Численное моделирование источника непрерывного дальнего инфракрасного и терагерцового излучения, основанного на импульсном возбуждении осцилляций Раби в полупроводниковых наногетероструктурах с асимметричными квантовыми ямами 297
Курицын Д.И. Экспериментальное исследование ближнепольного переноса энергии в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с туннельно-непрозрачными барьерами 299
Лапушкин М.Н. Квантовые точки InAs/GaAs, декорированные атомами металла 301
Лисицын С.А. Исследование разрешающей способности локального травления подложек методом фокусированных ионных пучков 303
Лобанов Д.Н. Влияние параметров многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися нанoостровками на их оптоэлектронные свойства 304
Логунов А.А. Влияние материала электрода на эффективность солнечных элементов на основе диоксида титана и ди-(изотиоцианат)-бис-(2,2’-бипиридил-4,4’-дикарбоксилат)рутения(II) 306
Лукьянов А.Ю. Оптический мониторинг технологических параметров в условиях молекулярно пучковой эпитаксии 308
Мармалюк А.А. Полупроводниковые сверхрешетки с субнанометровыми слоями в условиях МОС-гидридной эпитаксии 310
Мелентьев Г.А. Эмиссия терагерцового излучения при разогреве электронов в эпитаксиальных слоях A^3B^5 312
Молдавская Л.Д. Внутризонная фотопроводимость гетероструктур InAs/GaAs с квантовыми точками, индуцированная межзонной подсветкой 314
Морозов С.В. Исследование спектров и кинетики ФЛ гетероструктур с КЯ GaAsSb/GaAs и InGaAs/GaAsSb/GaAs в области 1-1.3 мкм 316
Морозов С.В. Исследования времен жизни и релаксации фотопроводимости в гетероструктурах с квантовыми ямами $Hg_{1-y}Cd_yTe/Cd_{1-x}Hg_xTe$ 318
Мурель А.В. Модификация высоты барьера в диодах Шоттки на кремнии при использовании сильнолегированных слоѐв 320
Мурель А.В. Исследование механизмов переноса носителей в диодах Шоттки на нитриде галлия 322

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XVI международного симпозиума

12–16 марта 2012 г., Нижний Новгород

Том 1

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 438 51 20, (831) 438 52 26+257, факс: (831) 438 55 53
e-mail: symp@ipm.sci-nnov.ru

Формат 60×90 1/8.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times».
Усл. п. л. 54,2. Заказ № 117. Тираж 300.

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433 83 25