## НАНОФИЗИКА И наноэлектроника

# Труды XIX Международного симпозиума

10-14 марта 2015 г., Нижний Новгород

Том 2

Секция 3

Нижний Новгород Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского 2015 УДК 538.9

ББК 22.37; 22.33

H-25

#### Нанофизика и наноэлектроника. Труды ХІХ Международного симпозиума (Нижний Новго-

H-25 род, 10–14 марта 2015 г.) В 2 т. Том II.— Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2015. — 359 с.

ISBN 978-5-91326-322-3

#### Организаторы

Федеральное агентство научных организаций РФ Отделение физических наук РАН Научный совет РАН по физике полупроводников Научный совет РАН по физике конденсированных сред Институт физики микроструктур РАН Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского Нижегородский фонд содействия образованию и исследованиям

#### Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН

З.Ф. Красильник, д.ф.-м.н., ИФМ РАН

#### Учёный секретарь Симпозиума

А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН

#### Программный комитет

- В.В. Бельков, д.ф.-м.н., ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
- В.А. Бушуев, д.ф.-м.н., МГУ, Москва
- В.А. Быков, д.т.н., ЗАО «НТ-МДТ», Москва
- В.А. Волков, д.ф.-м.н., ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, 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, Санкт-Петербург
- Е.Л. Ивченко, д.ф.-м.н., ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
- В.В. Кведер, чл.-корр. РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
- А.В. Латышев, чл.-корр. РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
- А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- В.Л. Миронов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- С.А. Никитов, чл.-корр. РАН, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
- 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.А. Саранин, чл.-корр. РАН, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
- В.Б. Тимофеев, академик РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
- Ю.А. Филимонов, д.ф.-м.н., Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
- А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Д.Р. Хохлов, чл.-корр. РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
- А.В. Чаплик, академик РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
- Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н., ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
- Н.И. Чхало, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

#### Организационный комитет

- В.Г. Беллюстина, ИФМ РАН, Н. Новгород
- М.В. Зорина, ИФМ РАН, Н. Новгород
- А.В. Иконников, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Д.А. Камелин, ИФМ РАН, Н. Новгород
- Р.С. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
- Е.С. Мотова, ИФМ РАН, Н. Новгород
- А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Д.А. Татарский, ИФМ РАН, Н. Новгород

ISBN 978-5-91326-322-3

ББК 22.37; 22.33

- © Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2015
- © Нижегородский институт физики микроструктур РАН, 2015



### Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

### Subnanosecond kinetics of photoionized carriers in n- and p-type germanium probed by a far-infrared free electron laser

N. Deßmann<sup>1</sup>, S. G. Pavlov<sup>2\*</sup>, S. Winnerl<sup>3</sup>, M. Mittendorf<sup>3</sup>, A. Pohl<sup>1</sup>, V. N. Shastin<sup>4</sup>, R. Kh. Zhukavin<sup>4</sup>, V. V. Tsyplenkov<sup>4</sup>, K. A. Kovalevsky<sup>4</sup>, D. V. Shengurov<sup>4</sup>, N. V. Abrosimov<sup>5</sup>, H.-W. Hübers<sup>1,2,6</sup>

1 Institut für Optik und Atomare Physik, Technische Universität Berlin, Straße des 17. Juni 135, Berlin, 10623, Germany.

2 Institute of Optical Sensor Systems, German Aerospace Center (DLR), Rutherfordstraße 2, Berlin, 12489, Germany.

3 Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Bautzner Landstraße 400, Dresden, 01328, Germany.

4 Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, GSP-105, Nizhny Novgorod, 603950, Russia.

5 Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str. 2, Berlin, 12489, Germany.

6 Humboldt Universität zu Berlin, Department of Physics, Newtonstr. 15, Berlin, 12489, Germany.

\*Nils.Dessmann@tu-berlin.de

Fast relaxation dynamics of photoexcited charge carriers in n- and p-type germanium crystals have been probed using far-infrared pspulsed free electron laser emission. Different relaxation processes can be observed by an accurate analysis of the results of the pumpprobe technique, including intersubband, intraband and intracenter energy relaxation. The characteristic time constants lie in the broad range from 30 ps up to a few ns depending on the pump intensity and doping concentrations.

### Introduction

Intense short pulsed THz sources, such as infrared freeelectron lasers (FEL), demand fast, broad-band, widedynamic-range detectors. Cooled germanium (Ge) photoconductive detectors have been serving for decades as one of the most sensitive and at the same time robust THz detectors in spectroscopy and imaging for laboratory research as well as for astronomy and planetary research [1]. So far the shortest response times in direct detector operation are a few ns obtained with neutron transmutation doped (acceptor concentration are above  $10^{15}$ /cm<sup>3</sup>) and compensated (32-52%) Ge for frequencies between 1.5 and 3.1 THz [2]. On the other hand, in undoped Ge crystals (residual donor and acceptor concentration less than 10<sup>13</sup>/cm<sup>3</sup>) longer lifetimes for electrons in lower excited states have been derived from the submillimeter photoconductivity spectroscopy [3]. The question of fundamental limits in speed of Ge photoconductive detectors requires a direct study of the kinetics of free carriers as well as charge carriers bound to an impurity. A time-resolved pump-probe experiment, registering pump-induced changes in probe transmission through a sample, at the freeelectron laser (FEL) FELBE facility of the Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf has been used to determine relaxation dynamics of free holes and electrons in germanium doped by gallium (Ga) and antimony (Sb).

### Experimental

Different Ge crystals were grown and doped to typical levels of ~  $10^{15}$ /cm<sup>3</sup>. Samples with the wedged optically polished facets have cooled down to ~ 5-6 K in a liquid helium flow cryostat. At such temperatures, impurity electrons are bound to their centers and can be photoionized in the band state continuum by photons with the energies exceeding the binding energy of a particular impurity center. An FEL emission at 105 µm (11.8 meV) providing photoionization of both antimony (n-Ge:Sb) and gallium (p-Ge:Ga) centers has been used for pump-probe experiments (Fig. 1).



**Figure 1.** Schematic band and discrete impurity level structures for n-type (a) and p-type (b) germanium. Arrows indicate the FEL pump-probe optical transitions.

### Data analysis

The analysis of pump-probe experimental data taking into account all relevant effects is crucial in order to obtain correct results. Their study with regard to intensity dependencies of the pump light, varying sample temperature, as well as an external electric field on the time-resolved pump-induced change of the probe transmittance can reveal the physical principles of the relaxation mechanism [4]. For a proper interpretation of such signal we analyze a time-dependent pumpprobe signal in a convolution form of a Gaussian function, describing the FEL pulse shape, and a sum of exponential functions with a scaling factors describing different contributions in the absorption by the sample:

$$S(t) = e^{\frac{(t-t_0)^2}{2\Delta t^2}} * (a \cdot e^{-\frac{t}{\tau_+}} + b \cdot e^{-\frac{t}{\tau_i}})$$

where  $t_0$  is the time of maximum overlap between pump and probe pulses,  $\Delta t$  is the full width at half maximum of the FEL pulse,  $a_i$  and  $\tau_i$  are the partial contribution and the time constant for a particular recombination process *i*. Analysis shows that for most cases a two-exponential fit to the experimental dependences S(t) is satisfactory (Fig. 2).



**Figure 2.** Decay time constants derived from the experimental pump-probe data for n-type (Si:Sb) (a) and p-type (Si:Ga) (b) germanium as function of the FEL pump pulse energy.

The decay of free electrons in a moderately doped and low-compensated n-Ge:Sb shows a good agreement with the well-known cascade capture model [5] and can be accurately described by a single-exponential decay. The typical capture time is between 1 and 2 ns (Fig. 2a). At high pump intensities a better fit can be provided using a two-exponential function S(t). The typical time constants around of ~ 200 ps indicate on intraband relaxation of highly excited free electrons in the conduction band, the process governed by intervalley electron scattering and intervalley phonon emission.

The degenerate valence band in a moderately doped and low-compensated p-Ge:Ga leads to a strong intraband contribution to the relaxation times. That makes a free hole capture time strongly dependent on excitation and decreases with increasing pump power from approximately 4 ns to 1 ns (Fig. 2b). It decreases with increasing pump energy and increasing compensation, because of the higher concentration of Coulomb recombination centers. The weaker and faster,  $\tau_{IVB} \sim 50$ ps, contribution is likely for intersubband (light-toheavy hole subband scattering).

In conclusion, we have carried out and analyzed the data offar-infrared pump-probe experiments for determination of key characteristics of fast relaxation processes in doped germanium. The times for moderately doped and low compensated samples lie in a few ns scale for electronic capture and intracenter relaxation, while intraband decay is an order of magnitude shorter.

### Acknowledements

This research has been supported by the joint German-Russian program "Research on technological advances of radiation sources of photons and neutrons based on accelerators and neutron sources in cooperation with research organizations and universities of the Federal Republic of Germany" (InTerFEL project, BMBF No. 05K2014 and the Russian Ministry of Science and Educationunique identifier No. RFMEFI6161614X0008 ).

### References

- 1. E. E. Haller // Infrared Physics, V. 25, 257 (1985).
- F. A. Hegmann, J. Williams, B. Cole, M. Sherwin, J. W. Beeman, and E. E. Haller // Applied Physics Letters, V. 76, 262 (2000).
- E. M. Gershenzon, G. N. Gol'tsman, N. G. Ptitsyna // Letters to the Journal of Experimental and Theoretical Physics, V. 25, 539 (1977).
- N. Deßmann, S. G. Pavlov, V. N. Shastin, R. Kh. Zhukavin, V. V. Tsyplenkov, S. Winnerl, M. Mittendorff, N. V. Abrosimov, H. Riemann, and H.-W. Hübers // Physical Review B, V. 89, 35205 (2014).
- V. N. Abakumov, V. I. Perel', and I. N. Yassievich // Soviet Physics: Journal of Experimental and Theoretical Physics, V. 45, 354 (1977).

# Towards Active Silicon Photonics – strain engineering and hybrid approaches

### C. Schriever<sup>1</sup>, P. Nolte<sup>1</sup>, F. Bianco<sup>2</sup>, M. Cazzanelli<sup>2</sup>, L. Pavesi<sup>2</sup>, J. Heitmann<sup>3</sup>, J. Schilling<sup>1\*</sup>

1 Centre for innovation competence "SiLi-nano", Martin-Luther-University. Karl-Freiherr-von-Fritsch Str. 3, 06128 Halle, Germany.

2 Nanoscience Laboratory, Department of Physics, University of Trento, via Sommarive 14, 38123 Povo, Trento, Italy.

3 Institut für Angewandte Physik, TU Bergakademie Freiberg, Leipziger Str. 23, 09599 Freiberg, Germany.

\*joerg.schilling@physik.uni-halle.de

Over the last decades silicon photonics showed remarkable success in the development of passive integrated optical components like waveguides, splitters and gratings. However to introduce active fast active functionality like electrooptic switching and modulation, parametric wavelength generation and signal transfer nonlinear optical properties have to be exploited. Unfortunately Si does not show a sizeable bulk second order nonlinearity and its third order nonlinearity is plagued by strong two photon absorption in the near IR. Therefore here 2 approaches are discussed which can solve/circumvent these issues: the generation of a  $\chi^{(2)}$  in Si mainly due to inhomogeneous strain engineering and breaking of centrosymmetry of Si-lattice and a hybrid approach which uses a chalcogenide glass with large  $\chi^{(3)}$  but negligible two photon absorption in the near IR.

### Generation of $\chi^{(2)}$ in Si-waveguides

The lack of a dipolar second order susceptibility  $\chi^{(2)}$  in silicon due to the centrosymmetry of its diamond lattice usually inhibits efficient second order nonlinear optical processes in the silicon bulk. However, recently the deposition of stressed silicon nitride layers lead to the demonstration of second harmonic generation and electro-optic modulation in silicon waveguides. The predominant cause of this observed second order nonlinearity was nevertheless not completely clear. On one side the breaking of the centrosymmety of the silicon lattice due the extending inhomogeneous strain in the silicon was discussed. On the other side the impact of the SiN-layer and its interface with Si was stated as the possible source of a strong interface- $\chi^{(2)}$ .

To clarify this, we prepared several silicon strip waveguides with differently stressed silicon nitride and silicon dioxide coatings. Applying finite-element simulations the inhomogeneous stress/strain fields inside the silicon waveguides were calculated and an integrated stress gradient was defined as measure for symmetry breaking of the Si-lattice. This theoretical stress/strain field was experimentally verified using X-ray diffraction. Specifically the experimentally observed distortion of the symmetric Si-(111) reflex in the reciprocal space map was accurately described by the calculated diffraction pattern based on the simulated inhomogeneous stress field.

Subsequently second harmonic generation was measured in these waveguides at a pump wavelength of 2200 nm (fig. 1). The results show, that indeed an enhancement of the second order nonlinearity occurs for waveguides with increasing integrated stress gradient  $\Sigma$  (larger inhomogeneous strain in the silicon).



**Fig. 1.** SHG conversion efficiency for differently coated Siwaveguides having comprising different levels of inhomogeneous strain. SiN-coated waveguides show always a higher SHG-signal than SiO<sub>2</sub> coated ones

This strain-related  $-\chi^{(2)}$  appears for both, SiN<sub>x</sub> and SiO<sub>2</sub>-covered waveguides and does therefore not depend on the chemical nature of the stressing cover layers. However for SiN<sub>x</sub>-coated waveguides an additional two-fold enhancement is observed, even if the SiN<sub>x</sub>-coating is basically unstressed and the inhomogeneous strain in Si is negligible. Capacitance-Voltage measurements on similarly coated metal-insulator-silicon-structures indicate that this SiN<sub>x</sub>-related effect is caused by fixed positive charges at the Si/SiN<sub>x</sub>-interface. These charges lead to an electric field on the order of 10<sup>5</sup> V/cm at the interface and can cause elec-

tric field induced second harmonic generation (EFISH) in Si. So the particular strong overall four-fold enhancement of a quasi- $\chi^{(2)}$  in SiN<sub>x</sub>-covered waveguides is a constructive superposition of stress-induced and interface-charge related effects of comparable strength [1].

Fundamentally, this generation of a sizeable second order nonlinearity in micro- and nanostructures by external means is already significant. In addition the results open new perspectives for the deliberate creation of sizeable nonlinear optical properties in Si.



Fig. 2. Degenerate four wave mixing in  $As_2S_3/Si$  slot waveguide ring resonators with the formation of 2 new idler frequency

### Hybrid Chalcogenide glass / Si-slot waveguides

Recent successes in the area of efficient four wave mixing (FWM) in SiN- and Hydex-waveguides have triggered a plethora of further work on frequency comb generation and the applications for ultrashort pulses. However due to the limited third order nonlinearity  $(n_2)$ of SiN and Hydex, the structures have a large footprint and a high power input is necessary. The chalcogenide glass  $As_2S_3$  on the other hand promises a nearly 10 times larger  $n_2$  and a nonlinear figure of merit (FOM) of 215 for telekom wavelengths, although the fabrication of low loss  $As_2S_3$ -waveguides still presents a challenge.

Here we demonstrate the combination of the superior waveguiding properties of Si with the high nonlinear FOM of  $As_2S_3$  in form of an infiltrated Si slot waveguide, applying standard CMOS technology and a subsequent nano-injection molding process to infiltrate the 100 nm wide slot with  $As_2S_3$ . Several race track resonators with radii between 20-40 µm are formed to create a structure of small footprint and enhance the degenerate four wave mixing process. NIR radiation is supplied by tunable lasers via lensed fibres which are butt-coupled to the Si feeding waveguide.

From low power transmission measurements Q-factors of  $10^5$  were obtained for the race track resonators. An evaluation of the free spectral range yields a group index of  $n_g = 3.4$  and a group velocity dispersion of -3300 ps/(nm km). Feeding a pump power and signal power of 10 mW and 5 mW in neighbouring resonances, degenerate four wave mixing within the race track resonators was observed leading to the formation of idler waves with a conversion efficiency of -40 dB (fig. 2). A frequency sweep of the signal wave emphasizes the importance of vanishing group velocity dispersion for enhanced efficient FWM.

These results represent an important step towards hybrid active photonic devices combining the optical nonlinearity of chalcogenide glasses with silicon photonics.

### References

 C. Schriever, F. Bianco, M. Cazzanelli, M. Ghulinyan, C. Eisenschmidt, J. de Boor, A. Schmid, J. Heitmann, L. Pavesi, J. Schilling // Advanced Optical Materials (2014).

### Энергетический спектр квантовых точек, сформированных в гетеросистеме InSb/AIAs

### Д. С. Абрамкин<sup>\*</sup>, А. К. Бакаров, А. К. Гутаковский, Т. С. Шамирзаев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090. \*demid@isp.nsc.ru

Исследованы кристаллическое строение и энергетический спектр самоорганизованных InSb/AlAs квантовых точек (КТ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Установлено, что КТ формируются псевдоморфно напряжёнными и состоят из четверного твёрдого раствора InAlSbAs. В зависимости от состава твёрдого раствора КТ могут иметь энергетический спектр как первого, так и второго рода. В КТ первого рода основное электронное состояние принадлежит непрямой X<sub>XY</sub> долине зоны проводимости.

### Введение

Вследствие квантово-размерных эффектов энергетический спектр носителей заряда, локализованных в полупроводниковых самоорганизованных квантовых точках (КТ), существенно модифицируется по сравнению с энергетическим спектром носителей заряда в объёмном кристалле. Предварительные оценки [1] показывают, что КТ, сформированные в гетеросистеме InSb/AlAs, могут иметь энергетический спектр первого рода с непрямой запрещённой зоной. Разделение носителей заряда в пространстве квазиимпульсов приводит к увеличению времени жизни экситона вплоть до ~ 100 мкс [2]. Длительное время жизни экситона, сравнимое с ожидаемым временем спиновой релаксации экситона в КТ [3], делает такие структуры перспективными с точки зрения исследования динамики спиновой релаксации экситонов в КТ [4].

В данной работе экспериментально и теоретически исследован энергетический спектр КТ, сформированных в гетеросистеме InSb/AlAs.

### Получение гетероструктур

Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs ориентации (100). На буферном слое GaAs выращивался слой AlAs толщиной 50 нм при температуре подложки 620°С. Затем рост прекращался и температура подложки снижалась до 450°С. Охлаждение поверхности AlAs проводилось в потоке As (структуры типа A) либо в потоке Sb (структуры типа B). КТ формировались в режиме атомно-слоевой эпитаксии: осаждался In в количестве, эквивалентном 0.5 монослоя, затем в течение 15 с осаждалась Sb. Данные операции повторялись 3 раза. После формирования КТ заращивались слоем AlAs толщиной 50 нм, который защищался от окисления слоем GaAs толщиной 20 нм.

### Кристаллическое строение КТ

Кристаллическое строение полученных структур исследовано методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Типичное планарное изображение гетероструктуры с КТ представлено на рисунке 1. Отсутствие дислокаций и муара на изображении указывает на формирование псевдоморфно напряжённых КТ. Принимая во внимание значительное рассогласование параметров решётки InSb и AlAs (12.6%), формирование напряжённых КТ указывает на то, что они состоят из четверного твёрдого раствора InAlSbAs. Перемешивание материалов снижает рассогласование параметров решёток материала КТ и матрицы и предотвращает пластическую релаксацию механических напряжений.



**Рисунок 1.** Типичное планарное ПЭМ-изображение InSb/AIAs гетероструктуры с КТ.

### Энергетическое строение КТ

Спектры стационарной фотолюминесценции (ФЛ) структур типа A и B представлены на рисунке 2.



Рисунок 2. Интенсивностные зависимости спектров ФЛ структур (а) с меньшим содержанием Sb типа A и (б) с большим содержанием Sb типа B.

Положение максимума полосы ФЛ в спектрах структуры с меньшим содержанием Sb не зависит от плотности мощности возбуждения (P), что свидетельствует о первом роде её энергетического спектра [2]. В спектрах ФЛ структуры с большим содержанием Sb повышение уровня накачки, напротив, приводит к «синему» смещению максимума полосы ~  $P^{1/3}$ , типичному для структур с энергетическим спектром второго рода [5]. Длительное, вплоть до 100 мкс, затухание ФЛ в структуре с КТ первого рода, показанное на рисунке 3, указывает на разделение носителей заряда в пространстве квазиимпульсов.



Рисунок 3. Кинетика затухания в максимуме полосы ФЛ структуры типа А (КТ первого рода), после импульса возбуждения длительностью 10 нс.

Расчеты энергетического спектра напряжённых КТ  $In_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}/AlAs$  для различных составов четверного твёрдого раствора подтверждают возможность реализации в таких гетероструктурах энергетического спектра как первого, так и второго рода. Рассчитанные значения составов твёрдого раствора, для которых в КТ  $In_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}/AlAs$  реализуется энергетический спектр первого и второго рода, показаны на рисунке 4(а). Области возможных значений состава твердого раствора для структур типа А и В выделены красным и зелёным.



Рисунок 4. Тип энергетического спектра In<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>Sb<sub>y</sub>As<sub>1-y</sub>/AlAs KT в зависимости от составов *x* и *y* (а). Зонная диаграмма KT первого рода (б).

Видно, что в хорошем соответствии с данными эксперимента повышение концентрации Sb в составе КТ приводит к смене рода энергетического спектра. Основное электронное состояние в КТ первого рода принадлежит непрямой  $X_{XY}$  долине зоны проводимости твёрдого раствора  $In_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$ , как это видно из зонной диаграммы, приведенной на рисунке 4 (б).

#### Заключение

Экспериментально и теоретически показано, что КТ, сформированные в гетеросистеме InSb/AlAs, могут иметь энергетический спектр первого рода с непрямой запрещённой зоной.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 13-02-00073 и 14-02-31102), фонда некоммерческих программ «Династия», стипендиальной программы Президента РФ (грант № СП-985.2013.5) и программы Министерства образования и науки РФ (контракт № 16.552.11.7091).

- 1. Т. С. Шамирзаев // ФТП, т. 45, 97 (2011).
- T.S. Shamirzaev, et al. // Phys. Rev. B, V. 78, 085323 (2008).
- A.V. Khaetskii, et al. // Phys. Rev. B, V. 61, 12639 (2000).
- D. Dunker, et al. // Appl. Phys. Lett., V. 101, 142108 (2012).
- N. N. Ledentsov, et al. // Phys. Rev. B, V. 52, 14058 (1995).

### Селективный детектор UV-излучения на основе низкоразмерной гетероструктуры ZnCdS/ZnMgS/GaP

С. В. Аверин<sup>1, \*</sup>, П. И. Кузнецов<sup>1, §</sup>, В. А. Житов<sup>1</sup>, Л. Ю. Захаров<sup>1</sup>, В. М. Котов<sup>1</sup>, Н. В. Алкеев<sup>1</sup>, Н. Б. Гладышева<sup>2</sup>

1 ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская область, 141190.

2 Федеральное государственное унитарное предприятие "Пульсар", Москва, 105187. \*sva278@ire216.msk.su, §PIK218@ire216.msk.su

На основе гетероструктуры ZnCdS/ZnMgS/GaP создан и исследован фотодетектор ультрафиолетового излучения. Детектор демонстрирует узкополосный отклик на длине волны 350 нм, определяемый составом квантовой ямы ZnCdS. При увеличении смещения наблюдается сдвиг максимальной чувствительности детектора на длину волны 450 нм, обусловленный проникновением электрического поля внешнего смещения в полуизолирующую GaP-подложку.

### Введение

Детектирование ультрафиолетового (УФ) излучения является важной задачей как для традиционных научных, так и вновь появляющихся гражданских и военных применений. Специальной задачей является разработка селективно-чувствительных фотодетекторов и детекторов для отдельных участков УФобласти спектра [1]. При этом очень желателен и удобен узкополосный фотодетектор. Такой детектор позволяет уже на входе информационной системы отфильтровать принимаемый оптический сигнал. Это существенно упрощает информационную систему, повышает ее потенциал. Мы исследовали новый тип фотодиодных структур - узкополосных селективных фотодетекторов, максимум спектральной чувствительности которых может быть подстроен к определенной длине волны излучения УФ-части спектра. Детектор выполнен на базе низкоразмерной гетероструктуры ZnCdS/ZnMgS/GaP, обеспечивает двухцветное детектирование принимаемого излучения и потенциально устойчив к воздействию излучения высоких энергий и напряжений смещения.

### Результаты и обсуждение

В качестве базовой структуры для исследований были выбраны поверхностно-барьерные планарные диоды на основе выпрямляющего контакта в системе металл-полупроводник-металл (МПМ-диод) [2, 3]. МПМ-детектор изготовлен на основе периодической гетероструктуры с пятью квантовыми ямами Zn<sub>0.89</sub>Cd<sub>0.11</sub>S (толщина 13.5 нм), разде-

ленными барьерными слоями  $Zn_{0.8}Mg_{0.2}S$  (толщина 130 нм) (Рис. 1). Гетероструктура выращена на полуизолирующей подложке (100) GaP методом химического газофазного осаждения из металлоорганических соединений. Состав слоев определен по спектрам рентгеновской дифракции и фотолюминесценции, а толщины слоев по спектрам in situ рефлектометрии и отражения. Спектр сигнала фотолюминесценции исходной гетероструктуры показывет, что при  $300^{0}$ К интенсивность излучения квантовых ям (350 нм) многократно превышает интенсивность излучения барьерных слоев (320 нм), что свидетельствует об эффективном стоке неравновесных носителей в квантовые ямы и подтверждает высокое кристаллическое совершенство гетероструктуры.



Рисунок 1. Гетероструктура (ZnCdS/ZnMgS)<sub>n=5</sub>/GaP и встречно-штыревые контакты МПМ-фотодиода на ее основе.



**Рисунок 2.** Спектральный отклик МПМ-диода при напряжении смещения 20 В.

Методами фотолитографии на поверхности гетероструктуры формировались встречно-штыревые МПМ-диоды с шириной барьерных контактов и расстоянием между ними 3 мкм, общая площадь детектора была равна 100х100 мкм<sup>2</sup>. Исследования вольт-амперных характеристик изготовленных диодных структур показали, что детекторы обладают малыми токами утечки даже при больших напряжениях смещения. Темновой ток составляет  $2 \times 10^{-12}$  А при напряжении смещения 40 В, что более чем на два порядка величины меньше, чем у AlGaN МПМ-диодов с той же геометрией контактов [3].

Для измерения спектральных зависимостей фоточувствительности детекторов использовалась ксеноновая лампа, излучение которой проходило через монохроматор и фокусировалось на исследуемую диодную структуру. Мощность оптического излучения, падающая на фотодетектор, измерялась калиброванным кремниевым фотодиодом. Спектр сигнала фотоотклика детектора (Рис. 2) показывает, что при низких напряжениях смещения фотогенерированные носители сосредоточены, в основном, в квантовых ямах и, частично, в барьерных ZnMgSслоях. В таких условиях детектор обеспечивает узкополосный отклик на воздействие ультрафиолетового излучения с максимумом спектральной чувствительности на длине волны 350 нм. При этом наблюдается быстрый спад сигнала фотоотклика детектора относительно своего максимума, положение которого совпадает с максимумом излучения квантовых ям на спектре сигнала фотолюминесценции. Детектор достаточно узкополосен, на

длине волны 350 нм полная ширина сигнала фотоотклика на половине его амплитуды FWHM=18 нм. Это меньше, чем у селективно-чувствительного МПМ-детектора на основе AlGaN-гетероструктры (FWHM=50 нм) [4] и AlGaN/AlN МПМ-детектора при его освещении со стороны подложки (FWHM=27 нм) [3]. Увеличение смещения с 20 до 50 В дает трехкратное приращение сигнала фотоотклика детектора без изменения формы его спектральной характеристики, а при 80-100 В происходит существенное увеличение широкополосности детектора и сдвиг его максимальной чувствительности на длину волны 450 нм с последующим резким спадом. В этом случае детектор захватывает всю фиолетовую часть видимого света и его спектральная чувствительность близка области максимального эффекта пигментационного излучения Солнца (360-440 нм) [1]. Такое поведение детектора объясняется проникновением области обеднения МПМ-диода в GaP-подложку при больших смещениях. Таким образом, длинноволновая граница отклика исследуемого МПМ-диода может сдвигаться с 350 до 450 нм при увеличении напряжения смещения, при этом отклик диода на длине волны 350 нм сохраняется, то есть обеспечивается двухцветное детектирование светового излучения. На длине волны максимального фотоотклика детектора его ампер-ваттная чувствительность составляет 0.1 А/Вт. Экспериментально показано, что положение максимума спектральной чувствительности фотодетектора при низких напряжениях смещения, в основном, определяется составом квантовой ямы ZnCdS и может быть подстроено к желаемой длине волны излучения в диапазоне 340-400 нм с сохранением узкополосного отклика детектора.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 14 - 07 - 00014).

- Т. В. Бланк, Ю. А. Гольдберг // ФТП, Т.37 (9), 1025 (2003).
- S. Averin, Y. C. Chan, Y. L. Lam // Solid State Electronics, V.45 (3), 441 (2001).
- 3. S. Averin, P. Kuznetzov, V. Zhitov, et al. // Phys. Status Solidi. C10 (3), 298 (2013).
- S. K. Zhang, W. B. Wang, F. Yun, et al. // Appl. Phys. Lett. V. 81 (24), 4628 (2002).

#### Том 2

### Локализационные явления в неупорядоченных графеновых мультибарьерных структурах

### Е.С. Азарова\*, Г.М. Максимова

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022. \*azarova.ekaterin@yandex.ru

Исследованы локализационные свойства одномерных неупорядоченных многобарьерных структур на основе щелевой модификации графена. Получено аналитическое выражение для обратной длины локализации в структурах со слабым беспорядком (типа белый шум). Показано, что наличие щелевой фракции графена приводит к сужению разрешенных энергетических зон и уменьшению длины локализации. Обсуждается влияние величины щели на делокализационные резонансы.

### Введение

Благодаря своей уникальности графен привлекателен как основа для создания различных структур, в частности сверхрешеток (далее СР), со свойствами, сильно отличающимися от свойств исходного графена [1, 2]. В условиях реального эксперимента параметры изучаемых систем неизбежно испытывают флуктуации, что влияет на их транспортные характеристики [3, 4]. В представленной работе анализируются локализационные свойства неупорядоченных латеральных многобарьерных структур (далее МБС) на основе щелевой модификации графена, в том числе с пространственно неоднородной дираковской щелью [5] в присутствии кусочнонепрерывного потенциала (рис. 1). Рассматривается влияние структурного и позиционного беспорядков на транспортные свойства МБС.

### Результаты и обсуждение

Получено аналитическое выражение для обратной длины локализации  $\gamma = U_{loc}$  (l = a + d – средний период структуры) в системах со слабым нескоррелированным беспорядком, применимое при энерги-



**Рисунок 1.** Схематичное изображение упорядоченной мультибарьерной структуры.

ях, лежащих внутри разрешенных зон спектра исследуемых периодических структур. Рассматриваются флуктуации потенциала  $\upsilon$ , величины щели  $\Delta$ , а также межбарьерного расстояния *а* и ширины потенциальных барьеров *d*. Так, при флуктуациях межбарьерного расстояния обратная локализационная длина определяется выражением

$$\gamma_a = \frac{\sigma_a^2}{2} \cdot \frac{\sin^2 \beta}{\sin^2 \mu} \cdot \frac{k_x^2}{q_x^2} \cdot (\upsilon^2 \tan^2 \theta_0 + \Delta^2), \qquad (\Phi 1)$$

где  $\sigma_a^2$  – квадратичная дисперсия, определяемая степенью беспорядка  $\delta$ ,  $k_x = |\varepsilon|\cos\theta_0$ ,  $q_x = \sqrt{(\varepsilon - \upsilon)^2 - \Delta^2 - \varepsilon^2 \sin^2 \theta_0}$ ,  $\beta = q_x d$ ,  $\sin^2 \mu$  определяется дисперсионным уравнением для спектра (все величины в (ф1) приведены в безразмерном виде). Анализ данного выражения показывает, что рост величины  $\Delta$  приводит к увеличению обратной локализационной длины.



Рисунок 2. Зависимость  $\gamma_a(\varepsilon)$ , полученная аналитически (сплошные кривые) и численно (точечная кривая), для структуры из N = 1000 барьеров при  $\delta = 0.05$ ,  $\theta_0 = 0$ ,  $\upsilon = \pi$ ,  $\Delta = \pi/3$ , a = d = 1/2.



Рисунок 3. Обратная длина локализации  $\gamma_a(\varepsilon)$  при различной интенсивности беспорядка:  $\delta = 0.05$  (а),  $\delta = 0.1$  (б),  $\delta = 0.2$  (в),  $\delta = 0.8$  (г). Остальные параметры структуры такие же, как на рис. 2. Стрелкой отмечено положение делокализационного резонанса. (Точечная кривая соответствует численному расчету).

На рис. 2 представлены энергетические зависимости обратной длины локализации в МБС (N = 1000) при флуктуациях межбарьерного расстояния a, построенные с помощью (ф1) (синяя кривая) и численных расчетов (точечная кривая) для  $\delta = 0.05$ . С увеличением степени беспорядка ( $\delta > 0.1$ ) наблюдается рассогласование численных и аналитических результатов (рис. 3). При  $\beta = \pi n$ , как следует из (ф1),  $\gamma_a = 0$ , что соответствует делокализационным резонансам, сохраняющимся, как показывают численные расчеты, и при более высокой интенсивности беспорядка (рис. 3).

Обратная длина локализации, обусловленная слабыми флуктуациями потенциала υ, может быть представлена в виде:

$$\gamma_{\upsilon} = \frac{\sigma_{\upsilon}^2}{2} \frac{1}{q_x^2} \left\{ \left( \frac{\Delta \sin\beta \, \mathrm{tg}\theta_0}{\sqrt{\upsilon^2 \mathrm{tg}^2 \theta_0 + \Delta^2}} \right)^2 + \left[ \frac{\sqrt{\upsilon^2 \mathrm{tg}^2 \theta_0 + \Delta^2}}{q_x \sin\mu} \right] \right\}$$
(\$\phi2\$)

 $(A_{\upsilon}\sin\alpha + B_{\upsilon}\cos\alpha)]^{2}$ 

$$A_{\upsilon} = d \ (\upsilon - \varepsilon) + \left(\frac{\upsilon t g^2 \theta_0}{\upsilon^2 t g^2 \theta_0 + \Delta^2} q_x - \frac{\upsilon - \varepsilon}{q_x}\right) \sin \beta \cos \beta, \ (\phi 3)$$

$$B_{\upsilon} = \sin^2 \beta \frac{\varepsilon (\Delta^2 + \varepsilon \upsilon \sin^2 \theta_0)}{k_x (\upsilon^2 t g^2 \theta_0 + \Delta^2)}.$$
 (\$\phi4\$)

Здесь  $\alpha = k_x a$ . Как следует из (ф2), появление делокализационных резонансов в структурах, включающих щелевую фракцию графена, возможно только при нормальном падении электронов на МБС в отличие от бесщелевого случая ( $\Delta = 0$ ) [4].



Рисунок 4. Энергетическая зависимость обратной локализационной длины (для одной из разрешенных зон) при флуктуациях потенциала  $\upsilon$  для различных значений величины щели:  $\Delta = 0$  (а),  $\Delta = \pi/3$  (б),  $\Delta = 2\pi/3$  (в),  $\Delta = 2\pi$  (г). Здесь N = 1000,  $\delta = 0.05$ ,  $\theta_0 = \pi/6$ ,  $\upsilon = \pi$ , a = d = 1/2. (Точечная кривая соответствует численному расчету).

Однако, как показывают расчеты, эти резонансы исчезают при увеличении степени беспорядка. На рис. 4 показано влияние величины  $\Delta$  на  $\gamma_{v}$ . Видно, что увеличение  $\Delta$  вызывает сужение разрешенных зон спектра СР и рост обратной локализационной длины.

Были также исследованы локализационные свойства графеновых структур, характеризуемых постоянным значением щели.

- M. Barbier, P. Vasilopoulos, F.M. Peeters // Physical Review B, V. 81, 075438 (2010).
- S. Dubey, V. Singh, A.K. Bhat et al. // Nano Letters, V. 13, 3990 (2013).
- Y.P. Bliokh, V. Freilikher, S. Savel'ev et al. // Physical Review B, V. 79, 075123 (2009).
- Q. Zhao, J. Gong // Physical Review B, V. 85, 104201 (2012).
- E.S. Azarova, G.M. Maksimova // Physica E, V. 61, 118 (2014).

### Перестраиваемые фотодетекторы дальнего инфракрасного диапазона на структурах с двумя графеновыми слоями

### В. Я. Алешкин<sup>1,\*</sup>, А.А. Дубинов<sup>1</sup>, V. Mitin<sup>2</sup>, T. Otsuji<sup>3</sup>, V. Ryzhii<sup>3,5</sup>, M. Ryzhii<sup>4</sup>, M. Shur<sup>6</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 607680, Россия.

2 Department of Electrical Engineering, University of Buffalo, Buffalo, New York, 1460-1920, USA.

3 Research Institute for Electrical Communication, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan.

4 Department of Computer Science and Engineering, University of Aizu, Aizu-Wakamatsu 965-8580, Japan.

5 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Москва 117105, Россия.

6 Department of Electrical, Electronics, and System Engineering, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York 12180, USA.

\*aleshkin@ipmras.ru

Предложен новый тип фотодетекторов дальнего инфракрасного диапазона, основанный на туннельных переходах под воздействием света электронов между графеновыми слоями, разделенными тонким барьером. Рассчитанный спектр фоточувствительности обладает узким резонансным максимумом, который перестраивается в широком спектральном диапазоне с помощью приложенного напряжения.

#### Введение

Создание и изучение структур с двумя графеновыми слоями (ГС), разделенными тонким барьером из BN или WS<sub>2</sub> [1-4], вызвало значительный интерес благодаря потенциальной возможности использования таких структур для модуляции и генерации излучения дальнего ИК диапазона. В настоящей работе рассматривается возможность их использования в качестве фотодетекторов. Такие фотодетекторы могут обладать рядом преимуществ над фотодетекторами с ГС, использующими межзонные переходы внутри одного ГС. Эти преимущества заключаются в возможности перестройки спектральной чувствительности с помощью напряжения и более низкого темнового тока. Такие детекторы могут использоваться в диапазоне энергий фотона 20-40 мэВ, что соответствует области остаточных лучей в соединениях А3В5. Работа посвящена рассмотрению принципа работы и характеристик такого фотодетектора [5].

### Принцип действия фотодетектора

Структура фотодетектора показана на рис. 1. Она состоит из двух ГС с контактами к каждому из них. Благодаря приложенному напряжению между верхним и нижним затворами, в верхнем ГС уровень Ферми располагается в зоне проводимости, а в нижнем ГС – в валентной зоне. Верхний затвор

выполнен в виде дифракционной решетки. Дифракционная решетка необходима, поскольку радиационные переходы электронов между ГС обусловлены компонентой электрического поля излучения, перпендикулярного к ГС. Нижний затвор может служить зеркалом для падающего излучения.



Рис. 1. Структура фотодетектора.

Работа фотодетектора обеспечивается поглощением падающего излучения при туннелировании электронов между ГС. Радиационные туннельные переходы идут с сохранением квазиимпульса электрона и являются внутризонными (рис.2). Поэтому

$$\hbar\omega = \Delta + \hbar\omega_{dep} , \qquad (1)$$

где  $\hbar \omega$  - энергия фотона,  $\Delta$  - разность энергий дираковских точек разных ГС,  $\hbar \omega_{dep}$  - энергия деполяризационного сдвига:

$$\hbar \omega_{dep} = \frac{8\pi e^2 |z_{ul}|^2}{\kappa d} \left( \Sigma_i + \frac{\kappa \Delta}{4\pi e^2 d} \right), \tag{2}$$

 $ez_{ul}$  - матричный элемент дипольного перехода,  $\kappa$  - диэлектрическая проницаемость барьера, d - расстояние между слоями,  $\Sigma_i$  - концентрация электронов (дырок) в ГС.



Рис. 2. Схема электронных переходов при поглощении фотона.

### Спектральная чувствительность

Спектральная чувствительность фотодетектора может быть представлена в виде:

$$R_{\omega} = \left(\frac{\pi e^2}{c\hbar}\right) \frac{8e |z_{ul}|^2 \gamma}{\left[\hbar^2 (\omega - \omega_{\max})^2 + \gamma^2\right]} \left(\Sigma_i + \frac{\kappa \Delta}{4\pi e^2 d}\right) \theta, \quad (3)$$

где  $\gamma$  - фактор уширения линии,  $\theta < 1$  - эффективность, определяемая дифракционной решеткой, отражением и пр., *с* - скорость света,  $\omega_{\text{max}}$  - частота, соответствующая максимальной чувствительности.



Рис. 3. Спектр чувствительности фотодетектора.

На рис. 3 показаны спектры чувствительности, рассчитанные для разных приложенных напряжений *V*. Из рисунка видно, что предлагаемый фотодетектор обладает довольно узкополосной спектральной чувствительностью, которая перестраивается приложенным напряжением.

На рис. 4 показаны рассчитанные зависимости  $\hbar \omega_{\text{max}}$  и  $R_{\omega \text{max}}$  от приложенного напряжения.



**Рис. 4.** Зависимости *R<sub>amax</sub>* (сплошная линия) и  $\hbar \omega_{max}$  (штриховая линия) от приложенного напряжения для двух значений d.

Из рисунка видно, что положение максимума изменяется с изменением напряжения. Кроме того, величина  $R_{\omega max}$  очень чувствительна к изменению напряжения.

Таким образом, можно заключить, что чувствительность предлагаемого фотодетектора как функция энергии фотона обладает резонансным максимумом, положение и величина которого перестраиваются в широком спектральном диапазоне с изменением приложенного напряжения.

- M. Liu, X. Yin, and X. Zhang// Nano Lett. V. 12, 1482 (2012).
- L. Britnell, R. V. Gorbachev, R. Jalil et al. // Science, V. 335, 947 (2012).
- 3. T. Georgiou, R. Jalil, B. D. Bellee et al. // Nat. Nanotechnol. V. 8, 100 (2013).
- 4. L. Britnell, R. V. Gorbachev, A. K. Geim, et al. // Nat. Nanotechnol. V. 4, 1794 (2013).
- V.Ryzhii, T.Otsuji, V.Ya.Aleshkin et al. // Appl. Phys. Lett. V. 104, 163505 (2014).

## Временная динамика примесной фотопроводимости в GaAs квантовых ямах

### В. Я. Алешкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 607680, Россия. aleshkin@ipmras.ru

Проведено моделирование остывания электронов в GaAs квантовой яме при возбуждении примесной фотопроводимости коротким световым импульсом. Показано, что на наносекундных масштабах времен динамика примесной фотопроводимости в квантовых ямах определяется взаимодействием электронов с акустическими фононами. Изучены зависимости динамики примесной фотопроводимости от параметров квантовой ямы и уровня легирования. Найдена зависимость частоты каскадного захвата от концентрации заряженных доноров.

### Введение

Исследование динамики примесной фотопроводимости часто используется для изучения процессов захвата неравновесных носителей на центры захвата. Однако динамика ФП определяется не только захватом носителей на центр, но и процессами остывания носителей внутри зоны. В объемном n-GaAs динамика ФП была детально исследована [1]. В данной работе проведено теоретическое исследование временной динамики ФП в квантовых ямах (КЯ) гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Показано, что временной интервал, в котором ФП определяется процессами остывания носителей, в квантовой яме уменьшается с уменьшением её толщины. Найдены зависимости ФП и концентрации неравновесных ОТ времени в гетероструктурах носителей Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As/GaAs с 7.5 нм, 10 нм и 15 нм КЯ, легированными мелкими донорами. Определена зависимость частоты каскадного захвата от концентрации центров захвата для 10 нм КЯ.

#### Расчет фотопроводимости

Зависимость ФП от времени находилась с помощью уравнения Больцмана. Для нахождения симметричной части функции распределения электронов f(E) на первой подзоне размерного квантования интервал кинетической энергии (0 – 40 мэВ) разбивался на 1000 одинаковых ячеек. Решение уравнения Больцмана сводится к решению системы уравнений, описывающих баланс электронов в ячейках:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -N_i \sum_j W_{i,j} + \sum_j W_{j,i} N_j + G_i(t) - r_i, \qquad (1)$$

где  $N_i$  – число электронов в і-ой ячейке,  $W_{i,j}$  – вероятность рассеяния из і-ой ячейки в j-ую за счет

DA и PA механизмов, G<sub>i</sub> – темп генерации электронов в i-ой ячейке благодаря возбуждению светом и испусканию оптических фононов, r<sub>i</sub> описывает каскадный захват на заряженные доноры. Каскадный захват происходит только со дна зоны проводимости, поэтому r<sub>i</sub> полагалось отличным от нуля только для ячейки с наименьшей энергией. Каскадный захват в GaAs определяется PA-рассеянием. Используя теорию каскадного захвата [2], можно получить следующее приближенное выражение для r<sub>i</sub> в КЯ:

$$r_1 = N_1 N_D^+ \frac{\pi m_n s}{2\bar{\tau}_{PA} \hbar p_0 E_1 k_B T} \left(\frac{e^2}{\kappa}\right)^2, \qquad (2)$$

где  $N_D^+$ — поверхностная концентрация заряженных доноров в КЯ,  $E_1$  – верхняя энергия нижней ячейки,  $m_n$  – эффективная масса электрона,  $\bar{\tau}_{PA} = 8$  нс – номинальное время PA-рассеяния [3] в GaAs,  $p_0$  – волновой вектор электрона с энергией оптического фонона, s – скорость звука,  $k_B$  – постоянная Больцмана, T – температура,  $\kappa$  – диэлектрическая проницаемость, е – заряд электрона. Отметим, что  $r_1$  не зависит от параметров квантовой ямы.

Асимметричная часть функции распределения, необходимая для нахождения ФП, вычислялась по теории возмущений, в которой параметром малости служила величина электрического поля.

Система уравнений (1) решалась численно. Полагалось, что в результате действия светового импульса возбуждения в течение 0.1 нс в нижней подзоне размерного квантования рождались электроны с кинетической энергией 30 мэВ. Мощность импульса полагалась малой, так что изменением  $N_D^+$  под его воздействием можно пренебречь. Температура полагалась равной 4.2 К.

### Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены рассчитанные функции распределения спустя 1 нс после возбуждающего импульса для трех КЯ разной толщины  $d_{QW}$ . Из рисунка видно, что с уменьшением толщины КЯ скорость остывания электронов увеличивается. Это подтверждается зависимостью концентрации электронов n от времени, показанной на вставке рис.1.



**Рис. 1.** Зависимость f(E) для трех КЯ. На вставке показаны зависимости концентрации от времени для  $N_D^+=10^9$  см<sup>-2</sup>.

Отметим, что в объемном n-GaAs при воздействии аналогичного импульса возбуждения n начинает уменьшаться после 20 нс [1], т.е. в КЯ электроны остывают значительно быстрее.

На рис. 2 приведены зависимости фотопроводимости от времени для КЯ с  $d_{OW} = 10$  нм с разными  $N_D^+$ .



Рис. 2. Зависимости ФП от времени.

Из рис. 2 видно, что при малых  $N_D^+$  зависимость ФП от времени немонотонна, что обусловлено немонотонной зависимостью подвижности электрона от энергии в случае, когда она определяется ПА и ДА рассеянием. Для больших  $N_D^+$  подвижность электронов определяется рассеянием на заряженной примеси и зависимость ФП от времени становится монотонной.

На рис. З приведена зависимость частоты каскадного захвата от концентрации заряженных доноров в 10 нм КЯ. Частота каскадного захвата определялась по скорости уменьшения концентрации на временном интервале, соответствующем каскадному захвату:  $v_{cap} = d \ln(n) / dt$ .



Рис. 3. Зависимость частоты захвата от N<sub>D</sub><sup>+</sup>.

Из рис.3 видно, что частота каскадного захвата пропорциональна  $N_D^+$  только при малых значениях  $N_D^+$ . С ростом  $N_D^+$   $v_{cap}$  насыщается и стремится к значению чуть большему 1 нс<sup>-1</sup>. Причина насыщения  $v_{cap}$  состоит в том, что при больших  $N_D^+$  захват определяется темпом остывания электронов вблизи дна зоны проводимости. Отметим, что в объемном n-GaAs величина насыщения  $v_{cap}$  около 0.1 нс<sup>-1</sup>[4].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 13-02-00404-а).

- В.Я. Алешкин, С.В. Морозов, В.В. Румянцев, И.В. Тузов // ФТП, Т.49, 117 (2015).
- В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. С.-Петербург, 1997.
- В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984.
- В.Я. Алешкин, Д.И. Бурдейный // Труды 18 международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Нижний Новгород, 10-14 марта 2014 г. Т. 2. 388.

### Динамика излучения экситонов, автолокализованных на состояниях поверхностных димеров в нанокристаллах кремния

О.Б. Гусев<sup>1</sup>, Б.А. Андреев<sup>2,3,\*</sup>, А. Н. Яблонский<sup>2,3</sup>, А.В. Ершов<sup>3</sup>, Д.А. Грачев<sup>3</sup>,

### И.Н. Яссиевич<sup>1</sup>, З.Ф. Красильник<sup>2,3</sup>

1 Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. \*boris@ipmras.ru

Исследованы спектр и кинетика излучательных переходов автолокализованных экситонов (STE- Self-Trapped Exciton), связанных с Si-Si–димерами на поверхности кремниевых нанокристаллов. Полоса эмиссии STE в многослойных структурах со средним размером кристаллов 2.5 и 3.5 нм в матрице SiO<sub>2</sub> имеет максимум на длине волны 1.06 микрона (1.17 эВ) независимо от среднего размера нанокристаллов. Медленная кинетика ФЛ STE характеризуется временами спада 5.9 и 5.3 мс для кристаллов 2.5 и 3.5 нм, соответственно.

### Введение

Структуры с кремниевыми нанокристаллами в диэлектрических и полупроводниковых матрицах интенсивно исследуются в связи с квантоворазмерными эффектами и важными приложениями в качестве излучающих и фотовольтаических устройств [1]. Такие структуры демонстрируют интенсивную люминесценцию в ИК и видимом диапазонах. Коротковолновая граница эмиссии экситонов в NC-Si в SiO2 вблизи  $\lambda \sim 0.6$  мкм (энергия ~ 2.0 эВ), которая не следует из условий квантоворазмерного ограничения, и падение квантовой эффективности ФЛ при увеличении энергии кванта накачки выше 1.7 эВ существенно ограничивают потенциальные применения NC-Si в SiO2 в оптоэлектронике. В работе [2] было высказано предположение о связи указанных особенностей с STE, участвующими в процессах эмиссии нанокристаллов кремния. Это предположение было позднее подкреплено расчетами и получило ряд непрямых подтверждений в эксперименте [3]. Ранее мы показали [4], что образование в многослойных структуpax NC-Si/SiO<sub>2</sub>/NC-Si/SiO<sub>2</sub>... STE, связанных с Si-Si-димерами на поверхности части кремниевых нанокристаллов, приводит к двухэкспоненциальному спаду интенсивности люминесценции Sполосы ФЛ нанокристаллов, наблюдаемой в диапазоне 600-900 нм. В спектре люминесценции наиболее мелких нанокристаллов мы выделили полосу излучательных переходов вблизи  $\lambda \approx 1.05$  мкм, которую связали с излучательными переходами из STE. Цель настоящей работы – прямое наблюдение спектров и кинетики излучательных переходов автолокализованных экситонов в кремниевых нанокристаллах.

### Эксперимент

Многослойные периодические структуры NC-Si/SiO<sub>2</sub>/NC-Si/SiO<sub>2</sub>... со средними размерами нанокристаллов 2.5, 3.5 нм были получены при поочерёдном испарении SiO-пудры и *a*-SiO<sub>2</sub> в вакууме с последующим отжигом в азоте при 1100 °С в течение двух часов [5]. Роль слоев а-SiO<sub>2</sub> состояла в ограничении среднего размера нанокристаллов кремния, по крайней мере, в направлении роста слоев. Спектры и кинетика ФЛ измерялись приемником Hamamatsu NIR-РМТ Module H10330B-75 в диапазоне 950-1700 нм с временным разрешением до 0.9 нс при возбуждении излучением второй гармоники лазера NdYAG ( $\lambda = 532$  нм). Излучение лазера мощностью до 200 мВт прерывалось механическим модулятором с частотой 12 Гц. Спектральное разрешение до 0.1 нм при регистрации ФЛ обеспечивалось монохроматором SP2300 Princeton Instruments Acton research.



### Результаты и обсуждение

Спектры при Т = 77 К с временным разрешением структур со средним размером нанокристаллов 2.5 и 3.5 нм приведены на рис.1. Во время действия импульса возбуждения (t < 0) спектр люминесценции (стационарной) (рис.1а,с) состоит из двух полос с максимумами на 1160 и 1530 нм (1.07 и 0.8 эВ). По окончании импульса возбуждения (t > 0) доминирует медленно гаснущая полоса эмиссии, максимум которой расположен на длине волны 1060 нм (1.17 эВ). Положение этой полосы и её ширина на полувысоте не зависят от среднего размера нанокристаллов в структуре, как это видно на рис.1b и d, для структур со средним размером нанокристаллов 2.5 и 3.5 нм, соответственно. Ширина полосы равна 0.19 эВ. Существенно изменяется только интенсивность, падающая с ростом среднего размера нанокристаллов.

Время спада ФЛ для структур не меняется при изменении длины волны регистрации ФЛ в пределах контура линии от 960 до 1160 нм и составляет величину  $\tau = 5.9 \pm 0.5$  и  $5.3 \pm 0.6$  мсек для структур с нанокристаллами размером 2.5 и 3.5 нм, соответственно. Таким образом, можно заключить, что форма полосы эмиссии на 1060 нм и время релаксации ФЛ в полосе не зависят от среднего размера нанокристаллов. Сопоставление результатов измерений с моделью автолокализованных экситонных состояний на поверхностных Si-Si-димерах STE(Si-Si) в нанокристаллах кремния, разработанной в [6,7], позволяет утверждать, что наблюдаемая полоса ФЛ с максимумом при λ ≈ 1.06 мкм (1.17 эВ) и шириной на полувысоте FWHM≈190 мэВ обусловлена излучательной рекомбинацией автолокализованных экситонов. Энергетическое положение полосы хорошо соответствует положению, рассчитанному для экситона, локализованного на поверхностном Si-Si-димере [3,6]. Эта полоса сдвинута в низкоэнергетическую область по сравнению с излучательными переходами экситонов в нанокристаллах, демонстрирующими квантово-размерный эффект. Положение полосы в спектре не зависит от размера нанокристаллов в структуре, что совпадает с приведенными в [8] параметрами излучательных переходов STE. Уменьшение интенсивности люминесценции полосы с максимумом на λ≈1.06 мкм при увеличении среднего размера нанокристаллов от 2.5 до 3.5 нм при неизменной форме можно объяснить ростом потенциального барьера между состоянием свободного экситона и STE-состоянием. При самых больших размерах нанокристаллов, для которых энергия свободного экситона существенно меньше энергии автолокализованного состояния, энергетический барьер минимизирует захват экситона в STE-состояния. Полоса ФЛ STE демонстрирует медленную кинетику релаксации ( $\tau_{\text{STE}} = 5.9$  и 5.3 мс), и время спада ФЛ не зависит от длины волны наблюдения и среднего размера кристаллов, что соответствует излучательным переходам STE, идущим со стабильного энергетического уровня с участием нескольких фононов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 15-02-05086).

- L. Pavesi, R. Turan, (eds) Silicon Nanocrystals; Fundamentals, Synthesis, and Applications (Wiley-VCH, 2010).
- G. Allan, C. Delerue, M. Lannoo // Phys. Rev. Lett., V.76, 2961 (1996).
- W. D. A. M. de Boer et al. // Phys. Rev. B, V. 85, 161409(R) (2012).
- 4. O. B. Gusev et al. // ЖЭΤΦ, T.118(5), 728 (2014).
- А.В. Ершов, И.А. Чугров, Д.И. Тетельбаум и др. // ФТП, Т. 47(4), 460 (2013).
- A. V. Gert, I. N. Yassievich // JETP Lett., V. 97, 87 (2013).
- W. D. A. M. de Boer, et al. // Phys. Rev. B, V.88, 155304 (2013).
- 8. О.Б. Гусев и др. // ФТП, Т.47, 147 (2013).

### Светоизлучающие SiGe-структуры, выращенные на структурах «напряженный кремний на изоляторе»

Н.А. Байдакова<sup>1,2,\*</sup>, А.И. Бобров<sup>2</sup>, М.Н. Дроздов<sup>1,2</sup>, А.В. Новиков<sup>1,2</sup>, Д.А. Павлов<sup>2</sup>, М.В. Шалеев<sup>1</sup>, П.А. Юнин<sup>1, 2</sup>, Д.В. Юрасов<sup>1,2</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1,2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950. \*banatale@ipmras.ru

Отработаны методики предростовой подготовки подложек «напряженный кремний на изоляторе» с тонким (25 нм) захороненным слоем окисла, и продемонстрирована возможность роста на них методом молекулярно-пучковой эпитаксии светоизлучающих SiGe структур высокого кристаллического качества. Исследованы оптические свойства полученных SiGe структур.

Одним из путей развития современной кремниевой КМОП технологии является замена традиционных Si подложек на подложки на основе структур с тонким напряженным (растянутым) слоем Si, сформированным на изолирующем слое (структуры sSOI) [1]. Для интеграции на одной sSOI пластине электронных и оптоэлектронных устройств необходимо развитие технологии формирования на них эпитаксиальных SiGe структур. В настоящей работе представлены результаты по развитию технологии роста на sSOI подложках светоизлучающих SiGe структур с Ge(Si) островками, заключенными между растянутыми слоями Si (Ge(Si)/sSi островки). Встраивание островков между тонкими слоями растянутого Si приводит к значительному увеличению интенсивности сигнала ФЛ от Ge(Si) островков по сравнению со структурами, сформированными на подложках Si(001) [2]. Ранее в качестве подложек для роста Ge(Si)/sSi использовались релаксированные SiGe/Si(001) буферы, дислокационная структура которых оказывала значительное влияние на излучательные свойства структур, сформированных на них. Использование sSOI подложек позволяет не только получить преимущества, связанные со встраиванием Ge(Si) островков между растянутыми слоями Si, но и избавиться от дефектных областей релаксированных SiGe буферов.

#### Методика эксперимента

Исследуемые в работе SiGe структуры были сформированы на sSOI подложках, предоставленных компанией SOITEC (Франция). sSOI подложки состояли из 12 нм напряженного (растянутого) Si (sSi слой) и слоя  $SiO_2$  толщиной 25 нм, полученных методом сращивания на Si(001) пластине. Параметр решетки sSi слоя в плоскости роста соответствовал параметру кристаллической решетки ненапряженного SiGe сплава с долей Ge 20%. SiGe структуры были выращены методом МПЭ на сверхвысоковакуумной установке Riber SIVA-21.

### Результаты и их обсуждение

Использование подложек sSOI с тонким захороненным слоем окисла для роста SiGe структур потребовало отработки оригинальной методики предростовой подготовки, поскольку из-за их низкой термостабильности подходы, используемые для Si(001) подложек и sSOI структур с толстым (>100 нм) окислом, оказались неприменимы. В частности, стандартный для Si подложек предростовой отжиг в вакуумной камере, проводимый при температурах 800÷900°С в течение 15-30 минут для удаления с поверхности остатков окисла, приводил к релаксации упругих напряжений в sSi слое и развитию шероховатости поверхности sSOI структур. Для очистки поверхности подложек sSOI от основных загрязняющих примесей была отработана методика быстрого термического отжига (RTA): быстрый нагрев до определенной температуры с кратковременной (несколько секунд) выдержкой при этой температуре. Согласно результатам ВИМСа RTA отжиг sSOI подложек при 800 <sup>0</sup>С позволяет значительно понизить концентрацию кислорода и углерода на их поверхности. При этом рентгенодифракционный анализ показал сохранение деформации в sSi слое

после отжига. На sSOI подложках, подготовленных по подобной методике, были выращены структуры с Ge(Si)/sSi островками высокого кристаллического качества (рис.1).



Рисунок 1. ПЭМ снимок структуры с Ge(Si)/sSi островками, выращенной на sSOI подложке. Цифрами обозначены следующие слои: 1 – Si(001) подложка, 2 – SiO<sub>2</sub>, 3 – sSi, 4 – SiGe буферный слой, 5 – Ge(Si)/sSi островки, 6 – покровный SiGe слой.

При температуре 77 К в спектрах ФЛ, полученных при возбуждении Nd:YAG (λ=532 нм) от структур с Ge(Si)/sSi островками, выращенными на sSOI подложке и SiGe буфере, наблюдается сигнал в области энергий 0.6 - 0.75 эВ (рис. 2), связанный с пространственно непрямой излучательной рекомбинацией дырок, заключенных в Ge(Si) островках, и электронов, локализованных в слоях sSi [2]. Помимо сигнала ФЛ от островков в спектрах ФЛ структур, сформированных на SiGe буферах, наблюдается сигнал в диапазоне 0.8-0.9 эВ, связанный с дислокациями SiGe буфера (спектр 2 на рис. 2). В то же время в структурах с Ge(Si)/sSi островками на sSOI подложках линии дислокационной ФЛ не регистрируются, однако наблюдается сигнал межзонной ФЛ от Si подложки (спектр 1 на рис. 2). Сигналы дислокационной ФЛ от SiGe буфера и межзонной ФЛ от кремниевой подложки объясняются генерацией носителей заряда в глубине исследуемых структур (в SiGe буфере или Si(001) подложке, соответственно), где происходит поглощение значительной части возбуждающего излучения с λ=532 нм. Результаты ФЛ исследований показали, что светоизлучающие SiGe структуры, выращенные на sSOI подложках, имеют интенсивность сигнала ФЛ, сравнимую с интенсивностью сигнала от GeSi структур, полученных на высококачественных релаксированных SiGe/Si(001) буферах. Это указывает на высокое кристаллическое качество структур, сформированных на sSOI подложках, подготовленных с использованием развитой в настоящей работе методики их предростовой подготовки.



Рисунок 2. Спектры ΦЛ структур с Ge(Si)/sSi островками, выращенными на sSOI подложке (1) и SiGe буфере (2), полученные при возбуждении Nd:YAG (λ=532 нм) лазером при T = 77 K.

Исследование температурных зависимостей ФЛ SiGe структур показало, что сигнал ФЛ от Ge(Si)/sSi островков, выращенных и на SiGe буферах, и на sSOI подложках, наблюдается только до температур 170-180 К, т.е. использование sSOI подложек не позволило подавить температурное гашение ФЛ Ge(Si)/sSi островков. В то же время в структурах с Ge(Si)/Si(001) островками сигнал ФЛ наблюдается вплоть до комнатной температуры. Исходя из результатов ПЭМ исследований, полагается, что одной из причин температурного гашения сигнала ФЛ Ge(Si)/sSi островков может быть их более сильное, по сравнению с островками, выращенными на Si(001) подложках, диффузионное расплывание при их заращивании. Данное расплывание приводит к уменьшению глубины потенциальной ямы для носителей заряда в островках. Для наблюдения ФЛ от Ge(Si)/sSi островков при комнатной температуре необходима оптимизация условий их заращивания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №13-02-01006-а и 13-02-12108-офи\_м) и Совета по грантам Президента РФ (СП-6523.2013.5) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

- T.A. Langdo et al. // Appl. Phys. Lett. 82, 4256 (2003).
- M. V. Shaleev et al. // Appl. Phys. Lett. 88, 011914 (2006).

# Наблюдение аномальной поляризации фотолюминесценции квантовых точек InAs/GaAs

### Н. В. Байдусь<sup>1\*</sup>, А. Н. Яблонский<sup>2</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*bnv@nifti.unn.ru

Экспериментально показано наблюдение сильной ТМ-поляризации ФЛ от сколотого края гетероструктуры с КТ InAs/GaAs. Особенностью гетероструктур являются сильно легированный буферный и нелегированный покровный слои. Эффект объясняется совместным влиянием двух факторов: модификацией зонной структуры под влиянием упругих напряжений сжатия в слое КТ и растяжения в GaAs и влиянием сильного электрического поля области пространственного заряда поверхностного барьера.

### Введение

Поляризационные характеристики излучения чрезвычайно важны при изготовлении ряда оптоэлектронных приборов [1-3]. Согласно литературным данным, излучение квантовых точек (КТ) InAs/GaAs, измеряемое со сколотого края структуры, анизотропно и поляризовано преимущественно в плоскости роста. Отношение интенсивности излучения с перпендикулярной к слою поляризацией к интенсивности излучения с параллельной слою поляризацией ( $I_{\perp}$  / $I_{//}$ ) обычно равно 0.5-0.7. Оно зависит от формы точек и наличия прилегающих слоев, снижающих упругие напряжения, и может увеличиваться в многослойных туннельно-связанных КТ. Но его максимальное значение обычно не превышает единицу.

В данной работе впервые приводятся экспериментальные результаты наблюдения аномально высокой перпендикулярной поляризации ( $I_{\perp}/I_{\perp}$  2-3) фотолюминесценции (ФЛ), наблюдаемой со сколотого края гетероструктур с КТ, и описываются условия, в которых это становится возможным. Эффект наблюдается в структурах с «барьером Мотта», когда слой КТ расположен в области пространственного заряда (ОПЗ), ограниченной с одной стороны сильно легированным буферным слоем, а с другой – поверхностью, т.е. в сильном электрическом поле.

### Методика эксперимента

Гетероструктуры с КТ InAs/GaAs были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии. Структуры,

на которых наблюдали эффект большой перпендикулярной поляризации, состоят из сильно легированного (до концентраций 10<sup>18</sup> - 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>) буферного слоя толщиной 0.5-1 мкм, тонкого (5 нм) нелегированного спейсера GaAs, одиночного слоя КТ и нелегированного покровного слоя толщиной D=10-30 нм для разных структур. Исследовались структуры с n- и р-типами проводимости. Контрольные структуры отличались умеренным уровнем легирования (10  $^{16}$  - 10  $^{17}$  см $^{-3}$ ). ФЛ возбуждали сфокусированным лучом гелий-неонового лазера мощностью 30 мВт с лицевой поверхности гетероструктуры. Излучение собиралось линзой со сколотого её края. Измерения производились при 77 и 300 К с применением решеточного монохроматора МДР-3 и германиевого фотодиода. Линейная поляризация измерялась с помощью призмы Глана-Тейлора, размещенной перед входной щелью монохроматора.

### Результаты и обсуждение

Исследование поляризации краевого излучения ФЛ контрольных структур с умеренным уровнем легирования и разной толщиной покровного слоя показало. что они обладают типичными значениями отношения І / /І/ = 0.5-0.7, что совпадает с литературными данными. Картина меняется для случаев малых толщин покровного слоя и высоких уровней легирования буферного слоя (рис.1). Краевое излучение этих структур поляризовано в направлении нормали к плоскости роста, так что отношение I<sub>1</sub> /I<sub>//</sub>>1 и зависит от параметров структур. Эффект максимален при толщинах покровного слоя меньше 30 нм и возрастает с уровнем

легирования буферного слоя в диапазоне выше  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Эти закономерности одинаковы для обоих типов проводимости. Максимально поляризована низкоэнергетическая часть спектра ФЛ, соответствующая основному оптическому переходу КТ.



Рисунок. 1. Спектральные зависимости ФЛ гетероструктур с высокой степенью легирования буферного слоя (p<sub>0</sub> = 1\*10<sup>19</sup>см<sup>-3</sup>), измеренные в двух поляризациях.

Для проверки влияния встроенного электрического поля на поляризацию ФЛ была выращена структура с двухсторонним ( до 10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>) легированием слоя КТ, т.е. легировался не только буферный, но и покровный слой. В этом случае  $I_{\perp} / I_{//}$  не превышает единицы (Рис. 2).



**Рисунок 2.** Спектральные зависимости ФЛ (77 К) с двухсторонним легированием слоя КТ.

Анализ результатов (таблица 1) свидетельствует о том, что определяющую роль для наблюдения эффекта играет величина напряженности электрического поля в ОПЗ поверхностного барьера, в которой находится слой квантовых точек. Оценки напряженности электрического поля в ОПЗ свидетельствуют о том, что смена направления поляризации ФЛ происходит при его величине выше  $8 \cdot 10^4$  В/см. Она достигает максимального значения  $I_{\perp} / I_{//} = 3.2$  (р-тип) и 2.4 (п-тип) при  $5 \cdot 10^5$  В/см.

Таблица 1. Параметры некоторых гетероструктур,	поляри-
зация и оценка электрического поля	

N⁰	п₀, р₀ <i>см</i> -³	D, nm	I_ /I#	E, kB/см
7358	n <sub>0</sub> =10 <sup>16</sup>	300	0.5	30
7499	n <sub>0</sub> =8*10 <sup>16</sup>	30	1.29	80
7562	n <sub>0</sub> =10 <sup>18</sup>	17	2	500
7560	p <sub>0</sub> =10 <sup>19</sup>	30	3	250

Из анализа литературных данных следует, что поляризация излучения КТ определяется видом дырок, участвующих в излучательной рекомбинации. В стандарном случае это тяжелые дырки, что и приводит к тому, что вектор электрического поля излучения лежит в плоскости слоя. Поворот плоскости поляризации свидетельствует 0 преобладающем излучательной участии в рекомбинации исследованных структур легких дырок. Для объяснения эффекта можно предложить следующую модель. Расчеты упругих напряжений и зонной структуры гетеросистемы с двумя слоями КТ, приведенные в работе [2], показывают, что слой InAs испытывает напряжения сжатия, а слой GaAs – растягивающие напряжения, в результате чего подзона легких дырок GaAs поднимается по энергии выше подзоны тяжелых дырок GaAs, но все же ниже энергии подзоны тяжелых дырок в КТ InAs. Вероятно, чтобы электроны, находящиеся в КТ, рекомбинировали с легкими дырками в GaAs, необходимо приложить сильное электрическое поле, способное приблизить потолок подзоны легких дырок в GaAs к подзоне тяжелых дырок в КТ и увеличить интеграл перекрытия волновых функций электронов и легких дырок. В этом случае возможно излучение фотонов за счёт непрямых (в пространстве) оптических переходов с перпендикулярной к плоскости роста поляризацией излучения.

- В.Я. Алешкин, Б.Н. Звонков, И.Г. Малкина и др. // ФТП, том 32, № 10, с. 1254.
- M. Usman, S. Heck, E. Clarke, et al. // J. Appl. Phys. 109, 104510 (2011).
- М.М. Соболев, И.М. Гаджиев, И.О. Бакшаев и др. // ФТП, 2012, том 46, с. 96.

### Особенности инжекции и транспорта носителей заряда в гетероструктурах n-InGaAs/GaAs с квантовыми ямами в сильных продольных электрических полях

### Н. В. Байдусь<sup>1</sup>, П. А. Белёвский<sup>2</sup>, М. Н. Винославский<sup>2,\*</sup>, Б. Н. Звонков<sup>1</sup>, В. А. Кочелап<sup>3</sup>, В. Н. Порошин<sup>2</sup>, Ю. Г. Пикус<sup>2</sup>

1 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,

603950, Нижний Новгород, Россия.

2 Институт физики НАН Украины, пр-т Науки, 46, Киев, 03028.

3 Институт физики полупроводников НАН Украины, пр-т Науки, 45, Киев, 03028.

\*mvinos@iop.kiev.ua

Для гетероструктур n-InGaAs/GaAs с туннельно-связанными квантовыми ямами измерено распределение интенсивности межзонного излучения, которое возникает вследствие инжекции дырок из анодного электрического контакта в продольных полях при температуре T = 4.2 К. Обнаружена аномально большая длина дрейфа носителей от анода к катоду, что указывает на большое время их жизни ~ 10<sup>-6</sup> с, которое превышает времена жизни инжектируемых носителей тока в объемных материалах почти на три порядка. Эффект объясняется пространственным разделением носителей разного знака, которое возникает из-за наличия в таких структурах встроенного электрического поля между ямами и пространственного перехода носителей из нелегированных ям в легированные ямы, инициируемого разогревом носителей полем.

В работе исследовались инжекция и транспорт носителей заряда в сильных (до 3.5 кВ/см) продольных (вдоль гетерослоев) электрических полях при T = 4.2 К в многослойных гетероструктурах n- $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  (x = 0.1 – 0.15) с двойными (одна широкая ~ 180 Å и одна узкая ~ 80 Å, б-легированная Si) и тройными (одна широкая ~ 180 Å и две узкие ~ 80 Å, δ-легированные Si) туннельносвязанными квантовыми ямами (ТСКЯ) и узким (30-40 Å) барьером между ними. Электрические контакты к образцам создавались путем вжигания In либо Au+Ge вблизи их торцов. В малых электрических полях (Е) зависимость тока от поля была линейной, что указывало на омичность контактов. В больших полях во всех исслелованных образцах наблюдалось межзонное излучение (860 – 920 нм), интенсивность которого сильно возрастала при полях Е ≥ 2 кВ/см [1] (рис.1). В полях E = 0.5 - 1.5 кB/см интенсивность излучения была максимальна вблизи анодного контакта и уменьшалась почти экспоненциально в направлении к катодному контакту (рис.2). При этом величина тока через образец и суммарная интенсивность излучения монотонно возрастала с увеличением поля. Наблюдаемое межзонное излучение возникает вследствие инжекции неосновных носителей тока - дырок из анодного контакта и дрейфа их в электрическом поле. Длина дрейфа, определяемая по уменьшению интенсивности излучения с увеличением расстояния от анода, оценивается равной 3-5 мм, что дает значение времени жизни дырок  $\tau \sim 10^{-6}$  с. Это на три порядка превышает время жизни инжектируемых носителей в объемных полупроводниках такого типа.



Рисунок 1. 1 - ВАХ гетероструктуры с 2 КЯ; 2 зависимость от поля интенсивности межзонного ИКизлучения из этой структуры.

Причиной аномально большого времени жизни инжектируемых носителей в структурах со свя-

занными квантовыми ямами является, по нашему мнению, пространственное разделение носителей, которое возникает вследствие внутреннего электрического поля, которое существует между ямами с селективным несимметричным легированием (см., например, [1]). Ранее подобное увеличение времени жизни наблюдалось для пространственно непрямых экситонов в структурах с ТСКЯ в приложенном поперечном электрическом поле ([2, 3]).



Рисунок 2. Распределения вдоль направления тока интенсивности межзонного ИК-излучения из структуры с 2 ТСКЯ на длине волны 900 нм (максимум спектра) при разных средних полях: 1 – 1 кВ/см, 2 – 1.3 кВ/см, 3 – 1.7 кВ/см, 4 – 2 кВ/см, 5 – 2.3 кВ/см.

Отметим, что эффект пространственного разделения носителей зарядов разного знака существенно усиливается в полях 1-2 кВ/см за счет пространственного перехода носителей из нелегированных квантовых ям в легированные ямы, который возникает из-за разогрева носителей полем. Такой переход приводит к уменьшению скорости нарастания тока с ростом поля благодаря рассеянию носителей на ионизированных примесях в узких ямах (первый участок пониженного наклона на BAX (рис. 1, кр. 1)).

В еще больших полях ( $E > 2 \ \kappa B/cm$ ) на участке более сильного роста тока наблюдается значительно более сильный рост интенсивности излучения из средней части образца. При росте тока на 15 – 20 % (рис. 1, кр. 1, 2) интенсивность излучения вырастает на один - два порядка (рис. 2, кр. 3 - 5). При этом распределение поля вдоль структуры переходит от однородного при меньших средних полях (рис. 3, кр. 1) к распределению с пониженным полем в средней части образца (рис. 3, кр. 3-5) при более высоких средних полях.



Рисунок 3. Распределение напряженности электрического поля вдоль образца с 2 ТСКЯ при разных средних полях: 1 - 0.33 кВ/см, 2 - 0.66 кВ/см, 3 - 1 кВ/см, 4 - 1.33 кВ/см, 5 -1.66 кВ/см. Контакты: Au/Ge, T = 4.2 К.

Это может быть связано с заполнением образца инжектированными носителями. Вследствие этого поле в приконтактных областях оказывается более высоким. Резкий рост интенсивности межзонного ИК-излучения в полях  $E \ge 2$  кВ/см в структурах с ТСКЯ может быть связан с пространственным переходом разогретых дырок из широкой КЯ в узкую КЯ и возрастанием из-за этого скорости рекомбинации носителей. В пользу этого свидетельствует появление на ВАХ (после короткого участка роста, связанного с инжекцией (2-я пунктирная линия в поле  $E \sim 2.2$  кВ/см, рис. 1, кр. 1)) 2-го короткого участка пониженного наклона (2-я я сплошная линия в поле  $E \sim 2.25$  кВ/см).

- П.А. Белёвский, М.Н. Винославский, В.Н. Порошин и др. // Физика и техника полупроводников, том 48, вып. 5, 643 (2014).
- A. V. Akimov, E. S. Moskalenko et al. // Физика твердого тела, том 39, № 4, 735 (1997).
- arXiv: 111.4911v1 [cond-mat.other] 21 Nov 2011 // K. Sivalertporn, L. Mouchliadis, A.L. Ivanov et al.

### Терагерцевое излучение горячих дырок при латеральном транспорте в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами

### Н. А. Бекин<sup>\*</sup>, Р. Х. Жукавин, К. А. Ковалевский, А. В. Антонов, Д. В. Козлов, М. Л. Орлов, Д. В. Юрасов, В. Н. Шастин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. \*nbekin@ipmras.ru

Исследуется излучение горячих дырок при латеральном транспорте в гетероструктурах Ge/GeSi с туннельно-связанными квантовыми ямами в полях до 400 В/см. Вольт-амперные характеристики гетероструктур приблизительно линейные. Сигнал терагерцевой электролюминесценции имеет тенденцию к насыщению с ростом поля. Полученные результаты обсуждаются.

### Введение

В работе исследуется излучение горячих дырок при латеральном транспорте в гетероструктурах Ge/GeSi с туннельно-связанными квантовыми ямами. В достаточно сильных полях излучение возникает на межподзонных переходах дырок, при этом переходы могут быть сопряжены с пространственным переносом дырок [1]. В периоде исследованных гетероструктур была б-легирована узкая яма, рис. 1. Дырки в возбуждённой подзоне, волновая функция которой имеет пучность в узкой яме, обладают гораздо худшей подвижностью по сравнению с дырками в нижней подзоне. Это препятствует разогреву дырок в возбуждённой подзоне и может создавать условия для их накопления в ней в сильных электрических полях. Для этих гетероструктур были проведены измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) и терагерцевой электролюминесценции до полей 400 В/см.

### Эксперимент

Гетероструктуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии и содержали 40 периодов. Период состоял из двух германиевых квантовых ям толщиной 8 нм и 5 нм, разделённых барьером Si<sub>0.15</sub>Ge<sub>0.85</sub> толщиной 1.5 нм. Узкая квантовая яма δ-легировалась в центре бором с концентрациией  $6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Гетероструктуры были двух типов и отличались толщиной барьера Si<sub>0.15</sub>Ge<sub>0.85</sub>, *b*, разделявшего периоды, а также подложкой, на которой они были выращены. Первая гетероструктура (образец R303) была выращена согласованно по постоянной решётки (псевдоморфно) с подложкой Ge (р-тип, концентрация примесей <  $6 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>); *b* = 5

нм. Вторая гетероструктура (образец R505) была выращена на кремниевой подложке КЭФ > 5000 Ом см с использованием виртуальной подложки (релаксированного буфера) Ge<sub>0.92</sub>Si<sub>0.08</sub>. Суммарная толщина виртуальной подложки, включая начальный кремниевый буферный слой в 100 нм, составляет 750 нм, концентрация остаточных примесей ~  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>.



Рисунок 1. Энергии и волновые функции подзон в периоде гетероструктуры R303.

Гетероструктуры R303 и R505 отличаются величиной деформации в слоях: 1) слои Ge в образцах R505 деформированы, а в R303 – практически нет, 2) слои раствора в образцах R303 деформированы сильнее, чем в образцах R505. С точки зрения положения подзон при нулевом продольном импульсе это приводит к следующим последствиям. Положение подзон тяжёлых дырок приблизительно одинаково в обеих гетероструктурах, а единственный уровень лёгких дырок (LH1) в гетероструктуре R505 на ~ 34 мэВ выше, чем в R303. В расчётах не учитывался изгиб зон вследствие перераспределения заряда.

Для измерения ВАХ и интенсивности ТГц-излучения исследуемые образцы погружались в жидкий гелий и к ним прикладывались импульсы напряжения с амплитудой до 200 В (расстояние между контактами образцов 5 мм) и длительностью 10 мкс. Излучение, прошедшее через сапфировый фильтр, регистрировалось с плоскости гетероструктуры приёмником n-GaAs. Результирующая полоса чувствительности регистрирующей системы лежит в диапазоне длин волн 30-200 мкм. Результаты измерений образца R303 представлены на рисунке 2.



**Рисунок 2.** ВАХ образца R303 (левая шкала) и сигнал электролюминесценции (правая шкала).

Характеристики образцов R303 и R505 количественно и качественно сходны. Вольт-амперные характеристики практически линейные, а сигнал электролюминесценции имеет тенденцию к насыщению. Некоторое отличие связано с тем, что пороговое возникновение сигнала люминесценции для образца R505 сдвинуто по сравнению с R303 в поле ~100 В/см. Зависимость интенсивности излучения от поля для обоих образцов имеет тенденцию к насыщению. Для характеризации образцов были проведены холловские измерения. Наличие минимума в температурной зависимости холловской концентрации свидетельствует о смешанной проводимости, которая включает проводимость как по разрешённым состояниям валентной зоны, так и квазиметаллическую проводимость по примесной зоне [2,3]. Используя теоретические расчёты, вся совокупность экспериментальных данных анализируется и обсуждается.

Отметим, что имеются недавние исследования латерального транспорта и терагерцевого излучения в гетероструктурах InGaAs/GaAs с туннельно-связанными квантовыми ямами [3,4] в аналогичных условиях, когда одна из квантовых ям периода селективно легирована.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки России (идентификатор научных исследований (проекта) RFMEFI61614X0008) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты ## 13-02-12108 офи\_м, 15-42-02551 р\_поволжье\_а).

- Z. S. Gribnikov, Karl Hess and G. A. Kosinovsky // J. Appl. Phys., V. 77, 1337 (1995).
- Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Д. С. Полоскин // ФТП, Т. 44, 491 (2010).
- Н. В. Байдусь, В. В. Вайнберг, Б. Н. Звонков, А. С. Пилипчук, В. Н. Порошин, О. Г. Сарбей // ФТП, Т. 46, 649 (2012).
- Н. В. Байдусь, П. А. Белевский, А. А. Бирюков,
  В. Вайнберг, М. Н. Винославский, А. В. Иконников, Б. Н. Звонков, А. С. Пилипчук,
   В. Н. Порошин // ФТП, Т. 44, 1543 (2010).

### Моделирование процессов переноса заряда и спина в ансамбле кремниевых нанокристаллов

### В. А. Беляков<sup>\*</sup>, А. А. Конаков, К. В. Сидоренко, Н. В. Курова, В. А. Бурдов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. \*dragon\_bel@mail.ru

Теоретически исследуется миграция электронов в ансамбле кремниевых нанокристаллов, внедренных в широкозонную матрицу SiO<sub>2</sub>, с учетом спин-орбитального взаимодействия. Получена зависимость скорости миграции спина от среднего размера и плотности нанокристаллов в массиве.

### Введение

В последние годы кремний привлекает внимание как перспективный элемент построения приборов на спиновых эффектах за счет больших времен спиновой релаксации и длин спиновой диффузии электронов проводимости [1] и возможностью интеграции с технологиями микроэлектроники. Одним из основных вопросов спинтроники является выбор технологического решения, позволяющего увеличить характерную длину канала передачи спина. В качестве возможного решения этой проблемы могут быть использованы упорядоченные массивы нанокристаллов кремния, где, в соответствии с существующими представлениями [2], за счет понижения размерности системы должны уменьшаться скорость спиновой релаксации носителей и возрастать длина их спиновой диффузии.

Ранее в [3] нами с помощью k·p-метода было исследовано влияние спин-орбитального взаимодействия на электронные состояния в зоне проводимости кремниевых кристаллитов, в частности, показано, что возникающая слабая спин-орбитальная связь зоны проводимости и валентной зоны приводит к размерно-зависимой гибридизации огибающих функций s- и p-типа (отличающихся значением орбитального момента на единицу) с противоположной ориентацией спина. Именно такое s-pсмешивание и определяет вероятность переворота спина при переходе из одного нанокристалла в другой, а значит, и время жизни спинового состояния при электронном переносе в массиве нанокристаллов.

### Спин-орбитальное взаимодействие

В представленной работе теоретически исследуется миграция электронов в ансамбле кремниевых нанокристаллов, внедренных в широкозонную матрицу SiO<sub>2</sub>, с учетом спин-орбитального взаимодействия. Нами рассчитываются вероятности переворота спина при электронном переносе между кристаллитами в зависимости от их размеров и расстояния между ними.

Переходы индуцированы взаимодействием с фононами и изучаются в рамках нестационарной квантово-механической теории возмущений вплоть до третьего порядка. Как и в [4], основной вклад в туннелирование электронов между нанокристаллами вносят двух- и трехфононные процессы. Учет спин-орбитального взаимодействия приводит к возможности связывания состояний с противоположной ориентацией спина, как через спиновое s-pсмешивание, что соответствует известным в теории спиновой релаксации процессам Эллиотта [5], так и через модуляцию спин-орбитального взаимодействия полем фононов (процессы Яфета [6]). Оказывается, что перевороты спина при туннелировании между нанокристаллами подавлены не только слабым кремниевым спин-орбитальным взаимодействием, но и орбитальной симметрией волновых функций начального и конечного состояний: для того чтобы перевернуть спин, необходимо связать огибающие s-типа в нанокристалле-эмиттере и pтипа в нанокристалле-приемнике. В результате вероятности переворота спина при переходе становятся на 5-6 порядков ниже скоростей электронной миграции между кристаллитами.

#### Моделирование спинового переноса

При моделировании спинового переноса рассматривался массив, в котором средний радиус кремниевых нанокристаллов  $\overline{R}$  в зависимости от координаты *z* в слое изменялся по закону

$$\overline{R} = R_0 + a^* z \,. \tag{($$$$$$$$)}$$

Для лучшего сходства с реальными образцами нанокристаллы в матрице располагались произвольно, а разброс по размерам описывался нормальным логарифмическим распределением:

$$\rho(R) = \left(S\sqrt{2\pi}R\right)^{-1} \exp\left[-\left(\ln(R) - M\right)^{2} / \left(2S^{2}\right)\right]. \quad (\varphi 2)$$

Для выполнения равенства (ф1) необходимо, чтобы параметр *М* изменялся по закону

$$M = \ln(R_0 + a * z) - S^2/2. \qquad (\phi3)$$

Периодически на краю массива при z = 0 возбуждалось по одному электрону со спином вверх в каждом нанокристалле, после чего спины могли свободно перемещаться в исследуемой структуре. По достижении другого края z = H спины могли свободно покидать массив.

Очевидно, что скорость спинового переноса должна зависеть от плотности заполнения нанокристаллами диэлектрического слоя, которая характеризуется коэффициентом объёмного наполнения  $n_{\nu}$ (отношение объёма нанокристаллов кремния к объёму всего образца). Более удобно, однако, использовать в качестве характеристики плотности массива среднее расстояние между краями нанокристаллов L, определяемое выражением

$$L = 2\overline{R} \left( \sqrt[3]{\pi/6n_{\nu}} - 1 \right). \tag{($$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$

На рисунке 1 представлено среднее время прохождения спином активного слоя  $\tau_s$  в зависимости от ширины массива *H*, при различных значениях коэффициента объёмного наполнения  $n_v$  для  $a = 1.2*10^5$  см<sup>-1</sup>,  $R_0 = 1.5$  нм, S = 0.25.



Рисунок 1. Зависимость времени прохождения спина от толщины наноструктуры.

Видно, что величина  $\tau_s$  вначале растёт линейно с увеличением ширины массива, а затем рост ускоряется. Следовательно, происходит замедление движения экситона. Согласно (ф4), увеличение среднего радиуса нанокристалла при постоянном значении  $n_v$  приводит к увеличению расстояния между нанокристаллами, уменьшая скорость спинового трансфера. Напротив, увеличение коэффициента заполнения уменьшает расстояния между нанокристаллами, что ведёт к уменьшению  $\tau_s$ .

- R. Jansen, S.P. Dash, S. Sharma et al. // Semicond. Sci. Technol., V. 27, P. 083001 (2012).
- M.W. Wu, J.H. Jiang, M.Q. Weng // Physics Reports, V. 493, P. 61 (2010).
- А.А. Конаков, Н.В. Курова, В.А. Бурдов // ФТП, Т. 47, С. 1521 (2013).
- В.А. Беляков, А.А. Конаков, В.А. Бурдов // ФТП, Т. 44, С. 1466 (2010).
- 5. R.J. Elliott // Phys. Rev., V. 96, P. 266 (1954).
- Y. Yafet // Solid State Physics, edited by F. Seitz and D. Turnbull, V. 14, P. 1 (1963).

### Исследование деформаций в кристаллической структуре массивов вертикально упорядоченных Ge(Si) самоформирующихся островков в кремниевой матрице

### Д. А. Павлов<sup>1</sup>, А. И. Бобров<sup>1</sup>\*, А. В. Новиков<sup>2</sup>, Д.В. Юрасова<sup>2</sup>, Н. В. Малехонова<sup>1</sup>, А. В. Пирогов<sup>1</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950. 2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. \*bobrov@phys.unn.ru

В рамках настоящей работы методом геометрической фазы количественно измерены и наглядно продемонстрированы упругие деформации, приводящие к проявлению эффекта вертикальной связи в массивах Ge(Si)-островков в кремниевой матрице.

### Введение

При проектировании и создании гетеронаносистем принципиально важным является наличие информации о распределении напряжений и деформаций в их структуре [1,2,3]. Для проведения соответствующих исследований применяется ряд методов, однако наиболее информативным из них является просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения (ВРПЭМ) на поперечном срезе. На сегодняшний день существуют две основные ПЭМ-методики, позволяющие получать прямым путём подробную информацию о величине и распределении полей деформаций в кристаллических наноструктурированных объектах, – ими являются нанодифракция и метод геометрической фазы [4].

В рамках настоящей работы при помощи совокупности этих методов визуализированы и количественно измерены деформации, приводящие к возникновению вертикальной связи в массивах Ge(Si)островков [3].

### Методика эксперимента

В качестве объекта исследования выступила структура с массивами вертикально связанных островков. Снимок её поперечного среза, полученный в режиме сканирующего просвечивающего электронного микроскопа (STEM), представлен на рис. 1. Образец был выращен методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на высоковакуумной установке Riber SIVA-21. Структура представляла собой массив Ge(Si)-островков, состоящий из пяти слоёв.

Исследование образца производилось на просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F (JEOL) с термополевым катодом. Использовалось ускоряющее напряжение 200 kV.



**Рисунок 1.** STEM-снимок исследованной структуры с массивом Ge(Si)-наноостровков.

Для построения карт распределения упругих деформаций по снимкам высокого разрешения применялись программное обеспечение Digital Micrograph и плагин GPA, посредством которого реализуется метод геометрической фазы.

Принцип работы плагина GPA основан на анализе периодичности фазового контраста на ПЭМснимках высокого разрешения [4]. Возникновение соответствующего контраста на снимках обусловлено когерентным рассеянием электронов на потенциале кристаллической решётки, таким образом, в нём заключена информация об искажениях в структуре исследуемого кристалла. Основой метода геометрической фазы является фильтрация фурьеспектров пространственных частот, полученных от распределения интенсивности на ВРПЭМ-изображении. Это позволяет на соответствующих снимках вычленить периодичность, характерную для отдельной системы плоскостей кристалла. В результате становится возможно производить измерения отклонений межплоскостных расстояний (упругих деформаций) на снимке высокого разрешения относительно некой периодичности, выбранной за эталонную. В нашем случае в качестве эталона выступила кристаллическая решётка кремния из подложки.

### Результаты и обсуждение

На рисунке 2а представлен снимок высокого разрешения участка массива с 4 вертикально связанными островками в кремниевой матрице. Ориентация образца – [010]. Рисунок 2б иллюстрирует карту полей деформаций в ростовом [001] направлении, полученную от соответствующего снимка высокого разрешения при помощи метода геометрической фазы.



Рисунок 2. а) ВРПЭМ-снимок структуры, изображённой на рисунке 1; б) карта полей упругих деформаций в направлении роста [001].

На рисунке 26 можно видеть области, отличающиеся синим цветом, – они характеризуются сжатием кристаллической решётки в направлении роста. Соответствующие деформации передаются от одного слоя с Ge(Si)-островками к другому, что является одним из проявлений механизма вертикальной связи в подобных системах [2,3,5].



Рисунок 3. Профиль упругих деформаций кристаллической решётки для ростового направления [001] в массиве Ge(Si)-наноостровков. Данные, показанные синим цветом, получены методом геометрической фазы. Точками отмечены результаты нанодифракции.

На рисунке 3 показан профиль упругих деформаций для межплоскостных расстояний в направлении роста, полученный от области с наноостровками (рис.2 а,б). В островках закономерно наблюдается увеличение межплоскостных расстояний кристаллической решётки относительно эталонной кремниевой, что связано с присутствием в них примеси германия.

Из настоящего профиля также можно определить величину деформаций кремния в межостровковом пространстве. Таким образом, становится возможным измерение прямым путём фактора, определяющего образование вертикальной связи в массивах квантово-размерных гетеронаноструктур.

Работа выполнена при поддержке программ президиума РАН.

### Литература

 M. Hÿtch, C. Gatel, F. Houdellier, E. Snoeck and K. Ishizuka// Microscopy and Analysis, V.26(7), 6-10 (2012).

- N. Shtinkov // Journal of Applied Physics, V.114, 243513 (2013).
- F. Montalenti, A. Marzegalli, G. Capellini, M. De Seta and Leo Miglio // J. Phys.: Condens. Matter, V. 19, 225001 (2007).
- M.J. Hÿtch// Scanning Microscopy, V. 11, 53-66 (1997).
- N. Cherkashin, S. Reboh, M. J. Hÿtch, A. Claverie, V. V. Preobrazhenskii et al.// Appl. Phys. Lett., 102, 173115 (2013).

### Обменное усиление g-фактора в квантовых ямах HgTe

Л.С. Бовкун<sup>1, §</sup>, С.С. Криштопенко<sup>1</sup>, К.Е. Спирин<sup>1</sup>, М.С. Жолудев<sup>1</sup>, А.В. Иконников<sup>1,2</sup>, К.В. Маремьянин<sup>1,2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,2</sup>, А.В. Антонов<sup>1,2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, Новосибирск, 630090 § bovkun@ipmras.ru

Проведены измерения продольного и поперечного магнитосопротивления в структурах с квантовыми ямами HgTe различной ширины. Из анализа температурной зависимости осцилляций Шубникова-де Гааза определена величина эффективной массы *m*<sup>\*</sup> и g-фактора *g*<sup>\*</sup> двумерных электронов на уровне Ферми. Экспериментальные значения сравниваются с результатами теоретических расчетов, выполненных с использованием 8-зонного k·p-гамильтониана.

Современный уровень развития технологий полупроводников A<sup>2</sup>B<sup>6</sup> позволяет создавать высококачественные гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te. Благодаря малой эффективной массе и высоким значениям подвижности двумерных (2D) электронов подобные системы демонстрируют выраженный квантовый эффект Холла (КЭХ) и осцилляции Шубникова-де Гааза (ШдГ) даже в слабых магнитных полях. Анализ температурной зависимости осцилляций ШдГ при различных факторах заполнения уровней Ландау v позволяет определять эффективную массу *m*<sup>\*</sup> на уровне Ферми и эффективный gфактор электронов  $g^*$ , причём значения  $g^*$ , полученные из магнитотранспорта, могут значительно отличаться от «одноэлектронных» вследствие обменного взаимодействия между 2D-электронами [1].

В работе исследовались две КЯ HgTe/Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с симметричным профилем селективного легирования (структуры #А и #В) - табл. 1. Измерения магнитосопротивления (рис.1) проводились в магнитных полях до 12 Тл (Cryofree Superconducting Magnet) в диапазоне температур 1.6-20 К в криостате замкнутого цикла (Optistat PT) фирмы Oxford Instruments. Концентрация носителей заряда определялась как из холловского сопротивления, так и по периоду осцилляций ШдГ, совпадение этих значений указывает на отсутствие параллельных каналов проводимости. Из анализа зависимости амплитуды осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях от температуры [2] были определены эффективные массы электронов (см. табл. 1), которые хорошо совпадают со значениями, полученными из измерений циклотронного резонанса.

Детальный анализ осцилляций в слабых магнитных полях позволяет определить ширину плотности состояний на уровнях Ландау. Для гауссова профиля плотности состояний изменение амплитуды осцилляций ШдГ при фиксированной температуре в магнитном поле описывается формулой (ф1), для случая лоренцева профиля — формулой (ф2) [3]:

$$\Delta \rho / \rho_0 = A \cdot \exp[-\pi^2 \Gamma_G^2 / \hbar^2 \omega_c^2], \qquad (\phi 1)$$

$$\Delta \rho / \rho_0 = A \cdot \exp[-2\pi \Gamma_L / \hbar \omega_c], \qquad (\phi 2)$$

где  $\omega_c$  – циклотронная частота на уровне Ферми,  $\Gamma$  – ширина плотности состояний. Вывод о профиле уширения можно сделать по характеру зависимости ln[ $\Delta \rho / \rho_0$ ] от обратного магнитного поля [3].



Таблица 1. Параметры образцов при T = 1.6 К

Рисунок 1. КЭХ и осцилляции ШДГ в перпендикулярном магнитном поле для образца А. Стрелками указаны магнитные поля, соответствующие нечетным значениям фактора заполнения уровней Ландау v.

Образец А демонстрирует линейную зависимость  $ln[\Delta \rho/\rho_0]$  от обратного магнитного поля (рис. 2), что характерно для лоренцева профиля плотности состояний с  $\Gamma_L^A$ =5.7 мэВ. Линейная функция пересекает ось ординат в значении 3.69, что близко к теоретически предсказанному [3] значению 4. Для образца В зависимость  $\Delta \rho/\rho_0$  от 1/*B* описывается квадратичным законом, что свидетельствует о гауссовом профиле плотности состояний с  $\Gamma_G^B$ =3.8 мэВ. Свободный член при этом равен 2.2, что близко к теоретическому значению 2.



**Рисунок 2.** Зависимость минимумов осцилляций ШдГ от обратного магнитного поля для образца А.

В магнитных полях свыше 3.5 Тл при T = 1.6 К вблизи нечетных v наблюдается расщепление пиков осцилляций ШдГ, связанное со спиновым расщеплением уровней Ландау. Если величина щели между уровнями  $\Delta_T$  значительно превосходит  $k_BT$ , то зависимость магнитосопротивления от температуры при фиксированном магнитном поле описывается выражением [4]

$$\mathbf{R}_{\mathrm{xx}}^{(\mathrm{min})} \sim \exp[-\Delta_{\mathrm{T}}/2k_{\mathrm{B}}T], \qquad (\mathbf{\varphi}3)$$

где  $\Delta_{\rm T}$  не зависит от температуры и определяется  $\Delta_{\rm T} = g^* \mu_{\rm B} B - \Gamma$ , (ф4) где  $\mu_{\rm B}$  – магнетон Бора.

Таким образом, из анализа температурной зависимости минимумов осцилляций ШдГ вблизи нечетных v с учетом значений ширины плотности состояний можно определить эффективный g-фактор электронов (см. табл. 2). Видно, что экспериментальные значения  $g^*$  в образцах A и B превосходят «одноэлектронные» величины  $g_{1e}$ , полученные из теоретически рассчитанного спинового расщепления уровней Ландау (рис. 3). Наблюдаемое расхождение теоретических и экспериментальных значений g-фактора качественно совпадает с наблюдаемым в работе [5] и связывается нами с обменным взаимодействием между 2D-электронами [1].



Рисунок 3. Осцилляции ШдГ при T = 1.6 К и зависимость энергии уровней Ландау от магнитного поля для образца #А, рассчитанная с использованием 8-зонного k·p-гамильтониана [6]. Вертикальными отрезками отмечены энергии циклотронных переходов ħω<sub>c</sub> и спинового расщепления ΔE<sub>1e</sub> на уровне Ферми. Теоретические значения ΔE<sub>1e</sub> при нечетных *v* указаны в явном виде.

**Таблица 2.** Основные результаты работы. Значения  $\Delta_T$ , Г и  $\Delta E_{1e}$  указаны в мэВ.

#	v	В, Тл	$\Delta_{T}$	Г	$\Delta E_{1e}$	<i>g</i> *	g <sub>1e</sub>
	5	10.91	6.9	Г∟ 5.7	8.9	19.9	14.1
	7	7.81	3.36	Г∟ 5.7	6.33	19.9	14.0
	9	6.08	1.51	Г∟ 5.7	4.95	20.4	14.1
	11	4.96	0.56	Г∟ 5.7	4.05	21.6	14.1
	13	4.2	0.15	Г∟ 5.7	3.43	23.9	14.1
A	15	3.63	0.08	Г∟ 5.7	2.96	27.3	14.1
	3	9.37	3.23	Гс 3.8	1.7	12.9	3.1
	5	5.8	0.51	Гс 3.8	1.8	12.8	5.4
~	7	4.2	0.14	Гс 3.8	1.5	16.1	6.2

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 13-02-00894, 14-02-31588), гранта Президента РФ (МК-4758.2014.2) и Российской академии наук.

- Ando T., Uemura Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1974. Vol. 36, № 4. P. 959–967.
- Isihara A., Smrcka L. // J. Phys. C Solid State Phys. 1986. Vol. 6777.
- Piot B. et al. // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72, № 24. P. 245325.
- Usher A. et al. // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 41, № 2. P. 1129–1134.
- Zhang X. et al. // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 69, № 11. P. 115340.
- Zholudev M. et al. // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86, № 20. P. 205420.

# Исследование структур с множественными квантовыми ямами InAs/GaAs методом спектроскопии электроотражения

А. С. Большаков<sup>1, \*</sup>, В. В. Чалдышев<sup>1, §</sup>, А. В. Бабичев<sup>1, 2</sup>, Д. А. Кудряшов<sup>2</sup>, А. С. Гудовских<sup>2, 3</sup>, И. А. Морозов<sup>2</sup>, М. С. Соболев<sup>2</sup>, Е. В. Никитина<sup>2</sup>

1 ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, СПб., 194021. 2 СПбАУ НОЦНТ РАН, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, СПб., 194021. 3 СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, д. 5, СПб., 197376. \*bolsh\_as@mail.ioffe.ru, §chald.gvg@mail.ioffe.ru

Исследовались оптические свойства периодических гетероструктур с ультратонкими квантовыми ямами InAs/GaAs. Положение экситонных уровней в квантовых ямах определялось методом спектроскопии электроотражения. Определено влияние перекрытия волновых функций локализованных электронов и дырок на расщепление соответствующих экситонных состояний. Обнаружено влияние брэгговской интерференции на интенсивность особенностей в спектре электроотражения.

### Введение

Исследование электрооптического эффекта в структурах с множественными квантовыми ямами (КЯ) представляет интерес для разработки и усовершенствования быстродействующих оптических модуляторов. Экситонный вклад в отражение, который можно модулировать электрическим полем, может быть усилен посредством применения брэгтовской системы КЯ с одной или большим количеством КЯ в узлах структуры [1, 2]. Однако перекрытие волновых функций электронов и дырок в близко расположенных квантовых ямах должно вызывать расщепление уровней. Этот эффект должен проявляться наиболее сильно в ультратонких ямах, когда волновые функции носителей преимущественно находятся в барьере.

В данной работе проведено исследование брэгговской структуры с КЯ InAs/GaAs с тремя ямами в каждом узле.

### Описание структуры

Исследованная структура содержала 60 периодов по 3 КЯ InAs номинальной толщиной в 1 монослой (~ 3 Å), разделенные барьерами GaAs толщиной около 9.3 нм, выращенные на подложке n-GaAs. Период структуры составлял ~ 120 нм. В качестве верхнего прозрачного контакта для измерения электроотражения на образец был нанесен слой оксида индия-олова (ITO) толщиной около 100 нм, а на него, в свою очередь, по краям слой золота для возможности подсоединения контакта.

### Методика эксперимента

Измерения проводились методом синхронного детектирования при разных температурах и углах падения света. Образец крепился подложкой к металлическому держателю в криостате при помощи проводящего клея. Второй электрод, также с помощью проводящего клея, соединялся со слоем золота на лицевой поверхности образца. При измерениях электроотражения нижний уровень прикладываемого модулированного напряжения составлял ~ 0, верхний уровень можно было изменять. Положительный потенциал прикладывался к верхнему контакту (слою ITO).

### Результаты

На рис. 1 представлен спектр электроотражения структуры, полученный при угле падения неполяризованного света ~ 23°, модулирующем напряжении ~2 В, разрешении монохроматора 1.5 нм и комнатной температуре. На этом же рисунке приведен результат подгонки, выполненной в предположении существенного неоднородного уширения и, следовательно, гауссовой формы экситонных линий. Полученные путем подгонки значения энергий экситонных переходов в КЯ приведены в табл. 1.


Рисунок 1. Спектр электроотражения при комнатной температуре и угле падения света ~ 23°

Таблица 1. Значения энергии экситонных переходов в КЯ (эВ), определенные из подгонки экспериментальных данных и путем квантово-механического расчета

	hh1—e1	hh2–e2	lh1—e1	lh2–e2
Эксперимент	1.3750	1.3825	1.3893	1.4065
Расчет	1.3747	1.3845	1.3904	1.4061

Квантово-механический расчет трех близко расположенных КЯ проводился в предположении прямоугольных ям с эффективной шириной 2,5 Å, температуры 297 К и разрыва зоны проводимости 67 % от полного разрыва зон. Расчет показал, что уровень тяжелых дырок расщепляется слабо (расстояние между уровнями 0.3 мэВ), расщепление же уровней легких дырок и электронов достаточно сильное и приводит к тому, что локализованными остаются только по два (из трех) уровня на расстоянии 9 мэВ и 6 мэВ друг от друга для электронов и легких дырок соответственно. По причине узости ям в расчете использовались значения эффективных масс в GaAs. Вычисленные на основе рассчитанных положений уровней значения энергии разрешенных по симметрии экситонных переходов (с учетом энергии связи экситона в GaAs 4.5 мэВ) также приведены в табл. 1. Хорошее соответствие результатов позволяет соотнести отдельные видимые в спектре особенности с конкретными экситонными состояниями (см. рис. 1).

Форма и относительная величина особенностей в спектре электроотражения структур с множественными квантовыми ямами в большой степени зависят от интерференции волн, отраженных от различных КЯ [3]. Следовательно, вблизи длины волны, отвечающей брэгговскому резонансу, стоит ожидать появления интересных эффектов. Например, на рис. 2 представлены спектры электроотражения, записанные при температуре 120 К и рполяризации света при падении света, близком к нормальному, и под углом ~ 67.5°. Отмеченная стрелкой особенность, связанная, предположительно, с возникновением при пониженной температуре вследствие изменения величины разрыва зон третьего локализованного состояния для электронов в КЯ, в спектре, записанном вблизи нормального падения, проявляется гораздо сильнее, чем в спектре при 67°, и даже сильнее других экситонных особенностей. По-видимому, это связано именно с интерференционными эффектами в брэгговской структуре.



**Рисунок 2.** Спектры электроотражения при температуре 120 К и различных углах падения света

### Заключение

По результатам проведенных исследований определено расщепление уровней энергии экситонного состояния в трех близко расположенных квантовых ямах. Величина расщепления превышает ширину экситонных линий, что может негативно сказаться на эффектах, связанных с коллективным взаимодействием экситонов со светом. Обнаружено существенное влияние брэгговского резонанса на величину электрооптического эффекта.

- Е. Л. Ивченко, А. И. Несвижский, С. Йорда // ФТТ, т. 36, 2118 (1994).
- А. С. Большаков, В. В. Чалдышев, Е. Е. Заварин и др. // ФТТ, т. 55, 1706 (2013).
- A. J. Shields, P. C. Klipstein // Superlattices and Microstructures, V. 7, 397 (1990).

# Эффект магнитного храповика в двумерных системах

### Г. В. Будкин, Л. Е. Голуб

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

Представлены результаты по теоретическому изучению эффекта магнитного храповика. Показано, что возможна генерация фототока в двумерных системах с ферромагнитной нецентросимметричной латеральной сверхрешеткой. Получены частотные и поляризационные зависимости фототоков для различных механизмов рассеяния свободных носителей заряда.

Разработана детальная теория эффекта на основе кинетического уравнения Больцмана. Изучены механизмы генерации фототоков, индуцированных нормально падающим терагерцевым излучением (Рис.1). Показано, что в структурах без центра инверсии возникает направленное движение носителей заряда, обусловленное совместным воздействием на них неоднородного электрического поля волны и пространственно осциллирующего магнитного поля сверхрешетки. Теория учитывает как механизм генерации тока, связанный с ускорением свободных носителей заряда электрическим полем излучения, так и механизм, связанный с нагревом зарядов, который обусловлен поглощением света (храповик Нернста-Эттингсгаузена).



Рисунок 1. Изучаемая структура с нормальным осциллирующим в пространстве магнитным полем B(x), которое вызвано нецентросимметричной ферромагнитной сверхрешеткой с периодом d.

Детальный расчет фототока, вызванного эффектом магнитного храповика, проведен для двух типов структур с линейной дисперсией свободных носителей заряда, таких как графен или структур на основе топологических изоляторов, и для полупроводниковых гетероструктур, где дисперсия параболическая, а также для двух механизмов упругого рассеяния: короткодействующего и рассеяния на кулоновских примесях [1]. В рамках данной теории вычислены поляризационные зависимости индуцированных токов для линейного и циркулярного излучения. Продемонстрировано, что эффект храповика Нернста-Эттингсгаузена может реализовываться в системах с линейной дисперсией только для короткодействующего рассеяния, а в системах с параболической дисперсией – только для кулоновского рассеяния. Показано, что токи, не связанные с нагревом носителей заряда, напротив, существуют в любых системах с произвольным рассеянием, а их частотная зависимость определяется доминирующим механизмом упругого рассеяния двумерных носителей заряда и значительно различается для систем с линейной и параболической дисперсией.

### Литература

 G.V. Budkin and L.E. Golub // Physical Review B, V. 90, 125316 (2014).

# Прикраевое малоугловое рентгеновское рассеяние как способ решения проблемы неопределённости размера/состава кристаллических неоднородностей

### Н. С. Будкина\*, М. Е. Бойко, М. Д. Шарков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021. \*budkinans@mail.ioffe.ru

Показано, что твёрдый раствор GaAs<sub>0.7</sub>Se<sub>0.3</sub> распадается на кластеры. Экспериментально определены размеры и форма кластеров. Таким образом решена проблема неопределённости (принцип Бабине) размера и состава кластеров в твёрдом растворе при использовании прикраевого малоуглового рентгеновского рассеяния.

В рентгеновских исследованиях, как и в оптике, существует так называемая проблема неопределённости (принцип Бабине), когда невозможно точно определить, на чём происходит дифракция: на порах или на кластерах, а точнее – на кластерах различного состава и размеров. В качестве решения этой проблемы для образца GaAs<sub>0.7</sub>Se<sub>0.3</sub>/GaAs, выращенного методом газофазной эпитаксии, была предложена методика исследования прикраевым малоугловым рассеянием рентгеновских лучей (МУРР) при различных энергиях анализирующего пучка (аномальное МУРР).

Как оказалось, данное соединение не было стабильным твёрдым раствором, а распалось на кластеры – зёрна различных размеров. Задачей исследования было определение размеров кластеров состава GaSe и GaAs в трёх направлениях. Подробнее: кривые качания аномального МУРР (режим рефлектометрии) регистрировались при величинах длины волны анализирующих пучков чуть меньше значений, отвечающих краям поглощения атомов вещества. В этом случае сравнение спектров МУРР, полученных при разных величинах длины волны, позволяет установить связь между пространственными свойствами компонентов образца определённого типа и их химическим составом. Измерения проводились на лабораторном приборе MAPC-3 с источником рентгеновского излучения Rigaku UltraX 18.

Спектры МУРР от образца твёрдого раствора GaAs<sub>0.7</sub>Se<sub>0.3</sub> были измерены в режиме отражения и прохождения при трёх разных значениях длины волны: 1.54 Å (Си К-линия), 1.043 Å (чуть короче К-края As), 0.979 Å (незначительно короче К-края Se) - в областях максимального поглощения мышьяка и селена.

Измерения МУРР от образца в просвечивающем режиме проводились в двух взаимно перпендикулярных направлениях при разных величинах длины волны пучка, и они показали во всех случаях присутствие нескольких брэгговских пиков, соответствующих расстояниям около 350 нм как для зёрен GaSe, так и для зёрен GaAs в кристаллографическом направлении подложки 001.

Таким образом, размеры зёрен GaSe и GaAs в направлениях, параллельных поверхности плёнки GaAs<sub>0.7</sub>Se<sub>0.3</sub>, составляют около 350 нм.

Показано, что плёнка нестабильного твёрдого раствора  $GaAs_{0.7}Se_{0.3}$  распадается на зёрна GaAs и GaSe размерами около 350\*350 нм в проекции на поверхность образца, толщины этих зёрен составляют около 30 нм для GaAs и в два раза меньше для GaSe - 15 нм.

### Излучательная релаксация и фотопроводимость нитрида индия

### Б.А. Андреев<sup>1,\*</sup>, П.А. Бушуйкин<sup>1, §</sup>, В.Ю. Давыдов<sup>2</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

\* boris@ipmras.ru, § bushuikinp@ipm.sci-nnov.ru

Интерес к исследованиям оптических и фотоэлектрических свойств эпитаксиальных слоев нитрида индия связан с возможностью реализации активной среды для излучательных и фоточувствительных устройств на основе прямозонного полупроводника, излучающего в ближней ИК области спектра, оптимальной для волоконно-оптических линий связи. В докладе сообщается о результатах исследования спектров и кинетики фотолюминесценции, спектров фотопроводимости. Был обнаружен сигнал подзонной фотопроводимости. Исследование этого сигнала позволяет предполагать, что он возникает из-за переходов примесь-зона.

Нитрид индия - прямозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны E<sub>G</sub>~0.64 эВ [1] при комнатной температуре, что вызывает интерес к нему как перспективному материалу для создания эффективных оптоэлектронных устройств в ближнем ИК диапазоне. Проблемы исследования фотоэлектрических свойств InN и приборных применений связаны с низким качеством выращиваемых эпитаксиальных слоев, а именно с большой концентрацией электрически активных примесей и дефектов. В спектроскопических экспериментах степень совершенства слоев InN характеризуется положением и шириной пика люминесценции, временем релаксации ФЛ [5]. Существующие данные [6,7] противоречивы. При наблюдении фотоотклика InN в предшествующих работах регистрировали отрицательную фотопроводимость [8] и красную границу спектра ФП, сдвинутую на 1-1.2 эВ относительно края межзонного поглощения [9]. Экспериментальные исследования спектров подзонного фотовозбуждения InN в запрещенной зоне в литературе отсутствуют. Представляет интерес исследование процессов возбуждения и релаксации носителей в InN и роли дефектно-примесных центров в этих процессах.

### Описание эксперимента

В работе исследовались спектры и кинетика фотолюминесценции (ФЛ) и фотопроводимости (ФП) эпитаксиальных структур InN, выращенных методами MBE (GS1804 n=7·10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>, Gs2054-3 n=3·10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>) [10]. Для возбуждения люминесценции и проводимости использовались импульсные лазеры: 1) титан-сапфировый лазер Tsunami (SpectraPhysics) λ=800 нм, Р=100 мВт, длительность импульса ~70 фс при частоте повторения 80 МГц; 2) оптический параметрический генератор MOPO-SL (Spectra-Physics) с длительностью импульсов 5 нс при частоте повторения 10 Гц, перестраиваемый в диапазоне λ=0.44 ÷ 2.5 мкм; 3) оптический параметрический генератор OPO (Solar LS), перестраиваемый в диапазоне λ=0.44 ÷ 18 мкм, с длительностью импульсов 10 нс. Измерения кинетики ФЛ с временным разрешением не хуже 200 фс проводились методом «up-conversion» при T=10 К в криостате замкнутого цикла. Для получения суммарной частоты сигнал ФЛ смешивался с импульсом лазера на кристалле BBO type II толщиной 1 мм. Регистрация спектров и кинетики ФП проводилась с помощью осциллографа WaveSurfer-432 (LeCroy). Временное разрешение (~10 нс) при регистрации ФП определялось длительностью импульсов ОРО.

### Результаты и обсуждение

1. Наблюдается относительно сильный сигнал фотопроводимости образца Gs2054-3 при комнатной температуре, полученный с помощью перестраиваемого лазера (рис. 1). Причем в некоторых пробных измерениях сигнал был обнаружен при энергии кванта возбуждающего света 0.2 эВ. Чтобы определить, какой процесс играет главную роль в формировании этого сигнала, были измерены зависимости сигнала ФП от мощности возбуждающего света для двух энергий кванта: больше и меньше ширины запрещенной зоны (рис. 2). Зависимости линейны в обоих случаях, что означает отсутствие насыщения ФП для межзонных переходов и, соответственно, сравнимую по величине фотопроводимость при энергии квантов меньше ширины запрещенной зоны. Также можно исключить вклад в наблюдаемый сигнал двухквантовых процессов, с характерной квадратичной зависимостью от мощности накачки.



Рисунок 1. Спектр фотопроводимости образца Gs2054-3 при комнатной температуре. Сигнал ФП наблюдается до



Рисунок 2. Зависимость мощности сигнала ФП от мощности возбуждающего света для двух энергий кванта: больше (коричневый) и меньше (розовый) ширины запрещенной зоны.

Оценка вклада поглощения на свободных носителях (выражения из [8] и параметры из [9]) для образца Gs2054-3 дает  $\alpha_{ce.\ нoc.}(E \sim E_g) \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . В сравнении с  $\alpha_{meжs}(E \sim E_g) \sim 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$  вклад поглощения на свободных носителях в наблюдаемый сигнал ФП можно считать несущественным. По-видимому, можно ограничить причину подзонной ФП переходами зона-примесь.

2. Измерения кинетики спада ФЛ при T=10 К для различных энергий излучаемых квантов дают временные зависимости интенсивности ФЛ с одноэкспоненциальным спадами. Полученные из них времена релаксации (рис.3) изменяются в интервале 1.2-0.065 нс. Видно, что с ростом энергии излучаемого кванта время спада ФЛ укорачивается. Мы связываем этот факт с ростом вкладов безызлучательных внутризонных переходов, связанных с остыванием дырок.

Время спада ФЛ для переходов с дна зоны проводимости, равное  $\tau_{exp} \ge 1$  нс, может служить оценкой снизу для времени излучательной рекомбинации в InN. По формуле для равновесных процессов  $\tau_r = (B_r n)^{-1}$  [10] можно теоретически оценить время излучательной рекомбинации для образца Gs1804-2. Оно равно  $\tau_{th} = 2.5 \pm 0.5$  нс, что совпадает с экспериментальной оценкой. Т.е. можно считать процессы рекомбинации равновесными.



**Рисунок 3.** Спектры и зависимости времени релаксации ФЛ для структур GS1804 от энергии излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 13-02-97077) и программы РАН с использованием оборудования ЦКП "Физика и технологии микро- и наноструктур" при ИФМ РАН.

- V. Yu. Davydov, et al.// Phys. Status Solidi B. 229, R1 (2002).
- S. P. Fu, et al.//Semicond. Sci. Technol. 21, 244 (2006).
- 3. C.-L. Hsiao, et al.//APL. 91, 181912 (2007).
- 4. F. Chen, et al.// Phys. Stat. Sol. (a) 202, 768 (2005).
- 5. P. C. Wei, et al. //Phys.Rev.B 81, 045306 (2010).
- T.V. Shubina et al.// Phys. Rev. B 79, 153105 (2009).
- 7. H. Lu, et al.//Appl. Phys. Lett. 79, 1489 (2001).
- 8. Ю.И.Уханов. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977. С. 172-240.
- 9. J.Wu, J.Appl. Phys. 106, 011101 (2009).
- J. Wu, W. Walukiewicz, W. Shan, K. M. Yu, J. W. Ager, S. X. Li, E. E. Haller, H. Lu, and W. J. Schaff // J. Appl. Phys. 94, 4457 (2003).

### Две подсистемы дираковских фермионов в наноперфорированном графене

### В.А. Волков<sup>§</sup>, Ю.И. Латышев\*

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва 125009. \* (**26.02.1950 – 10.06.2014**) §VoVA@cplire.ru

Наряду с объемными состояниями дираковских фермионов в наноперфорированном графене существуют и проявляются в транспорте внутренние краевые состояния типа Тамма–Шокли. Такие состояния, названные состояниями Тамма–Дирака, обнаружены в обычных условиях как в графене, так и в нанотонком графите транспортными методами. Показано, что эти состояния заполнены медленными дырками, которые вращаются вокруг наноотверстий по или против часовой стрелки (в зависимости от номера долины) и взаимодействуют с быстрыми объемными состояниями. Исследовано орбитальное квантование их спектра и прямым магнитоосцилляционным методом доказана их проводящая природа.

Проведен цикл экспериментальных и теоретических исследований краевых состояний дираковских фермионов (ДФ), которые вращаются вокруг наноотверстий (антидотов) и взаимодействуют с объемными ДФ в наноперфорированных графеновых структурах. Наноперфорация графена и нанотонкого графита осуществлялась различными способами, при этом диаметр антидотов варьировался от 20 до 40 нм и контролировался с помощью AFM. Измерялось магнитосопротивление наноперфорированных структур, а также зависимость их сопротивления от напряжения на затворе в режиме полевого транзистора. Вклад краевых состояний («состояний Тамма-Дирака (ТД)»), которые являются новой разновидностью состояний Тамма-Шокли, первоначально был обнаружен и затем детально исследован в периодических по полю магнитоосцилляциях сопротивления с периодом, определяемым квантом потока через площадь антидота.

Движение краевых ДФ вокруг антидота должно испытывать орбитальное квантование (как в атоме Бора) даже в отсутствие магнитного поля. Для проверки были в режиме полевого транзистора исследованы [1] зависимости электросопротивления R наноперфорированных образцов графена от положения уровня Ферми, E<sub>F</sub>, , которое изменялось с помощью напряжения на затворе V<sub>g</sub>. При низких

температурах на зависимости  $R(V_g)$  обнаружена серия пиков, положение которых линейно по  $V_g^2$ . Пики связываются с прохождением  $E_F$  через эквидистантную лестницу уровней, образованных орбитально-квантованными ТД-состояниями.

Наиболее информативные данные были получены из измерений эффекта Ааронова–Бома на структурах с единичными антидотами [2]. Из них были получены оценка глубины проникновения краевых состояний (около 2 нм) и оценка скорости краевых ДФ (около 5·10<sup>6</sup> см/с, на порядок меньше фермиевской скорости объемных ДФ).

Таким образом, наноперфорированный графен содержит две взаимодействующие подсистемы носителей: быструю объемную и медленную краевую, скорости которых отличаются в 20 раз.

### Литература

1. Ю.И. Латышев, А.П. Орлов, А.В. Фролов, В.А. Волков, И.В. Загороднев, В.А. Скуратов, Ю.В. Петров, О.Ф. Вывенко, Д.Ю. Иванов, М. Конзиковски, П. Монсо // Письма в ЖЭТФ, **98**, 242 (2013).

2. Yu.I. Latyshev, A.P. Orlov, V.A. Volkov, V.V. Enaldiev, I.V. Zagorodnev, O.F. Vyvenko, Yu.V. Petrov, P. Monceau // Scientific Reports, **4**, 7578; DOI:10.1038/srep07578 (2014).

# Мониторинг температуры подложки в низкотемпературных процессах молекулярно-пучковой эпитаксии

# П. В. Волков<sup>1\*</sup>, А. В. Горюнов<sup>1</sup>, М. Н. Дроздов<sup>1</sup>, А. Ю. Лукьянов<sup>1</sup>, А. В. Новиков<sup>1, 2</sup>, А. Д. Тертышник<sup>1</sup>, Д. В. Юрасов<sup>1, 2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2. Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950. \*volkov@ipmras.ru

В работе продемонстрирована возможность повышения эффективности управления технологическим процессом роста полупроводниковых структур в установке молекулярно-пучковой эпитаксии за счет непрерывного мониторинга температуры подложки благодаря применению методов тандемной низкокогерентной интерферометрии. На примере процессов роста структур с δ-слоями Si:Sb была показана возможность значительного сокращения времени роста многослойных структур за счёт отсутствия необходимости длительной термостабилизации подложки при изменениях её температуры. Кроме того, было зафиксировано уменьшение избыточного загрязнения подложки неконтролируемыми примесями благодаря существенному сокращению времени, при котором подложка находится при низкой температуре.

### Введение

Контроль температуры при эпитаксиальном росте полупроводниковых структур является необходимым элементом технологического процесса в силу сильной зависимости от температуры роста как свойств выращенных образцов, так и самих процессов формирования структуры. Современные требования по миниатюризации микроэлектронных устройств приводят к тенденции уменьшения ростовых температур, что связано с требованиями получения резких профилей легирования, уменьшения перемешивания материалов и др. При низкой температуре (ниже 400 °C) применение стандартных методов ее контроля (термопара, пирометр) становится затруднительным. Использование пирометров лимитируется резким уменьшением мощности теплового излучения подложки, а управление процессом по термопаре становится сильно инерционным. В работе приведены результаты применения разрабатываемой авторами измерительной системы для контроля процесса роста бслоев Si:Sb методом молекулярно-пучковой эпитаксии.

### Эксперименты и результаты

Эксперименты проводились на установке молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) Riber SIVA-21, имеющей в своем составе W-Re-термопару и инфракрасный пирометр IMPAC IS 12. Предлагаемая система мониторинга построена на принципах тандемной низкокогерентной интерферометрии (ТНКИ) [1]. Источник и приемник зондирующего света ТНКИ-системы помещались вне ростовой камеры. Свет заводился внутрь через боковое оптическое окно, ось которого наклонена по отношению к образцу примерно на 40<sup>0</sup>. Для вывода зондирующего излучения в камере было установлено дополнительное зеркало, отражающее свет обратно в измерительную систему.

На рис. 1 приведены результаты калибровочных измерений, позволяющих сопоставить значения температуры подложки, полученные с помощью ИК-пирометра и ТНКИ при различных установках термопары.



**Рисунок 1**. Сравнение результатов измерений температуры подложки пирометром и ТНКИ.

Из рисунка видно, что показания пирометра и ТНКИ хорошо совпадают в диапазоне 450-600 °С, где работают оба метода. При температурах ниже 450 °С, которая близка к нижней границей рабочего диапазона пирометра, и до 250 °С результаты измерений ТНКИ хорошо ложатся на прямую, аппроксимирующую зависимость показаний пирометра от значений, установленных на термопаре. Расхождение кривых при низких температурах до конца неясно. Из полученных результатов можно сделать вывод о корректности измерений температуры с использованием ТНКИ.

В серии ростовых экспериментов растились пары бслоев Si:Sb, разделённые буферным слоем Si. Один из б-слоев выращивался по стандартной методике с установкой температуры по термопаре, что при низких температурах требовало длительного времени для термостабилизации. Второй - согласно измерениям температуры ТНКИ-системой, происходящим в реальном масштабе времени. На рис. 2 приведены зависимости температуры подложки от времени согласно данным оптических измерений (сплошная линия) и данным с термопары (штриховая линия) в ходе роста одиночного δ-слоя Si:Sb. Для формирования б-слоя температура понижалась с 530  $^{0}$ С (температура роста Si-слоев) до 350  $^{0}$ С. Из рис. 2 видно, что согласно оптическим измерениям подложка остывает до требуемой температуры (точка В) примерно за 3 мин, в то время как при управлении с помощью термопары для этого требуется порядка 15 минут.



Рисунок 2. Зависимости изменения температуры подложки (сплошная линия) и термопары (штриховая линия) в ходе роста одиночного δ-слоя Si:Sb.

Сравнение выращенных слоев методом ВИМС показало, δ-Si:Sb слои, полученные с использованием обоих методик измерения температуры подложки, оказались практически одинаковыми по уровню легирования и резкости профиля концентрации. Расхождение в уровне легирования оказалось <10%, что является в данном случае незначительным, и может быть вызвано, в том числе, конечным разрешением и шумами ВИМСа. Параметры полученных δ-Si:Sb-слоев (градиент концентрации примеси на переднем фронте (~1 нм на декаду) и ширина пика на его полувысоте (1.5-2 нм)) соответствуют рекордным значениям, приведенным в литературе. Кроме того, анализ профиля концентрации углерода по глубине показывает наличие пика в области слоя, выращенного «по термопаре». Этот пик углерода связан с длительной остановкой роста, необходимой для стабилизации температуры. В области слоя, выращенного с оптическим контролем температуры, всплеск углерода отсутствует.



Рисунок 3. ВИМС-анализ полученных структур.

Таким образом, было показано, что использование предложенной методики для измерения температуры подложки позволяет значительно сократить время роста многослойных структур и избежать их избыточного загрязнения неконтролируемыми примесями, накапливаемыми на поверхности роста при длительных прерываниях роста при низкой температуре.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-01124) и стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (№ СП-5485.2013.5). В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

### Литература

 P.V. Volkov, et al. // Journal of Crystal Growth. V. 310, 4724 (2008).

# Влияние нанесения кобальта на оптоэлектронные свойства квантово-размерных гетеронаноструктур In(Ga)As/GaAs

### Н. С. Волкова<sup>1, 3, \*</sup>, А. П. Горшков<sup>2</sup>, А. В. Здоровейщев<sup>1</sup>, Л. А. Истомин<sup>3</sup>, С. Б. Левичев<sup>3</sup>

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 НИИ химии ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

\*volkovans88@mail.ru

Из анализа температурных зависимостей фоточувствительности структур с квантовыми точками InAs/GaAs определены значения результирующего рекомбинационного времени жизни фотовозбужденных носителей в квантовых точках при различных условиях нанесения Со и параметрах структур.

### Введение

Контакты ферромагнитных металлов (Fe, Co, Ni и нанесенные на поверхность квантоводр.), размерных структур, могут использоваться в приборах спинтроники для инжекции спин-ориентированных носителей. Очевидно, что при создании приборов необходим контроль влияния точечных дефектов, возникающих при проведении технологических операций, на их оптоэлектронные характеристики. Известно, что при нанесении Соконтакта на GaAs в приповерхностной области образуются центры безызлучательной рекомбинации в результате взаимной диффузии и взаимодействия атомов Ga, As и Co. В [1] показано, что в диодах Шоттки с Со-контактом наблюдалось гашение электролюминесценции от квантово-размерных слоев In(Ga)As/GaAs по сравнению с аналогичными диодами с Аи-контактом, но количественная оценка влияния дефектообразования на рекомбинационные характеристики квантово-размерных слоев проведена не была.

В данной работе изучалось влияние технологических условий нанесения Со и параметров квантоворазмерных структур In(Ga)As/GaAs с квантовыми точками (КТ) и квантовыми ямами (КЯ) на их оптоэлектронные свойства.

### Методика эксперимента

Исследованные структуры выращивались методом газофазной эпитаксии из металлоорганических со-

единений при атмосферном давлении. На поверхности (100) n<sup>+</sup>-GaAs последовательно выращивались буферный слой n-GaAs толщиной 0.6 мкм с концентрацией электронов  $\approx 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, слой КТ InAs и покровный слой GaAs. Варьировалась толщина покровного слоя GaAs ( $d_c = 15$  и 30 нм) и температура нанесения Со  $(T_{\rm Co} = 90^{\circ}{\rm C}$  и 160°C), который напылялся либо непосредственно на GaAs, либо отделялся от него слоем Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной 3 нм. Также была получена структура, у которой вместо слоя КТ были выращены три КЯ In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs (x = 0.12, 0.14 и 0.16) толщиной 10 нм, разделенные спейсерными слоями GaAs 30 нм; толщина покровного слоя составляла 30 нм;  $T_{Co} = 90^{\circ}$ C. В работе исследовались спектры фотоэдс диодов Шоттки в диапазоне температур 77 – 350 К.

### Результаты и обсуждение

Спектры фоточувствительности  $S_{ph}$  структур с КТ при 300 К приведены на рис. 1. Видно, что для всех структур величина фоточувствительности в области КТ ( $\approx 0.93$  эВ) и смачивающего слоя ( $\approx 1.35$  эВ) относительно фоточувствительности в области собственного поглощения GaAs (> 1.43 эВ) сохраняется. Поэтому из сравнения спектров фоточувствительности, измеренных при 300 К, в данном случае невозможно судить о влиянии дефектообразования на оптоэлектронные свойства КТ. Метод, основанный на анализе температурных зависимостей фоточувствительности, обладает большей информативностью.



Рисунок 1. Спектры фоточувствительности структур с КТ при 300 К. 1 –  $d_c$  = 30 нм,  $T_{Co}$  = 90°С; 2 –  $d_c$  = 15 нм,  $T_{Co}$  = 160°С; 3 –  $d_c$  = 15 нм,  $T_{Co}$  = 90°С; 4 –  $d_c$  = 15 нм,  $T_{Co}$  = 90°С, с промежуточным слоем Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

При увеличении температуры напыления Со и приближении слоя КТ к поверхности наблюдается смещение температурной зависимости фоточувствительности в область высоких температур (рис. 2, кривые 2 и 3, точки), свидетельствующее об увеличении концентрации дефектов в окрестности КТ, снижающих рекомбинационное время жизни. На всех температурных зависимостях, за исключением кривой 2, при T > 270 К наблюдался участок насыщения, свидетельствующий о достижении эффективности эмиссии *п* ≈ 100%, что позволило провести количественные оценки результирующего рекомбинационного времени жизни (*т<sub>rec</sub>*) фотовозбужденных носителей в КТ. Оно определялось из наилучшего согласия экспериментальных температурных зависимостей фоточувствительности с теоретическим расчетом квантовой эффективности эмиссии [2] и составило: 170 пс для структуры с  $d_c = 30$  нм и  $T_{\rm Co} = 90$ °С; 60 пс при  $d_c = 15$  нм и  $T_{\rm Co} = 90$ °C; 90 пс при  $d_c = 15$  нм,  $T_{\rm Co} = 90$ °C и слое  $Al_2O_3$ ; меньше 45 пс для структуры с  $d_c = 15$  нм и  $T_{\rm Co} = 160^{\circ}$  C. Таким образом, увеличение температуры нанесения Со и приближение слоя КТ к поверхности увеличивает концентрацию дефектов в слое КТ, а встраивание промежуточного слоя Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> уменьшает.



**Рисунок 2.** Температурные зависимости фоточувствительности в области основного перехода в КТ (точки). 1 –  $d_c = 30$  нм,  $T_{Co} = 90^{\circ}$ С; 2 –  $d_c = 15$  нм,  $T_{Co} = 160^{\circ}$ С; 3 –  $d_c = 15$  нм,  $T_{Co} = 90^{\circ}$ С; 4 –  $d_c = 15$  нм,  $T_{Co} = 90^{\circ}$ С, с промежуточным слоем Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Сплошные кривые – теоретический расчет квантовой эффективности эмиссии.

В структуре с тремя квантовыми ямами влияние дефектообразования при нанесении Со установить не удалось. В данной структуре отсутствовала температурная зависимость интенсивности фоточувствительности от КЯ в диапазоне 77-350 К, поскольку эффективность эмиссии фотовозбужденных носителей сохранялась близкой к 100% даже при минимальной температуре.

Авторы выражают благодарность в.н.с. НИФТИ ННГУ Б. Н. Звонкову за выращивание структур.

Работа выполнена при поддержке государственных заданий Минобрнауки России (3.640.2014/К, 8.1054.2014/К) и грантов РФФИ (15-02-07824а, 14-07-31280 мол а).

- Е. А. Ускова, М. В. Дорохин, Б. Н. Звонков и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 2, 89 (2006).
- Н. С. Волкова, А. П. Горшков, Д. О. Филатов, Д. С. Абрамкин // Письма в ЖЭТФ, Т. 100, № 3, 175 (2014).

### Методика синтеза и исследование электронной структуры системы графен/Pt/SiC

### В. Ю. Ворошнин<sup>1\*</sup>, И. И. Климовских<sup>1</sup>, М. В. Филянина<sup>1</sup>, А. Г. Рыбкин<sup>2</sup>, А. М. Шикин<sup>1</sup>

1 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., д. 7-9, Санкт-Петербург, 199034.

2 Ресурсный центр СПБГУ «Физические методы исследования поверхности», Университетский пр., д. 35, лит. А, Петергоф, Санкт-Петербург, 198504. \*VI.Voroshnin@yandex.ru

Экспериментальная методика получения и исследование электронной структуры графена, синтезированного путем интеркаляции Pt под «буферный» монослой углерода на поверхности монокристалла SiC.

### Введение

Как известно, графен представляет собой многообещающий материал для использования в будущих наноэлектронике и спинтронике. Важно отметить, что графен является двумерным кристаллом, что делает его электронную структуру крайне чувствительной к взаимодействию с подложкой [1].

Квазисвободный графен можно рассматривать как полупроводник с нулевой запрещенной зоной. Использование его в электронике требует получения системы графена на диэлектрике, которым в нашей работе является SiC. Но монослой углерода на SiC («буферный» слой) [3] сильно связан с подложкой и уже не обладает уникальными свойствами графена. Для нейтрализации этой связи используется метод интеркаляции [1]. Интеркаляция атомов Pt в нашей работе не только переводит «буферный» монослой углерода в квазисвободный графен, но и, возможно, способствует появлению уникальной спиновой структуры у графена в окрестности уровня Ферми [2].

### Эксперимент

Эксперимент проводился на оборудовании ресурсного центра СПБГУ «Физические методы исследования поверхности» на установке NanoLab.

В качестве начальной системы был взят монокристалл SiC с «буферным» монослоем атомов углерода на поверхности. Для очистки образец был прогрет до 700°С. Далее на поверхность были напылены атомы Pt, после чего была проведена серия прогревов в температурном промежутке от 700°С до 1200°С. После каждого прогрева были измерены спектры фотоэмиссионной спектроскопии (ФЭС) внутренних уровней C1s и Pt4f для контроля химического состава поверхности, а также спектры ФЭС с угловым разрешением валентной зоны графена в окрестности точки К границы зоны Бриллюэна. Более того, для контроля топологии поверхности были использованы методы дифракции медленных электронов (ДМЭ) и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ).

### Полученные данные и обсуждение

На основе спектров внутренних уровней видно, что при температуре T=850°C объемный пик углерода C1 сдвигается в сторону меньших энергий связи, в то время как поверхностный пик C1s стоит на месте (рис. 1, табл. 1). Эта тенденция продолжается при прогревании при более высоких температурах. Также меняется соотношение интенсивностей: поверхностный пик растет относительно объемного. Данный эффект объясняется постепенной интеркаляцией атомов Pt под монослой углерода, вследствие чего на границе раздела платины и объемного SiC образуется дипольный слой. При этом «буферный» слой в данном процессе теряет связь с подложкой и становится квазисвободным графеном.



Рисунок 1. Фотоэлектронная спектроскопия внутренних уровней в процессе формирования системы графен/Pt/SiC.

**Таблица 1.** Разница между значениями внутренних уровней E<sub>C1s</sub>-E<sub>SiC</sub>, выраженная в эВ.

0.0	0.07					
этап	+Pt	850°C	900°C	1000°C	1200°C	+Pt
E <sub>C1s</sub> -E <sub>SiC</sub>	1,07	1,11	1,36	2,38	2,55	1,1

Данное утверждение о формировании графенового монослоя подтверждается картинами дисперсии валентных состояний (рис. 2). При температуре T=850°C впервые появляется дираковский конус. При дальнейших прогревах он становится более четким и смещается в сторону уменьшения энергии связи, что свидетельствует об увеличении количества графена на поверхности и уменьшении электронного переноса со стороны Pt в графен соответственно.



Рисунок 2. Фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением валентной зоны системы графен/Pt/SiC вблизи точки К в процессе ее формирования.

При прогревах при высоких температурах,  $T = 1000 - 1200^{\circ}$ С, изменения системы практически прекращаются: точка Дирака стоит на одном месте, при E = 0.1 эВ (не приведены); спектр внутренних уровней тоже почти не изменяется. При прогревах при более высоких температурах система разрушается. Контроль поверхности был осуществлён после прогрева до T=1000°С. На изображении, полученном при помощи сканирующего туннельного микроскопа, видна гексагональная графеновая структура поверхности. На картине дифракции медленных электронов наблюдается суперструктура  $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$  (рис. 3).

При повторном напылении платины положения пиков внутренних уровней углерода возвращаются к значениям, полученным после первого напыления (рис. 1).



сканирующей туннельной микроскопии – (а). Картина дифракции медленных электронов на поверхности – (б).

#### Модель

Первоначальная система буферного слоя на объемном кристалле карбида кремния характеризуется сильной связью между монослоем углерода и подложкой. При напылении платины и последующем прогреве при T=850°С платина начинает интеркалироваться под буферный слой. При этом происходит несколько процессов. Первый процесс – связь поверхностного слоя углерода с подложкой постепенно пропадает, и формируется графен. Второй процесс – платина, интеркалированная в систему, формирует дипольный слой, что является причиной сдвига объемного пика углерода из подложки. Третий процесс – платина, все еще остающаяся на поверхности, осуществляет электронный перенос в графен, что является причиной сдвига конуса Дирака графена при различных стадиях интеркаляции платины. Процесс интеркалирования платины достигает своего насыщения и останавливается при Т=900-1000°С. При температурах Т ≥ 1200°С система разрушается, атомы кремния и углерода начинают испаряться с поверхности.

### Вывод

Выше приведен метод формирования графена на диэлектрической подложке SiC путем интеркалирования атомов платины под заранее выращенный буферный монослой углерода на поверхности. Процесс интеркаляции проходит полностью при T=900-1000°C.

Поверхность характеризуется гексагональной кристаллической структурой графена с суперструктурой  $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$  и линейной дисперсионной зависимостью в области точки К границы зоны Бриллюэна. Точка Дирака сдвинута на 0.1 эВ в сторону увеличения энергии связи.

- А.А. Попова, А.М. Шикин, А.Г. Рыбкин // ФТТ, 12, 53 (2011).
- A.M. Shikin, A.A. Rybkina // Applied Physics Letters, 105, 042407 (2014).
- C. Riedl, C. Coletti, T. Iwasak // Phys. Rev. Lett., 103, 246804 (2009).

### Слабая антилокализация в квантовых ямах HgTe

А. В. Германенко<sup>1,\*</sup>, Г. М. Миньков<sup>1,2</sup>, О.Э. Рут<sup>1</sup>, А. А. Шерстобитов<sup>1,2</sup>, С. А. Дворецкий<sup>3</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>3</sup>

1 Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

2 Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

3 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090. \*alexander.germanenko@urfu.ru

Представлены результаты экспериментального исследования интерференционной квантовой поправки к проводимости двумерного электронного газа в гетероструктурах с квантовой ямой (КЯ) HgCdTe/HgCdTe с нормальным и инверсным расположением подзон размерного квантования. Анализ результатов выполнен в рамках теоретического подхода, развитого в работе [1]. Показано, что в диффузионном режиме экспериментальные кривые магнитосопротивления хорошо описываются формулами [1] в широком диапазоне концентраций электронов и дырок. Независимо от типа энергетической структуры температурная зависимость времени релаксации фазы подчиняется закону 1/*T*. Что касается зависимости времени релаксации фазы от проводимости, то она существенно отличается для квантовых ям с прямым и инверсным энергетическим спектром. В квантовых ямах с прямым спектром время релаксации растет с ростом проводимости, как и в двумерных системах на основе обычных полупроводников. В квантовых ямах с инверсным расположением подзон оно практически не зависит от проводимости.

### Введение

Интерференционная квантовая поправка к проводимости в квантовых ямах HgTe экспериментально исследовалась как в узких ( $d < d_c \approx 6,3$  нм) квантовых ямах с нормальным расположением подзон размерного квантования, так и в широких  $(d > d_c)$  с инверсным спектром. При этом в широких ямах исследованы только системы электронного типа проводимости [2], тогда как в узких — и электронного [3], и дырочного [4]. Во всех случаях для описания экспериментальных данных использовалась известная формула [5], позволяющая из анализа формы кривой магнитопроводимости определить времена фазовой и спиновой релаксации. Однако теория [5] построена для двумерных систем с простым параболическим энергетическим спектром, и её применимость в случае КЯ на основе бесщелевых полупроводников HgTe со сложной энергетической структурой, вообще говоря, требует дополнительного обоснования. В настоящей работе приводятся результаты исследования слабой антилокализации в КЯ НgTe, полученные с использованием результатов работы [1], в которой теоретически исследована слабая антилокализация в квантовых ямах HgTe, спектр которых описывается эффективным гамильтонианом [6].

### Эксперимент

В работе приведены результаты экспериментального исследования слабополевой магнитопроводимости, связанной с подавлением интерференционной квантовой поправки, в гетероструктурах HgCdTe/ HgTe/HgCdTe с номинальной шириной квантовой ямы, соответствующей как инверсному (d=8–10 нм), так и нормальному расположению подзон размерного квантования (d=5 нм). Измерения проводились на образцах в форме холловских мостиков, на основе которых были изготовлены полевые транзисторы. В качестве подзатворного диэлектрика использовался парилен, полевой электрод изготовлен из алюминия.

### Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены зависимости магнитопроводимости  $\Delta\sigma(b) = 1/\rho_{xx}(b) - 1/\rho_{xx}(0)$ , измеренные при T = 1,35 К для разных значений проводимости ( $\sigma$ ) на двух образцах с квантовыми ямами разной ширины: d = 5 нм и 9,5 нм. На том же рисунке приведены результаты подгонки экспериментальных кривых формулами [1] с использованием трех подгоночных параметров: времени релаксации фазы  $\tau_{\phi}$ , времени спиновой релаксации  $\tau_s$  и параметра  $\eta$ , характеризующего положение уровня Ферми относительно краев подзон размерного квантования. Видно, что в малых магнитных полях, соответствующих диффузионному режиму  $B/B_{tr} < 1$ , где  $B_{tr}$  – транспортное магнитное поле, экспериментальные и теоретические кривые практически совпадают. Столь же хорошее согласие наблюдается во всем диапазоне исследованных температур T=1,3-4,2 К.



Рисунок 1. Магнитопроводимость как функция магнитного поля для КЯ с *d*=5 нм (а) и 9,5 нм (б). Цветные кривые – эксперимент, черные – теоретические зависимости [1].

Проведенный анализ показал, что параметры  $\tau_s$  и  $\eta$  не зависят от температуры, а их зависимости от концентрации электронов являются разумными.

Величина подгоночного  $\tau_{\phi}$ , соответствующего времени релаксации фазы, во всех случаях зависит от температуры по закону, близкому к 1/*T*. Такая зависимость является типичной для грязных двумерных систем при низких температурах, когда релаксация фазы определяется неупругостью электрон-электронного взаимодействия.

Зависимости времени релаксации фазы от проводимости, измеренной в единицах  $G_0 = e^{2/\pi h}$ , для нескольких образцов, отличающихся шириной КЯ, приведены на рис. 2. Хорошо видно, что в образце с нормальным спектром (d = 5 нм)  $\tau_{\phi}$  растет с ростом  $\sigma$  аналогично тому, как это наблюдается в традиционных  $A_3B_5$  двумерных системах с простым спектром, и это хорошо согласуется с теорией [7]. В образцах с инверсным спектром (d = 8-10 нм) параметр  $\tau_{\phi}$  зависит от  $\sigma$  значительно слабее, а в образце с d = 8,3 нм величина  $\tau_{\phi}$  даже несколько уменьшается с ростом проводимости. Важно отметить, что аналогичные зависимости  $\tau_{\phi}(\sigma)$  были получены в работах [2,3] при использовании формулы [5]. При этом одной из возможных причин необычного поведения  $\tau_{\phi}$  при  $d > d_c$  называлась неадекватность использования выражения [5] для анализа экспериментальных данных в КЯ HgTe со сложным спектром.



Рисунок 2. Зависимость времени релаксации фазы от проводимости для образцов с КЯ HgTe различной ширины. Штриховая линия – теоретическая зависимость [7].

Таким образом, анализ экспериментальных результатов в рамках модели [1] показал, что в квантовых ямах с прямым спектром время релаксации растет с ростом проводимости, как и в двумерных системах на основе обычных полупроводников, в то время как в КЯ с инверсным расположением подзон  $\tau_{\phi}$ практически не зависит от проводимости.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ (проект № 3.571.2014/К) при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 13-02-00322 и № 15-02-02072).

- I. V. Gornyi, V. Yu. Kachorovskii, and P. M. Ostrovsky // Physical Review B, V. 90, 085401 (2014).
- G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al. // Physical Review B, V. 85, 235312 (2012).
- G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al. // Physical Review B, V. 88, 045323 (2013).
- G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al. // arXiv: 1411.6870.
- S. Hikami, A. I. Larkin, Y. Nagaoka // Prog. Theor. Phys., V. 63, 707 (1980).
- B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S. C. Zhang // Science, V. 314, 1757 (2006).
- B. N. Narozhny, Gabor Zala, and I. L. Aleiner // Physical Review B, V. 65, 180202 (2002).

### Зонная структура силицена в приближении сильной связи

### А. В. Герт\*, М. О. Нестоклон, И. Н. Яссиевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021. \*anton.gert@mail.ioffe.ru

В работе проведено моделирование электронной структуры силицена методом сильной связи на основе базиса sp<sup>3</sup>d<sup>5</sup>s\*. Полученные результаты хорошо согласуются с расчетами из первых принципов. Методом инвариантов построен эффективный гамильтониан в окрестности дираковской точки, определены его коэффициенты при помощи метода сильной связи при различной величине смещения подрешеток.

### Введение

Силицен (silicene) – квазидвухмерный материал из атомов кремния с гексагональной кристаллической решеткой, подобный графену, но состоящий из двух плоских подрешеток, перпендикулярно смещенных друг относительно друга. Идея создания такого материала, недавно выращенного на серебряной подложке методом молекулярнолучевой эпитаксии [1], впервые была предложена в работе [2]. Интерес к силицену вызван возможностью его применения в кремниевой электронике и оптоэлектронике. Сейчас активно проводятся экспериментальные и теоритические исследования его свойств.

В отличие от графена, в силицене  $sp^2$ -гибридизация является нестабильной, что реализуется в вытеснении части атомов кремния из плоскости. При этом гибридизация атомных орбиталей становится смешанной:  $sp^2 - sp^3$ . Такая структура дает возможность создавать спин-поляризованные состояния и управлять шириной запрещенной зоны с помощью электрического поля, что открывает возможность создания спинового поляризатора с высокой степенью поляризации [3].

Плоскости подрешеток силицена смещены относительно друг друга на  $\Delta_Z$  (buckling), так что три соседа каждого атома располагаются выше или ниже него, в зависимости от подрешетки, в которой находится этот атом. При  $\Delta_Z = 0$  кристаллическая решетка силицена эквивалентна решетке графена. С другой стороны, если рассмотреть две соседние атомные плоскости (1 1 1) в объемном кремнии, то получится структура, аналогичная силицену, со сдвигом подрешеток (buckling)  $\Delta_Z = \Delta_{Si} \approx 2.21$  Å. На рисунке 1 показаны векторы трех ближайших соседей ( $\bar{r_1}, \bar{r_2}, \bar{r_3}$ ) атома кремния в структуре силицена.

### Метод сильной связи

В настоящей работе для расчета электронного спектра силицена использовался метод сильной связи в базисе орбитальных функций *s*, *p*, *d*,  $s^*$ . Добавление *d*-орбиталей позволяет ограничиться учетом взаимодействия атомов только с ближайшими соседями.



Рисунок 1. Элементарная ячейка объемного кремния. Светло-серым цветом отмечены атомы, соответствующие структуре силицена. Стрелками показаны координатные векторы трех ближайших соседей центрального атома в силицене.

Используя параметры метода сильной связи для объемного кремния из [5], мы рассчитали зонную структуру силицена в направлениях *К*- $\Gamma$ -*М*-K. Полученная дисперсия существенно отличается от результатов расчетов из первых принципов [4]. Это связано с тем, что силицен имеет квазидвумерную структуру: существует значительное отличие между  $p_z$ -орбиталью, направленной перпендикулярно

плоскости подрешеток, и  $p_x$ ,  $p_y$  орбиталями, лежащими в плоскости. Чтобы учесть эту особенность, были введены два дополнительных параметра: параметр  $\Delta_1$  - смещение энергии трех p орбиталей и  $\Delta_2$  - разница между энергией  $p_z$  и  $p_{\{x,y\}}$  орбиталей. В гамильтониане сильной связи параметр Е<sub>p</sub> (собственная энергия *p*-орбиталей) был заменен на  $E_p = \Delta_1 - 2/3 \Delta_2$ для  $p_z$ -орбитали и на  $E_p = \Delta_1 + 1/3 \Delta_2$ для р<sub>х,у</sub> орбиталей. Такой подход эквивалентен дополнительному расщеплению атомных орбиталей за счёт деформации. Сравнив электронную структуру силицена, найденную нашим методом, с результатами расчетов из первых принципов [4], мы получили наилучшее совпадение при Δ<sub>1</sub>=-0.25 эВ и Δ<sub>2</sub>=3.15 эВ.

Зонная структура силицена была рассчитана для разных величин смещения атомных плоскостей силицена  $\Delta_z$ . Результаты приведены на рис. 2 при отсутствии смещения подрешеток друг относительно друга и при смещении на  $\Delta_{si}$ . Полученные нами результаты хорошо согласуются с расчетами из первых принципов [4].



**Рисунок 2.** Зонная структура силицена, рассчитанная (а) без смещения подрешеток и (b) при смещении подрешеток на  $\Delta_z = \Delta_{si} = 1.1$  Å. Пунктирной линией показана энергетическая дисперсия, рассчитанная методом сильной связи в направлениях *К-Г-М-К*, сплошной линией – результаты расчета из первых принципов [4].

### Эффективный гамильтониан

Без учета спин-орбитального взаимодействия две дисперсионные кривые ( $\pm$ ) сходятся в дираковской точке. При нулевом смещении подрешеток, с учетом спин-орбитального взаимодействия эффективный гамильтониан в окрестности точки *К* выглядит следующим образом:

$$H_{55}^{K}(k) = a_{10}^{55} + a_{61}^{55}(k_x\sigma_x + k_y\sigma_y) +$$

$$+a_{11}^{32}(k_x^{2}+k_y^{2})I+a_{62}^{32}[(k_y^{2}-k_x^{2})\sigma_x+\\-2k_xk_y\sigma_y]+\Delta_{50}s_z\sigma_z,$$
(1)

где  $k = (k_x, k_y, k_z)$  – волновой вектор электрона, отсчитанный от дираковской точки К, I – единичная матрица,  $\sigma_{x.v.z}$  – матрицы Паули, действующие на псевдоспин. Псевдоспин вводится для описания двукратно вырожденных блоховских функций в точке К. Слагаемое  $\Delta_{SO}s_z\sigma_z$  обусловленно спинорбитальным взаимодействием и приводит к появлению энергетической щели в дираковской точке. Гамильтониан (1) совпадает с гамильтонианом для графена из [6], кроме последнего слагаемого, отвечающего за спин-орбитальное взаимодействие. Используя метод сильной связи, мы нашли коэффициенты (1).

Из симметрийного анализа, проведенного нами, следует, что в гамильтониане силицена могут быть и другие слагаемые, кроме приведенных в формуле (1), обусловленные спин-орбитальным взаимодействием и смещением подрешеток. Наши оценки показали, что эти слагаемые в линейном приближении малы. Несмотря на это, существует сильная зависимость электронных состояний силицена от величины смещения подрешеток в меру зависимости коэффициентов эффективного гамильтониана (1) от четных степеней  $\Delta_Z$ . Величиной  $\Delta_Z$  можно управлять, например, приложением электрического поля. При увеличении смещения подрешеток  $\Delta_Z$ фермиевская скорость  $a_{61}^{55}$  и коэффициент квадратичного слагаемого a<sup>55</sup> уменьшаются, коэффициент  $a_{62}^{55}$ , отвечающий за гофрировку спектра, и величина энергетической щели в дираковской точке возрастают.

- B. Feng, Z. Ding, S. Meng et al. // Nano Letters, 12, 3507 (2012).
- K. Takeda, and K. Shiraishi // Physical Review B, V. 50, 14916 (1994).
- W.F. Tsai, C.-Y. Huang, T.-R. Chang et al. // Nature Communications, 4, 1500 (2013).
- X. Yang, and J. Ni // Physical Review B, V. 72, 195426 (2005).
- J. M. Jancu, R. Scholz, Fa. Beltram et al. // Physical Review B, V. 57, 64936507 (1998).
- R. Winkler and U. Zülicke // Phys. Rev. B, 82, 245313 (2010).

# Электрофизические свойства наноструктур Si/SiO<sub>2</sub>, полученных методом прямого сращивания

### А.А. Гисматулин<sup>\*</sup>, Г. Н. Камаев<sup>§</sup>

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090. \*anjgis@yandex.ru, §kamaev@isp.nsc.ru

Методом прямого сращивания получены диодные структуры n<sup>++</sup>-p<sup>++</sup>-Si со встроенным на границу сращивания туннельным SiO<sub>2</sub> с нанокластерами Si, которые обладают мемристорными свойствами с биполярным режимом переключения. Переключение в таких структурах осуществляется как напряжением, так и температурой. Этот эффект может быть связан с уменьшением случайного характера возникновения проводящего канала в мемристоре за счет введения в SiO<sub>2</sub> нанокластеров Si.

### Введение

В последние годы внимание исследователей привлекают перспективные компоненты наноэлектроники, получившие название мемристоры. Свойство мемристоров изменять свое сопротивление находит применение в аналоговой технике [1] для обработки сигналов, построения нейронных сетей, генераторов шума [2] и также в перспективных резистивных элементах памяти ReRAM [3]. В основном свойствами мемристоров обладают структуры типа металл-диэлектрик-металл, которые легко интегрируются в кремниевую технологию. Как показывают многочисленные исследования, характеристики мемристора определяются в первую очередь архитектурой слоев и материалами элемента [4]. Переключение мемристоров из высокоомого (ВО) в низкоомное (НО) состояние может осуществляться как с помощью электрического поля, так и изменением температуры.

В данной работе исследуются диодные структуры Si/SiO<sub>2</sub> с нанокластерами Si. Применение мемристорных структур в диодном виде дает ряд преимуществ. Мемристорные структуры в матричном исполнении должны пропускать ток плотностью  $10^{5}-10^{6}$  А/см<sup>2</sup> для достижения стабильной работы элементов сопротивления без влияния соседних ячеек при большой плотности, что возможно при диодных элементах ячеек [4]. Введение наночастиц в оксид помогает структурировать проводящие каналы, уменьшая случайный характер их возникновения. Кроме того, применение наночастиц в оксиде уменьшает температуры и поля для переключения мемристоров.

### Методика эксперимента

В настоящей работе на высоколегированных подложках кремния п-типа (КЭМ-0,002) и р-типа (КДБ-0,003) были изготовлены структуры, состоящие из чередующихся слоев α-Si:Н и SiO<sub>2</sub>, на установке плазмохимического осаждения с широкоапертурным источником и индуктивным возбуждением. На подложке кремния создавался слой окисла кремния толщиной 30-35Å путем прямой обработки в плазме кислорода. Затем проводилось осаждение пленки α-Si:Н толщиной до 90 Å из моносилана [5]. В дальнейшем пластины с нанесенными слоями, после стандартных процессов очистки поверхности и гидрофилизации, попарно соединялись в деионизованной воде и проходили многостадийные термообработки. Заключительный этап прямого сращивания проходил при 1050 °С. В результате были получены диодные структуры с встроенными в диэлектрик нанокластерами кремния, в которых граница сращивания оказывалась либо между подложкой и диэлектриком, либо в средней части структуры. После сращивания структуры разрезались и формировались мезы площадью 5×5 мм<sup>2</sup>. На полученных структурах измерялись вольт-амперные характеристики (BAX) в диапазоне температур 90-450 К на установке Keithley 2400. Измерения проводились в аналитико-технологическом инновационном центре НГУ «Высокие технологии и новые материалы».

### Результаты и обсуждения

На рисунке 1 представлены ВАХ диодной структуры  $n^{++}-p^{++}$ -Si со встроенным на границу туннель-

ным SiO<sub>2</sub>, измеренные при разных температурах. На BAX наблюдается отрицательное дифференциальное сопротивление (ОДС). При уменьшении температуры падает величина прямого тока при неизменной ширине ОДС.



**Рисунок 1.** ВАХ диодной структуры со встроенным на границу сращивания туннельным SiO<sub>2</sub> при различных температурах.

Следовательно, структуры обладают свойствами туннельных диодов. Однако не наблюдается переключение изучаемых структур из ВО-состояния в НО ни за счет поля, ни за счет температуры, то есть при применяемых в эксперименте диапазонах напряжений и температур невозможно создание проводящего канала в оксиде кремния без его пробоя.

Этих недостатков лишены структуры n<sup>++</sup>-p<sup>++</sup>-Si со встроенным на границу сращивания туннельным  $SiO_2$  с нанокластерами Si (Рисунок 2). На рисунке 2 представлены ВАХ при полном цикле резистивного переключения, измеренные при разных температурах. На ВАХ проявляются мемристорные свойства, причем наблюдается и биполярный режим переключения. Переключение структуры из ВО в НОсостояние при температуре 25° С происходит при напряжении ~4 В. Обратного переключения в ВОсостояние не наблюдается при данной температуре. А при рабочей температуре 150° С переключение из НО в ВО уже происходит, но через промежуточное состояние. При температуре 200<sup>0</sup> С виден полный цикл резистивного переключения в биполярном режиме без промежуточных состояний. Напряжение для перехода НО-ВО уменьшается с -3,5 В до -2 В с увеличением температуры от 150° С до 200° С. Отношение низкоомного сопротивления к высокоомному во всех случаях составляет не менее 10<sup>3</sup>.



Рисунок 2. ВАХ диодной структуры со встроенным на границу сращивания туннельным SiO<sub>2</sub> с нанокластерами Si при различных температурах.

Таким образом, полученные диодные структуры  $n^{++}$ - $p^{++}$ -Si со встроенным на границу сращивания туннельным SiO<sub>2</sub> с нанокластерами Si обладают мемристорными свойствами с биполярным режимом переключения. Переключением из HO в BO-состояние в таких структурах можно управлять не только электрическим полем, но и температурой. Такой эффект может быть связан с уменьшением случайного характера создания проводящего канала в мемристоре за счет введения в туннельнотонкий SiO<sub>2</sub> нанокластеров Si.

- Borghetti J., Snider G.S., Kuekes P.J., Yang J.J., Stewart D.R., Williams R.S. // Nature, V. 464, pp. 873–876 (2010).
- J. Joshua Yang, Dmitri B. Strukov and Duncan R. Stewart // Nature Nanotechnology, V. 8, pp. 13–24 (2013).
- Chua L.O. // Applied Physics A, V. 102, pp. 765– 783 (2011).
- 4. Gun Hwan Kim, Jong Ho Lee, Jeong Hwan Han et al. // Appl. Phys. Lett., 100, 213508 (2012).
- Г.Н. Камаев, М.Д. Ефремов, А.Х. Антоненко, В.А. Володин, С.А. Аржанникова, Д.В. Марин, А.А. Гисматулин // Вестник НГУ. Серия: Физика, том 6, выпуск 4, стр. 107-114 (2011).

# Энергетическая структура основного состояния дырки, локализованной в анизотропной квантовой точке с плавными потенциальными барьерами

### А. А. Головатенко\*, М. А. Семина, А. В. Родина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия. \*toodtoof@gmail.com

Решена задача о дырке, локализованной в анизотропной квантовой точке с плавно меняющимися потенциальными барьерами. С учетом сложной структуры валентной зоны найдены значение энергии основного четырехкратно вырожденного состояния дырки, а также расщепления основного состояния по проекции полного момента на анизотропную ось в зависимости от параметров потенциала и отношения масс легкой и тяжелой дырок.

### Введение

В настоящей работе приводятся результаты теоретического исследования энергии и расщепления основного состояния дырки, локализованной в анизотропной квантовой точке с плавными потенциальными барьерами. Изучена зависимость энергетического спектра от вида и параметров потенциала, от отношения масс легкой и тяжелой дырок,  $\beta = m_{lb}/m_{bb}$ , и от магнитного поля.

Потенциал квантовой точки моделировался с помощью сферически-симметричного или аксиальносимметричного потенциала гармонического осциллятора, имеющего вид  $V_{osc}(r)=kr^2/2$ , где k — жесткость осциллятора. Также рассматривался потенциал Гаусса, имеющий вид  $V_G(r)=V(1-exp[-r^2/a^2])$ , где V — высота барьера,  $a=(2V/k)^{1/2}$  — условный радиус точки. Потенциал Гаусса имеет конечную высоту барьера и хорошо подходит для моделирования потенциала композитных квантовых точек с плавно меняющимся составом.

### Метод расчета и результаты

Расчеты проводились численным и вариационным методами с учетом сложной структуры валентной зоны в рамках четырехзонного гамильтониана Латтинжера в сферическом приближении. Результаты, полученные численным методом диагонализации матрицы гамильтониана, использовались для оптимизации вида вариационных функций. Влияние анизотропии и магнитного поля в вариационном методе учитывалось в рамках теории возмущений и

сравнивалось с точными результатами численного метода.

#### Основное состояние дырки

Основное состояние дырки в сферически-симметричном потенциале характеризуется моментом J=3/2 и является четырехкратно вырожденным, а волновые функции содержат компоненты s и d симметрии [1]. На рисунке 1(а) показаны энергии Е в потенциале Гаусса с барьером V<sub>1</sub>=0.7 эВ (синие линии) и V<sub>2</sub>=0.2 эВ (черные линии) и в потенциале гармонического осциллятора (красные линии) при m<sub>hh</sub>/m<sub>0</sub>=1, где m<sub>0</sub> - масса электрона. Получено хорошее согласование численного (пунктирные линии) и вариационного (сплошные линии) метода. Установлено, что при неизменных параметрах потенциала полная энергия основного состояния дырки возрастает с уменьшением величины отношения масс легкой и тяжелой дырки β=m<sub>lh</sub>/m<sub>hh</sub> от 1 до 0 (рис. 1(б)). Энергия локализации Е<sub>loc</sub> дырки в потенциале Гаусса убывает при уменьшении β, и в области малых β связанное состояние, имевшееся при  $\beta \sim 1$ , может отсутствовать в случае слабо локализующего потенциала.

#### Расщепление основного состояния дырки

В анизотропной точке четырехкратно вырожденное основное состояние дырки расщепляется на два состояния, двукратно вырожденных по модулю проекции полного момента J. Данное расщепление может быть обусловлено наличием кристаллического поля, приложенного внешнего напряжения или аксиальной анизотропией потенциала.



**Рисунок 1**.(а) Вид модельных потенциалов и энергия основного состояния дырки при β=1; (б) зависимость энергии основного состояния дырки от β; (в) зависимость расщепления основного состояния дырки от β.

На рисунке 1(в) показано расщепление  $\Delta E/\mu$ =EI (I – безразмерный интеграл, вычисленный с помощью найденных точных и вариационных радиальных функций) подуровней дырки по модулю проекции момента 3/2 (тяжелые дырки) или 1/2 (легкие дырки) на анизотропную ось в приближении, линейном по параметру анизотропии  $\mu$ =(k<sub>l</sub>-k<sub>+</sub>)/2k. Энергия EI отсчитывается от соответствующих энергий в изотропной квантовой точке, приведенных на рисунке 1(б).

### Эффективный g-фактор

Влияние магнитного поля В на уровни дырки описывается возмущением  $g_h\mu_B(JB)$ , где  $\mu_B$  – магнетон Бора, а  $g_h$  – эффективный g-фактор дырки, который может быть найден через выражение [2]:

$$g = 4/5\gamma_1 I_2 + 8/5\gamma (I_1 - I_2) + 2\kappa (1 - 4/5I_2), \qquad (1)$$

где ү<sub>1</sub>, ү, к – параметры Латтинжера.



Рисунок 2. Зависимость интегралов  $I_1$  и  $I_2$  от  $\beta$ .

Зависимости найденных двумя методами безразмерных интегралов  $I_1$  и  $I_2$  показаны на рис. 2 и практически совпадают для всех рассмотренных потенциалов (не зависят от радиуса и величины потенциального барьера при условии существования локализованного состояния).

### Заключение

Сравнение результатов расчетов, полученных вариационным и численным методами, позволило найти аналитические волновые функции с табулированными параметрами, хорошо описывающими основное состояние дырки, локализованной в плавном потенциале. Полученные волновые функции позволяют описать энергетический спектр при наличии одноосной анизотропии и внешнего магнитного поля и могут быть применены для описания многочастичных экситонных комплексов.

Работа была выполнена при поддержке РНФ, грант No.14-22-00107.

- Б. Л. Гельмонт, М. И. Дьяконов // ФТП, Т. 5, В. 11, 2191-2193 (1971).
- Б. Л. Гельмонт, М. И. Дьяконов // ФТП, Т. 7, В. 10, 2013-2016 (1973).

### Нанокристаллы Ge в оксидных матрицах с разной диэлектрической проницаемостью

### Д.А. Грачев\*, А.В. Нежданов, А.В. Ершов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. \*grachov@phys.unn.ru

Экспериментально обнаружена люминесценция при комнатной температуре в области 1.2, 1.6-1.9 и 2.3 эВ от ансамблей нанокристаллов германия в структурах Ge/диэлектрик (SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> или HfO<sub>2</sub>), сформированных методом испарения в вакууме из раздельных источников и модифицированных высокотемпературным отжигом и/или имплантацией ионов кислорода.

### Введение

В последнее время на фоне интереса к изучению нанокристаллов Si в диэлектрических матрицах в литературе бурно обсуждаются свойства нанокристаллов германия, перспективных в качестве источников излучения при комнатной температуре, ячеек долговременного хранения заряда и других приборов электроники [1]. Особый интерес представляет изучение влияния материала матрицы на условия формирования и свойства как отдельных наночастиц германия, так и их ансамблей с точки зрения их прикладного использования в интегральной оптоэлектронике. Для получения нанокристаллов германия часто используется подход, заключающийся в формировании многослойной нанопериодической структуры и последующем ее высокотемпературном отжиге, так это как позволяет наилучшим образом контролировать плотность, размеры и упорядоченность нанокристаллов полупроводника [2]. Используя данный подход, в настоящей работе предпринята попытка формирования вертикально упорядоченных ансамблей нанокристаллов германия с разными размерами в диэлектрических матрицах SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> или HfO<sub>2</sub>; исследованы оптические и структурные особенности.

### Методика эксперимента

Образцы многослойных нанопериодических (5 – 10 нм) структур (MHC) GeO<sub>x</sub> и Ge/диэлектрик (SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> или HfO<sub>2</sub>), содержащие 10 – 30 периодов, были получены методом вакуумного испарения из раздельных источников. В процессе испарения температура подложки поддерживалась равной 200 °C. Структуры были разделены на чипы, каждый из которых затем был отожжен при своей температуре в диапазоне 500 – 1000 °C

с шагом 100 °С в атмосфере азота (1час). Часть структур серии Ge/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> была облучена ионами кислорода (20 кэВ, дозы (1.0, 6.3 и 10)·10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup>). Постимплантационный отжиг проводился в течение получаса в диапазоне температур 500 – 800 °С. Структурные особенности наномасштаба были установлены по данным спектроскопии ИК-пропускания и комбинационного рассеяния света (КРС). Спектры фотолюминесцеции (ФЛ) измерялись в диапазоне 500 – 1100 нм при комнатной температуре с помощью установки Staford Research Systems SP-150 при возбуждении N<sub>2</sub> (337 нм) и Nd:YAG (532 нм) лазерами. Измерения проводились в одинаковых условиях оптической схемы при комнатной температуре.

### Результаты и обсуждения

Фазовый переход германия под действием отжига отчетливо прослеживается по спектрам КРС. На рис. 1 приведены типичные фононные спектры на примере структуры Ge/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. При низких температурах отжига наблюдается широкая полоса, соответствующая аморфному германию [1]. Отжиг при 600 - 800 °C приводит к формированию кристаллических наночастиц, что следует из наличия острого пика при 300 см<sup>-1</sup>. Следовательно, этот температурный диапазон является близким к оптимальному. Дальнейшее повышение температуры приводит к ослаблению фононного сигнала, что, согласно [3], может быть связано с растворением нанокристаллов германия из-за интенсивной диффузии Ge в матрице. Выбор материала матрицы изменяет (сужает или расширяет) диапазон температур наблюдения кристаллической фазы Ge по КРС, и эти результаты хорошо согласуются с данными электронной микроскопии, установленными ранее.



**Рисунок 1.** Спектры комбинационного рассеяния света структур Ge/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при разных температурах отжига.

Изучаемые структуры проявляют интенсивную люминесценцию в области высоких энергий: 2.3 и 2.9 эВ. Данные полосы появляются при температурах отжига 600 - 800 и 800 - 900 °С соответственно. Они также наблюдаются для других методов получения [4, 5] и часто связываются с наличием излучающих дефектов матрицы и/или на поверхности германиевых нанокристаллов. Для структур, подвергнутых ионному легированию и постимплантационному отжигу, наблюдались полосы фотолюминесценции в области 1.2 и 1.7-1.9 эВ, зависящие от температуры отжига и дозы кислорода (рис. 2). В литературе данные полосы связывают с собственной рекомбинацией носителей внутри германиевых нанокристаллов [6-8]. Так, повышение дозы приводит к смещению положения пика при 1.8 эВ, что косвенно подтверждает наблюдение квантово-размерного эффекта.



Рисунок 2. Спектры фотолюминесценции структур Ge/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:О при температуре отжига 800 °C.

#### Заключение

В докладе обсуждаются особенности и общие закономерности оптических и структурных свойств, а также технологические аспекты направленной модификации отжигом и ионной имплантацией германиевых наноструктур в разных диэлектрических матрицах, полученных путем термообработки многослойных нанопериодических структур. Показываются преимущества германиевых нанокристаллов с точки зрения пониженной температуры формирования нанокристаллов (800 °C) для матриц из материалов с высокими диэлектрическими постоянными (high-k диэлектриками). Показано, что спектр люминесцентного излучения германиевых нанокристаллов, в отличие от кремниевых, лежит в широком диапазоне энергий 1.2-2.6 эВ и обладает целым набором пиков, положение и выраженность которых зависит от условий формирования: температуры отжига, дозы имплантированного кислорода и материала диэлектрического барьера периодической многослойной системы.

Работа частично поддержана грантом РФФИ, проект 15-02-05086.

- E.G. Barbagiovanni, D.J. Lockwood, P.J. Simpson et al. // J. Appl. Phys., V. 111, 034307 (2012).
- A.V. Ershov, I.A. Chugrov, D.I. Tetelbaum et al. // Semiconductors, V. 17, I. 4., 481-486 (2013).
- A.-M. Lepadatu, T. Stoica, I. Stavarache et al. // J. Nanopart Res., V. 15, 1981 (2013).
- C.N. Ye, X.M. Wu, N.Y. Tang et al. // Science and Technology of Advanced Materials, V. 3, 257-260 (2002).
- Y.X. Jie, A.T.S. Wee, C.H.A. Huan et al. // Materials Science and Engineering, V. B107, 8-13 (2004).
- T. Kanno, M. Fujii, H. Sugimoto et al. // J. Mater. Chem. C, V. 2, 5644–5650 (2014).
- K. Zhong, M. Lai, Y. Chengk et al. // Physica B, V. 407, 3660–3663 (2012).
- S.K. Ray, K. Das // Optical Materials, V. 27, 948– 952 (2005).

### Влияние одноосного давления на экситонные спектры люминесценции квантовой ямы InGaAs/GaAs

# Ф. С. Григорьев<sup>1,\*</sup>, Д. К. Логинов<sup>2,§</sup>, В. Ф. Сапега<sup>3</sup>, Ю. П. Ефимов<sup>2</sup>, Ю. К. Долгих<sup>2</sup>, В. В. Петров<sup>2</sup>, С. А. Елисеев<sup>2</sup>

1 Лаборатория оптики спина им. И.Н. Уральцева СПбГУ, ул. Ульяновская, д. 1, Санкт-Петербург, 198504.

2 Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д. 1, Санкт-Петербург, 198504.

3 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021. \*philipp0grigoriev@gmail.com, §loginov999@gmail.com

Экспериментально и теоретически исследовано влияние одноосного давления на экситонные состояния в квантовой яме InGaAs/GaAs. Продемонстрировано, что одноосное давление приводит к эффекту сближения масс экситонов с тяжелой и легкой дырками, который обусловлен смешиванием состояний тяжелой и легкой дырок. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными демонстрирует хорошее согласие теории с экспериментом.

### Введение

Изучение эффектов одноосного давления на полупроводники и гетероструктуры на их основе является эффективным методом исследования состояний носителей заряда и экситонов [1-4]. В частности, в работах [2-4] рассмотрены эффекты, описываемые линейными по волновому вектору К членами в гамильтониане дырки, индуцированные одноосным упругим напряжением. В работе [4] теоретически предсказан эффект сближения масс экситонов с тяжелой и легкой дыркой в гетероструктуре с квантовой ямой (КЯ) при приложении давления вдоль оси [100], перпендикулярной оси роста структуры. Аналогичный эффект должен наблюдаться для экситонов в КЯ при приложении давления вдоль оси второго порядка (ось [110]). Мы экспериментально обнаружили такой эффект в спектрах люминесценции гетероструктуры с InGaAs КЯ и рассчитали его в рамках гамильтониана Бира-Пикуса [1].

#### Методика эксперимента

Исследовались спектры люминесценции гетероструктуры с КЯ InGaAs/GaAs с содержанием индия 1,5% и толщиной L = 90 нм. К гетероструктуре прикладывалось давление вдоль оси [110] в диапазоне P = 0 - 2 кБар. Результаты измерений представлены на рисунке 1. В спектрах наблюдается ряд особенностей, которые мы приписываем размерному квантованию движения экситонов с тяжелой дыркой в КЯ.



Рисунок 1. Спектры люминесценции InGaAs/GaAs квантовой ямы в зависимости от приложенного вдоль [110] давления. Вертикальные линии соответствуют положениям состояний, рассчитанным численно.

С ростом приложенного давления спектральные особенности смещаются в сторону больших энергий, а также наблюдается увеличение энергетических зазоров между ними. Это увеличение можно интерпретировать как уменьшение массы экситона. Это и есть проявление эффекта сближения масс экситонов с тяжелой и легкой дырками [4]. Для наглядности мы сместили экспериментальные спектры так, чтобы совпадали основные экситонные переходы. Теоретические спектры сдвинуты так, чтобы основные переходы совпали по энергии. Результаты показаны на рисунке 2.



**Рисунок 2.** Спектры люминесценции InGaAs/GaAs KЯ, приведённые к одной энергии основного перехода.

### Метод расчёта

Гамильтониан экситона строится из гамильтонианов электронов и дырки и их кулоновского взаимодействия. Состояния электрона описываются сферически-симметричным гамильтонианом, а состояния дырки – гамильтонианом Латтинджера [5] и гамильтонианом Бира-Пикуса [1], учитывающим эффекты деформации.

Индиевые квантовые ямы обладают встроенным упругим напряжением, обусловленным рассогласованием постоянных решёток арсенида галлия и арсенида индия, что приводит к расщеплению зоны лёгких и тяжёлых дырок [6]. Это расщепление позволяет пренебречь смешиванием дырочных состояний при нулевом давлении. Варьируя параметры сегрегации [7], глубины и ширины ямы вблизи номинальных (ростовых) параметров, мы получили согласие численного расчёта с экспериментом для P = 0 кБар (см. рис. 1).

Для описания смешивания состояний лёгких и тяжёлых дырок, индуцированного внешним давлением, был использован большой, но ограниченный базис собственных состояний гамильтониана экситона в КЯ при P = 0. Волновые функции ограниченного базиса получались численным решением уравнения Шрёдингера отдельно для лёгких и тяжёлых дырок методом конечных разностей. Полученный базис использован затем для диагонализации полного гамильтониана экситона, включающего гамильтониан Бира-Пикуса.

### Обсуждение

Результаты моделирования обладают меньшим сдвигом с ростом давления, чем экспериментальные данные. Рассогласование величины сдвига может быть обусловлено как неточностями в определении величины приложенного давления, так и неоднозначностью значений деформационных потенциалов, взятых нами из работы [8].

Значения вычисленных энергий уровней экситона представлены на рисунке 2 в виде вертикальных линий. В расчёте воспроизводится эффект сближения масс, выражающийся в «разбегании» уровней экситона с тяжелой дыркой. Отметим, что для давления P = 2 кБар положение 4-го уровня в расчете определено неточно, что связано с несовершенством алгоритма поиска собственных функций. Более аккуратное проведение расчёта должно решить эту проблему.

### Заключение

Экспериментально и теоретически исследован эффект сближения масс для размерно-квантованных состояний в КЯ InGaAs/GaAs. Построена теоретическая модель, учитывающая сегрегацию в процессе роста и взаимодействие между тяжёлыми и лёгкими дырками. На основе этой модели были проведены численные расчёты спектра экситона. Результаты расчётов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

- Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Москва: Наука (1972).
- 2. K. Cho // Phys. Rev. B. 14, 4463 (1976).
- G. Pikus, V. Maruschak, and A. Titkov // Sov. Phys. Semicond. 22, 115 (1988).
- D. K. Loginov, A. V. Trifonov, I. V. Ignatiev // Phys. Rev. B. 90, 075306 (2014).
- M. Luttinger, W. Kohn // Phys. Rev. 97, 867, (1955).
- 6. C. G. Van der Walle // Phys. Rev. B **39**, 3, (1989).
- K. Muraki, S. Fukatsu, Y. Shiraki, and R. Ito // Appl. Phys. Lett. 61, 557 (1992).
- I. Vurtgafman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan // J. Appl. Phys. 89, 11 (2001).

# Энергетический спектр и туннелирование электронов в наноструктурах GaAs/AIAs и w-InN<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN

### С.Н. Гриняев

Томский государственный университет, Томский политехнический университет, пр. Ленина, 30, Томск, 634050. gsn@phys.tsu.ru

Исследовано влияние интерфейсного потенциала на зонный спектр сверхрешеток и процессы туннелирования в структурах GaAs/AlAs(001) и w-InN<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN(0001). Показано, что традиционная модель резкой границы дает существенные погрешности в энергиях и временах туннелирования электронов в структурах с ультратонкими слоями (меньше 5 монослоев). Наибольшие отклонения энергий электронов (~ 0.1 эВ) возникают в боковых долинах нижней зоны проводимости (R и Z). Погрешности в кристаллическом расщеплении потолка валентной зоны и временах туннелирования достигают 300%.

### Введение

В полупроводниковых наноструктурах размеры интерфейсных областей сопоставимы с размерами квантовых ям и барьеров, поэтому точное описание их электронных состояний может быть получено лишь при использовании методов, учитывающих реальный кристаллический потенциал. Однако для интерпретации электронных свойств наноструктур обычно применяют метод эффективной массы с разрывным потенциалом на гетерограницах, что оправдано для достаточно протяженных квантовых областей и для интервалов энергии, в которых смешивание состояний из разных долин несущественно. В противном случае этот метод может приводить к расхождениям в энергиях квантово-размерных уровней и времен туннелирования электронов. В работе исследовано влияние плавного интерфейсного потенциала на зонный спектр ультратонких сверхрешеток и прохождение электронов через барьерные структуры на основе GaAs/AlAs(001) и w-InN<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN(0001).

### Электронный спектр сверхрешеток

Электронные состояния определялись методами псевдопотенциала. Плавный интерфейсный потенциал моделировался потенциалом фрагментов периода сверхрешеток, что позволило на порядок уменьшить разрывы потенциала по сравнению с приближением резкой границы. На рис.1 показано изменение усредненной в плоскости границы GaAs/AlAs разницы резко оборванного (AB) и плавного (SB) кристаллических потенциалов. Видно, что толщина переходного слоя ненамного больше постоянной решетки *а*. Амплитуда V<sub>AB</sub>-V<sub>SB</sub> дает верхнюю границу отличий точного и приближенного расчетов зонных энергий сверхрешеток и энергий резонансов в коэффициенте прохождения электронов GaAs/AlAs через барьерные структуры.



Рисунок 1. Разница потенциалов V<sub>AB</sub>-V<sub>SB</sub> вблизи резкой границы (пунктирная линия), проходящей по атомам As.

Влияние интерфейсного потенциала зависит от ширины слоев и характера электронных состояний. Наибольшие отличия зонных энергий наблюдаются у монослойной сверхрешетки (GaAs)<sub>1</sub>(AlAs)<sub>1</sub> для состояний в точках Z и R (рис.2). Дну зоны проводимости отвечает состояние R<sub>3</sub>, происходящее из состояния  $L_1$  виртуального кристалла (VC). Разница энергий двух расчетов этого уровня равна 0.074 эВ, что составляет около 50% от точного значения его энергии (0.162 эВ). С ростом толщины слоев дно зоны проводимости сверхрешеток формируется из  $X_1$  или  $\Gamma_1$  состояний VC.



Рисунок 2. Зоны проводимости сверхрешетки (GaAs)<sub>1</sub>(AlAs)<sub>1</sub>(001). Сплошные линии – SB расчет, точечные линии – AB расчет.

Различие зонных спектров приводит к отличию предсказаний толщины слоев, при которых меняется характер нижнего состояния зоны проводимости  $(X_z \rightarrow \Gamma_1)$ . В точном расчете сверхрешетка становится прямозонной (нижнее состояние происходит из  $\Gamma_1$  состояния VC) при числе монослоев  $n \ge 9$ , в приближенном расчете это происходит при  $n \ge 10$ . Для валентной зоны приближение резкой границы дает сильно завышенное (до 300%) кристаллическое расщепление.

### Туннелирование электронов

Существенное влияние интерфейсный потенциал оказывает и на положение резонансов Фано в коэффициенте прохождения электронов через барьерные структуры. Для изучения прохождения электронов через один монослой AlAs(a) с плавными границами использовался один период сверхрешетки (AlAs)<sub>1</sub>(GaAs)<sub>3</sub>. В коэффициенте прохождения из Г<sub>1</sub> в Г<sub>1</sub> долину GaAs при нормальном падении электронов на гетерограницу наблюдается один Фано-резонанс, которому предшествует узкий провал (рис. 3, сплошная линия). В расчете с плавной границей этот резонанс создается потенциальной ямой из одного периода сверхрешетки (вставка рис. 3) и является гибридом из блоховских состояний нижних Г<sub>1</sub> и Г<sub>3</sub> долин сверхрешетки и затухающих состояний петли комплексной зонной структуры, связывающей долину Г<sub>3</sub> с высшей зоной проводимости. Энергия пика резонанса равна 0.434 эВ.



Рисунок 3. Коэффициент прохождения электронов через монослой AlAs(a). Сплошная линия - расчет с плавной границей, пунктир – расчет в приближении резкой границы.

В расчете с резкой границей энергия пика на 0.04 эВ меньше. Из анализа матрицы рассеяния определены времена жизни резонансов. В приближении резкой границы время жизни резонанса в монослойной X-яме составляет ~0.4 ps, что в 3 раза меньше времени жизни резонанса в модели с плавной границей. Такое соотношение времен жизни согласуется с характером локализации электронных плотностей резонансов.

В нитридных структурах эффекты междолинного смешивания выражены гораздо слабее, благодаря выделенной по энергии Г долине. Наблюдающееся небольшое выталкивание электронного и дырочного уровней (~0.01 эВ) в расчете с плавной границей объяснено сужением квантовой ямы *w*-InGaN.

### Выводы

Приближение резкой границы дает существенные погрешности в электронных и дырочных состояниях наноструктур GaAs/AlAs с ультратонкими слоями, поэтому описание их электронных свойств необходимо проводить с учетом плавного интерфейсного потенциала и многозонных взаимодействий.

# Токовый скейлинг и универсальность критических индексов в квантовом эффекте Холла в наногетероструктурах n-InGaAs/InAIAs

# Ю. Г. Арапов<sup>1</sup>, С. В. Гудина<sup>1\*</sup>, А. П. Савельев<sup>1</sup>, В. Н. Неверов<sup>1</sup>, С. М. Подгорных<sup>1</sup>, Н. Г. Шелушинина<sup>1</sup>, М. В. Якунин<sup>1</sup>, И. С. Васильевский<sup>2</sup>, А. Н. Виниченко<sup>2</sup>

1 Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, д.18, 620990.

2 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Каширское шоссе, д. 31, 115409.

\*svpopova@imp.uran.ru

Проведены измерения компонент тензора магнитосопротивления в режиме целочисленного квантового эффекта Холла на серии образцов метаморфных наногетероструктур n-InGaAs/InAIAs с высоким содержанием InAs в активном слое при изменении температуры в линейном режиме по току и при изменении тока через образец (*I* ≤ 100 мкA) при *T* ≤ 4.2 К в нелинейном режиме в диапазоне магнитных полей *B* = (0÷12) Тл и температур *T* = (0.5-30.0) К. Результаты проанализированы в рамках теории двухпараметрического скейлинга.

### Введение

Переходы между квантово-холловскими состояниями в целочисленном квантовом эффекте Холла (ЦКЭХ) в 2D электронном газе принято считать квантовыми фазовыми переходами. Ширина переходов между плато холловского р<sub>ху</sub> и ширина пиков продольного р<sub>хх</sub> магнитосопротивлений зависят от температуры по степенному закону, показатель степени к является универсальным критическим индексом [1], что и было показано в ряде экспериментальных работ, где получено к=0.42. В то же время известны работы, в которых измеренные значения к изменяются в интервале 0.21-0.9 [1-4]. Уже много лет предпринимаются попытки выяснить причины отклонения от универсальности. Критический индекс к является комбинацией критического индекса γ длины локализации ξ (ξ=(υ<sub>c</sub>- $\upsilon$ )  $\gamma$ , где  $\upsilon_c$  – фактор заполнения в критической точке) и показателя степени р температурной зависимости времени сбоя фазы и длины неупругого рассеяния ( $L_{\omega} = (D\tau_{\omega})^{-1/2} \sim T^{p/2}$ )  $\kappa = p/2\gamma$ . В теории квантовых фазовых переходов все критические индексы должны быть универсальными, а именно к=0.42, γ=2.3, p=2. Одной из причин неуниверсальности может быть существенное отличие неупругого электрон-электронного рассеяния в сильном магнитном поле в центре уровней Ландау, определяющего время сбоя фазы, длину неупругого рассеяния и, соответственно, значение р, от случая нулевого магнитного поля, для которого получено значение

p=2. Кроме того, было обнаружено, что и критический индекс длины локализации  $\gamma$  в ряде случаев также не является универсальным, а может зависеть, в частности, от спинового и псевдоспинового вырождения уровней Ландау.

Для преодоления этих причин используется комплексный подход, состоящий в одновременном применении нескольких методик, где помимо исследования температурных зависимостей компонент тензора сопротивления в области перехода между плато ЦКЭХ (так называемый температурный скейлинг) измеряются зависимости этих компонент от величины и частоты тока через образец (так называемые токовый и частотный скейлинги) [3]. Кроме того, предлагается альтернативный путь рассмотрения скейлинговых явлений – считать, что транспорт как между уровнями Ландау, так и в критической области определяется прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка с учетом кулоновского взаимодействия электронов [6]. Это позволяет вообще не рассматривать неупругое электрон-электронное рассеяние в критической области и заменить р динамическим критическим индексом z, теоретически более установленным.

### Методика эксперимента

В данной работе были проведены измерения  $\rho_{xx}(B,T)$  и  $\rho_{xy}(B,T)$  в режиме ЦКЭХ на серии

образцов метаморфных наногетероструктур n-In<sub>y</sub>Ga<sub>(1-y)</sub>As/In<sub>x</sub>Al<sub>(1-x)</sub>As с высоким содержанием InAs в активном слое, выращенных на подложке InP (см. табл. 1) [5], при изменении температуры в линейном режиме по току и при изменении тока через образец ( $I \le 100$  мкА) при T = 4.2К в нелинейном режиме в диапазоне магнитных полей  $B = (0 \div 12)$ Тл и температур T = (0.5 - 30.0)К (рис. 1).

**Таблица 1.** Параметры исследованных образцов. *L<sub>w</sub>* - ширина квантовой ямы, *L<sub>s</sub>* – ширина спейсера, *L<sub>b</sub>* – ширина барьера, µ – подвижность и *n<sub>s</sub>* - концентрация носителей заряда при 77 К.

Обра-	<b>x</b> %	v %	1 Å	ı î	1. 3	μ,	ns,
зец	λ, /0	<b>y</b> , 70	Lw, A	Ls, A	Lb, A	см²⋅(В⋅с)-1	10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup>
L1	71	76	164	61	217	51000	1.4
L2	82	85	135	72	127	46320	0.32
L3	85	90	140	120	960	93460	0.75

### Результаты и обсуждение

Реальное скейлинговое поведение при изменении температуры  $d\rho_{xy}/dB(B=B_c)$ ,  $(\Delta \upsilon)^{-1} \sim T^{\kappa}$  наблюдается для переходов между плато ЦКЭХ с факторами заполнения  $\upsilon=4 \rightarrow \upsilon=3$  ( $\kappa = 0.58\pm0.05$ ),  $\upsilon=5 \rightarrow \upsilon=4$  ( $\kappa = 0.54\pm0.05$ ) и  $\upsilon=6 \rightarrow \upsilon=5$  ( $\kappa = 0.50\pm0.05$ ). Таким образом, имеет место отклонение значений критического индекса от универсального значения  $\kappa = 0.42$ .

Для переходов  $\upsilon=4 \rightarrow \upsilon=3$  и  $\upsilon=5 \rightarrow \upsilon=4$  при  $I>I_c=10$  мкА наблюдалось уширение пиков  $\rho_{xx}(B)$  и максимума  $d\rho_{xy}/dB$  с увеличением значения тока, аналогичное происходящему с ростом температуры, так называемый токовый скейлинг (рис. 1),  $d\rho_{xy}/dB(B=B_c)\sim\Gamma^b$ ,  $(\Delta\upsilon)^{-1}\sim\Gamma^b$ , где b=0.27 для перехода  $\upsilon=4 \rightarrow \upsilon=3$  и b=0.23 для перехода  $\upsilon=5 \rightarrow \upsilon=4$ , соответственно.

Комбинация этих двух методов позволяет получить значение  $\alpha$ =0.5, где  $\alpha$  - показатель степени в выражении для зависимости эффективной электронной температуры от тока  $T_e \sim I^{\alpha}$ . Данный результат совпадает с предсказаниями теории и результатами работ [3]. Это удивительно, т.к. наши образцы [5] существенно отличаются от образцов InGaAs/InP и GaAs/AlGaAs в работах [3] по типу рассеивающего

потенциала, определяющего универсальность критических индексов [1-4].



**Рисунок 1.** Зависимости продольного сопротивления  $\rho_{xx}$  от магнитного поля *В* при фиксированных температурах *T* (указаны возле кривых) (сверху) и фиксированных значениях тока *I* через образец (указаны возле кривых) (снизу) для образца L3 для переходов между плато  $\upsilon$ =4  $\rightarrow$   $\upsilon$ =3 и  $\upsilon$ =5  $\rightarrow$   $\upsilon$ =4.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ: проекты № 14-02-00151 и №14-02-31164.

- А.М.М. Pruisken // Physical Review Lett. 61, 1297 (1988); Д.Е. Хмельницкий // Письма в ЖЭТФ, 38, 454 (1983); А.М.М. Pruisken et al. // Europhys. Lett. 31, 543 (1995); Письма в ЖЭТФ, 87, 252 (2008); I.S. Burmistrov et al. // Ann. of Physics, 326, 1457 (2011).
- 2. B. Huckestein // Rev. Mod. Phys. 67, 357 (1995).
- H.P. Wei et al. // Physical Review B 50 14609 (1994); Koch et al. // Semicond. Sci. Techn. 10, 209 (1995); H. Scherer et al. // Semicond. Sci. Techn. 10, 959 (1995); W. Li et al. // Physical Review Lett. 94, 206807 (2005).
- Ю.Г. Арапов и др. // ЖЭТФ, 144, 166 (2013); ФНТ, 39, 66 (2013).
- И.С. Васильевский и др. // ФТП, 45, 1203 (2011).
- D.G. Polyakov, B.I. Shklovskii // Physical Review Lett. 70, 3796 (1993).

# Экситоны в нанокристаллах кремния в матрице аморфного гидрогенизированного кремния

### О. Б. Гусев<sup>1,</sup>\*, Е. И. Теруков<sup>2</sup>, Д. Л. Орехов<sup>2</sup>, А. В. Белолипецкий<sup>1</sup>, И. Н. Яссиевич<sup>1</sup>

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 ООО «НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике при ФТИ им. А.Ф. Иоффе» ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021. \*oleg.gusev@mail.ioffe.ru

В работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования фотолюминесценции пленок аморфного гидрогенизированного кремния, содержащего нанокристаллы кремния. Полученные экспериментальные результаты при сопоставлении с проведенными в работе теоретическими расчетами позволили установить механизм возбуждения и энергетической релаксации носителей заряда в нанокристаллах кремния.

### Введение

Нанокристаллы кремния в матрице a-Si:H (a-Si:H<nc-Si>) стабилизируют ее структуру, что приводит к уменьшению фотоиндуцированной деградации солнечных ячеек на ее основе. Исследование a-Si:H<nc-Si> представляет интерес и с фундаментальной точки зрения, так как энергии уровней размерного квантования nc-Si лежат в области энергий хвостовых состояний матрицы a-Si:H.

### Методика эксперимента

Пленки a-Si:H<nc-Si> толщиной 170 нм были получены методом разложения силана (SiH<sub>4</sub>), разбавленного водородом, в плазме тлеющего разряда. Объемное отношение газов в реакционной камере составляло RH =  $[H_2]/[SiH_4] = 5$ . Скорость осаждения пленки 11 Å /сек. Подложки в процессе осаждения пленок поддерживались при T = 210 <sup>0</sup>C.

Стационарная ФЛ возбуждалась лазером на  $\lambda = 405$ нм и регистрировалась ФЭУ или охлаждаемым германиевым приемником. Спектры ФЛ с временным разрешением были получены при возбуждении импульсным лазером. Измерения ФЛ проводились на базе монохроматора, стробоскопического преобразователя напряжения и цифрового осциллографа. Временное разрешение системы в спектральной области 400 – 900 нм составляло 5 нс.

### Результаты и обсуждение

На рисунке 1 показан спектр ФЛ пленки a-Si:H<nc-Si> при возбуждении импульсами лазера длительностью 7 нс на длине волны 355 нм.



Рисунок 1. Спектр ФЛ a-Si:H<nc-Si> при T = 300 К.

Как видно из рисунка 1, на фоне широкой полосы, характерной для ФЛ субоксида кремния, проявляются два пика ФЛ в области 500 нм и 600 нм. Эти пики обусловлены ФЛ nc-Si в окисленном поверхностном слое пленки a-Si:H. Используя литературные данные, мы оценили размер этих нанокристаллов как 1.2 нм и 1.5 нм, соответственно.

Пик ФЛ на 780 нм (1.6 мэВ) на рисунке 1 обусловлен ФЛ нанокристаллов кремния, находящихся в глубине пленки a-Si:H. Отметим, что пики ФЛ на 780 нм проявляются лучше при импульсном возбуждении и, наоборот, пики при 500 и 600 нм проявляются лучше при непрерывном возбуждении. Это говорит о том, что время жизни ФЛ нанокристаллов кремния в матрице a-Si:H значительно короче, чем в поверхностном слое. На рисунке 2 показан спектр пленки ФЛ с nc's-Si, полученный при температуре 77 К при импульсном возбуждении на  $\lambda = 355$  нм. На вставке показан спад ФЛ в трех точках спектра, приведенного на этом рисунке.



Рисунок 2. Спектр ФЛ а-Si:H<nc-Si> . Т = 77 К. На вставке: спад ФЛ а–Si:H<nc-Si> на 750 нм (1.65 эВ) (1), 770 нм (1.55 эВ) (2) и 800 нм (1.50 эВ) (3).

Как видно из этого рисунка, спад ФЛ a-Si:H<nc-Si> содержит две компоненты с характерными временами менее 10 нс и длинную компоненту порядка 100 нс.

На рисунке 3 представлена зонная диаграмма а-Si:H<nc-Si>.



Рисунок 3. Зонная диаграмма а- Si:H<nc-Si>.

Как показали наши исследования, формирование локализованных экситонов происходит следующим образом. Сначала в nc-Si захватывается дырка, энергия локализации которой существенно больше, а затем захватывается электрон. На рисунке 4 представлена расчетная энергия локализованного экситона в зависимости от размера нанокристалла.

Как видно из рисунков 1 и 4, экспериментально наблюдаемая энергия пика 1.6 эВ хорошо соответствует значению 2,5 нм, что соответствует среднему размеру нанокристаллов в исследуемом образце.



Рисунок 4. Зависимость энергии экситона в nc-Si в матрице a-Si:Н от диаметра nc-Si. На вставке показаны энергии локализации дырки и электрона, по работе [1].

Время жизни локализованного экситона в nc-Si в матрице a-Si:H определяется вероятностями  $W_e$  и  $W_h$  резонансного туннелирования электронов и дырок на ближайшее хвостовое состояние. Их рассчитанные значения показаны на рисунке 5.



Рисунок 5. Вероятность резонансного туннелирования электронов и дырок экситона, локализованного в nc-Si, на ближайшее хвостовое состояние в зависимости от размера nc-Si. На вставке: отношение вероятности резонансного туннелирования электрона на ближайшее хвостовое состояние к вероятности туннелирования между хвостовыми состояниями от энергии локализации электрона.

Таким образом, наблюдаемое в эксперименте быстрое время (меньше 10 нс) спада ФЛ (см. рисунок 3) пс-Si обусловлено большой вероятностью резонансного туннелирования зарядов из пс-Si на ближайшие хвостовые состояния матрицы a-Si:H. Длинная компонента времени спада соответствует ФЛ матрицы a-Si:H.

#### Благодарности

Авторы благодарят РФФИ (проект № 14-02-00119) за финансовую поддержку работы.

### Литература

 A.V. Belolipetskiy, O.B. Gusev, I.N. Yassievich // Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics, V. 9, 1 (2014).

# Влияние отжига в атмосфере водорода на морфологию поверхности и оптические свойства напряженных пленок Zn(S)Se/GaAs

В. С. Багаев<sup>1</sup>, Э. Т. Давлетов<sup>1, 2</sup>, В. И. Козловский<sup>1</sup>, В. С. Кривобок<sup>1, 2, \*</sup>, П. И. Кузнецов<sup>3</sup>, С. Н. Николаев<sup>1, 2</sup>, Е. Е. Онищенко<sup>1</sup>, А. А. Пручкина<sup>1</sup>

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

2 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, МО, 141700.

3 Институт радиотехники и электроники РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009.

\*krivobok@lebedev.ru

Для создания поляритонных лазеров на основе Zn(S)Se пленок необходимо получение образцов, обладающих как высоким структурным совершенством, так и гладкой поверхностью. Контроль качества поверхности тонких пленок Zn(S)Se с помощью ACM показал образование нанокристаллов Se на поверхности. В данной работе было определена возможность уменьшения шероховатости поверхности Zn(S)Se путем отжига структур в атмосфере водорода, а также оценено его влияние на оптические и структурные свойства пленок.

### Введение

Благодаря значительной энергии связи экситона (~20 мэВ) и большой (до 40 мэВ) величине расщепления Раби, эпитаксиальные гетероструктуры Zn(S)Se/GaAs перспективны для создания поляритонных лазеров, работающих при высоких температурах [1]. Возможность удаления подложки GaAs простыми химическими методами позволяет создавать на основе данных гетероструктур полностью гибридные микрорезонаторы, в которых оба зеркала сформированы из аморфных диэлектрических покрытий с высоким (до 0.9999) коэффициентом отражения. Тем не менее, одна из причин, осложняющих достижение режима сильной связи в таких микрорезонаторах, связана с формированием нанокристаллов Se на поверхности пленок Zn(S)Se в процессе их роста или последующего нахождения в атмосфере при комнатной температуре, см. напр. [2]. Такие нанокристаллы ухудшают качество диэлектрических покрытий и приводят к рассеянию излучения, уменьшая, таким образом, добротность резонаторов. Основной целью данной работы являлась разработка метода удаления нанокристаллов Se с поверхности пленок Zn(S)Se/GaAs, позволяющего сохранить их высокое структурное и оптическое качество.

### Экспериментальные образцы

В работе, в основном, исследовались тонкие (70 – 220 нм) пленки Zn(S)Se/GaAs, выращенные

с помощью парофазной эпитаксии из металлорганических соединений. Полученные структуры характеризовались методами оптической спектроскопии (измерения фотолюминесценции и отражения) в широком диапазоне температур (5 – 300 К), рентгеноструктурного анализа и атомно-силовой микроскопии. Во многих образцах отсутствовала пластическая релаксация напряжений, о чем свидетельствуют результаты рентгеноструктурных исследований, а также положения экситонных резонансов в спектрах отражения и люминесценции пленок, не содержащих серы (для таких пленок величина упругих напряжений максимальна). В пленках, содержащих S, напряжения получаются ниже, что снижает расщепление экситонных состояний, содержащих легкую и тяжелую дырки. Отсутствие пластической релаксации необходимо для создания резонаторов с высокой добротностью. Другим механизмом нежелательного снижения добротности микрорезонаторов является формирование нанокристаллов Se на поверхности пленок. В исходных образцах поверхностная плотность нанокристаллов малого (5 – 10 нм) размера превышала  $10^8$  см<sup>-2</sup>. По мере нахождения образцов в атмосфере при комнатной температуре концентрация нанокристаллов уменьшалась, а размер значительно увеличивался, достигая 40 – 50 нм.

### Результаты отжига

Для удаления нанокристаллов были апробированы отжиги пленок в различных условиях. Совокупность полученных данных позволяет утверждать, что наиболее эффективным является отжиг пленок в атмосфере водорода при температуре 250 – 280 °C. В частности, подобный отжиг в течении 3 часов при температуре 265 °C позволяет полностью устранить нанокристаллы Se, сохранив при этом оптическое качество пленок. Дальнейшее повышение температуры отжига является нецелесообразным. Высокая температура отжига, по всей видимости, приводит к эффективной диффузии Se на поверхность образца, что не позволяет полностью избавиться от холмиков. В результате отжига при 265 °C средняя шероховатость поверхности значительно уменьшается (RMS < 0.5 нм), сохраняется спектральное положение экситонных резонансов с участием легких и тяжелых дырок, наблюдается сужение линий люминесценции и уменьшается относительная интенсивность излучения экситонно-примесных комплексов. С точки зрения структурного совершенства пленок применение высокотемпературного отжига также нежелательно. Отжиг при температуре 300 °C и выше может приводить к появлению в спектрах фотолюминесценции так называемой Y-линии (2.61 эВ), что свидетельствует о появлении структурных дефектов. Таким образом, показано, что отжиг в атмосфере водорода является эффективным методом удаления нанокристаллов Se, который позволяет радикально снизить шероховатость поверхности, сохранив при этом оптическое качество.



**Рис. 1.** (а) Пример морфологии поверхности исходной пленки ZnSe/GaAs, (b) пленки, находившейся в течение двух месяцев в атмосфере при комнатной температуре, (c) - пленки, подвергнутой отжигу в водороде в течение 3 часов при 265 °C.



**Рис. 2.** (1) Спектр фотолюминесценции (5k) исходной пленки, (2) - пленки, подвергнутой отжигу в водороде (2); справа сверху приведен спектр отражения исходной пленки, демонстрирующий положение экситонных резонансов.

На основе отожженных образцов созданы гибридные гетероструктуры с одним диэлектрическим зеркалом — слой Zn(S)Se/ многослойное диэлектрическое зеркало/сапфировая подложка (подложка GaAs удалена), в которых удается избежать пластической релаксации напряжений в пленке Zn(S)Se. Предварительные измерения спектров отражения с разрешением по углу указывают на наличие поляритонных эффектов в созданных гибридных гетероструктурах. Гибридные микрорезонаторы на основе пленок Zn(S)Se с улучшенной морфологией поверхности находятся на стадии разработки.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант # 14-22-00273).

- K. Sebald et al. // Appl. Phys. Lett., 100, 161104 (2012).
- X.B. Zhang, S.K. Hark // Appl. Phys. Lett., 74, 3857 (1999).

# Нестандартные механизмы стабилизации многочастичных состояний в SiGe/Si-гетероструктурах II рода

# В. С. Багаев<sup>1</sup>, Э. Т. Давлетов<sup>1, 2</sup>, В. С. Кривобок<sup>1, 2, \*</sup>, С. Н. Николаев<sup>1, 2</sup>, А. В. Новиков<sup>3</sup>, Е. Е. Онищенко<sup>1</sup>

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

2 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, МО, 141700.

3 Институт макрофизики РАН, ул. Академика Петрова, 102, Санкт-Петербург, 433423.

\*krivobok@lebedev.ru

В спектрах низкотемпературной фотолюминесценции структур SiGe/Si, в которых подавлено образование электроннодырочной жидкости, было обнаружено излучение многочастичного состояния с энергией связи ~2.3 мэВ. Анализ температурной зависимости спектров люминесценции структуры в ИК и видимых областях показал, что для описания электронно-дырочной системы необходимо учитывать локализацию многочастичных состояний на неоднородностях и изменение силы осциллятора локализованных биэкситонов.

### Введение

Основным фактором, ограничивающим возможность формирования экситонного бозе-конденсата в объемных германии и кремнии, является конденсация экситонов в электронно-дырочную жидкость (ЭДЖ) металлического типа. Формирование ЭДЖ может быть, тем не менее, подавлено в планарных  $Si_{1-x}Ge_x/Si$ -гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ), в которых наличие барьера в зоне проводимости приводит к выталкиванию электронов из слоя  $Si_{1-x}Ge_x$  [1]. Поэтому  $Si_{1-x}Ge_x/Si$ -гетероструктуры перспективны для получения в них долгоживущего экситонного газа с сильным вырождением и реализации квазиравновесного бозе-конденсата экситонов.

### Эксперимент

В настоящей работе исследовались механизмы излучательной рекомбинации в КЯ  $Si_{1-x}Ge_x/Si$  толщиной 5 нм и содержанием германия 9.5%, в том числе селективно легированных бором (двумерная плотность  $10^{10}$  см<sup>-2</sup>) в центре КЯ. Все структуры были выращены с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии при температуре 700°С. Толщина и состав КЯ были подобраны так, чтобы, с одной стороны, подавить образование ЭДЖ, с другой стороны, по возможности, снизить флуктуации потенциала в КЯ, роль которых возрастает с увеличением содержания германия. Селективное легирование использовалось для того, чтобы выделить каналы излучательной рекомбинации, связанные с примесями. Основное внимание уделялось возможности создания и свойствам экситонного газа с сильным вырождением.

Для исследования свойств электронно-дырочной системы анализировались спектры низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) в ИК и видимом диапазонах [1]. Для SiGe/Si-гетероструктур излучение в видимом диапазоне возникает за счет одновременной рекомбинации двух электронов из противоположных долин и двух дырок. Данное излучение (2Ед ФЛ) является признаком формирования многочастичных состояний. Время жизни экситонов в КЯ при заданной плотности стационарного возбуждения определялось по скорости релаксации сигнала ФЛ к стационарному значению после подсветки слабым импульсом с длительностью 5 нс и составляло ~1 мкс (диапазон плотностей стационарного возбуждения ~ 0.01 – 0.3 Bt/см<sup>2</sup>). Данная величина достаточна для эффективной релаксации функции распределения экситонов к квазиравновесному состоянию с температурой, близкой к температуре решетки. Измеренное время жизни позволило оценить концентрацию электронно-дырочных пар в КЯ при различных условиях стационарного возбуждения. Условия стационарного возбуждения были подобраны так, чтобы среднее расстояние между экситонами было сопоставимо с длиной волны де Бройля, но при этом было недостаточно для перехода Мотта в системе экситонов (в предположении, что система пространственно однородна).

### Результаты

Совокупность полученных данных позволяет утверждать, что при температуре 5 К для широкого диапазона плотностей возбуждения (0.008 -0.3 Вт/см<sup>2</sup>) спектр фотолюминесценции в ИК и видимом диапазонах определяется рекомбинацией носителей в коллективном состоянии, а не обычным экситонным излучением (имеются в виду свободные или связанные на примесях экситоны). Экситонное излучение удается зарегистрировать лишь при повышенных (10 – 20 К) температурах и низких плотностях возбуждения. В ИК-спектрах данное излучение сдвинуто на ~4 мэВ в высокоэнергетичную область по отношению к линии излучения коллективного состояния и претерпевает сдвиг в коротковолновую область с ростом температуры. Этот факт можно объяснить наличием неоднородного уширения экситонных состояний, которое составляет ~1 мэВ. Таким образом, при температуре < 10 К может происходить локализация экситонов и биэкситонов в КЯ. Отметим, что сдвиг линии коллективного состояния в ИК-спектре определяется суммой энергии связи и энергии «отдачи» [2], поэтому не может являться надежным источником информации об электронном спектре коллективного состояния.



**Рис. 1.** Зависимость интенсивности люминесценции в 2Egспектре как функция интенсивности ИК-излучения образца с КЯ Si<sub>0.905</sub>Ge<sub>0.095</sub>/Si. Линии — аппроксимация экспериментальных данных с учетом изменения силы осциллятора биэкситонов за счет их локализации.

При наличии неоднородного уширения экситонных состояний следует ожидать синего сдвига максимума линии излучения в 2Eg-спектрах с увеличением температуры. Отметим, что величина данного сдвига должна существенно превышать 1 мэВ при увеличении температуры от 5 К до 10 К, что противоречит экспериментальному обнаруженному сдвигу ~1 мэВ. Разногласие определяется, повидимому, тем, что описанный подход никак не учитывает зависимость вероятности испускания 2Eg-квантов от степени локализации биэкситонов. На основе спектров 2Ед-люминесценции была сделана оценка энергии связи биэкситона, которая составила 0/2.3 мэВ без/с учетом влияния локализации биэкситонов на силу осциллятора, соответственно. Для проверки гипотезы о биэкситонной природе многочастичного состояния с низкой энергией связи была определена интегральная интенсивность люминесценции структуры в ИК и видимом спектрах. Так как излучение биэкситонов регистрируется в обеих областях, а экситонов только в ИК, можно проследить соотношение этих состояний в широком диапазоне плотностей носителей заряда и температур (см. рис. 1). Была предпринята попытка описать эти зависимости с помощью модели сосуществующих в равновесии газов экситонов и биэкситонов. Использование бозефункции распределения для экситонов и биэкситонов позволяло применять модель как для разреженного газа, так и для плотной электронно-дырочной системы. Описать все температурные зависимости одним выражением с разумными физическими параметрами удалось только при изменении силы осцилляторов локализованных состояний. Модель биэкситона с энергией связи 0 – 0.5 эВ, а также экситон-экситонное рассеяние приводят к существенному расхождению экспериментальных и расчетных зависимостей. Таким образом, полученные результаты указывают на необходимость учета локализации коллективных состояний при интерпретации спектров вырожденной экситонно-дырочной системы при низких температурах.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант # 14-22-00273).

- В.С. Багаев, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, Е.Е. Онищенко, М.Л. Скориков // Письма в ЖЭТФ, т. 94, вып. 1, с. 63 (2011).
- В.С. Багаев, В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, Е.Е. Онищенко, А.А. Пручкина, Д.Ф. Аминев, М.Л. Скориков, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков // ЖЭТФ, т. 144, вып. 5, 1045 (2013).

### Изготовление контактных слоев вольфрама к арсениду галлия в едином процессе металлоорганической газофазной эпитаксии

# В.М. Данильцев<sup>\*</sup>, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, Е.В. Демидов, А.В. Мурель, А.И. Охапкин, Е.В. Скороходов, В.И. Шашкин, П.А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, 607680, Нижегородская область, Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7. \*danil@ipmrasl.ru

В едином цикле металлоорганической газофазной эпитаксии изготовлены структуры GaAs/W. Определены основные закономерности формирования пленок вольфрама из гексафторида вольфрама, и исследованы свойства полученных слоев W.

Структуры металл – полупроводник широко используются в технологии электронных приборов и интегральных схем в качестве барьерных контактов Шоттки. Известно, что свойства контактов Шоттки сильно зависят от процесса получения эпитаксиальных слоев, подготовки поверхности полупроводника и условий осаждения металла на полупроводник, что обусловлено их чувствительностью к состоянию границы раздела [1]. Настоящая работа направлена на изучение возможности получения контактных слоев путем осаждения "in situ" вольфрама на структуры GaAs в процессе металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ).

### Эксперимент

Эпитаксиальные слои GaAs выращивались в системе Ga(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>-AsH<sub>3</sub>-SiH<sub>4</sub>-H<sub>2</sub> при температуре 620°С. Пленки металлического вольфрама осаждали в том же реакторе из гексафторида вольфрама WF<sub>6</sub> при температурах 200°С – 450°С. С целью сравнения в одном процессе осаждение пленок W осуществляли на пластины сапфира (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) и подложки с эпитаксиальным слоем Методом вторичной ионной масс-GaAs. спектрометрии (ВИМС, ТОF SIMS 5) с послойным стравливанием изучался элементный состав полученной пленки металла в зависимости от условий формирования. Методом рентгенофазового анализа (дифрактометр Bruker D8 Discover) исследовался фазовый состав получаемых слоев. Электрофизическими методами измерены удельные сопротивления и барьерные свойства полученных при разных условиях слоев.

### Результаты и обсуждение

Эксперимент показал, что использование WF<sub>6</sub> позволяет получать качественные слои W при температурах выше 350 °C на поверхности Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, однако при этих же условиях не происходит формирование слоев на поверхности GaAs, что, видимо, связано с образованием нелетучих соединений AsF и GaF. Тогда, по опыту [2], для вывода фтора из реакционной камеры дополнительно в реактор подавали силан (SiH<sub>4</sub>). Образующийся в процессе распада WF<sub>6</sub> фтор связывается кремнием, образуя SiF<sub>4</sub>, который, являясь газом, легко выводится из реактора потоком водорода. Соотношение потоков силана и гексафторида вольфрама ( $\gamma$ =f<sub>SiH4</sub>/f<sub>WF6</sub>) было независимым параметром процесса.

Рентгенофазовый анализ показал, что в зависимости от у можно получать различные фазы металлического W на поверхности арсенида галлия, рис. 1. При малых концентрациях вводимого в реактор силана (у=0,5÷1) на поверхности арсенида галлия формируется фаза α-W. Увеличение подачи SiH<sub>4</sub> приводит к образованию смешанной фазы ( $\alpha + \beta$ ) металлического вольфрама (у=1,5). Дальнейшее увеличение у=2÷3 приводит к формированию фазы мелкокристаллического β-W. Метастабильная бетафаза вольфрама отличается от α-W примитивной элементарной ячейкой и имеет структуру типа A15 (пространственная группа симметрии Pm3n). Ее образование в литературе связывают со стабилизацией структуры различными примесями [3]. При большом потоке силана (у>3,7) происходит осаждение вольфрамовой пленки с силицидами вольфрама. Осаждение β-фазы вольфрама при той же подаче WF<sub>6</sub> в зону реакции происходит со скоростью в 5 -10 раз большей, чем для α-фазы.



Рисунок 1. Дифрактограммы пленок, содержащих фазы α-W, β-W и силицида вольфрама, γ=f<sub>SiH4</sub>/f<sub>WF6</sub>.



Рисунок 2. Распределение элементов в слое β-фазы вольфрама, полученное методом ВИМС с послойным стравливанием.

Изучение состава пленок вольфрама методом ВИМС показало, что в слоях W присутствуют углерод и кислород (рис. 2). Наименьшее загрязнение этими примесями имеют пленки  $\beta$ -фазы вольфрама. Исследования пленок с использованием оптического и сканирующего электронного микроскопа показали, что слои  $\alpha$  и ( $\alpha + \beta$ ) фаз имеют гладкую поверхность. На поверхности вольфрама  $\beta$ -фазы присутствуют бугорки (рис.3). Однако по данным электрофизических измерений слои  $\beta$ -фазы имеют меньшее удельное сопротивление ( $\sim 3 \cdot 10^{-5}$  Ом см) по сравнению с образцами других фаз, что согласуется с литературными данными [3]. Измерение высоты барьера Шоттки для этой фазы дает значение  $\phi$ =0,8-0,9 эВ при факторе неидеальности  $\sim 1,1$ .



**Рисунок 3.** Электронно-микроскопическое изображение поверхности пленки β-фазы вольфрама.

### Выводы

В едином цикле металлоорганической газофазной эпитаксии произведено осаждение пленок W из гексафторида вольфрама на Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и эпитаксиальные слои GaAs. Показано, что осаждение вольфрама на поверхности GaAs происходит только при добавлении в состав газовой смеси силана. Определены основные закономерности формирования пленок, исследованы их структурные и электрофизические свойства. Показано, что пленки W всегда содержат углерод и кислород. Несмотря на это, исследование контактов вольфрама с арсенидом галлия показало, что при оптимальных условиях осаждения W его проводимости достаточно для растекания тока по всей площади контакта субмиллиметровых размеров. Данная методика может использоваться для изготовления контактов металл полупроводник.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН и стипендии Президента Российской Федерации для молодых ученых (№ СП-2436.2015.3). В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

- Н. Айнспрук, У. Уиссмен. Арсенид галлия в микроэлектронике / Пер. с англ. под ред. В.Н. Мордковича. М.: Мир,1988.
- M. Tabbal, M. Meuniel et al. // J.Appl.Phys. V. 81, N.10, p.6607 (1997).
- B. Girault, D. Eyidi, P. Goudeau et al. // J. Appl. Phys. V. 113, 174310 (2013).
# Наноструктуры HgCdTe для фотоприемников и лазерных излучателей

# С.А. Дворецкий<sup>1, \*</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>1</sup>, В.Г. Ремесник<sup>1</sup>, Ф.Ф. Сизов<sup>2</sup>, М.В. Якушев<sup>1</sup>, А.В. Латышев<sup>1</sup>

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

2 Институт физики полупроводников им. А.В. Лашкарева НАНУ, проспект Науки, 41, Киев, Украина, 03028. \*dvor@isp.nsc.ru

Представлены результаты исследований процессов роста гетероэпитаксиальных наноструктур (ГЭНС) КРТ, выращиваемых методом МЛЭ, на подложках из GaAs и Si с мониторингом параметров растущих слоев в реальном масштабе времени. Мониторинг с помощью лазерной эллипсометрии позволяет проводить выращивание слоев КРТ и наноструктур с высокой точностью измерений состава и толщины. Разработан метод определения состава слоев HgCdTe нанометровых толщин по спектрам пропускания. Выращены наноструктуры HgCdTe в виде тонких слоев твердого раствора и квантовых ям различного состава с широкозонными спейсерами. Проведенные исследования фотоэлектрических параметров структур показали возможность реализации ИК ФП и КИ в инфракрасной и терагерцевой областях спектра.

# Введение

Гетероэпитаксиальные наноструктуры (ГЭНС) теллурида кадмия и ртути (КРТ, HgCdTe) в виде квантовых ям, сверхрешеток и тонких слоев представляют интерес в качестве фоточувствительных материалов для перспективных фотоприемников и приемников и лазерных источников инфракрасного и терагерцевого излучения, в том числе и оптоэлектронных пар [1-5]. Для точного контроля спектрального диапазона приборов необходимо проводить прецизионный контроль состава и толщины слоев при выращивании ГЭНС КРТ. Цель данного сообщения - представление результатов по выращиванию ГЭНС и тонких слоев КРТ методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) с прецизионным эллипсометрическим методом контроля in situ и по спектрам пропускания ex situ, взаимодействию с инфракрасным и терагерцевым излучением, спонтанному излучению.

### Основные результаты

Проведено выращивание ГЭНС в виде одиночных и множественных квантовых ям Hg<sub>1-v</sub>Cd<sub>v</sub>Te/Hg<sub>1-x</sub> Cd<sub>x</sub> Te/Hg<sub>1-y</sub>Cd<sub>y</sub>Te и тонких слоев на подложках из GaAs и Si ориентацией (013) с буферными слоями ZnTe и CdTe методом МЛЭ [6]. Молярное содержание Y<sub>CdTe</sub> широкозонных слоев КРТ (спейсеров) изменялось от 0,66 до 0,8. Толщина составляла от 30 нм до сотен нанометров. Состав и толщина в квантовой яме X<sub>CdTe</sub> изменялись в интервале от 0,00 (HgTe) до 0,45 молярных долей и от единиц до сотен нанометров, соответственно. Прецизионный контроль толщины и состава слоев ГЭНС КРТ и тонких слоев в процессе выращивания проводился с помощью одноволновой эллипсометрии при измерении изменений эллипсометрических параметров Ψ и Δ. При выращивании тонких слоев эллипсометрические параметры  $\Psi$  и  $\Delta$  в плоскости  $\Psi$ - $\Delta$  описываются кусочно-спиральными кривыми, соответствующими резкому изменению состава КРТ при выращивании. Характер кривых параметров  $\Psi$ и  $\Delta$  и их изменения позволяют определить состав и толщину растущего слоя КРТ. Точность определения состава ( $\Delta X_{CdTe}$ ) и толщины ( $\Delta d$ ) составляют  $\Delta X_{CdTe} = 0,05$  молярных долей и  $\Delta d = 0,1$  нм, соответственно. Концентрация носителей заряда в квантовых ямах задается легированием спейсеров в центральной части.

После выращивания структур контроль состава и толщины выращенных слоев КРТ проводился по спектрам пропускания. Для определения состава тонких слоев ГЭНС КРТ *ex situ* предложена методика, основанная на анализе зависимости спектра оптической плотности от волнового числа, полученной из спектров пропускания и отражения.



**Рисунок 1.** Спектр пропускания (T) – кривая 1. Спектр отражения (R) – кривая 2. Кривая 3 – зависимость оптической плотности D= lg (1/(T+R)) от волнового числа v.

На рисунке 1 приведены измерения зависимости спектра пропускания Т (кривая 1) и отражения R (кривая 2) и расчет оптической плотности D (D = = lg (1/(T+R)), кривая 3) от волнового числа для квантовой ямы (Hg<sub>0,3</sub>Cd<sub>0,7</sub>Te/Hg<sub>0,63</sub>Cd<sub>0,37</sub>Te/Hg<sub>0,3</sub>Cd<sub>0,7</sub>Te) состава КРТ X<sub>CdTe</sub>=0,37 молярных долей и толщиной d=10 нм. Толщина была определена из анализа изменения зависимостей эллипсометрических параметров  $\Psi$  и  $\Delta$  в плоскости  $\Psi$ - $\Delta$ . Зависимости спектров пропускания и отражения показывают интерференцию в буферных слоях и слоях КРТ структуры, из которых провести расчет состава квантовой ямы не представляется возможным вследствие слабого поглощения. Оптическая плотность (поглощения) имеет более выраженную зависимость от волнового числа, что позволяет определить состав тонкого слоя в квантовой яме. Выражение для пропускания слоя с учетом многократных отражений от границ:

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1-R^2 e^{-2\alpha d}},$$
 (1)

где T – пропускание, d =  $d_{p.c.n}$ , R – коэффициент отражения на границе воздух – подложка и воздух – КРТ. В нашем случае R  $\cong$  0,29.

Выражение для отражения слоя с учетом многократных отражений от границ:

$$R = R + \frac{(1-R)^2 R e^{-2\alpha d}}{1-R^2 e^{-2\alpha d}}.$$
 (2)

Для определения ширины запрещенной зоны Еg необходимо рассчитать значения коэффициента пропускания Т и отражения R по формулам (1, 2) для выбранной величины коэффициента поглощения α=500 см<sup>-1</sup> и толщины 10 нм. Затем необходимо провести расчет D и соответствующего этому значению волнового числа, из которого определяется ширина запрещенной зоны Ед и состав по зависимости Eg(X,T) [1]. Для измеренной квантовой ямы получено значение состава по предложенной методике X<sub>CdTe</sub>=0,365, что близко к значению, полученному из измерений эллипсометрических параметров. Точность определения состава составила ±0,005 и зависит от точности измерения толщины и определения линейного участка АВ кривой 3 (рисунок 1). Получено хорошее соответствие результатов измерения состава в наноструктурах из измерений эллипсометрических in situ и по спектрам пропускания и отражения ex situ измерений.

В легированных квантовых ямах HgTe наблюдались двумерные электроны с высокой подвижностью. В нелегированных квантовых ямах обнаружен электронно-дырочный газ. Такие результаты характеризуют высокое качество структур и технологию получения.

В одиночных и множественных (до 30) квантовых ямах HgTe наблюдался большой фотогальванический эффект (ФГЭ) для линейно- и циркулярнополяризованного излучения в инфракрасном от 6 мкм и терагерцевом до 400 мкм спектральных диапазонах при комнатной температуре. Вольтовая чувствительность для HgTe квантовой ямы достигает величины, сравнимой с детекторами на основе фотонного увлечения (photon drag). Увеличение количества HgTe KЯ приводит к пропорциональному увеличению фотосигнала. Быстродействие детекторов составляет субнаносекундное время.

Для ГЭНС КРТ с встроенными потенциальными ямами с составом  $X_{CdTe} \sim 0,4$  наблюдалось двухчастотное стимулированное излучение на длинах волн  $\lambda_1 \sim 2$  мкм и  $\lambda_2 \sim 3$  мкм при оптической накачке с помощью импульсного Nd:YAG-лазера при температурах T = 77 – 150 K.

На тонких пленках КРТ с антеннами были созданы линейчатые болометры на горячих электронах, имеющие чувствительность в инфракрасной и терагерцевой областях спектра. При комнатной температуре мощность, эквивалентная шуму (NEP), составила NEP<sub>300 K</sub> ~ 2,6×10<sup>-10</sup> Вт/Гц<sup>1/2</sup> для излучения с длиной волны 2 - 2,3 мм (128 – 144 ГГц).

- 1. J.N. Schulman, T.C. McGill // Appl. Phys. Lett., 34, 663 (1979).
- J.P. Zanatta, F. Noel, P. Ballet, N. Hidadach, A. Million, G. Destefanis, E. Mottin, C. Kopp, E. Picard, E. Hadji // J. Electron. Mater., 32, 602 (2003).
- Y.D. Zhou, C.R. Becker, Y. Selament, Y. Chang, R. Ashokan, R.T. Boreiko, T. Aoki, D.J. Smith, A.L. Betz, S. Sivananthan // J. Electron. Mater., 32, 608 (2003).
- 4. Y. Selament, Y.D. Zhou, J. Zhau, Y. Chang, C.R. Becker, R. Ashokan, C.H. Grein, S. Sivananthan // J. Electron. Mater., 33, 503 (2004).
- C.H. Grein, H.Jung, R.Sindh, M.E. Flatte // J. Electron. Mater., 34, 905 (2005).
- С.А. Дворецкий, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, В.А. Швец, Б. Виттман, С.Н. Данилов, С.Д. Ганичев, А.Л.Асеев. Наноструктуры на основе CdHgTe для фотоприемников // Оптический журнал, т. 76, 69, (2009).

# Вклад гетероинтерфейса GaAs/AlGaAs в спиновое расщепление спектра 2D-электронов

# Ж.А. Девизорова\* <sup>1,2</sup>, В.А. Волков<sup>2,1</sup>

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

2 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 7, Москва, 125009. \*DevizorovaZhanna@gmail.com

Исследовано влияние атомарно резкого и непроницаемого интерфейса на спиновое расщепление спектра 2D-электронов в асимметричной квантовой яме на основе (001) GaAs/AIGaAs. Построена теория интерфейсного спин-орбитального взаимодействия, описывающая экспериментальные данные по электронному парамагнитному резонансу в подобной системе.

# Введение

Мотивацией исследования послужили прецизионные эксперименты, в которых методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) было обнаружено, что спиновое расщепление электронных уровней Ландау в квантовых ямах (КЯ) на основе GaAs/AlGaAs нелинейно по магнитному полю [1].

В КЯ на основе полупроводников А<sub>3</sub>В<sub>5</sub> в отсутствие магнитного поля существуют два вклада в спиновое расщепление спектра 2D-электронов. Первый, вклад Дрессельхауза, связан с отсутствием центра инверсии в объемном кристалле и характеризуется константой α<sub>ВІА</sub>. Второй, вклад Бычкова-Рашбы, связан с асимметрией потенциала структуры и пропорционален константе α<sub>SIA</sub>. Эти константы зависят от объемных параметров ус и а<sub>SO</sub>, соответственно. Опубликовано множество работ, посвященных измерению этих параметров в КЯ указанного типа. Однако отмечается большой разброс данных и их расхождение с теоретическими результатами (см. введение в [2]). В качестве одной из причин можно указать на возможность существования интерфейсного спин-орбитального взаимодействия. В настоящей работе сделана попытка построить феноменологическую теорию интерфейсного спин-орбитального взаимодействия, количественно описывающую экспериментальные данные по электронному парамагнитному резонансу в системе 2D-электронов.

# Метод расчета

Метод основан на решении уравнения эффективной массы в квазитреугольной яме, дополненного но-

вым граничным условием на атомарно резком и непроницаемом интерфейсе. Модель учитывает спин-орбитальное взаимодействие электронов как с объемным, так и гетероинтерфейсным кристаллическим потенциалом симметрии C<sub>2v</sub>, отсутствие центра инверсии и слабую непараболичность зоны проводимости в GaAs.

# Результаты и обсуждение

Получен эффективный спиновый 2D-гамильтониан, содержащий перенормированные за счет интерфейсного спин-орбитального взаимодействия константы  $\alpha_{BIA}$  и  $\alpha_{SIA}$ . В наклонном магнитном поле, содержащем квантующую компоненту B<sub>z</sub>, получены выражения для компонент тензора g-фактора и его производных по |B<sub>z</sub>|, которые учитывают спинорбитальное взаимодействие, интерфейсное спинорбитальное взаимодействие, асимметрию КЯ, непараболичность зоны проводимости и содержат значительную интерфейсную перенормировку. Результаты качественно согласуются с экспериментальными данными [1].

Для количественной проверки теории экспериментальной группой И.В. Кукушкина (ИФТТ РАН, Черноголовка) методом ЭПР исследовано спиновое расщепление электронного спектра и определены компоненты g-фактора в широкой квантовой яме GaAs/AlGaAs с большим встроенным электрическим полем [2], что обеспечивает применимость теории. Количественное описание экспериментальных данных возможно только при учете всех интерфейсных вкладов в g-фактор и его производные по  $|B_z|$ . Из сравнения теоретических выражений для компонент g-фактора с экспериментальными данными извлечены все интерфейсные параметры, величина которых оказывается сравнимой с объемными вкладами.

# Заключение

Таким образом, в работе методом огибающих функций построена теория интерфейсного спинорбитального взаимодействия, количественно описывающая экспериментальные данные по ЭПР в системе 2D-электронов, прижатых внутренним электрическим полем к одной гетерогранице в широкой квантовой яме [2,3]. Авторы благодарны РФФИ за частичную финансовую поддержку. Работа Ж.А. Девизоровой поддержана фондом «Династия».

- Yu.A. Nefyodov, A.V Shchepetilnikov, I.V. Kukushkin, et al. // Physical Review B, V. 84, 233302 (2011).
- Ж.А. Девизорова, А.В. Щепетильников, Ю.А. Нефедов, В.А. Волков, И.В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ, Т. 100, 111 (2014).
- Ж.А. Девизорова, В.А. Волков // Письма в ЖЭТФ, Т. 98, 110 (2013).

# Транспорт носителей заряда через интерфейс между трёхмерным металлом (сверхпроводником или ферромагнетиком) и краем двумерной электронной системы в квантовой яме HgTe с инверсией зон

# А. Кононов<sup>1</sup>, С. В. Егоров<sup>1</sup>, Н. Титова<sup>2</sup>, З. Д. Квон<sup>3</sup>, С. А. Дворецкий<sup>3</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>3</sup>, Э. В. Девятов<sup>1\*</sup>

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

2 Московский государственный педагогический университет, Малая Пироговская, д.29, Москва, 119991.

3 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

\* dev@issp.ac.ru

В данной работе мы экспериментально исследовали транспорт носителей заряда через интерфейс между трёхмерным металлом (сверхпроводником или ферромагнетиком) и краем двумерной электронной системы с инверсией зон, реализованной в узкой (8 нм) квантовой яме CdHgTe/HgTe/CdHgTe. Для сверхпроводника мы продемонстрировали наличие процессов андреевского отражения на интерфейсе и обнаружили ряд эквидистантных по напряжению осцилляций проводимости внутри сверхпроводящей щели.

# Введение

В последнее время возрос интерес к исследованию полупроводниковых гибридных структур, образованных контактом трёхмерного металла и полупроводниковой низкоразмерной структуры. В основном этот интерес связан с модификацией транспортных свойств низкоразмерной структуры за счёт эффекта близости со сверхпроводником [1]. Последний позволяет организовать гибридную систему, где ожидается проявление майорановского фермиона [2]. С другой стороны, использование в таких гибридных системах ферромагнетика позволяет реализовать спин-зависимый транспорт через интерфейс между металлом и низкоразмерной полупроводниковой системой. Если в качестве последней используется двумерная электронная система с сильным спин-орбитальным взаимодействием, появляется возможность исследовать эффекты, связанные с режимом спинового эффекта Холла [3].

Особый интерес вызывают двумерные системы с инверсией зон (например, квантовые ямы HgTe), где может быть реализован режим топологического изолятора [4,5]. Такие системы характеризуются наличием краевого проводящего канала, со специфической спиновой поляризацией носителей заряда в канале в нулевом магнитном поле [4,5]. Можно ожидать, что наличие спиновой поляризации в краевом канале должно проявиться при исследовании спин-зависимого транспорта в гибридной структуре ферромагнетик - край двумерной системы с инверсией зон.

# Полученные результаты

В данной работе мы экспериментально исследовали транспорт носителей заряда через интерфейс между трёхмерным металлом (сверхпроводником или ферромагнетиком) и краем двумерной электронной системы с инверсией зон, реализованной в узкой (8 нм) квантовой яме CdHgTe/HgTe/CdHgTe. Для ферромагнетика мы продемонстрировали наличие безотражательного транспорта спин-поляризованных электронов в одномерный проводящий канал на границе двумерной системы в HgTe. Для сверхпроводника мы продемонстрировали наличие процессов андреевского отражения на интерфейсе и обнаружили ряд эквидистантных по напряжению осцилляций проводимости внутри сверхпроводящей щели. Эти осцилляции, по-видимому, отражают формирование андреевских краевых состояний при транспорте между сверхпроводником и одномерным проводящим каналом [6] на границе двумерной системы в НgTe.

Эти результаты частично отражены в препринте (arXiv:1410.0585) и работе в «Письмах в ЖЭТФ» (101, вып. 1, 44 (2015)).

- C. W. J. Beenakker // Annu. Rev. Con. Mat. Phys., 4, 113 (2013).
- 2. A. Kononov, G. Biasiol, L. Sorba, and E. V. Deviatov // JETP Letters, 98, 421 (2013).

- A. Kononov, S. V. Egorov, G. Biasiol, L. Sorba, and E. V. Deviatov // Phys. Rev. B, 89, 075312 (2014).
- 4. B.A. Volkov and O.A. Pankratov // JETP Lett. 42, 178 (1985).
- M. Konig, S. Wiedmann, C. Brüne, et al. // Science, 318, 766 (2007).
- D. Chevallier, P. Simon, and C. Bena // Phys. Rev. B, 88, 165401 (2013).

# НЕМТ с субмикронным затвором на основе гетероструктур AlGaN/GaN

Н. В. Востоков<sup>1</sup>, Е. В. Демидов<sup>1, \*</sup>, М. Н. Дроздов<sup>1</sup>, А. И. Охапкин<sup>1</sup>, А. Н. Тропанова<sup>1</sup>, О. И. Хрыкин<sup>1</sup>, П. А. Юнин<sup>1</sup>, В. И. Шашкин<sup>1</sup>, А. Г. Фефелов<sup>2</sup>, В. Ф. Беляков<sup>2</sup>, Е. Ю. Хапугин<sup>2</sup>, И. А. Ладенков<sup>2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. 2 ОАО "НПП "Салют", ул. Ларина, д. 7, Нижний Новгород, 603950. \*demidov@ipmras.ru

В работе приведены особенности методики роста и диагностики гетероструктур AlGaN/GaN на подложке из сапфира. Из выращенных структур были изготовлены HEMT-транзисторы и измерены их характеристики.

# Введение

Изготовление СВЧ-транзисторов на основе гетероструктур AlGaN/GaN требует использования и сочетания большого круга эпитаксиальных и постростовых технологий, а также методов диагностики. Поэтому чаще всего эти операции разделены между отдельными организациями, что не позволяет полноценно контролировать промежуточные, смежные стадии. ИФМ РАН обладает уникальным сочетанием всех технологий и методов диагностики, необходимых для полного цикла изготовления и контроля свойств транзисторов. В данной работе решалась задача создания макета СВЧ-транзистора AlGaN/GaN, включая рост эпитаксиальных структур с 2D-каналом, разработку технологического маршрута постростовых технологий, определение СВЧ-характеристик и предельных частот транзистора. Особое внимание было уделено контролю и диагностике промежуточных операций и их влиянию на конечные свойства образцов транзисторов. Проведено сопоставление с ростовыми и постростовыми технологическими возможностями ОАО «Элма-Малахит» (Зеленоград) и ОАО «НПП «Салют».

# Рост структур

Рост эпитаксиальных слоев осуществлялся в установке металлорганической газофазной эпитаксии пониженного давления [1]. Наращивание осуществлялось на подложке *c*-среза сапфира диаметром 50 мм. В качестве источника галлия и алюминия использовались триметилгаллий и триметилалюминий, источником азота был аммиак. Моносилан, разбавленный водородом, обеспечивал легирование GaN донорной примесью. Разработанная методика газофазной эпитаксии позволила получать однородные эпитаксиальные гетероструктуры с заданным составом.

Транзисторные структуры содержали низкотемпературный зародышевый слой GaN, далее выращивался нелегированный GaN толщиной около 2 мкм, тонкий AlN-спейсер, слой  $Al_xGa_{(1-x)}N$  с x =0,2 – 0,4 и толщиной 20 нм и сверху - тонкий GaN, легированный кремнием для облегчения формирования омических контактов. Рентгеновские измерения структуры на дифрактометре Bruker D8 Discover дали следующие значения ширин кривых качания буферного слоя GaN: (0004) - 0.12°, (10-12) - 0.3°. Можно оценить плотности винтовых и краевых дислокаций как  $4 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup> и  $1,3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. По результатам измерения методом Ван-дер-Пау двумерная концентрация электронов при 300 К составляла 1,1·10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup>, подвижность 1100 см<sup>2</sup>В<sup>-1</sup>с<sup>-1</sup>. Анализ состава и профиля легирования структур AlGaN/GaN проводился на установке вторичноионной масс-спектрометрии ToF SIMS 5 (методика подробно описана в [2]). Выращенные структуры близки по параметрам к структурам, использованным в работе [3].

### Исследование транзисторов

Для отработки технологии были изготовлены транзисторы с затвором длиной 2 и шириной 50 мкм. Мезы глубиной 0,2 мкм травились в установке индуктивно-связанной плазмы. Омические контакты Ti/Al/Ni/Au (с толщинами слоев 10/60/20/20 нм) вжигались в установке быстрого высокотемпературного отжига при 850°С в течение 60 секунд. Удельное контактное сопротивление, измеренное методом TLM, составляло 5·10<sup>-6</sup> Ом·см<sup>2</sup>. Для затвора использовались слои Ni/Au толщиной 50/50 нм. Статические ВАХ транзистора и их зависимости от температуры приведены на рис. 1.



**Рисунок 1.** Статические ВАХ исток-сток транзистора с длиной затвора 2 мкм при разных значениях напряжения на затворе *U*<sub>G</sub>.

Совместно с ОАО «НПП «Салют» были изготовлены высокочастотные транзисторы с четырехсекционным затвором длиной 0,3 мкм и суммарной шириной 120 мкм (Рис. 2). Транзисторы имели напряжение отсечки -3 В, крутизну 0,16 См/мм и пробивное напряжение около 80 В. Статические характеристики транзисторов с длиной затвора 2 и 0,3 мкм были близки.



Рисунок 2. Транзистор с длиной затвора 0,3 мкм.

Исследование СВЧ-характеристик транзисторов проводилось на основе измерений матриц рассеяния в полосе частот от 10 МГц до 67 ГГц, с применением векторного анализатора цепей E8361A (Agilent Techologies). По измеренным S-параметрам рассчитывались частотные зависимости коэффициента усиления по току  $|h_{21}|$ , однонаправленного коэффициента усиления по мощности Мэйсона  $U_{\rm M}$ , максимального устойчивого/достижимого коэффициентов усиления по мощности MSG/MAG. На рис. 3 показаны характерные зависимости этих параметров от частоты для  $U_{\rm G} = -1$  В,  $U_{\rm D} = 5$  В. Зависи-

мости, полученные при различных значениях напряжений затвора и стока, показали, что максимальная частота усиления транзистора по току составляет 25 ГГц, а максимальная частота усиления по мощности – 75 ГГц.



**Рисунок 3.** Частотные зависимости коэффициентов усиления по току |*h*<sub>21</sub>| и по мощности *U*<sub>M</sub>, MSG/MAG.

#### Заключение

В данной работе с использованием оборудования ИФМ РАН проведен полный технологический цикл и изготовлен макет СВЧ-транзистора на основе AlGaN/GaN. Предельная частота усиления по мощности составила 75 ГГц, что определяется использованной длиной затвора. Установлено, что практически все исследованные структуры содержали фоновое легирование слоя AlGaN кремнием на уровне  $5 \cdot 10^{17} - 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, связанное, по-видимому, с загрязнением органики Al. Была показана зависимость крутизны BAX от качества изготовления слоя AlN субмикронной толщины на границе с каналом и концентрации дислокаций. Эти исследования (а также их связь с морфологией поверхности структур) будут продолжены более детально.

Работа выполнена при поддержке Программ РАН и гранта РФФИ № 14-02-31046. В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

- Хрыкин О.И., Бутин А.В., Гапонова Д.М. и др. // ФТП, 2005, Т. 39, С. 21.
- Дроздов М.Н., Востоков Н.В., Данильцев В.М. и др. // Известия РАН. Серия Физическая, 2012, Т. 76, С. 250.
- Мокеров В.Г., Кузнецов А.Л., Федоров Ю.В. и др. // ФТП, 2009, Т.43, С. 561.

# Влияние частоты и характера изменения плотности тока при анодном формировании пористого кремния на его люминесцентные, парамагнитные и электротранспортные свойства

### Е.С. Демидов\*, А.С. Абросимов, Н.Е. Демидова, В.В. Карзанов

Нижегородский государственный университет им Н. И. Лобачевского (ННГУ), просп. Ю. Гагарина, 23, , Нижний Новгород, 603950. \*demidov@phys.unn.ru

Представлены первые данные измерений фотолюминесцентных, парамагнитных и электротранспортных характеристик пористого кремния (ПК), сформированного при импульсной модуляции тока в диапазоне десятых долей герца с целью нанометровой модуляции свойств ПК. Показано, что при этом могут существенно измениться свойства ПК.

# Введение

Пористый кремний (ПК) обладает уникальными оптическими, люминесцентными и электрофизическими свойствами [1, 2]. Согласно [3] ПК представляет собой трехфазную систему из наноразмерных волокон или гранул кремния, окружённых слоем оксида кремния и воздухом между ними. Известны применения периодических изменений плотности тока для структур нанофотоники с микрометровой модуляцией оптической плотности перпендикулярно плоскости пористых слоёв [1]. В настоящей работе представлены первые данные измерений фотолюминесцентных, парамагнитных и электротранспортных характеристик ПК, сформированного при частотах амплитудной модуляции тока fam ~ (0.1-1) Гц с целью нанометровой модуляции свойств ПК. Обнаружено изменение спектров ФЛ, проявления кулоновской блокады туннелирования и парамагнетизма ПК с изменением f<sub>am</sub>.

#### Методика эксперимента

Пористые слои толщиной 1 мкм формировались на пластинах монокристаллического кремния марки КДБ 0.3 Ом см с ориентацией (111) в смеси 60% плавиковой кислоты и этилового спирта в соотношении 1:1 при средней плотности тока 10 мА/см<sup>2</sup>. При модуляции анодного тока использовались прямоугольные импульсы тока со скважностью, равной 2 (меандр), и глубиной модуляции 50%. Для сравнения в том же электролите формировался ПК на постоянном токе. Для усиления люминесцент-

ных свойств слои ПК окислялись в азотной кислоте и затем травились в плавиковой кислоте с последующей промывкой в деионизованной воде. ФЛ измерялась при комнатной температуре в диапазоне длин волн 400-900 нм при возбуждении импульсным азотным лазером ИЛГИ-503 на длине волны  $\lambda_{exc} = 337$  нм. Поперечный электротранспорт определялся по виду ВАХ диодных структур с прослойкой ПК. Спектры ЭПР снимались на спектрометре ЕМХ фирмы «Брукер» при 293 К.

# Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлены спектры ФЛ слоёв ПК в зависимости от режимов модуляции. Как видно, импульсная модуляция анодного тока при формировании ПК существенно влияет на квантовый выход, ширину спектра и положение максимума ФЛ.



Рисунок 1. Спектры ФЛ слоёв ПК в зависимости от режимов модуляции. Для сравнения приведён спектр сигнала от образца КДБ без пористого слоя. На вставке те же спектры ФЛ, нормированные на максимум интенсивности *Р* сигнала.

Наибольшее в 2.5 раза по сравнению с непрерывным режимом усиление люминесценции имеет место при минимальном периоде модуляции  $T_{am}$  =1/ $f_{am}$ =1 с. С ростом периода модуляции увеличивается красный сдвиг максимума ФЛ и уменьшается ширина полосы спектра, насыщение в этих изменениях для пика с длинноволновым максимумом  $\lambda$ =(800-830) нм начинается с  $T_{am}$ =2 с. Вместе с тем при периодах  $T_{am}$  6 и 8 с возрастает относительный вклад оранжевой ФЛ в районе  $\lambda$ =630 нм.

Данные поперечного транспорта тока, представленные на рисунке 2, показывают более высокую проводимость слоёв ПК, полученных в импульсном режиме, и рост проводимости с ростом T<sub>am</sub>. На вольт-амперных характеристиках нет чётко выраженного прямолинейного участка в полулогарифмическом масштабе. С позиций теории дискретного туннелирования [2] это может означать, что перенос тока в ПК происходит сквозь гранулы с широким диапазоном размеров, что согласуется с широкими спектрами ФЛ на рисунке 1. Оценка числа гранул по наклону графиков на рисунке 2 в интервале напряжений смещения U от 10 до 30 В по формуле  $N=17(B^{-1})/(dlgI/dU)$  [2], приведённая в третьем столбце таблицы 1, даёт величины №200, за исключением случая T<sub>am</sub>=8 с, где N≈300. С учётом толщины слоя ПК≈1 мкм получаем среднее расстояние между гранулами около 5 нм. Самый узкий спектр ФЛ при T<sub>am</sub>=1 с означает наименьший разброс в размерах наногранул. По-видимому, это и наибольшая близость максимума ФЛ к варианту непрерывного режима приводит к наименьшей проводимости ПК при  $T_{am}=1$  с.



**Рисунок 2.** Вольт-амперные характеристики диодных структур с прослойкой ПК, сформированного при различных режимах модуляции анодного тока.

Рисунок 3 демонстрирует сравнительно слабые спектры ЭПР известных Р<sub>b</sub>-центров безызлучатель-

ной рекомбинации. Оценка интегральных интенсивностей спектров Y<sub>int</sub> во втором столбце таблицы 1 даёт близкие к варианту напрерывного режима величины. Двух-трёхкратное превышение Y<sub>int</sub> для варианта T<sub>am</sub>=8 с согласуется с наименьшей интенсивностью ФЛ на рисунке 1 для этого случая.

Таблица 1. Параметры ПК, сформированного при различных режимах модуляции анодного тока, из данных поперечного транспорта тока на рисунке 2 и ЭПР на рисунке 3.

Nº	T <sub>am</sub> , c	Y <sub>int</sub> , отн. ед.	N
1	1	0,3	210
2	2	0,48	190
3	6	0.28	170
4	8	1	280
5	Непрер.	0,45	230



Рисунок 3. Спектры ЭПР ПК, сформированного при различных режимах модуляции анодного тока.

Таким образом, показано, что применение импульсного режима формирования ПК с периодом в десятые доли секунды может существенно повлиять на квантовый выход ФЛ и другие свойства ПК. Имеется корреляция в люминесцентных, электротранспортных и парамагнитных свойств ПК, сформированного в различных режимах. Представляет интерес дальнейшее расширение диапазонов параметров модуляции анодного тока при формировании ПК с целью усиления люминесцентных свойств.

- O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi // Surf. Sci. Rep., V. 38, 1 (2000).
- Е.С. Демидов, Н.Е. Демидова // Вестник ННГУ, серия ФТТ, В. 1(8), 22 (2005).
- Е.С. Демидов, В.В. Карзанов, В.Г. Шенгуров // ПЖЭТФ, Т. 67, 794 (1998).

# Времена спиновой релаксации донорных центров, связанных с литием в моноизотопном кремнии <sup>28</sup>Si

А. П. Деточенко<sup>1</sup>\*, С. А. Попков<sup>1</sup>, А. В. Сухоруков<sup>1</sup>, Д. В. Гусейнов<sup>1</sup>, А. А. Конаков<sup>1</sup>, Д. Г. Зверев<sup>2</sup>, Г. В. Мамин<sup>2</sup>, А. А. Ежевский<sup>1</sup>, N. V. Abrosimov<sup>3</sup>, H. Riemann<sup>3</sup>

1 ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Казанский федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

3 Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str., 2, Berlin, Germany, 12489.

\*DetochenkoSasha@mail.ru

Определены времена спиновой релаксации для состояний изолированного донорного центра лития и комплекса LiO, имеющих различные структуры основных состояний. Вследствие наличия орбитального вырождения релаксация происходит быстрее для лития в изолированном состоянии, чем в комплексах LiO, основное состояние которого не вырождено. Оценена константа спин-орбитального взаимодействия для Li и LiO в моноизотопном <sup>28</sup>Si: Δ<sub>so</sub> ≈ 9.65×10<sup>-6</sup> мэВ и Δ<sub>so</sub> ≈ 3.07×10<sup>-2</sup> мэВ, соответственно.

### Введение

В последнее время активно ведется разработка приборов, основанных на спиновых эффектах в кремнии. Одним из направлений таких разработок является создание квантового компьютера. Но у наиболее развитых моделей имеется ряд проблем, таких как высокая скорость декогерентизации и сложность управления квантовыми состояниями. Эти трудности могут быть решены в случае построения кубита на основе донора Li в кремнии, основное состояние которого является орбитально вырожденным. Благодаря высокой чувствительности этого состояния к внешним полям появляется возможность управления квантовыми состояниями, а слабое спин-орбитальное взаимодействие обеспечивает большие времена спиновой релаксации.

#### Методика эксперимента

В настоящей работе рассматриваются образцы моноизотопного кремния 28, легированные примесью лития с концентрацией ~  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>, с содержанием кислорода ~  $2 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Времена спин-спиновой и спин-решеточной релаксации определялись из зависимостей фактора насыщения резонансной линии (ЭПР) от микроволнового магнитного поля в интервале температур 4-20 К, а также импульсными методами по измерению спинового эха. Измерения проводились на спектрометре Bruker EMXplus\_10/12 с использованием гелиевого криостата ER 4112 HV. Для измерений по методике спинового эха использовался ЭПР-спектрометр Bruker-Elexsys.

### Результаты и обсуждение

При T=4 К спектры ЭПР образцов моноизотопного Si<sup>28</sup> (рис.1) содержат линии донорного центра Li с хорошо разрешенной тонкой структурой, связанные с триплетными и дублетными состояниями [1].





При повышении температуры до 10 К на спектр лития накладывается спектр тригональной симметрии электрона, локализованного на связи LiO, который состоит из линий хорошо разрешенной сверхтонкой структуры [2].

Зависимость обратного фактора насыщения 1/s от квадрата напряженности СВЧ-поля в резонаторе для компоненты спектра лития  $T_z$  представлена на рис. 3. Два наклона на зависимости свидетельствуют о том, что процесс описывается двумя



Рисунок 2. Спектр ЭПР образца Si<sup>28</sup>:Li при T=10 К. Магнитное поле направлено вдоль [100].



Рисунок 3. Зависимость обратного фактора насыщения от квадрата напряженности магнитного поля в резонаторе для T<sub>z</sub>-компоненты спектра лития.

наборами времен релаксации вследствие неоднородного распределения лития в образцах кремния.

По наклону этих зависимостей были определены времена спиновой релаксации. Величины спинспиновой релаксации для  $T_z$ -компоненты спектра Li и LiO составляют 4,8·10<sup>-7</sup> и 6,5·10<sup>-6</sup> соответственно.

Времена спин-решеточной релаксации  $T_1$  при температуре 6 К были получены импульсными методами. Для определения  $T_1$  использовалась последовательность импульсов  $180^\circ - \tau - 90^\circ - \tau' - 180^\circ$ . Зависимости скоростей спин-решеточной релаксации от температуры представлены на рис. 4-5. Результаты, полученные обоими методами, хорошо согласуются для центра LiO. Для  $T_z$ -компоненты спектра Li измерения  $T_1$  при температурах 4 и 6 К дают значения, не удовлетворяющие тенденции поведения зависимости при более высоких температурах для обоих методов.

Сравнение полученных времен спин-решеточной релаксации показало, что вследствие наличия орбиталь-



Рисунок 4. Зависимость скорости спиновой релаксации от температуры для Т<sub>z</sub>-компоненты спектра лития.



**Рисунок 5.** Зависимость скорости спиновой релаксации от обратной температуры для LiO.

ного вырождения релаксация происходит быстрее для лития в изолированном состоянии, чем в комплексах LiO, основное состояние которого не вырождено.

Для изолированного атома лития релаксация хорошо описывается процессом Блюма-Орбаха [3], в отличие от доноров с орбитально невырожденным основным состоянием, для которых значительную роль играют процессы Орбаха [4].

Из полученных зависимостей были определены константы спин-орбитального взаимодействия для донорного центра Li и комплекса LiO в моноизотопном <sup>28</sup>Si:  $\Delta_{so} \approx 9.65 \times 10^{-6}$  мэВ и  $\Delta_{so} \approx 3.07 \times 10^{-2}$  мэВ, соответственно.

- A.A. Ezhevskii, S.A. Popkov, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, A.A. Konakov, N.V. Abrosimov, H. Riemann // Solid State Phenomena, V. 205-206, p.191-200 (2014).
- A.A. Ezhevskii, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, A.V. Gusev // Physica B, V. 404, p.5063 (2009).
- 3. M. Blume, R. Orbach // Phys. Rev., V. 127, p. 1587 (1962).
- 4. T.G. Castner, R. Orbach // Phys. Rev., V. 155, p. 816 (1967).

# Влияние числа квантовых ям на излучательные свойства лазерных гетероструктур с вытеканием излучения через подложку

# С. М. Некоркин, Б. Н. Звонков, Н. В. Байдусь, О. В. Вихрова, Н. В. Дикарева\*

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950. \*dnat@ro.ru

Экспериментально исследовано влияние числа квантовых ям в активной области на излучательные характеристики InGaAs/GaAs/InGaP-лазеров с вытеканием излучения через подложку. Наблюдается корреляция между величинами интенсивности фотолюминесценции (300 К) гетероструктур, внешней квантовой эффективностью и пороговым током гетеролазеров.

Для достижения высоких энергетических значений излучения лазерных диодов можно использовать несколько идентичных квантовых ям (КЯ) в активной области [1]. Однако вопрос об оптимальном количестве квантовых ям остается открытым из-за влияния многих факторов на параметры выходного излучения лазеров. В связи с этим целью данной работы является исследование излучательных свойств лазерных структур InGaAs/GaAs/InGaP с выходом излучения через подложку в зависимости от числа КЯ InGaAs в активной области.

# Методика эксперимента

Исследуемые структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках  $n^+$ - GaAs (100) и содержали 4, 6, 8 или 10 квантовых ям в активной области. Структуры выращивались при температурах 620 -650 °С на подложках п<sup>+</sup>- GaAs (100). Они включали в себя буферный  $n^+$ - GaAs:Si и контактный  $p^+$ -GaAs:С слои, нижний InGaP:Si (толщина 50-75 нм) и верхний InGaP:Zn ограничивающие слои, волновод GaAs (1800-1900 нм) и активную область, содержащую несколько квантовых ям In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (ширина квантовых ям 8-10 нм, x=0.15 - 0.17), разделенных барьерами GaAs/GaAsP толщиной 50 - 75 нм (содержание фосфора в барьерах GaAsP не более 20 %). Использование слоев GaAsP необходимо для компенсации напряжений, созданных квантовыми ямами InGaAs в структуре.

На основе выращенных гетероструктур были изготовлены лазерные диоды с шириной активной области 360 мкм и длиной резонатора 1 мм. Напыления просветляющих и отражающих покрытий на грани лазерных чипов не проводились. Зеркалами служили сколотые грани структур.

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) лазерных гетероструктур измерялись при температурах 77 К и 300 К. Излучение возбуждалось Не-Ne-лазером мощностью 30 мВт.

Энергетические характеристики изготовленных лазерных диодов снимались при накачке одиночными импульсами тока длительностью 5 мкс.

# Результаты и обсуждение

В ходе экспериментальных исследований было обнаружено, что интенсивность и положение пика ФЛ активной области структур значительным образом зависит от количества квантовых ям. При температуре 77 К интенсивность излучения возрастает с увеличением количества КЯ в активной области. При комнатной температуре измерений наибольшая интенсивность фотолюминесценции соответствует 6-ямной активной области (рис.1).

Уменьшение количества квантовых ям до 4 или увеличение до 8-10 приводит к значительному гашению сигнала ФЛ. В первом случае интенсивность ФЛ невысока из-за неполного собирания электронно-дырочных пар в КЯ. Для случая 8 или 10 квантовых ям, по-видимому, повышается дефектность активной области, а вследствие этого возрастает вклад безызлучательной рекомбинации и уменьшается интенсивность ФЛ при высокой температуре измерений. Кроме того, от числа КЯ зависит положение пика ФЛ. При этом структурам с 4 КЯ соответствуют более длинноволновые пики в спектре ФЛ, а структурам с 8 - 10 ямами – более коротковолновые по отношению к спектральному положению сигнала ФЛ активной области структур с 6 КЯ.



**Рисунок 1.** Спектральные зависимости фотолюминесценции для лазерных гетероструктур с разным числом квантовых ям в активной области.

Наблюдаемый эффект влияния количества КЯ на энергию максимума фотолюминесцентного излучения активной области лазерных структур может быть связан с возрастанием упругих деформаций сжатия при увеличении числа ям.



Рисунок 2. Зависимость внешней дифференциальной квантовой эффективности (1) и порогового тока (2) полупроводниковых лазерных диодов от числа квантовых ям в активной среде.

Экспериментальные исследования мощностных характеристик лазерных диодов, изготовленных на основе исследуемых структур, показали, что лазеры с выходом излучения через подложку с меньшим числом квантовых ям в активной области имеют низкую мощность излучения и высокие пороговые токи. Так, пороговый ток четырехъямных лазеров составил 50 A, а максимально достижимая мощность не превышала 6 Вт. Пороговый ток шестиямных гетеролазеров существенно ниже и составляет 12 A, максимальная мощность – 20 Вт. Пороговые токи гетеролазеров с 8 и 10 квантовыми ямами в активной области составляли 15 и 17 A, а максимальная мощность излучения достигала 30 и 40 Вт соответственно.

Известно, что выходная оптическая мощность лазерного излучения пропорциональна произведению числа фотонов в резонаторе и потерь на вывод излучения. В связи с этим низкие значения квантовой эффективности лазерных диодов с 4 КЯ в активной области (рис. 2), вероятно, вызваны слабым приращением числа фотонов за порогом генерации с увеличением тока накачки, что, в свою очередь, может быть связано с малым «объемом» активной среды.

Снижение квантовой эффективности в лазерных диодах с 10 КЯ в активной области может быть связано с возрастающей дефектностью активной среды, что подтверждают спектры высокотемпературной (300 К) фотолюминесценции, а также с неоднородностью заполнения носителями заряда квантовых ям [1].

Таким образом, учитывая результаты ранее проведенной работы [2], можно предположить, что конструкции лазеров со значительным вытеканием излучения в подложку, включающие 6–8 КЯ в активной области, являются оптимальными как для начала лазерной генерации, так и для увеличения выходной оптической мощности лазеров. А наблюдаемые эффекты ФЛ можно рассматривать как способ предварительной диагностики лазерных структур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 14-02-31287 мол\_а, 13-02-97062 р\_поволжье\_а).

- А.А. Бирюков, С.М. Некоркин, М.Н. Колесников и др. // ЖТФ, Т.81, вып. № 7, С. 149 (2011).
- С.М. Некоркин, М.В. Карзанова, Н.В. Дикарева и др. // Письма в ЖТФ, Т. 40, вып. 10, С. 52-57 (2014).

# Стимулированное излучение в GaAs-структуре на Ge/Si-подложке с волноведущими InGaAs квантовыми ямами

В. Я. Алешкин<sup>1, 2</sup>, Н. В. Дикарева<sup>3</sup>, А. А. Дубинов<sup>1, 2, \*</sup>, Б. Н. Звонков<sup>3</sup>, З. Ф. Красильник<sup>1, 2</sup>, К. Е. Кудрявцев<sup>1, 2</sup>, С. М. Некоркин<sup>3</sup>, А. В. Новиков<sup>1, 2</sup>, П. А. Юнин<sup>1, 2</sup>, Д. В. Юрасов<sup>1, 2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950. \*sanya@ipmras.ru

Экспериментально исследован волноводный эффект квантовых ям InGaAs в GaAs-структуре, выращенной на Si-подложке с буферным Ge-слоем. При достижении величины плотности мощности возбуждения 35 кВт/см<sup>2</sup> при температуре жидкого азота наблюдалось несколько линий стимулированного излучения в диапазоне энергий 1350 – 1360 мэВ.

# Введение

В последнее время возник интерес к лазерам с волноводом на основе квантовых ям и без ограничительных слоев [1, 2]. Такие лазеры обладают преимуществами лазеров с широким волноводом: более узкой диаграммой направленности и пониженной нагрузкой на зеркала из-за широкой области локализации моды. Однако в отличие от лазеров с широкими волноводами они обладают отличной селективностью мод. В частности, в обсуждаемых конструкциях лазерного волновода [1, 2] имеется всего одна мода, и поэтому нет проблемы возбуждения мод высокого порядка. Следует также отметить практическое отсутствие в таких волноводах рассеянного лазерного излучения и упрощение конструкции лазера.

Также актуальным является направление интеграции кремниевой электроники с оптическими элементами на основе полупроводников АЗВ5, позволяющими использовать преимущества кремния и прямозонных полупроводников на одном чипе [3].

В настоящее время для решения проблемы роста слоев соединений A3B5 на Si-подложке широко применяют буферные градиентные слои GeSi. Однако наличие толстых буферных слоев затрудняет проведение процесса высокоразрешающей фотолитографии и формирования контактных соединений между Si и  $A_3B_5[3]$ .

Настоящая работа посвящена исследованию излучательных свойств GaAs лазерной гетероструктуры с волноведущими InGaAs квантовыми ямами (КЯ), выращенной на Si-подложке с предварительно осажденным тонким (< 0.5 мкм) буферным слоем Ge.

### Эксперимент

Буферный слой Ge на Si (100) подложке КЭС-0.01 выращивали методом молекулярно-лучевой эпитаксии. С целью устранения остаточных неровностей на поверхности подложки предварительно выращивали буферный слой Si толщиной 140 нм при температуре 600°С. Затем температура подложки кремния снижалась до 175°С и выращивался слой германия толщиной 70 нм. Дальше проводился рост германия толщиной 350 нм при температуре 600°С и отжиг структуры 30 минут при температуре 800°С. Толщина слоя Ge составила 420 нм, плотность прорастающих дислокаций, отождествляемая с плотностью ямок травления, выявленных методом селективного химического травления, составляла около  $5 \times 10^8$  см<sup>-2</sup>.

Гетероструктура InGaAs/GaAs была выращена методом MOC-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на описанной выше Ge/Si-подложке. Для улучшения качества последующих слоев GaAs на начальном этапе была выращена GaAs/GaAsP/InGaAs-сверхрешетка. Затем выращен слой GaAs толщиной 1.6 мкм, 2 КЯ толщиной 6.4 нм, разделенных барьером GaAs толщиной 77 нм, и покровный слой GaAs толщиной 1.1 мкм.

Для исследования оптических свойств гетероструктура раскалывалась на полоски шириной 3 мм. Качество сколов было невысоким. Спектр спонтанного излучения из структуры (кривая 1 на рис. 1) при температуре жидкого азота был получен при оптическом возбуждении структуры излучением непрерывного Nd:YAG-лазера с удвоением частоты (длина волны 532 нм). Возбуждение осуществлялось пятном диаметром около 300 мкм. На рис. 1 видны два широких пика: пик в районе энергий фотона 1475 мэВ соответствует излучению из слоя *p* - GaAs, а пик в районе энергий 1350 мэВ соответствует излучению из InGaAs КЯ. При накачке излучением параметрического генератора света MOPO - SL Spectra - Physics (длительность импульса 10 нс, частота повторения 10 Гц, длина волны 650 нм), сфокусированного в прямоугольное пятно с размерами 0.1×3 мм, наблюдалось возникновение нескольких линий стимулированного излучения из структуры в области энергий 1350 - 1360 мэВ (кривая 2 на рис. 1). На вставке рис. 1 изображена зависимость интенсивности наиболее яркой линии генерации от плотности мощности оптического возбуждения. С использованием для аппроксимации этой зависимости прямой линии была определена пороговая плотность мощности стимулированного излучения: 35 кВт/см<sup>2</sup>. Столь большой порог генерации в данной структуре по сравнению с порогом в структурах на GaAs- и InP-подложках [1, 2], вероятно, связан с невысоким качеством сколов и заметным количеством дефектов и прорастающих дислокаций в структуре, через которые идет безызлучательная рекомбинация.



**Рисунок 1.** Спектр спонтанного (1) и стимулированного (2) излучения в структуре при температуре 77 К. На вставке – зависимость интенсивности наиболее яркой линии генерации от плотности мощности оптического возбуждения.

На большое количество дислокаций указывает и карта поверхности структуры (рис. 2), сделанная с помощью интерференционного микроскопа Talysurf CCI 2000. Из рис. 2 видно, что поверхность

сильно шероховатая (~ 40 нм), видна квазипериодическая (~ 33 мкм) дислокационная сетка, причем только в направлении, параллельном длинным сколам полоски. Возможно, эта дислокационная сетка играет роль своеобразной «дифракционной решетки с отражением в высоком порядке» [4], которая способствует генерации на нескольких линиях. Отметим, что расстояние между линиями генерации почти постоянно и примерно соответствует 3 – 4 мэВ, что примерно на два порядка больше расстояния между продольными модами.



Рисунок 2. Карта поверхности структуры.

В заключение приведем основные результаты работы: обнаружено стимулированное излучение в GaAs-структуре с волноведущими квантовыми ямами InGaAs, выращенной на Si-подложке с буферным Ge-слоем; отсутствие качественных сколов и низкое качество структуры (наличие дислокационной сетки) определяют высокий порог и необычный спектр стимулированного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 14-12-00644).

- В. Я. Алешкин, Н. В. Дикарева, А. А. Дубинов и др. // Квантовая электроника, Т. 43 (5), 401 (2013).
- В. Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н. В. Дикарева и др. // ФТП, Т. 47 (11), 1486 (2013).
- Ю. Б. Болховитянов, О. П. Пчеляков // УФН, Т. 178 (5), 459 (2008).
- 4. В. В. Васильева, Д. А. Винокуров, В. В. Золотарев и др. // ФТП, Т. 46 (2), 252 (2012).

# Стимулированное излучение из In<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As квантовой ямы в метаморфном слое InGaAs на GaAs-подложке

# В. Я. Алешкин<sup>1, 2</sup>, А. А. Дубинов<sup>1, 2, §</sup>, Б. Н. Звонков<sup>3</sup>, К. Е. Кудрявцев<sup>1, 2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Научно-исследовательский физико-технический иснтитут ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950. §sanya@ipmras.ru

Экспериментально исследована структура на GaAs-подложке с метаморфным объемным InGaAs-слоем и InGaAs квантовой ямой с большей долей In. При достижении величины плотности мощности возбуждения 75 кВт/см<sup>2</sup> и температуре жидкого азота наблюдалась суперлюминесценция на длине волны 1.01 мкм.

### Введение

В настоящее время для волоконных линий связи востребованы полупроводниковые лазеры, генерирующие излучение на длинах волн 1.3 и 1.5 мкм, что обусловлено минимумом дисперсии и поглощения в кварцевом волокне на этих длинах волн, соответственно. Однако такой возможностью обладают только лазеры с квантовыми ямами на основе четверных соединений InGaAsP, выращенными на подложке InP [1]. Применение более дешевых подложек GaAs для лазеров на требуемой длине волны невозможно при использовании традиционных напряженных квантовых ям InGaAs, из-за большого несоответствия постоянных решетки GaAs и InGaAs с высоким содержанием In, необходимым для сдвига длины волны излучения в такую длинноволновую область. Требуемого диапазона излучения можно добиться использованием в качестве активной среды лазера нескольких слоев самоформирующихся квантовых точек InAs, выращенных на подложке GaAs [2], однако выращивание квантовых точек требуемого качества является очень сложным технологическим процессом, что и замедляет массовое применение подобных лазеров. Кроме того, для создания таких лазеров, как правило, используется дорогостоящая молекулярнопучковая эпитаксия (МПЭ).

В 2003 году [3] впервые были созданы инжекционные лазеры на диапазон длин волн 1.3 мкм на подложках GaAs, реализованные методом МПЭ на метаморфной гетероструктуре с содержанием индия около 20 %, осаждаемой на переходном буферном слое, предназначенном для релаксации напряжения рассогласования. В качестве активной области лазеров использовались квантовые ямы с более высоким (около 40 %) содержанием индия. Ограничительными слоями служили слои AlInGaAs. В лазерах полосковой конструкции шириной 100 мкм была продемонстрирована лазерная генерация при комнатной температуре на длине волны 1.29 мкм с минимальной пороговой плотностью тока 3.3 кА/см<sup>2</sup>.

В дальнейшем этот вопрос исследовался практически только одной группой, которой удалось достичь длины волны лазерного излучения 1.337 мкм и пороговой плотности тока 200 А/см<sup>2</sup> при комнатной температуре [4]. Рост осуществлялся методом МПЭ.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении структуры на GaAs-подложке с метаморфным объемным In-GaAs-слоем и InGaAs квантовой ямой с большей долей In с целью оценки возможности создания на их основе лазеров, излучающих в области длин волн 1.3 и 1.5 мкм.

# Эксперимент

На GaAs-подложке был выращен метаморфный объемный  $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ -слой (толщиной 1.2 мкм, который может служить и волноводным слоем, т.к. показатель преломления InGaAs выше, чем у GaAs) с 8 нм  $In_{0.4}Ga_{0.6}As$  квантовой ямой, расположенной в 0.2 мкм от поверхности.

Для исследования оптических свойств был сделан скол (110) грани структуры. Оптическое возбуждение осуществлялось пятном диаметром около 5 мм вблизи скола при температуре жидкого азота. Для оптического возбуждения использовалось излучение непрерывного Nd:YAG-лазера с длиной волны 532 нм и параметрического генератора света МОРО - SL «Spectra - Physics» с длительностью импульса 10 нс и длиной волны 750 нм.



Рисунок 1. Спектры излучения структуры. Накачка: 1 — непрерывный лазер, 2, 3, 4 — импульсный лазер. Плотность мощности накачки: 2 — 142 кВт/см<sup>2</sup>, 3 — 1180 кВт/см<sup>2</sup>, 4 — 2500 кВт/см<sup>2</sup>.



**Рисунок 2.** Зависимость интенсивности излучения от плотности мощности накачки.

При превышении порогового значения мощностью возбуждения наблюдалась суперлюминесценция (обужение ширины спектра излучения с 15 до 3 нм и резкое увеличение интенсивности излучения) на длине волны, соответствующей оптическому переходу в InGaAs квантовой яме (длина волны 1.01 мкм). Спектры излучения из образца показаны на Рис. 1. На Рис. 2 изображена зависимость интенсивности излучения от плотности мощности накач-

ки. Используя для аппроксимации прямую линию, был определен порог плотности мощности накачки при переходе в суперлюминесцентный режим: 75 кВт/см<sup>2</sup>.



Рисунок 3. Спектр пропускания структуры.

Столь большой порог генерации в данной структуре, вероятно, связан с малым фактором оптического ограничения (из-за толстого InGaAs волноводного слоя и неоптимального расположения квантовой ямы в нем) и заметным количеством дефектов и прорастающих дислокаций в структуре, через которые идет безызлучательная рекомбинация. Несмотря на это, резкий край вблизи длины волны 950 нм в измеренном при температуре жидкого азота спектре пропускания структуры показывает достаточно хорошее качество метаморфного InGaAs-слоя (см. Рис. 3).

Проведенные исследования позволяют надеяться на создание лазеров, излучающих в области длин волн 1.3 и 1.5 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Нижегородской области (проект № 15-42-02186 — р\_поволжье\_а).

- S. J. Caracci, M. R. Krames, N. Holonyak et al. // J. Appl. Phys., V. 75, 2706 (1994).
- М. В. Максимов, Ю. М. Шерняков, Н. В. Крыжановская и др. // ФТП, Т. 38, 763 (2004).
- А. Е. Жуков, А. Р. Ковш, С. С. Михрин и др. // ФТП, Т. 37, 1143 (2003).
- D. Wu, H. Wang, B. Wu et al. // Electron. Lett., V. 44, 474 (2008).

# Кинетика релаксации и транспорта фотовозбуждённых носителей в переменнонапряжённых сверхрешётках ZnS<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub>/CdSe (x=0.3–0.4) с расширенной квантовой ямой

Е. А. Европейцев<sup>1, \*</sup>, С. В. Сорокин<sup>1</sup>, С. В. Гронин<sup>1</sup>, И. В. Седова<sup>1</sup>, Г. В. Климко<sup>1</sup>, С. В. Иванов<sup>1</sup>, Г. Р. Позина<sup>2</sup>, П. Бергман<sup>2</sup>, Б. Монемар<sup>2</sup>, А. А. Торопов<sup>1</sup>

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, 194021.

2 Linköping University, S-581 83 Linköping, Sweden.

\*Evropeitsev@beam.ioffe.ru

Особенности транспорта и релаксации носителей в сверхрешётках ZnSSe/CdSe, содержащих одну более широкую квантовую яму ZnSe/CdSe/ZnSe, исследованы с помощью спектроскопии фотолюминесценции с временным разрешением в интервале температур 6–300 К.

### Введение

Разработка многопереходных солнечных элементов, включающих в себя туннельно-связанные p-nпереходы на основе полупроводниковых соединений групп АЗВ5 и А2В6, является многообещающим подходом к повышению эффективности фотовольтаического преобразования солнечного света [1]. В рамках поиска материалов, подходящих для изготовления наиболее широкозонного A2B6 фотоактивного перехода, изорешёточного к подложке GaAs (или Ge), нами ранее были разработаны и изготовлены короткопериодные сверхрешётки (CP) CdSe/ZnSSe [2]. Использование CP вместо четверного твёрдого раствора ZnCdSSe позволило понизить эффективную ширину запрещённой зоны до 2,52 эВ (при 300 К), обеспечивая при этом структурное согласование с подложкой GaAs и высокую эффективность вертикального транспорта. В настоящей работе кинетика фотовозбужденных носителей в полученных СР исследуется методами спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) с временным разрешением.

# Методика эксперимента

Две исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (001) с буферными слоями GaAs и ZnSe (~10 нм) в двухкамерной установке (Semiteq, Россия). В обеих структурах формировались 140 периодов CP ZnS<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub>/CdSe, где после первых 50 периодов следовала более широкая квантовая яма (КЯ) ZnSe(3 нм)/CdSe/ZnSe(3 нм). В первой структуре номинальная толщина слоёв СР CdSe/ZnS<sub>0.4</sub>Se<sub>0.6</sub> составляла 1.3/4 монослоёв (МС), тогда как номинальная толщина CdSe в расширенной КЯ (РКЯ) составляла 2.8 МС. Во второй структуре толщина слоёв СР CdSe/ZnS<sub>0.3</sub>Se<sub>0.7</sub> составляла 1.5 MC/5 MC, толщина РКЯ — 3 МС. Исследование первой структуры методом просвечивающей электронной микроскопии показало пренебрежимо малую плотность дислокаций несоответствия, что подтверждает псевдоморфный характер роста. Период полученных СР и степень рассогласования по параметру решётки с подложкой определялись методом рентгеновской дифрактометрии. Измерения ФЛ с временным разрешением проводились в диапазоне температур 6-300 К с использованием третьей гармоники Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Ti-лазера и стриккамеры. Длина волны, длительность импульса и частота повторения импульсов возбуждающего излучения равнялись 260 нм, 150 фс и 76 МГц соответственно, общее временное разрешение установки составляло ~ 15 пс.

# Результаты и обсуждение

ФЛ от СР в обеих структурах демонстрирует длинноволновый сдвиг пика с увеличением времени задержки регистрации (рис. 1 и 2, a), а также наличие быстрой и медленной компонент в кривых затухания ФЛ (рис. 1 и 2, e). Характерные времена затухания увеличиваются от коротковолнового плеча к длинноволновому, в пределах длинноволнового плеча быстрая компонента не наблюдается.



Рисунок 1. Временная зависимость спектрального положения линии ФЛ из СР (а) и из расширенной КЯ (б) в структуре 1; соответствующие кривые затухания ФЛ при энергии в области пика ФЛ (в).

Перечисленные особенности объясняются присутствием в СР локализованных состояний и прыжковой релаксацией части фотовозбуждённых носителей (экситонов) [3]. Длинноволновый сдвиг пика ФЛ из РКЯ явно наблюдается только при низких температурах (рис. 1, б). Рост ФЛ из РКЯ в обеих структурах сопровождается спадом ФЛ из СР, что наглядно демонстрирует перенос фотовозбуждённых носителей из СР в РКЯ. Время затухания ФЛ из РКЯ в структуре 1 почти не изменяется (~1300 пс), тогда как в структуре 2 оно заметно уменьшается с повышением температуры от 6 до 300 К. Более быстрое затухание ФЛ во второй структуре, вероятно, обусловлено более сильным вкладом безызлучательной рекомбинации в кинетику носителей, поскольку эта структура имеет большее рассогласование с подложкой по параметру решётки.



Рисунок 2. То же, что и на рис. 1, но для структуры 2.

В заключение, исследуемые структуры демонстрируют эффективный транспорт фотовозбуждённых носителей из СР в расширенную КЯ при 300 К наряду с локализацией части носителей в СР при более низких температурах.

- Y.H. Zhang, S.N. Wu, D. Ding, S.Q. Yu, S.R. Johnson // Proc. 33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference, 62 (2008).
- E.A. Evropeytsev, S.V. Sorokin, S.V. Gronin, I.V. Sedova, G.V. Klimko, A.A. Sitnikova, M.V. Baidakova, S.V. Ivanov, A.A. Toropov // Acta Phys. Pol. A, V. 126, 1156 (2014).
- T.V. Shubina, A.A. Toropov, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, G.R. Pozina, J.P. Bergman, B. Monemar // Thin Solid Films, V. 336, 377 (1998).

# Шумовая спектроскопия структуры с квантовыми ямами и слоями квантовых точек на основе InAs/InGaAs/GaAs

# В. Г. Литвинов<sup>1</sup>, А. В. Ермачихин<sup>1\*</sup>, Ю. Г. Садофьев<sup>2</sup>

1 Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань, ул. Гагарина, 59/1, 390005.

2 Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Ленинский пр., 53, 119991. \*al.erm@mail.ru

Представлены результаты комплексного исследования методом спектроскопии низкочастотного шума и DLTS энергетического спектра электронных уровней в DUWELL-структуре с 10 слоями квантовых точек InAs, предназначенной для создания полоскового лазера на длину волны 1,3 мкм. По температурной зависимости спектральной плотности низкочастотного шума определена величина энергии активации дырок с основного состояния размерного квантования в слое квантовых точек, равная 487 мэВ. Показано согласие экспериментальных результатов, полученных методами спектроскопии низкочастотного шума и DLTS. Полученные данные использованы для уточнения зонной диаграммы DUWELL-структуры InAs/InGaAs/GaAs приборного качества.

# Введение

Наноструктуры с квантовыми точками (КТ) на основе системы InAs/InGaAs перспективны в качестве активной области для изготовления ИКлазеров, оптических усилителей, модуляторов светового излучения телекоммуникационного диапазона длин волн. Одним из вариантов получения рабочей длины волны из указанного диапазона является использование так называемой DUWELLструктуры (dots-under-the-well), когда слой КТ InAs покрывается слоем квантовой ямы (КЯ) InGaAs [1]. При проектировании полупроводниковых приборов на основе квантово-размерных гетероструктур важно использовать как можно более точные данные о конфигурации зонной диаграммы, на которую влияют многие факторы. Она может быть как определена модельными расчетами, учитывающими толщины и уровень легирования слоев, упругие механические напряжения и распределение легирующих примесей, так и построена с привлечением экспериментальных данных. В данной работе рассмотрены особенности использования спектроскопии низкочастотного (НЧ) шума для изучения процессов генерации-рекомбинации носителей заряда в квантово-размерной части полупроводниковой наноструктуры на примере DUWELL-структуры. Шумы, возникающие в электронных твердотельных приборах, ограничивают динамический диапазон рабочих характеристик. Ими определяются минимальные величины рабочих электрических сигналов. С другой стороны, шумы из-за флуктуаций тока или напряжения содержат ценную информацию об особенностях внутренней структуры электрической системы и протекающих в ней процессах, создающих шум как таковой.

# Образец и методы исследования

Исследуемая структура была получена методом эпитаксии из молекулярных пучков. Особенности роста указаны в [1]. На подложке n<sup>+</sup>-GaAs в обкладках р- и п-типа Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As формировали барьерную DUWELL-структуру с 10 слоями КТ InAs толщиной 2,7 ML, покрытых слоями квантовых ям In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As толщиной 6 нм. Слои КТ под КЯ разделяли нелегированными слоями GaAs (спейсерами) толщиной 50 нм. Прилегающие к квантово-размерным слоям обкладки GaAs толщиной 5 нм были легированы акцепторной примесью бериллия для обеспечения поставки дырок на основное состояние размерного квантования в слоях КТ. Для проведения электрических измерений на лицевой стороне образца методом фотолитографии формировали круговые меза-структуры диаметром 0,5 мм. Контакты получали напылением золота на поверхность меза-структур и сплошного слоя золота на обратную сторону подложки. Зонная диаграмма структуры показана на рисунке 1. Образец спектроскопии изучали методами НЧ-шума и DLTS. DLTS-метод использовали для подтверждения результатов, полученных методом спектроскопии НЧ-шума. Для выбора режимов измерения спектра шума предварительно измеряли C-V-характеристики. Измерения проводили на автоматизированном с помощью LabVIEW измерительном комплексе, состоящем из криостата Janis CCS-400/204N, RLC-метра Agilent E4980A (измерение C-V-характеристик), DLTS-спектрометра на базе измерителя емкости Boonton 7200, малошумящего усилителя и источника напряжения с гальваническими элементами для измерения спектров НЧ шума.



Рисунок 1. Зонная диаграмма DUWELL-структуры.

#### Экспериментальные результаты

Из C-V-характеристик были установлены величины напряжения смещения на образце, при которых край области пространственного заряда (ОПЗ) находится вблизи соответствующего слоя КТ. Измерения спектральной плотности мощности (СПМ) НЧ-шума показали, что на СПМ наблюдается излом (рисунок 2), положение которого по частоте изменялось при изменении температуры образца в диапазоне 120 - 300 К. При смещении 0 В положение излома по частоте не зависело от температуры. При определенном напряжении смещения квазиуровень Ферми пересекает основное состояние размерного квантования в КТ, что приводит к возникновению генерационно-рекомбинационного шума. По углу наклона прямой Аррениуса, построенной в координатах логарифм частоты излома - обратная температура, определили энергию активации процесса возникновения генерационно-рекомбинационного НЧ-шума, которая составляла ~ 487 мэВ. Кроме этого, структура была дополнительно исследована методом DLTS. Ha DLTS-спектрах наблюдались два интенсивных пика положительной полярности с близкими энергиями активации (самый интенсивный соответствовал энергии 483 ± 20 мэВ). Полярность пиков позволяет связать их с процессами эмиссии основных носителей заряда — дырок. Обзор литературных данных дает оценку ожидаемой величины энергетического зазора между основным состоянием дырки в КТ InAs и краем валентной зоны в GaAs около 280 мэВ, что существенно ниже измеренных 487 мэВ. Однако в изучаемой структуре следует учитывать диффузионный потенциал, возникающий вблизи границы раздела 5 нм слоя p-GaAs и 50 нм слоя нелегированного разделительного GaAs. Диффузионный потенциал является аддитивной составляющей к величине разрыва валентной зоны, что приводит к завышению величины энергии активации дырок с основного состояния размерного квантования в слое КТ InAs в исследуемой DUWELL-структуре.



Рисунок 2. СПМ DUWELL-структуры при комнатной температуре.

# Выводы

Разработана и апробирована комплексная методика измерения энергетического спектра электронных состояний в полупроводниковых наноструктурах с квантовыми ямами и слоями квантовых точек, основанная на измерении температурной зависимости СПМ НЧ-шума, позволяющая исследовать генерацию НЧ-шума в квантово-размерной части исследуемого образца.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI57414X0006).

#### Литература

 Садофьев Ю.Г. Сопоставление различных концепций выращивания квантовых точек InAs на GaAs для лазеров диапазона 1.3 мкм // ФТП. – 2012. – Т. 46. – Вып. 11. – С. 1393 – 1397.

# Влияние шины затвора на терагерцевый отклик

Д. М. Ермолаев<sup>1,\*</sup>, А.В. Ковальчук<sup>1</sup>, К. В. Маремьянин<sup>2</sup>, В. И. Гавриленко<sup>2</sup>, В. Е. Земляков<sup>3</sup>, В. А. Беспалов<sup>3</sup>, В. И. Егоркин<sup>3</sup>, Н. А. Малеев<sup>4</sup>, В. М. Устинов<sup>4</sup>, С. Ю. Шаповал<sup>1</sup>

1 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, Московская обл., 142432.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

З Национальный исследовательский университет «МИЭТ», проезд 4806, 5, Зеленоград, 124498.

4 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021. \*yermolayev@iptm.ru

Получен фотовольтаический отклик на терагерцевое излучение полевыми транзисторами на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs с решеточным затвором. Затворная шина вынесена от металлизации решетки за счет использования резистора, который сделан из мезы. Экспериментально показывается, что чем дальше находится шина затвора от металлизации решетки, тем больше получается терагерцевый отклик.

### Введение

На сегодняшний день такие перспективные детекторы терагерцевого излучения (ТГц), как полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ), еще не достигли показателей чувствительности и эквивалентной мощности шума (NEP), характерных для зарекомендовавших себя серийно выпускаемых детекторов [1]. Требуется дальнейшая тщательная разработка детекторов на базе НЕМТ. В работе [2] было показано, что на металлической шине затвора концентрируется внешнее падающее ТГц-поле вместо того, чтобы связываться с плазмонами в канале транзистора. Поэтому вынесение металлической шины затвора подальше от самой решетки затвора над двумерным каналом должно увеличивать отклик транзистора на ТГц.

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты по детектированию ТГц детектором на базе НЕМТ с решеточным затвором и вынесенной подальше от решетки шиной затвора.

# Описание образцов и методики измерений

Образцы ТГц-детекторов были изготовлены в виде одной микросхемы из GaAs/InGaAs/AlGaAs-гетероструктуры на полуизолирующей подложке GaAs с параметрами при комнатной температуре подвижности 5 900 см<sup>2</sup>/В·с и концентрации электронов  $3 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Технология изготовления подробно описывается в [3]. Вид сверху на детектор показывается на рисунке 1. У детекторов были сделаны резисторы в цепи затвора на основе мезы, чтобы вынести металлический электрод затвора подалыше от решетки над активным слоем. Образец 1 имеет длину резистора L = 100 мкм, образец 2 – L = 50 мкм.



**Рисунок 1.** Планарный схематический вид детекторов (размерная метка в микронах).

Измерения фотовольтаического отклика проводились при комнатной температуре при частоте нормально падающего излучения 0.6 ТГц (длина волны  $\lambda = 500$  мкм). Методика измерений приведена в [2, 3].

# Результаты измерений и обсуждение

На рисунках 2 и 3 показаны соответственно переходные кривые образцов и отклик на ТГц-излучение.



Рисунок 2. Переходные характеристики образцов 1 и 2.



Рисунок 3. Экспериментальные графики кривых фотоотклика на частоте ~ 0.6 ТГц (усредненные кривые фотоотклика) для образцов 1 и 2.

Из рисунка 3 видно, что для транзистора с большим резистором фотоотклик усилился, как и ожидалось. Шина затвора действует как отражатель внешнего падающего ТГц-излучения, поляризованного перпендикулярно решетке (и соответственно параллельно шине). При исследованиях узкими пучками ТГц-излучения виден эффект уменьшения фотоотклика вблизи контакта полосок решетки и общей шины [2]. Если на образец падает широкий однородный пучок, покрывающий весь образец, то при различных положениях шины будет различный отклик по величине (рисунок 3).

Данный эффект возникает из-за того, что падающие фотоны туннелируют на шину затвора. Если принять, что вероятность туннелирования имеет гауссово распределение с центром на краю шины затвора и при этом ось х направлена вдоль металлизации решетки, со среднеквадратичным отклонением, равным длине волны излучения, то распределения вероятности туннелирования

$$f(x) = 1/(\lambda(2\pi)^{0.5}) exp(-x^2/(2\lambda^2)).$$
 (\phi1)

Доля мощности, дошедшей до решетки,

$$P = \int (f(0) - f(x)) dx, \qquad (\phi 2)$$

интеграл берется в пределах от L до L+w, где w – ширина затвора, равная 50 мкм. Для L = 100 мкм  $P_1 = 0.00124;$ для L = 50 мкм, P<sub>2</sub> = 0.00046. Отношение P<sub>1</sub> к P<sub>2</sub> дает 2.7, что по порядку совпадает с отношением максимальных значений ТГц-отклика (рисунок 3), равным  $\approx 4$ , что при такой грубой оценке очень хорошее совпадение. При отнесении шины на длину порядка  $2\lambda = 1000$  мкм  $P_{2\lambda} = 0.03501$ , что на порядок больше, чем Р<sub>1</sub>; если шина находится вплотную к решетке, L = 0,  $P_0 = 0.00007$ . Как видно, положением шины затвора можно менять мощность, дошедшую до решетки, по меньшей мере в 500 раз!

В настоящей работе было показано, что для полевых транзисторных структур с шириной канала меньшей, чем длина волны, величина ТГц-отклика будет определяться общей затворной шиной. Результаты настоящего исследования указывают на дальнейший путь для улучшения характеристик ТГц-детекторов на основе полевого транзистора.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Развитие электронной компонентной базы и радиоэлектроники» (госконтракт No 14.427.11.0004).

- Rogalski A. and Sizov F. // Opto-electronics review. – 2011. – V. 19(3). – P. 79-137.
- Yermolaev D. M. et al. // Journal of Physics: Conference Series. – 2014. – T. 486. –№ 012013.
- Маремьянин К.В. и др. // Письма в ЖТФ. -2010. – Т. 36. - Вып. 8. – С. 39-47.

# Формирование резонаторных структур с нанокристаллами кремния в диэлектрике с разным показателем преломления

# А. В. Ершов<sup>1\*</sup>, О. Б. Гусев<sup>2</sup>, Д. А. Грачев<sup>1</sup>, И. А. Карабанова<sup>1</sup>

1 Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. 2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021. \*ershov@phys.unn.ru

Экспериментально показана возможность формирования вертикальных резонаторов Фабри-Перо, включающих активные слои SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> или ZrO<sub>2</sub> с нанокристаллами кремния (HK Si), расположенные между многослойными брэгговскими зеркалами интерференционного типа. Активные слои «HK Si:диэлектрик» были получены высокотемпературным отжигом многослойных нанопериодических структур SiO<sub>x</sub>/диэлектрик, осажденных испарением из раздельных источников.

### Введение

Обнаружение интенсивной люминесценции нанокристаллов кремния (НК Si) в матрице SiO<sub>2</sub> при комнатной температуре открыло перспективу развития «цельнокремниевой» интегральной оптоэлектроники. Реализация внутри одного чипа электронных и оптико-электронных элементов позволит повысить степень интеграции и технологическую совместимость материалов [1]. С целью повышения квантовой эффективности и достижения лазерного эффекта в активной оптической среде SiO<sub>2</sub> с НК Si в последнее время успешно разрабатываются резонаторные структуры как плоской, так и дисковой конфигурации [1]. С другой стороны, для таких систем может быть полезной возможность вариации эффективных оптических постоянных активной среды, в частности, за счет использования более «высокопреломляющих» (по отношению к SiO<sub>2</sub>) диэлектриков, совместимых с кремниевой технологией [2]. В данной работе предпринята попытка формирования вертикальных резонаторов Фабри-Перо с активной средой из диэлектрика  $(SiO_2, Al_2O_3$  или ZrO<sub>2</sub>) с нанокристаллами кремния, полученными путем высокотемпературного отжига многослойных нанопериодических структур (МНС) SiO<sub>x</sub>/диэлектрик и сравнительного анализа их люминесцентных свойств.

### Методика эксперимента

Экспериментально были приготовлены два типа структур с активным слоем диэлектрика, содержащим НК Si. Первый – образцы слоев SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, или ZrO<sub>2</sub> с НК Si, сформированные на отдельных

подложках. Второй тип - те же самые диэлектрические слои с НК Si, помещенные в микрорезонатор, между многослойными интерференционными зеркалами. Активный слой формировался путем нанесения многослойных нанопериодических структур *a*-SiO<sub>x</sub>/диэлектрик методом испарения в вакууме из раздельных источников при условиях, описанных в [3]. Оба типа структур были получены в едином цикле на подложке только из кремния и на подложке с интерференционным («внутренним») зеркалом. Затем все образцы отжигались в атмосфере азота при 1100 °С (2 часа) для формирования НК Si [3]. Создание резонаторной структуры (РС) завершалось напылением на поверхность отожженной МНС «наружного» (или «внешнего») зеркала. Внутреннее и наружное зеркала играли роль распределенных брэгговских отражателей (РБО). Измерение спектров пропускания и отражения образцов в области 300-1000 нм проводилось на спектрофотометре Varian 5000. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) структур измерялись в диапазоне 650-900 нм при возбуждении импульсным (23 Гц, 10 нс, 532 нм) Nd:YAG-лазером. Резонаторные структуры накачивались через внешний РБО. Сигнал ФЛ детектировался ФЭУ-62 при использовании решеточного монохроматора SP-150 (Stanford Research Systems). Определение диаграммы направленности люминесцентного излучения производилось путем измерения спектра ФЛ в разных апертурных углах в пределах ~ 15°). В таблице 1 приведены параметры сформированных резонаторных структур, с указанием тонкопленочных материалов, используемых для активного слоя и интерференционных зеркал РБО.



**Рисунок 1.** Оптические характеристики резонаторных структур и отдельных слоев МНС SiO<sub>x</sub>/ZrO<sub>2</sub>: а - Спектры отражения «внутреннего» зеркала (кривая 1), наружнего зеркала (2) и резонаторной структуры в целом (3); б – Спектры ФЛ слоя активной среды без РБО (кривая 1) и резонаторной структуры (2), а также спектр отражения РС (3); в – диаграмма направленности ФЛ.

таолица п. Параметры сформированных структур.			
N⁰	Внутреннее	Активный слой	Внешнее
	зеркало		зеркало
1	Si/SiO <sub>2</sub>	SiO <sub>x</sub> /SiO <sub>2</sub> (4.4 нм) /(2.8  5.6	SiO <sub>2</sub> /ZrO <sub>2</sub>
	4½ перио-	нм) 16+12 периодов	4 периодов
2	дов	SiO <sub>x</sub> /ZrO <sub>2</sub> (4 нм)/(2нм)	SiO <sub>2</sub> /ZrO <sub>2</sub>
		13 периодов	5 периодов
3	Si/SiO <sub>2</sub>	SiO <sub>x</sub> /Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	
	5½ перио-	(8 нм)/(3 нм) 19 периодов	
4	дов	SiO <sub>x</sub> (170 нм)	

Тоблица 1. Поромотри и оформироронии их отруж

# Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены типичные оптические характеристики резонаторных структур и отдельных слоев активной среды без РБО на примере отожженной МНС  $SiO_x/ZrO_2$  (образец 2 в таблице 1). Пассивные оптические свойства зеркал и микрорезонатора в целом представлены на рис. 1а. Спектр отражения РС имеет несколько минимумов: основной и более слабые, указывая на «многомодовость» созданного резонатора. Спектры ФЛ приведены на рис. 1б, и если для слоя  $ZrO_2$  с НК Si (линия *1*) он представляет собой широкий пик, то для резонатора (2), напротив, наблюдается серия узких пиков, хорошо согласуемых со спектром его коэффициента отражения (*3*).

Диаграмма направленности излучения приведена на рис. 1в. Распределение потока интенсивности в микрорезонаторе по сравнению со структурой без зеркал имеет четко выделенное направление: свет распространяется преимущественно вдоль оси резонатора (главный лепесток), где наблюдается заметный рост потока мощности.

Наблюдаемый рост интенсивности излучения резонаторных структур (Табл. 2) в несколько раз на резонансных частотах по сравнению со структурами без зеркал можно интерпретировать в рамках модели эффекта Парселла. Предполагается, что наличие стоячих электромагнитных волн между зеркалами резонатора приводит к росту вероятности спонтанного излучения вдоль его оси. В таблице 2 приведены оценки оптической толщины hn резонаторов. Большие значения hn по сравнению с толщиной активного слоя резонатора могут быть связаны с проникновением света в глубь РБО. В докладе обсуждаются возможные подходы к оптимизации резонаторных структур на основе исследуемых сред через оптимизацию их толщины и параметров РБО с учетом показателя преломления сред.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ, проект № 14-02-00119.

шение интенсивности ФЛ «пик–пик» образцов из Табл. 1.	Таблица 2	2. Оптическая	а толщина,	добротность	РС и отно
	шение инт	енсивности Ф	оЛ «пик—пин	«» образцов и	з Табл. 1.

Образец	<i>hn</i> , мкм	Добротность	<i>I(ω)/I₀(ω)</i> в пике
1	1.7 ± 0.4	27 ± 4	3.6 ± 0.1
2	2.0 ± 0.4	43 ± 4	12 ± 2
3	1.6 ± 0.4	30 ± 4	57 ± 3
4	2.7 ± 0.4	36 ± 4	28 ± 2

- L. Khriachtchev. Silicon nanophotonics, Basic Principles, Present Status and Perspectives. Singapore: WSciPubl.Co. Pte. Ltd, 2009. 470 p.
- N. Korsunska, T. Stara, V. Strelchuk et al. // Physica E, V. 51, 115 (2013).
- А.В. Ершов, И.А. Чугров, Д.И. Тетельбаум и др. // ФТП, Т.47, 460 (2013).

# Расщепление линий магнитопоглощения, вызванное асимметрией элементарной ячейки, в квантовых ямах HgTe/CdHgTe(013)

# М. С. Жолудев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. zholudev@ipmras.ru

Получена зависимость величины расщепления линий межзонного перехода и циклотронного резонанса в зоне проводимости от атомной плоскости, на которой выращена структура. Рассчитана зонная структура квантовой ямы и зависимость циклотронной массы от концентрации электронов в зоне проводимости с учётом спинового расщепления. Показана возможность наблюдения расщепления линии циклотронного резонанса в квантовых ямах с симметричным легированием барьеров.

# Введение

В последние годы отмечается большой интерес к гетероструктурам с квантовыми ямами (КЯ) на основе соединений HgTe/CdTe, прежде всего к широким КЯ с инвертированной структурой зон, для которых характерно сильное спин-орбитальное взаимодействие в зоне проводимости и состояние топологического изолятора. Уникальные свойства делают эту систему привлекательной и для приложений в спинтронике и терагерцевой оптоэлектронике.

Характерной особенностью КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой является пересечение нижнего уровня Ландау зоны проводимости (номер -2) и верхнего уровня Ландау валентной зоны (номер 0) [1]. При исследовании спектров магнитопоглощения таких образцов в квантующих магнитных полях было обнаружено, что вблизи критического поля В<sub>с</sub>, где уровни Ландау должны пересекаться, наблюдается расщепление линий межзонного перехода [2, 3] и циклотронного резонанса электронов [4]. То есть, эти два уровня взаимодействуют и вместо пересечения демонстрируют антипересечение, причиной которого является отсутствие центра инверсии (bulk inversion asymmetry, BIA) в кристаллах HgTe и CdTe [4, 5].

В данной работе представлены результаты теоретического исследования влияния ВІА на энергетический спектр носителей заряда в квантовых ямах HgTe/Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te.

### Метод расчёта

Расчёты зонной структуры и энергии уровней Ландау для квантовых ям  $HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$ , выращенных на плоскости (013) на буфере CdTe, проводились в рамках приближения огибающих функций. Использовался эффективный гамильтониан 8х8 (четырёхзонное приближение), учитывающий встроенную деформацию [3, 6] и квантующее магнитное поле (использовалась подстановка Пайерлса). Значения параметров материалов были взяты из работы [3]. Зависимость волновой функции от координаты *z*, направленной по нормали к плоскости квантовой ямы, вычислялась методом разложения по плоским волнам.

Отсутствие центра инверсии было учтено путём добавления соответствующего оператора к блоку гамильтониана, отвечающему за взаимодействие зон  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$  [4]. Энергии уровней Ландау 0 и -2 вблизи их пересечения вычислялись по теории возмущений. При изучении зависимость величины расщепления этих уровней от кристаллографической ориентации квантовой ямы преобразовывался только оператор возмущения с помощью метода, описанного в работе [7].

# Результаты и обсуждение

Расщепление уровней Ландау при их антипересечении равно

$$\Delta E = \sqrt{\frac{eB_c}{\hbar c}} \left| \chi \cdot M_{0,-2} \right|,\tag{1}$$

где  $B_c$  – критическое поле, при котором уровни должны были пересечься. Коэффициент  $\chi$  зависит от кристаллографической ориентации гетероструктуры следующим образом

$$\chi = \cos(2\varphi)\cos(2\theta) + \frac{i}{2}\sin(2\varphi)\cos(\theta) \left(3\cos^2\theta - 1\right), \quad (2)$$

где углы  $\varphi$  и  $\theta$  в сферической системе координат задают направление нормали к плоскости квантовой ямы относительно оси [001]. Диаграмма значений  $\chi$  приведена на рис. 1.



**Рисунок 1.** Зависимость величины |<sub>*X*</sub>| от кристаллографической ориентации квантовой ямы.

Коэффициент М<sub>0,-2</sub> вычисляется по формуле

$$M_{0,-2} = \int f_{\nu,0}^{(2)*} \Big( B_{BIA} \hat{k}_z + \hat{k}_z B_{BIA} \Big) f_{c,-2}^{(6)} dz , \qquad (3)$$

где f – часть огибающей функции, зависящая только от координаты z (см., например, [6]),  $B_{BIA}$  – параметр асимметрии элементарной ячейки (он также зависит от z, т.к. его значения для HgTe и CdTe отличаются), а  $\hat{k}_z = -i \partial/\partial z$ . Значение параметра  $B_{BIA}$ в CdTe составляет 22 эВ·Å<sup>2</sup> [8], а в HgTe – 60 эВ·Å<sup>2</sup> [4, 5].

Отсутствие центра инверсии (ВІА) должно также приводить к спиновому расщеплению зон в отсутствие магнитного поля (расщепление Дрессельхауза). Этот эффект должен проявляться как расщепление линии циклотронного резонанса (ЦР) в слабых магнитных полях. Результаты расчёта циклотронной массы без учёта и с учётом ВІА для квантовой ямы HgTe/Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te приведены на рис. 2. Видно, что расщепление линий ЦР может быть обнаружено при высоких концентрациях носителей (более  $2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>).



Рисунок 2. Рассчитанная зависимость циклотронной массы в зоне проводимости на уровне Ферми от концентрации носителей в квантовой яме HgTe/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te с инвертированной зонной структурой.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты # 13-02-00894, 14-02-01103, 14-02-31588), Российской академии наук, грантов Президента РФ # МК-4758.2014.2, НШ-1214.2014.2.

- M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag et al. // Physical Review B, V. 57, 14772 (1998).
- M. Orlita, K. Masztalerz, C. Faugeras et al. // Physical Review B, V. 83, 115307 (2011).
- M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita et al. // Physical Review B, V. 86, 205420 (2012).
- М. С. Жолудев, F. Терре, С. В. Морозов и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 100, 895 (2014).
- M. Pang and X. G. Wu // Physical Review B, V. 88, 235309 (2013).
- E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth et al. // Physical Review B, 72, 35321 (2005).
- O. E. Raichev // Physical Review B, 85, 045310 (2012).
- R. Winkler, «Spin–Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems» // Springer Berlin / Heidelberg, 2003.

# Влияние примесного дельта-слоя на вертикальный транспорт в напряженных SiGe/Si гетероструктурах

# Р. Х. Жукавин<sup>\*</sup>, Д. Н. Лобанов, Д. В. Юрасов, Д. В. Козлов, А. Ю. Климов, Н. А. Бекин, М. Н. Дроздов, Ю. Н. Дроздов, А. Н. Яблонский, В. Н. Шастин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. \*zhur@ipmras.ru

В работе проведено исследование вольт-амперных характеристик напряженных SiGe/Si гетероструктур, выращенных на подложках Si (001), содержащих дельта-слой акцепторной примеси в квантовой яме. После характеризации структур методами ВИМС и рентгеновской диффрактометрии были изготовлены мезы для транспортных измерений. Измерения ВАХ осуществлялись при температуре жидкого гелия. В случае наличия дельта-слоя в яме, на фоне межподзонных резонансов в кондактансе наблюдаются дополнительные пики, связываемые с примесным туннелированием.

# Введение

В последнее время возрос интерес к кулоновским центрам в полупроводниках и изоляторах в связи с возможностью построения на их базе элементов наноэлектроники. Одними из первых экспериментов являются измерения туннельного тока через примеси в гетероструктурах на основе арсенида галлия, где кулоновские центры располагались как в барьере, так и квантовой яме [1, 2]. Работы по исследованию примесного туннелирования структурах на основе кремния пока не являются многочисленными [3, 4], хотя для доноров уже продемонстрировано устройство, в котором туннелирование наблюдалось через барьер, содержащий один атом фосфора [5]. Исследование примесного туннелирования является важным также и с точки зрения лазерной тематики [6]. В данной работе представлены исследования вертикального транспорта в гетероструктурах SiGe/Si, выращенных на подложках Si (001), содержащих дельта слой бора в квантовой яме.

### Эксперимент

Исследуемые гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и содержали дельта-слой примеси в квантовой яме  $Si_{0.84}Ge_{0.16}$  шириной 2,1 нм. Концентрация бора составляла порядка  $10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Структура содержала одну или две квантовые ямы, в последнем случае вторая яма имела ширину 9 нм. Ниже приведены параметры трехбарьерной гетерострукутры с дельта-слоем (начиная с верхнего контактного слоя):

 $p^+$ -Si,  $10^{19}$  см<sup>3</sup>, 100 нм, p+-Si<sub>0.84</sub>Ge<sub>0.16</sub>,  $10^{19}$  см<sup>3</sup>, 16 нм / *i*-Si<sub>0.84</sub>Ge<sub>0.16</sub>, 16 нм / *i*-Si барьер, 3.7 нм / *i*-Si<sub>0.84</sub>Ge<sub>0.16</sub> QW, 2.1 нм,  $\delta$ -слой в центре,  $10^{12}$  сm<sup>-2</sup> / *i*-Si барьер, 3.7 нм / *i*-Si<sub>0.84</sub>Ge<sub>0.16</sub> QW, 9 нм/ *i*-Si барьер, 3.7 нм / *i*-Si<sub>0.84</sub>Ge<sub>0.16</sub>, 16 нм/ p+-Si<sub>0.84</sub>Ge<sub>0.16</sub>,  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>, 16 нм /  $p^+$ -Si,  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>, 100 нм / Si:В подложка,  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>, (100). Образцы проходили проверку на соответствие заданным параметрам с помощью методов ВИМС (рис. 1) и рентгеновской диффрактометрии. Дополнительно проводились спектрокинетические измерения специально выращенных нелегированных образцов, что позволяло оценить как качество, так и положение (нижних) уровней в ямах.



**Рисунок 1.** ВИМС для трехбарьерной структуры с дельтаслоем в центре узкой квантовой ямы.

Для исследований вертикального транспорта были приготовлены мезы размером 20–200 мкм. Применялось как плазмо-химическое, так и ионное травление. Края мезы закрывались диэлектриком, металлизация контактных площадок проводилась с использованием магнетронного напыления Ti-Au.



Рисунок 2. Кондактанс SiGe/Si гетероструктуры для полярности, когда широкая яма находится при большем потенциале нежели узкая. Стрелки указывают на рассчитанное положение резонансов при туннелировании из уровня в треугольной яме, образованной в электрическом поле в нелегированном слоем SiGe и уровнями: в широкой (wQW) и узкой (nQW) ямах, уровнем отщепленной подзоны легких дырок в коллекторе (LH), а также уровнем примеси в узкой квантовой яме (Boron).

Измерения проводились при температуре жидкого гелия. Рис. 2 демонстрирует пример кондактанса трехбарьерной гетероструктуры, параметры которой представлены выше для полярности приложенного поля, когда ток течет со стороны широкой ямы в сторону узкой. Аналогичные измерения были проведены также для двухбарьерной гетероструктуры с дельта слоем в яме и однобарьерной гетероструктры с дельта-слоем в барьере. В обоих случаях также зафиксированы особенности в кондактансе, которые можно связать с примесным туннелированием.

# Обсуждение

Для сравнения полученных в эксперименте зависимостей кондактанса были проведены расчеты прозрачности гетероструктур с помощью метода матриц переноса, что позволило определить положение резонансов типа 2D-2D. Для оценки положения уровня энергии основного состояния бора в квантовой яме было использовано разложение по волновым функциям трехмерных дырок с учетом химического сдвига. Совпадение положений рассчитанных резонансов с экспериментальными значениями несмотря на то, что не было учтено влияние встроенного заряда и протекающего тока. Тем не менее, простые оценки, учитывающие положение уровня Ферми в берегах SiGe и наличие заряженной плоскости в центре ямы (дельта-слой примеси) говорят о том, что влияние встроенного заряда на сдвиг резонансов мало.

Для однобарьерной гетероструктуры был проведен расчет зависимости положения уровня основного состояния акцептора от таких параметров, как ширина и высота барьера (содержание германия в «берегах»). Согласно этому расчету, при превышении ширины барьера величины Боровского радиуса одиночной примеси, при увеличении высоты барьера происходит «выход» основного состояния в континуум, то есть состояние становится резонансным.

Работа поддержана РФФИ (грант 14-02-01157) и Минобрнауки (уникальный номер соглашения RFMEFI61614X0008).

- M. Gryglas, M. Baj, B. Chenaud, B. Jouault, A. Cavanna, G. Faini // Physical Review B, V. 69, 165302 (2004).
- E.E. Vdovin, Yu.N. Khanin, L. Eaves, M. Henini, G. Hill // Physical Review B V. 71, 195320 (2005).
- J. Caro, I.D. Vink, G.D.J. Smit, S. Rogge, T.M. Klapwijk, R. Loo, M. Caymax // Physical Review B V. 69, 125324 (2004).
- K.-M. Haendel, R. Winkler, U. Denker, O.G. Schmidt, R.J. Haug // Physical Review Letters // V. 96 086403 (2006).
- M. Fuechsle, J.A. Miwa, S. Mahapatra, H. Ryu, S. Lee,O. Warschkow, L.C. L. Hollenberg, G. Klimeck, M.Y. Simmons // Nature Nanotechnology V. 7, 242 (2012).
- N.A. Bekin, V.N. Shastin // Semiconductors V. 42, 608 (2008).

# Исследование локальных свойств электронной системы в нанопроволоках InAs методом подвижного затвора при гелиевых температурах

# A. A. Жуков<sup>1,\*</sup>, Ch. Volk<sup>2</sup>, A. Winden<sup>2</sup>, H. Hardtdegen<sup>2</sup>, Th. Schaepers<sup>2</sup>

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432. 2 Peter Gruenberg Institut (PGI-9), Forschungszentrum, JARA-Fundamentals of Future Information Technology<sup>•</sup> Juelich, 52425, Germany. \*azhukov@issp.ac.ru

При гелиевой температуре (T=4.2 K) были проведены эксперименты по измерению электронного транспорта как в одиночных, так и в двойных нанопроволоках InAs в присутствии заряженного острия атомно-силового микроскопа. Были проведены подробные исследования зависимости периода обнаруженных ранее квазипериодических осцилляций от концентрации электронов в нанопроволоках. Было обнаружено наличие зигзагообразных паттернов в одиночных нанопроволоках как без дефектов, так и с одним внутренним барьером. Также было продемонстрировано взаимное влияние расположения волн зарядовой плотности в двух параллельных нанопроволоках.

# Введение

В последнее время большое внимание уделяется экспериментальной работе по исследованию электронного транспорта в одно- и нульмерных структурах, таких как нанопроволоки и квантовые точки, изготовленные на базе нанопроволок, в присутствии заряженного острия атомно-силового микроскопа (АСМ). Такая техника получила название метод Scanning Gate Microscopy или SGM. Заряженное остриё АСМ позволяет локально изменять концентрацию носителей в системе, таким образом электронный транспорт протяженного объекта длиной порядка единиц микрон может быть исследован локально с разрешением порядка сотни нанометров при наличии близкорасположенного заднего затвора, экранирующего кулоновский потенциал острия.

В данной работе представлены результаты исследования в одиночных и двойных нанопроволоках InAs обнаруженных ранее [1] квазипериодических осцилляций. Показан новый вид устойчивых зигзагообразных паттернов на одиночной проволоке без внутренних барьеров и с одним барьером. Кроме того, продемонстрировано взаимное влияние расположения волн зарядовой плотности в двух параллельно расположенных нанопроволоках InAs.

# Методика эксперимента

В работе использовались проволоки InAs, выращенные при помощи металл-органической газофазной эпитаксии (metal-organic vapor-phase epitaxy). Диаметр проволок составлял 100 нм, длина несколько микрон. Проволоки помещались на подложку из допированного кремния, покрытого оксидом толщиной 100 нм. Подложка служила в качестве заднего затвора. Контакты к проволоке были изготовлены из Тi/Au методом термического напыления. Маски для напыления изготавливались при помощи стандартной электронной литографии. Расстояние между контактами на исследуемых образцах составляло единицы микрон (Рис. 1а).

Все измерения проводились при температуре 4.2 К в присутствии газообразного гелия в качестве теплообменного газа. В эксперименте использовался ACM собственного изготовления. Транспортные измерения проводились по двухточечной схеме с использованием усилителя Lock-In. К контактам проволоки в случае линейного режима измерения прикладывался ток I = 1 нА и измерялось напряжение. Острие ACM находилось над поверхностью образца на расстоянии ~ 300 нм, т.е. минимальное расстояние до центра электронной системы в нанопроволоках составляло ~ 250 нм.

# Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рисунках 1b и 1с приведены экспериментальные результаты измерения методом SGM при напряжении на острие  $V_t = 0$  В и напряжениях на заднем затворе  $V_{BG} = -0.2$  В и 0.8 В. На результатах сканирования видна как реализация положения волн типа «шахматный порядок» (рисунок 1b), так и его нарушение при увеличении концентрации носителей в верхней подзоне поперечного квантования (рисунок 1c).



**Рисунок 1.** а) Изображение, полученное в сканирующем электронном микроскопе, исследуемых проволок InAs с металлическими контактами, обозначенными «s» и «d» (исток и сток соответственно). Расстояние между контактами 2.5 мкм, масштаб на всех трёх сканах одинаковый; b) и с) – изображения, полученные методом SGM при напряжениях на заднем затворе V<sub>BG</sub> = – 0.2 В и +0.8 В соответственно. Толстыми линиями отмечены границы металлических контактов, тонкой линией – местоположение двойной InAs нанопроволоки.

Кроме того, было обнаружено, что как на нанопроволоке без внутренних барьеров (рисунок 2а), так и на нанопроволоке с одним барьером, разбивающем нанопроволоку на две квантовые точки (рисунок 2b), были обнаружены характерные зигзагообразные паттерны. Характерный шаг изгибов данных паттернов составляет 250–300 нм. Следует отметить, что кулоновская энергия для электронов, расположенных на таком расстоянии, в данной системе оказывается порядка  $k_BT$ , где T = 4.2 К. Паттерн такого вида может быть проинтерпретирован как неустойчивость вигнеровского кристалла, возникшего в верхней подзоне поперечного квантования, которая была предсказана и подробно описана в работе [2].



**Рисунок 2.** а) и b) – изображения, полученные методом SGM при напряжении на острие  $V_t = 0$  В и напряжениях на заднем затворе  $V_{BG} = 8.8$  В и 13.5 В соответственно. Толстыми линиями отмечены границы металлических контактов и местоположение нанопроволоки InAs. Горизонтальный прямоугольник соответствует длине 1 микрон

Следует также отметить, что наличие барьера в нанопроволоке не исключает возможности возникновения волн зарядовой плотности в образовавшихся квантовых точках.

# Заключение

Было обнаружено наличие зигзагообразных паттернов в одиночных нанопроволоках как без дефектов, так и с одним внутренним барьером. Также было продемонстрировано взаимное влияние расположения волн зарядовой плотности в двух параллельных нанопроволоках.

Работа была выполнена в рамках программ РАН, фонда РФФИ, а также программы поддержки ведущих научных школ.

- A.A. Zhukov, Ch. Volk, A. Winden et al. // JETP Lett., V. 100, 32 (2014).
- J.S. Meyer, K.A. Matveev and A.I. Larkin // Phys. Rev. B, V 84, 205308 (2006).

# Закон дисперсии краевых плазмон-поляритонов

# А. А. Заболотных<sup>1,2,\*</sup>, В. А. Волков<sup>1,2</sup>

1 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, корп. 7, Москва, 125009.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700. \*zabolotnyh\_andre@mail.ru

Вычислен спектр краевого плазмона (т.е. плазмона, бегущего вдоль края двумерной электронной системы) с учётом электромагнитного запаздывания. Релаксация плазмона описывается в терминах объёмного времени релаксации т. Показано, что добротность краевой моды может быть больше единицы даже в режиме частых столкновений, когда ωт<<1.

# Введение

Краевые плазменные колебания, распространяющиеся вдоль края двумерной (2D) электронной системы исследуются уже 30 лет как экспериментально, так и теоретически, начиная с работ [1, 2, 3].

Без учёта электромагнитного запаздывания спектр таких плазмонов в полубесконечной 2D-системе с прямолинейной границей (вдоль оси у) имеет в длинноволновом пределе вид  $\omega_{edge}(q_y) = \alpha \cdot \omega_p(q_y)$ , где α<1 – постоянный коэффициент (α≈0.906 в работе [2], а≈0.816 в работе [3]), q<sub>v</sub>- импульс плазмона вдоль границы, а  $\omega_{\rm p}(q) = (2\pi n e^2 q/m)^{1/2}$  – частота плазмона с импульсом q в бесконечной 2D-системе с концентрацией электронов *n* и эффективной массой электрона т; среднюю диэлектрическую проницаемость среды, в которую помещена 2Dсистема, будем считать единицей. Таким образом, частота краевого плазмона зависит от  $q_v$  как  $(q_v)^{1/2}$ , а значит, в области малых  $q_v$ , для которых  $\omega_{\text{edge}} \ge$ *сq<sub>y</sub>*, где *с* – скорость света, нужно учитывать эффекты запаздывания.

#### Модель и метод решения

В работе рассматривается полубесконечная 2D электронная система, расположенная в полуплоскости z=0, x>0. Используется модель резкого скачка концентрации 2D-электронов n(x), когда  $n(x)=n_0$ при x>0, n(x)=0 при x<0.

Для описания динамики электронов используются уравнения Максвелла для потенциала  $\varphi$  и векторпотенциала **A** в калибровке Лоренца, уравнение непрерывности для концентрации электронов n(x) и уравнение гидродинамики для скорости 2D-электронов **v**=( $v_x, v_y$ ), в котором учитывается самосогласованное поле, созданное электронами.

Решение этих уравнений идёт по аналогии с методом, предложенным в работе [3]. При этом используются следующие граничные условия при x=0: непрерывность  $\varphi$ ,  $A_x$  и их первых производных, зануление нормальной к границе компоненты тока.

#### Результаты



Рисунок 1. Зависимости действительной ω' (сплошная линия) и мнимой ω'' (пунктир) частей частоты краевого плазмона-поляритона от волнового вектора *q*. 4πσ/3*c*=2, где σ=*e*<sup>2</sup>*n*<sub>0</sub>т/*m* – объёмная проводимость 2D-системы, *c* – скорость света.

Характер зависимостей действительной и мнимой частей частоты краевого плазмона-поляритона от волнового вектора меняется при изменении проводимости системы  $\sigma = e^2 n_0 \tau/m$ . В случае «низкой» проводимости  $\sigma < 3c/4\pi$  мода сильно затухает ( $\omega' << \omega''$ ) в области  $\omega' \tau << 1$ . Однако при «высокой» проводимости  $\sigma > 3c/4\pi$  ситуация меняется, плазмон существует ( $\omega' \ge \omega''$ ) даже при  $\omega' \tau << 1$ . На рис. 1 приведены зависимости  $\omega'$ ,  $\omega''$  от q для  $4\pi\sigma/3c=2$ .

Отметим, что для 2D-плазмон-поляритонов в бесконечной системе подобный результат был впервые получен в работе [4].

- 1. D.B. Mast, A.J. Dahm, A.L. Fetter // Physical Review Letters, V. 54, 1706 (1985).
- В.А. Волков, С.А. Михайлов // Письма в ЖЭТФ, Т. 42, 450 (1985).
- A.L. Fetter // Physical Review B, V. 32, 7676 (1985).
- В.И. Фалько, Д.Е. Хмельницкий // ЖЭТФ, Т. 95, 1988 (1989).

# Геометрический фактор в люминесценции наносфер Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> - ZnO, Eu

С. В. Зайцев<sup>1,\*</sup>, Н. А. Дулина<sup>2</sup>, Ю. В. Ермолаева<sup>2</sup>, А. Н. Грузинцев<sup>3</sup>, Е. А. Кудренко<sup>1</sup>, И. И. Зверькова<sup>1</sup>, Г. А. Емельченко<sup>1</sup>

1 Институт физики твёрдого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна д. 2, 142432.

2 НТК «Институт монокристаллов» НАН Украины, 61001, Харьков, Украина.

3 Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Московская обл., 142432. \*szaitsev@issp.ac.ru

В работе впервые получены монодисперсные композитные наносферы широкозонного оксида Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, легированные редкоземельными атомами Eu, Er и ZnO (в виде нановключений). Исследовано влияние формы и размера наночастиц на оптические свойства люминофора, излучательной рекомбинации. Обнаружено сильное влияние геометрической формы люминесцирующего материала на вероятность излучательной рекомбинации центров свечения, что приводит к изменениям как спектров излучательной рекомбинации, так и времен затухания спонтанной люминесценции. Обнаружены узкие пики лазерной генерации в наносферах Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-ZnO, обусловленные стимулированной люминесценцией с максимумом ~376 нм на связанной фотонной моде нанорезонаторов диаметром ~180 нм.

# Введение

Уменьшение размеров и изменение формы активной области излучающей среды приводит к существенному изменению оптических свойств, в том числе спонтанной и стимулированной люминесценции. Однако размерные эффекты наблюдаются не только в нелегированных полупроводниковых материалах с экситонным свечением, но и в наночастицах, легированных редкоземельными центрами свечения: нанокристаллы гораздо большего (порядка длины волны света), но еще нанометрового размера (10-500 nm), также сильно отличаются по своим спектральным характеристикам от объемных монокристаллов или порошков с микронными размерами зерен.

Внутри нанокристалла правильной формы может происходить размерное квантование фотонных состояний, приводящее не просто к интерференции его люминесценции, но и к изменению ее времени свечения. Действительно, в таких системах нами была обнаружена лазерная генерация на связанной фотонной моде наносфер-резонаторов Y2O3:ZnO [1], в которых, в отличие от неупорядоченных нанопорошков ZnO, наблюдается множество линий стимулированной люминесценции. Важным преимуществом наноматериалов, легированных редкоземельными атомами, является наличие конечного числа выделенных линий внутрицентровых переходов, для которых лазерная генерация возможна неупорядоченных даже В порошках (напр.  $La_2O_3:Nd^{3+}$ ).

# Результаты и обсуждение

Монодисперсные сферические частицы  $(Y_{1-x}Eu_x)_2O_3$ в диапазоне диаметров 70-400 нм (±15 нм) получены низкотемпературным термолизом из аморфного прекурсора в процессе гомогенного осаждения из смеси водных растворов нитратов редкоземельных металлов с последующим отжигом при 800°C [2]. Использование различных реагентов позволяет получать нанопластины толщиной ~3 нм (рис. 1) и нанопорошок в виде агломерата нанокристаллов размером 10-50 нм.





Рисунок 1. Просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения для Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Eu(5%): а – наносферы (диаметр ~130 нм); b – нанопластины (толщина ~3 нм).

На рис. 2 представлены нормированные кривые свечения для наиболее сильной линии ~611 нм внутрицентрового перехода  ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{2}$  иона Eu<sup>3+</sup> в

разных наноматериалах. Видно, что импульсы свечения моноэкспоненциальны и имеют разные времена свечения  $\tau \approx 1.39$  мс в нанопорошке,  $\tau \approx 1.66$  мс для наносфер диаметром  $\emptyset = 130$  нм и  $\tau \approx 1.88$  мс в нанопластинах. Измерения проводились в атмосфере при комнатной температуре 300 К.



**Рисунок 2.** Нормированные зависимости свечения линии 611 нм внутрицентрового перехода  ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{2}$  при импульсном возбуждении в линию резонансного поглощения 533.6 нм для нанопорошка, наносфер и нанопластин (*T* = 300 K).

Наблюдаемая в эксперименте разница отражает тот факт, что вероятность излучательной рекомбинации атома не является только его внутренним свойством, но также зависит и от окружающей среды [3]. В общем виде эффект среды характеризуется показателем преломления *n*, приводящим, вопервых, к изменению локальной плотности фотонных состояний. Во-вторых, атом в диэлектрической среде испытывает локальное электромагнитное поле, отличное от макроскопического. Оба фактора существенно модифицируют величину т. В нанопорошке т≈1.4 мс близко к времени свечения, наблюдаемому в нанокерамике  $(Y_{0,7}Gd_{0,3})_2O_3$  и в стеклах РbO-B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с близкими к  $Y_2O_3$  значениями n = 1.9. В ультратонкой нанопластине (толщина ~3 нм) время свечения  $\tau \approx 1.88$  мс близко к времени свечения изолированного атома в вакууме  $\tau_{\rm vac} \approx 2.0$  мс, что соответствует концепции эффективного показателем преломления среды  $n_{\rm eff} \approx 1$  (т.е. воздух).

Рост  $\tau$  в наносферах объясняется изменением локальной плотности состояний в сферических частицах, работающих как оптические резонаторы [4]. При этом вероятность излучательной рекомбинации может быть и больше, чем в объемном материале, при совпадении энергии фотона с одной из мод сферы (эффект Парселла). Наиболее ярко эффект Парселла проявляется в люминесценции редкоземельных атомов, имеющих несколько сравнимых линий внутрицентровых переходов, например в наносферах с эрбием  $Y_2O_3$ -Er<sup>3+</sup> (рис. 3). С ростом диаметра наносферы наблюдается относительное гашение коротковолновых групп линий в сине-зеленой области спектра и, наоборот, возгоранием линий в красной области спектра.



Рисунок 3. Нормированные спектры ФЛ (сдвинуты по вертикали) в наносферах Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Er<sup>3+</sup> разного диаметра при импульсном возбуждении ~308 нм.

Дело в том, что наносферы будут преимущественно излучать в возникающие связанные оптические моды шепчущей галереи, которые могут иметь высокую добротность [5]. Решение уравнений Максвелла для сферической геометрии накладывает на моду с орбитальным моментом *l* условие

$$l(l+1)c^2/(na)^2 < \omega^2 < l(l+1)c^2/a^2$$
,

где *a* – радиус сферы. Из неравенства видно, что границы частотного интервала существования моды сдвигаются в длинноволновую область с ростом диаметра наносферы в соответствии с экспериментом (рис. 3).

Работа выполнена при финансовой поддержке проектов РФФИ 13-02-90448 и 15-02-07638.

- 1. А.Н. Грузинцев, Г.А. Емельченко, Н.А. Дулина и др. // ФТП 46, 1094 (2012).
- S.V. Zaitsev, Yu.V. Yermolayeva, A.N. Gruzintsev et al. // Optical Materials 37, 714 (2014).
- 3. E.M. Purcell // Phys. Rev. 69, 681 (1946).
- 4. M.J.A. de Dood, L.H. Slooff, A. Polman et al. // Appl. Phys. Lett. 79, 3585 (2001).
- А.Н. Грузинцев // Оптика и Спектроскопия 117, 50 (2014).
### Пространственно упорядоченные структуры с квантовыми точками: формирование, спиновые и транспортные свойства

А. Ф. Зиновьева<sup>1,\*</sup>, Ж. В. Смагина<sup>1</sup>, В. А. Зиновьев<sup>1</sup>, Н. П. Степина<sup>1</sup>, А. В. Ненашев<sup>1,2</sup>, П. А. Кучинская<sup>1</sup>, Л. В. Кулик<sup>3</sup>, А. В. Двуреченский<sup>1,2</sup>

1 Институт физики полупроводников СО РАН, ул. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

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

3 Институт химической кинетики и горения СО РАН, ул. Институтская, 3, Новосибирск, 630090 . \*aigul@isp.nsc.ru

Разработан подход к созданию двух пространственных конфигураций: линейных и кольцевых цепочек квантовых точек; проведено исследование спиновой динамики и транспорта; показано, что пространственная организация квантовых точек существенно влияет на спиновые характеристики созданных структур.

### Введение

Создание упорядоченных структур с квантовыми точками (КТ) является актуальной задачей как с фундаментальной точки зрения, так и с точки зрения создания приборов нового поколения, в частности элементной базы при разработке архитектуры квантовых вычислений. Создавая различные пространственные конфигурации КТ, можно не только управлять энергетическим спектром, но и контролировать транспорт и спиновую релаксацию и другие, зависящие от времени, характеристики электронных состояний.

### Формирование структур

Для создания первой конфигурации – линейных цепочек – применен разработанный нами метод, включающий в себя комбинацию наноимпринтлитографии и ионного облучения [1]. Идея метода состоит в создании мест преимущественного зарождения наноостровков Ge (квантовых точек) за счёт ионного облучения поверхности через маску, созданную наноимпринтлитографией. После удаления нарушенных слоев Si в местах, подвергнутых ионному облучению, образуется структурированная поверхность, которая представляет собой систему параллельных канавок. Показано, что в процессе гетероэпитаксии остаточные радиационные дефекты в объеме Si подавляют зарождение наноостровков Ge в канавках, в результате наноостровки растут на холмах, выстраиваясь в линейные цепочки (рис.1а). На структурированных подложках с полностью удаленными дефектными областями наноостровки растут в канавках (рис.1б).



Рисунок 1. АСМ-изображения (2×2 мкм) поверхностей после осаждения 1 нм Ge на структурированную подложку Si. Глубина канавки ~ 20 нм (а) и ~ 50 нм (б).

Структуры с кольцевыми цепочками КТ были созданы при эпитаксии на поверхности гетероструктуры, представляющей собой подложку Si(100) с предварительно сформированными в ней встроенными нанодисками SiGe [2]. Идея подхода заключается в использовании деформации поверхностного слоя для управления местами зарождения и, как результат, пространственной организацией растущих наноостровков. Найдены оптимальные условия роста, при которых формируются кольцевые группы из четырёх близко расположенных наноостровков Ge в форме hut-кластеров, упорядоченных вдоль направлений [010] и [100] (рис. 2). Показано, что такая пространственная конфигурация обусловлена анизотропным характером распределения плотности упругой энергии на поверхности встроенных в Si нанодисков. Размер областей расположения квантовых точек можно регулировать, задавая размер SiGe нанодисков.



Рисунок 2. СТМ-изображения поверхности (1×1 мкм) с группами SiGe наноостровков на различных стадиях роста: (а, б) 4 монослоя Ge; (в, г) 5 монослоев; (д) ПЭМ поперечного сечения структуры со встроенными нанодисками.

#### Спиновые и транспортные свойства

Исследования методом ЭПР структур с линейными цепочками КТ показали, что такая пространственная организация ведет к подавлению спиновой релаксации по механизму Дьяконова–Переля. Экспериментальные результаты продемонстрировали отсутствие уширения ЭПР-линии, свойственного неупорядоченным структурам с плотными массивами КТ [3]. Теоретические исследования подтвердили, что при таком расположении квантовых точек происходит стабилизация S<sub>z</sub> и S<sub>xy</sub> компонент спина. Исследования спиновой динамики в структурах с кольцами из квантовых точек показывают, что механизм Дьяконова–Переля в этих структурах более эффективен, чем в линейных цепочках КТ. Стабилизации  $S_{xy}$  компоненты спина не происходит из-за некоммутативности поворотов спина вокруг разных осей при движении по кольцу. В эксперименте это проявляется в уширении ЭПР-линии при отклонении внешнего магнитного поля от оси роста структуры. Измерения методом спинового эха показали, что кольцевое движение электронов приводит к стабилизации продольной компоненты спина, время релаксации  $T_1$  возрастает практически в четыре раза по сравнению с неупорядоченными массивами КТ [4].

При исследовании проводимости структур с линейными цепочками КТ обнаружено, что проводимость вдоль цепочек КТ на 2 порядка больше, чем поперек цепочек. Анализ температурной зависимости проводимости свидетельствует о прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (закон Мотта) для одномерного случая.

Работа выполнена при поддержке программы РНФ, грант №14-12-00931.

- Zh. V. Smagina, N. P. Stepina, V. A. Zinovyev, P. L. Novikov, P. A. Kuchinskaya, and A. V. Dvurechenskii // Appl. Phys. Lett. 105, 153106 (2014).
- V. A. Zinovyev, A. V. Dvurechenskii, P. A. Kuchinskaya, V. A. Armbrister // Phys. Rev. Lett. 111, 265501 (2013).
- A. F. Zinovieva, A. I. Nikiforov, V. A. Timofeev, A. V. Nenashev, A. V. Dvurechenskii, L.V. Kulik // Phys. Rev. B. 88, 235308 (2013).
- A. F. Zinovieva, N. P. Stepina, A. I. Nikiforov, A. V. Nenashev, A. V. Dvurechenskii, L. V. Kulik, N. A. Sobolev, M. C. Carmo // Phys. Rev. B 89, 045305 (2014).

# Многочастичные эффекты в циклотронном резонансе электронов в узкозонных квантовых ямах

# С. С. Криштопенко<sup>1</sup>, А. В. Иконников<sup>1, \*</sup>, М. Orlita<sup>2</sup>, Ю. Г. Садофьев<sup>3</sup>, F. Teppe<sup>4</sup>, W. Knap<sup>4</sup>, В. И. Гавриленко<sup>1</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses (LNCMI-G), CNRS, 25 rue des Martyrs, B.P. 166, Grenoble, 38042, France.

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

4 Laboratoire Charles Coulomb (L2C), UMR CNRS 5221, GIS-TERALAB, Universite Montpellier II, Montpellier, 34095, France. \*antikon@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследования циклотронного резонанса (ЦР) в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами (КЯ). Энергии циклотронных переходов при высоких факторах заполнения уровней Ландау v > 4 находятся в согласии с результатами «одноэлектронных» расчетов на основе 8-зонного к p-гамильтониана. В диапазоне 3 < v < 4 нами наблюдалось выраженное расщепление линии ЦР, значительно превосходящее «одноэлектронные» значения. Величина расщепления увеличивается, когда заполнение уровня Ландау стремится к половине, что находится в качественном согласии с предсказаниями работы Phys. Rev. В **40**, 5795 (1989) и связывается с *e-e*-взаимодействием.

### Введение

Согласно теореме Кона [1], электрон-электронное (ее) взаимодействие не оказывает влияния на частоту ЦР в двумерной (2D) системе с параболическим законом дисперсии. В узкозонных полупроводниках (InAs, InSb) закон дисперсии имеет сильную непараболичность, поэтому в 2D-системах на их основе в ЦР могут проявляться многочастичные эффекты, особенно при дробных факторах заполнения уровней Ландау при v >1 [2-5]. Помимо вклада от обменного взаимодействия в энергию ЦР при дробных v может возникать корреляционный вклад, связанный с возникновением специфических электронных фаз в 2D-системе. Для произвольных v величина этого вклада неизвестна и может быть вычислена лишь для конкретных v (например, для v = 1/3, 1/5, 1/7 [6]). В настоящее время существуют две противоположные точки зрения о влиянии корреляционного взаимодействия на энергию ЦР при 2 < v < 4. В работе МакДоналда и Каллин [2] корреляционное взаимодействие достигает максимума, когда верхний уровень Ландау в системе заполнен наполовину и может компенсировать обменный вклад. В других работах [3, 4] влияние корреляционного взаимодействия полагается более слабым по сравнению с обменным.

Целью данной работы было исследование ЦР в КЯ InAs/AlSb и выявление эффектов обменного и корреляционного взаимодействий.

### Эксперимент

Структуры были выращены методом молекулярнопучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(100) на буфере GaSb. Активная часть структур состояла из нижнего барьера AlSb, КЯ InAs (15 или 18 нм), верхнего барьерного слоя AlSb и покрывающего слоя GaSb. Подвижность при T = 4,2 К составляла около  $4 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с. Исследования ЦР проводились с помощью фурье-спектрометра BRUKER 113V при температуре T = 2 К в геометрии Фарадея. Спектры пропускания, измеренные в магнитном поле, нормировались на спектр в нулевом магнитном поле.

### Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены некоторые спектры ЦР в образце с КЯ 18 нм при концентрации электронов  $6,6\cdot10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Хорошо видно, что линия ЦР расщепляется на 2-3 пика. Положения пиков представлены на рис. 2 вместе с рассчитанными энергиями циклотронных переходов. Наблюдается хорошее согласие результатов расчета и эксперимента, что позволяет однозначно идентифицировать циклотронные переходы. Важной особенностью является поведение линии 2: энергия этого перехода меньше рассчитанной, причем расхождение увеличивается с уменьшением v. Такое поведение также наблюдалось как при других значениях концентраций, так и в образце с 15 нм квантовой ямой.



**Рисунок 1.** Типичные спектры ЦР в образце с 18 нм квантовой ямой ( $n_{\rm s}$  = 6,6·10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>). Под линиями указаны значения магнитных полей в тесла.



Рисунок 2. Положения пиков (точки) и рассчитанные энергии циклотронных переходов (линии) в диапазоне магнитных полей 6–8 Тл для образца с 18 нм КЯ.



**Рисунок 3.** Зависимость параметра  $\Delta_{\epsilon}$ , описывающего корреляционное взаимодействие, от фактора заполнения уровней Ландау v. Цветные символы соответствуют экспериментальным значениям, определённым из положений линий ЦР, сплошная кривая – теоретический расчёт Мак-Доналда и Каллин [2] для строго 2D-системы. Результаты работ [3] и [4] соответствуют  $\Delta_{\epsilon}\approx 0$ .

В работах [2-4] непараболичность подзон учитывалась путем введения феноменологической константы, описывающей разницу циклотронных энергий. Для более аккуратного анализа положений линий в спектрах ЦР замешивание состояний зоны проводимости и валентных зон нами учитывалось не только при расчёте энергий уровней Ландау, но и при вычислении матричных элементов е-е-взаимодействия. Учёт корреляционного взаимодействия проводился в рамках GSMA (general single-mode approximation) [6], причем для описания корреляционного взаимодействия при произвольных факторах заполнения нами был предложен феноменологический параметр  $\Delta_{\varepsilon}$  [7]. Зависимость  $\Delta_{\varepsilon}$  от фактора заполнения, предсказанная в работе [2], представлена сплошной кривой. Символы соответствуют экспериментальным значениям, полученным из анализа положения линий в спектрах ЦР. Видно, что полученные экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказании МакДоналда и Каллин [2], что свидетельствует о принципиальной роли корреляционного взаимодействия в ЦР при дробных факторах заполнения уровней Ландау.

Работа выполнена при поддержке фонда «Династия», РФФИ (проекты 13-02-00894), Минобрнауки (МК-4758.2014.2, HIII-1214.2014.2) и РАН.

- 1. W. Kohn // Phys. Rev. 123, 1242 (1961).
- A.H. MacDonald and C. Kallin // Phys. Rev. B. 40, 5795 (1989).
- K. Asano and T. Ando // Phys. Rev. B. 58, 1485 (1998).
- Yu.A. Bychkov and G. Martinez // Phys. Rev. B. 66, 193312 (2002).
- S.S. Krishtopenko // J. Phys.: Condens. Matter. 25, 105601 (2013); Ibid. 25, 365602 (2013).
- S.M. Girvin et al. // Phys. Rev. Lett. 54, 581 (1985); Phys. Rev. B. 33, 2481 (1986).
- 7. www.researchgate.net/publication/264286807

# Спиновый фильтр на основе системы с квантовой точкой в присутствии спин-орбитального взаимодействия Рашбы и магнитного поля

### Г. Г. Исупова<sup>\*</sup>, А. И. Малышев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. \* isupova@phys.unn.ru

Рассматриваются проводящие свойства двумерной системы — открытой квантовой точки круглой формы с учетом спинорбитального взаимодействия Рашбы. Показано, что включение даже очень слабого магнитного поля в плоскости структуры приводит к тому, что проводимость становится зависящей от спинового состояния носителей заряда. Это свойство позволяет подбором параметров системы реализовать на ее основе спиновый фильтр.

### Введение

В последнее время большой интерес проявляется к исследованиям полупроводниковых наноструктур с точки зрения их применения в качестве основы для устройств спинтроники, работа которых базируется на использовании спиновой степени свободы электрона [1, 2]. Интерес обусловлен, в частности, тем, что форма потенциала конфайнмента без особых сложностей модулируется внешним полем, которое в свою очередь позволяет также контролировать и интенсивность спин-орбитального взаимодействия. Одним из важных устройств спинтроники является спиновый фильтр, используемый для отбора носителей с заданной спиновой поляризацией. Значительное количество работ на сегодняшний день посвящены различным вариантам конструкций подобного устройства. Перспективной представляется возможность построения спинового фильтра на основе резонансов Фано — асимметричных резонансов проводимости, возникающих в результате взаимодействия локализованных состояний и континуума (см., например, [3]).

Модель спинового фильтра, обсуждаемая далее, также базируется на использовании резонансов Фано. При этом, однако, речь идет о резонансах, обнаруженных ранее [4] и вызванных включением в системе спин-орбитального взаимодействия (далее СОВ). Структура, на примере которой производится моделирование, — открытая квантовая точка с подведенными к ней квазиодномерными каналами (рис. 1). Настоящая работа в широком смысле посвящена изучению транспорта сквозь такую открытую систему в присутствии СОВ и обсуждению его особенностей.



**Рисунок 1.** Квантовая точка с подведенными к ней входным (1) и выходным (2) каналами.

### Спиновый фильтр

Расчёт транспортных характеристик открытой системы производится по той же методике, что и в предыдущих работах [4, 5], с применением метода, изложенного в работе [6]. Зависимость проводимости системы от энергии носителей носит резонансный характер. Ранее было показано, что при выключении СОВ резонансы коллапсируют к значениям энергии, отвечающим уровням дискретного спектра в соответствующей закрытой квантовой точке, т.е. в данном случае — к уровням в бесконечно глубокой потенциальной яме круглой формы радиуса R.

Включение магнитного поля, ориентированного вдоль оси *Оу* (см. рис. 1), приводит к тому, что исходные уровни в закрытой квантовой точке расщепляются вследствие зеемановского взаимодействия. При этом резонансы проводимости в открытой системе претерпевают сдвиг по энергии в зависимости от ориентации спина носителей заряда на входе в систему. И если во входном канале распространяется суперпозиция из двух волн с противоположными векторами среднего спина, то можно подобрать амплитуду магнитного поля так, что «ноль» резонанса для одной волны совпадет по энергии с максимумом резонанса, отвечающего другой волне (см. рис. 2). Как результат, из поданной на вход системы суперпозиции двух волн одна — полностью пройдет, а другая — полностью отразится. Таким образом, исследуемая структура будет играть роль спинового фильтра, способного из суперпозиции двух спиновых состояний выделить одно.



**Рисунок 2.** Взаимное расположение графиков спинзависимых кондактансов *G*<sub>1</sub> и *G*<sub>2</sub> для системы в режиме «идеального» спинового фильтра.

В качестве характеристики проводящих свойств различных систем часто используется параметр  $P = (G_1 - G_2)/(G_1 + G_2)$ , называемый поляризацией. В силу определения он указывает на различия проводимости для носителей с разной ориентацией спина. На рис. 3 представлены графики зависимостей  $G_1$  и  $G_2$  от энергии носителей для трех различных значений амплитуды магнитного поля. Легко видеть, что поляризация во всех трех случаях ведет себя практически одинаково, принимая значения  $\pm 1$ , когда один из графиков —  $G_1$  или  $G_2$  — прохо-

дит через ноль. В этом смысле параметр *P* оказывается недостаточно информативен. Для иллюстрации фильтрующих свойств исследуемой системы оказывается удобнее использование разности  $\Delta G = G_1 - G_2$ : только на рис. Зе эта величина достигает амплитудного значения  $-e^2/h$ , что и отвечает ситуации «идеального фильтра», когда одна волна полностью проходит, а другая — полностью отражается.



**Рисунок 3.** Спин-зависимые кондактансы *G*<sub>1,2</sub>, их разность Δ*G* и спиновая поляризация *P* при трех различных значениях индукции магнитного поля.

- 1. А. Ферт // УФН, Т. 178, №12, 1336 (2008).
- J. Sinova, I. Žutić // Nature Materials, V. 11, 368 (2012).
- E. Faizabadi, A. Najafi // Solid State Communications, V. 150, 1404 (2010).
- Г. Г. Исупова, А. И. Малышев // Письма в ЖЭТФ, Т. 94, вып. 7, 597 (2011).
- А. И. Малышев, Г. Г. Исупова // ЖЭТФ, Т. 144, вып. 6(12), 1260 (2013).
- Г. Г. Исупова, А. И. Малышев // ЖВМиМФ, Т. 52, №2, 342 (2012).

# Температурное переключение резонаторных мод в микрокристаллах InN

### Д. Р. Казанов<sup>\*</sup>, В. Х. Кайбышев, В. Ю. Давыдов, А. Н. Смирнов, В. Н. Жмерик, Н. В. Кузнецова, П. С. Копьев, С. В. Иванов, Т. В. Шубина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия \*kazanovdr@gmail.com

Оптические резонаторы на основе микрокристаллов InN, поддерживающие моды шепчущих галерей вплоть до комнатной температуры, были сформированы молекулярно-пучковой эпитаксией на профилированных подложках. Обнаруженное явление переключения типа мод при подъеме температуры объяснено изменением показателя преломления n вследствие сдвига края поглощения и изменения его формы. Результаты моделирования, проведенного с учетом варьирования n, воспроизводят характерные распределения интенсивности электромагнитного поля в резонаторе.

В последнее время нарастает интерес к оптическим резонаторам с модами шепчущих галерей (whispering gallery mode - WGM) — микродискам, колоннам и другим подобным объектам [1]. Во многом это обусловлено сложностью производства планарных микрорезонаторов — брэгговских структур с диэлектрическими или полупроводниковыми зеркалами. Недавно нами была продемонстрирована возможность создания оптических резонаторов в виде микрокристаллов, формируемых в процессе роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на профилированных подложках и допускающих внедрение активной области в резонаторы в том же ростовом цикле [2]. Такой подход может оказаться полезным для создания микролазеров и источников одиночных фотонов, где требуется усиление слабой интенсивности излучения двухуровневой системы за счет эффекта Парселла.

В данной работе анализируется обнаруженное явление температурного переключения доминирующего типа оптических мод в микрокристаллах InN. Соотношение размеров (~2 микрон) и длин волн излучения (ближний ИК-диапазон) в таких резонаторах позволяет изучать влияние температуры на состав мод, начиная с нижних порядков.

### Эксперимент и моделирование

Структуры изготавливались МПЭ с плазменной активацией на профилированных с-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-подложках с полусферическими микровыступами, имевшими диаметр и высоту 3 и 1.5 мкм, соответственно. За счет разницы латеральной и вертикальных компонент скорости роста на части выступов образуются микрокристаллы, имеющие специфическую форму перевернутой гексагональной пирамиды (Рис.1). Согласно микрорамановским исследованиям, структурное качество микрокристаллов выше, чем у окружающей области. Плоская вершина микрокристаллов имеет гладкую поверхность с составом, близким к стехиометрии.



**Рисунок 1.** Изображение микрокристаллов InN, полученное методом сканирующей электронной микроскопии.

Микрокристаллы имели размеры в диапазоне от 0.4 до 2.2 микрон. Исследования методами спектроскопии с пространственным разрешением проводились на крупных кристаллах. В излучении из таких кристаллов были зарегистрированы узкие линии, соответствующие усилению на частотах мод шепчущих галерей. При низких температурах в них наблюдался азимутальный тип оптических мод, обеспечивающий усиление сигнала микрокатодолюминесценции на периферии. При повышении температуры до 150 К он сменялся радиальным типом; при этом наиболее яркое пятно излучения появлялось в центре (Рис. 2, верхняя часть). В простейшем цилиндрическом приближении собственные частоты резонаторных мод *т*-го порядка определяются как  $\omega \propto mc/Dn$ , где c – скорость

света в вакууме, а n – показатель преломления. При постоянном диаметре D изменения частот и типа мод могут быть приписаны только изменению n.



Рисунок 2. (верх) Изменение доминирующего типа мод с азимутального (а) на радиальный (b), наблюдаемое в изображениях микрокатодолюминесценции, зарегистрированных при различных температурах. (низ) Моделирование характерного распределения электромагнитной энергии с учетом изменения показателя преломления, показанное для вида сверху и с торца.

Для определения температурной зависимости показателя преломления, необходимой для моделирования, были проведены измерения интегральных спектров пропускания и отражения. Комплексную диэлектрическую функцию в прикраевой спектральной области находили из совместного анализа этих спектров, используя соотношения Крамерса-Кронига. Результат определения температурных зависимостей показателя преломления для ряда частот, соответствующих полосе излучения, приведен на рис. 3.



**Рисунок 3.** Зависимости показателя преломления от температуры, найденные для трех различных энергий в пределах полосы излучения.

Используя полученные температурные зависимости n, было произведено моделирование оптических мод в микрокристаллах InN. Моделирование проводилось численным методом с использованием программы Comsol Multiphysics, позволяющей рассчитать возможные частоты и пространственное распределение интенсивности электромагнитного поля внутри резонатора путем решения уравнений Максвелла. В первом приближении перевернутые гексагональные пирамиды заменялись усеченными конусами, размеры которых (высота, верхний и нижний радиусы) определялись из данных сканирующей электронной микроскопии. Характерные примеры распределения оптических мод приведены на рис. 2 (нижняя часть). Найденные собственные частоты попадают в диапазон 0.65-0.8 эВ, в котором находится полоса излучения InN.

### Обсуждение результатов

Сопоставление характера распределения оптических мод (Рис. 2) и их частот со спектрами микрофотолюминесценции [2] и спектрами поглощения, измеренными при различных температурах, выявило ряд особенностей: 1) моды на коротковолновом краю спектров излучения гасятся поглощением в кристалле; 2) при температурном сдвиге края поглощения моды усиливаются, если они достаточно далеко отстоят от края поглощения, причем новые моды могут возгореться на длинноволновом краю полосы излучения; 3) в промежуточной спектральной области наблюдается небольшое изменение резонансных частот. В совокупности это свидетельствует о влиянии изменения комплексной диэлектрической функции материала резонатора с температурой на характер распределения электромагнитной энергии и частоту оптических мод. Это явление необходимо учитывать при проектировании приборов, в основе которых лежит селективное усиление определенных частот излучения с помощью мод шепчущих галерей.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 14-22-00107.

- 1. K. J. Vahala // Nature, V. 424, 839 (2003).
- Т.В. Шубина, В.Н. Жмерик, В.Ю. Давыдов и др. // Труды XVIII Межд. симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 686 (2014).

## Оптические и магнитотранспортные свойства структур InGaAs/GaAsSb/GaAs, легированных магнитной примесью

# И. Л. Калентьева<sup>\*</sup>, Б. Н. Звонков, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, П. Б. Демина, М. В. Дорохин, А. В. Здоровейщев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород. \*istery@rambler.ru

Исследованы оптические и магнитотранспортные свойства структур нового типа с двухслойной квантовой ямой InGaAs/GaAsSb, содержащих дельта-слой Mn на границе раздела GaAs/InGaAs. Обнаружены эффекты, обусловленные влиянием толщины слоя InGaAs.

### Введение

Интерес к структурам, содержащим двухслойные квантовые ямы (КЯ) InGaAs/GaAsSb/GaAs, обусловлен возможностью получения диодов, излучающих на длине волны ~ 1.3 мкм. Предполагается, что введение ферромагнитных слоев в подобные структуры позволит расширить область применения таких светоизлучающих диодов благодаря появлению циркулярной поляризации излучения. Данная работа посвящена исследованию возможности использования в качестве магнитного материала дельта-легированного марганцем слоя GaAs [1].

#### Методика эксперимента

Структуры для исследований были изготовлены на подложках *n*+-GaAs (001) и *i*-GaAs (001). Вначале методом МОС-гидридной эпитаксии при температуре (T<sub>o</sub>) 650°C был выращен буферный слой GaAs толщиной ~ 0.18 мкм, затем при  $T_g = 560^{\circ}$ С формировались слои КЯ GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> (шириной 7 нм, x~0.15-0.17) и In<sub>v</sub>Ga<sub>1-v</sub>As (у~0.1-0.12, ширина d<sub>In</sub> =1-5 нм). Далее T<sub>g</sub> понижалась до 400°С, и посредством лазерного распыления мишеней Mn и GaAs [2] формировались дельта-слой Mn с содержанием 0.3 монослоя и покровный слой GaAs толщиной 14-20 нм. Исследовались излучательные свойства структур при 77 К. Для возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) использовался Не-Ne-лазер ( $\lambda$ = 632.5 нм) мощностью 30 мВт. Изучение электролюминесценции (ЭЛ) было реализовано с использованием меза-структур диаметром 500 мкм, сформированных после напыления металла (Au) на поверхность структуры с применением фотолитографии и химического травления. Омический контакт к подложке n+-GaAs формировался искровым вжиганием Sn-фольги. Исследования магнитотранспортных свойств были проведены с использованием криостата замкнутого цикла в температурном диапазоне 10-300 К. Величина магнитного поля варьировалась от 0 до ±3500 Ое. Измерения циркулярной поляризации ЭЛ выполнены по обычной схеме с использованием четвертьволновой пластины.

### Результаты и обсуждение

Для всех структур, изготовленных на *i*-GaAs, наблюдаются нелинейные зависимости сопротивления Холла ( $R_H$ ) от магнитного поля и отрицательное магнетосопротивление при температурах  $\leq$ 30 K, что может указывать на наличие у них ферромагнитных свойств. Подтверждением этого факта служит наблюдение циркулярной поляризации ЭЛ ( $P_{EL}$ ) для исследуемых структур на *n*+-GaAs.



**Рисунок 1.** Магнитополевые зависимости при 10 К: 1) *P<sub>EL</sub>* и 2) *R<sub>H</sub>* для структуры с *d*<sub>In</sub> =3 нм.

Вид зависимости степени циркулярной поляризации от H (рис.1) в целом подобен виду магнитополевой зависимости  $R_H$  (H) соответствующего образца на *i*-GaAs подложке и обусловлен определяющей ролью намагниченности дельта-слоя марганца в области слабых полей [3].

Обнаружен противоположный характер поведения интенсивности ФЛ и ЭЛ излучения двухслойной квантовой ямы при уменьшении толщины слоя InGaAs и приближении дельта-слоя Mn к металлургической границе раздела слоев InGaAs и GaAsSb. Наблюдается значительный спад ФЛ-сигнала (в 10 раз при уменьшении толщины КЯ InGaAs с 5 до 1 нм) и возрастание ЭЛ-сигнала от активной области структур (рис.2). Уменьшение интенсивности ФЛ может быть обусловлено образованием центров безызлучательной рекомбинации в напряженном слое InGaAs, задерживающим проникновение дефектов, присутствующих в структурах вследствие пониженной температуры формирования дельтаслоя Mn и покровного слоя GaAs [4].



Рисунок 2. Спектры электролюминесценции (*I*=20 mA) при 77 К для структур с различной шириной КЯ InGaAs: 1) 1.2-1.5 нм; 2) 2-3 нм; 3) 3-4 нм; 4) 4-5 нм.

Наблюдаемое излучение структур может формироваться за счет вклада трех переходов: прямые переходы в слоях InGaAs и GaAsSb и непрямой в координатном пространстве переход между зоной проводимости КЯ InGaAs и валентной зоной КЯ GaAsSb. Моделирование зонных диаграмм с использованием программы 1D Poisson (рис.3) выявило значительное влияние дельта-слоя акцепторной примеси (Mn), расположенного на внешней границе слоя InGaAs, на изгиб зон, распределение концентрации дырок в двухслойной квантовой яме и, как следствие, на вклад в излучение каждого из указанных оптических переходов. В частности, сделанные расчеты показали возможность возрастания вклада непрямых переходов с уменьшением толщины слоя InGaAs (рис.3) вследствие перераспределения дырок из дельта-легированного марганцем слоя GaAs в валентную зону слоя GaAsSb.



Рисунок 3. Рассчитанные в одномерном приближении для температуры 77 К зонная диаграмма и распределение концентрации дырок в структурах с двухслойными квантовыми ямами: а) соответствует ширине КЯ InGaAs 1.3 нм; б) соответствует ширине КЯ InGaAs 3 нм.

Таким образом, введение дельта-слоя марганца в активную область (на границу раздела GaAs/InGaAs) структур с двухслойными квантовыми ямами InGaAs/GaAsSb/GaAs позволяет управлять их зонной структурой, оптическими и магнитными свойствами. Наилучшая корреляция магнитных и оптических свойств наблюдается при ширине квантовой ямы InGaAs/GaAs 2-3 нм.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты № 8.1054.2014/К и № 3.285.2014/К) Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (грант №15-02-07824\_а).

- О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин // Письма в ЖТФ, Т. 35. В.14, С.8-17 (2009).
- B.N. Zvonkov, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov et al. // Journal of Optical Technology, V. 75, P. 389-393 (2008).
- И.Л. Калентьева, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // Известия РАН. Серия Физическая, Т.78, В.1, С. 26-31 (2014).
- А.П. Горшков, И.А. Карпович, Е.Д. Павлова, И.Л. Калентьева// ФТП, 46, 194 (2011).

# Эффекты узкополосного перестраиваемого по частоте усиления и детектирования терагерцевого излучения в двухъямных резонансно-туннельных наноструктурах

### В. В. Капаев<sup>1, 2, \*</sup>, В. Н. Мурзин<sup>1, §</sup>, С. А. Савинов<sup>1</sup>, В. И. Егоркин<sup>2</sup>

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991.

2 Национальный исследовательский университет «МИЭТ», проезд 4806, д. 5, Москва, Зеленоград, 124498.

\*kapaev@sci.lebedev.ru, § murzin@sci.lebedev.ru,

На основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера для резонансно-туннельных наноструктур (РТНС) с использованием разложения волновых функций по модам Флоке исследованы высокочастотные свойства РТНС и показана возможность узкополосного усиления и детектирования терагерцевого излучения с перестройкой частоты посредством варьирования прикладываемого к структуре постоянного напряжения в двухъямных РТНС.

В настоящей работе на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера для РТНС с несколькими квантовыми ямами и барьерами конечной ширины и высоты, помещенных в периодически меняющиеся во времени электрические поля, с использованием методики, основанной на разложении волновых функций установившегося состояния по модам Флоке [1], исследованы закономерности высокочастотного токового отклика в диапазоне ГГц, суб-ТГц и ТГц частот. Этот метод базируется на теореме Флоке и, в отличие от часто используемых приближенных методов, обеспечивает точное решение, т.е. фактически свободен в рамках рассматриваемой задачи от ограничений по частоте и амплитуде переменного поля. Основанная на теореме Флоке теория допускает изучение не только нелинейного высокочастотного отклика, но и, что важно, нелинейных по природе явлений детектирования высокочастотного излучения в РТНС. В результате выполненных исследований показана возможность реализации в двухъямных РТНС перестраиваемого по частоте узкополосного усиления и узкополосного детектирования высокочастотного сигнала, обусловленных взаимодействием электронных состояний и преобладающим вкладом электронных переходов между резонансными уровнями Е2 и Е1 в соседних ячейках наноструктуры [2, 3].

На рис.1 представлены результаты расчетов, иллюстрирующие возникновение в двухъямных РТНС узкополосного перестраиваемого по частоте усиления терагерцевого излучения посредством изменения прикладываемого к структуре постоянного электрического напряжения  $V_{dc}$ .



Рисунок 1. а) Зависимости реальной части высокочастотной проводимости σ' от частоты ν при разных значениях постоянного напряжениях V<sub>dc</sub>: 1 – 0,068 B; 2 – 8 от 0,070 до 0,100 с шагом 0,005 B ; б) стационарная BAX; в) энергия резонансных уровней.

Данные приведены для  $In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs$  PTHC 20/**120**/20/**90**/20 Å (ширина квантовых ям - полужирный шрифт, ширина барьеров - обычный шрифт) с оптимальными с точки зрения достижения максимальных значений коэффициента усиления параметрами для энергии Ферми  $E_F = 90$  мэВ, (n ~  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Отрицательный высокочастотный отклик (усиление) наблюдается в области ОДП ВАХ, как и в случае одноямных РТНС, но представлен не широкой, а достаточно узкой  $(\Delta v \approx 0.25 \text{ T}\Gamma \mu)$  полосой усиления, которая может перестраиваться по частоте в широких пределах в диапазоне 1 – 5 ТГ при варьировании стационарного напряжения в интервале  $V_{dc} = 0.068 - 0.100 \text{ B}$ . На том же рисунке для наглядности показаны ВАХ и изменение энергии резонансных уровней с  $V_{dc}$ .



**Рисунок 2.** Зависимость тока от частоты переменного сигнала *v* на основной частоте при постоянном напряжении 0,075 В. Амплитуды переменного поля: 1 – 0,0005; 2 – 0,001; 3 – 0,002; 4 – 0,005; 5 – 0,010 В.

На рис. 2 показаны изменения тока  $I_1 = \sigma' V_{ac}$  в той же двухъямной РТНС с ростом интенсивности высокочастотного поля. При больших интенсивностях проявляются нового типа особенности при кратных резонансной частоте частотах ( $E_2$ - $E_1$ )/n, n=1, 2, 3 (hv = 2.9 мэВ, 1.93 мэВ, 1.45 мэВ), обусловленные многофотонными переходами между резонансными уровнями.

На рис. 3 показаны результаты расчетов, иллюстрирующие возможность селективного перестраиваемого по частоте детектирования терагерцевого излучения посредством варьирования постоянного напряжения. Наиболее интересной представляется возможность детектирования в отсутствие постоянного напряжения  $V_{dc} = 0$  (zero bias detection), что позволяет упростить конструкцию за счет отсутствия питания и значительно улучшить шумовые характеристики детектора. Возрастание интенсивности ТГц-излучения приводит помимо увеличения сигнала также к деформации спектральных характеристик детектирования и возникновению дополнительной структуры, обусловленной проявлением многофотонных переходов.

Выполнены экспериментальные исследования процессов детектирования субтерагерцевого ( $f_{CB4} = 0.111 \text{ и } 0.222 \text{ TГц}$ ) излучения в двухъямных In-GaAs/AlAs/InP PTHC. Получено качественное соответствие с результатами теоретических расчетов.

526



Рисунок 3. (а) Рассчитанные ВАХ для 15/100/20/90/15 РТНС для различных амплитуд  $V_{ac}$  при частотах: hv = 0.01 мэВ (1 – 0 В, 2 – 0.005 В, 3 – 0.01 В), hv = 13 мэВ (4 – 0.005 В), hv = 10 мэВ (5 – 0.005 В, 7 – 0.01 В, 8 – 0.015 В) и hv = 7 мэВ (6 – 0.005 В); (б) Изменения индуцированного стационарного тока для 15/100/15/90/15 РТНС при нулевом смещении  $V_{dc} = 0$  для различных амплитуд  $V_{ac}$ : 1 – 0.002 В; 2 – 0.005 В; 3 – 0.01 В; 4 – 0.02 В.

Приведенные результаты выделяют структуры с несколькими квантовыми ямами из всего набора наноструктур и открывают переспективы создания нового класса эффективных усилителей, генераторов и преобразователей излучения в суб-ТГц- и ТГц-диапазоне частот.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№14-02-00658), Программ Президиума РАН №24 и ОФН РАН IV.12 и III.7, Министерства образования и науки (задание № 2014/101).

- G. Platero, R. Aguado // Physics Report V.395, 1 (2004).
- С.А. Савинов, В.Н. Мурзин // Письма в ЖЭТФ, т. 93, 171 (2011).
- В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, С.А. Савинов и др. // ЖЭТФ, т. 143, 569 (2013).

## Исследование упругих свойств нанокристаллического CVD-алмаза методом пикосекундной акустики

# А. Ю. Клоков<sup>1,\*</sup>, А. И. Шарков<sup>1</sup>, Д. Ф. Аминев<sup>1</sup>, В. А. Цветков<sup>1</sup>, Д. Н. Совык<sup>2</sup>, В. С. Седов<sup>2</sup>, В.Г. Ральченко<sup>2</sup>

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Ленинский проспект, 53, 119991, ГСП-1. 2 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, ул. Вавилова, 38, 119991. \*klokov@sci.lebedev.ru

Зарегистрировано возбуждение объемных (ОАВ) и поверхностных (ПАВ) акустических волн при облучении субпикосекундными лазерными импульсами структуры металлическая пленка/CVD-наноалмаз/Si. Измерена скорость продольного звука в нанокристаллическом алмазе. Получены данные об анизотропии распространения и дисперсии ПАВ.

В последнее время достигнут существенный прогресс в области синтеза алмаза методом химического осаждения из СВЧ-плазмы - так называемого CVDалмаза. Полученные данным методом поликристаллические пленки имеют тепловые и упругие параметры, как у природного алмаза типа II-А, однако шероховатость поверхности достигает десятков микрон. Уменьшить шероховатость до единиц нанометров, что важно для акустоэлектронных и МЭМС применений, позволяет использование нанокристаллических алмазных пленок с размером кристаллитов <100 нм [1]. Однако у нанокристаллических пленок упругие свойства зависят от размера кристаллитов и могут существенно отличаться от таковых для крупнокристаллического алмаза. Целью данной работы было определение скоростей звука в CVD-наноалмазе, что позволяет вычислить его упругие константы.

#### Методика эксперимента

Алмазные пленки были выращены на поверхности Si (001) из CBЧ-плазмы. Толщина пленок (0.2 – 2.6 мкм) определялась с помощью сканирующей электронной микроскопии скола образца. Типичный размер кристаллита составлял менее 100 нм. Для оптического возбуждения ПАВ и ОАВ на поверхность образцов термически напылялась пленка металла (Al, Au/Ti). При поглощении возбуждающего лазерного импульса (длительность 160 фс,  $\lambda$ = 400 нм, E=0.4 nJ, диаметр пятна ~3 мкм) в результате быстрого нагрева и последующего термического расширения металлической пленки на поверхности образца формируется упругий импульс с давлением до 0,3 ГПа и длительностью 10 –

30 пс, возбуждающий ОАВ и ПАВ. Распространяющиеся упругие волны вызывают колебания поверхности образца, что приводит к изменению фазы коэффициента отражения зондирующего луча (длительность 160 фс,  $\lambda$ = 800 нм, диаметр пятна ~2 мкм), которое регистрируется с помощью интерферометра Саньяка [2]. При исследовании распространения ПАВ зондирующий луч был неподвижен, а сканирование поверхности образцов осуществлялось возбуждающим лучом.

### Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведен отклик (синяя кривая), полученный на алмазной пленке толщиной 1.7 мкм, на поверхность которой напылен Al толщиной 30 нм.



**Рисунок 1.** Отклик структуры Al/наноалмаз/Si на пикосекундное оптическое возбуждение.

В момент времени ~230 пс после импульса возбуждения виден отраженный от границы алмаз/Si эхоимпульс. Сравнение амплитуды отраженного импульса с результатами расчетов (Рис. 1, красная кривая) позволило оценить акустическое рассогласование на границе, величина которого оказалась близкой к значению для плоской границы монокристаллический алмаз/кремний. По измеренной задержке определялась скорость продольных волн в исследованных пленках. Были получены следующие значения: 14300 м/с, 14800 м/с и 17200 м/с для пленок с толщинами соответственно 0,23 мкм, 1,7 мкм и 2,6 мкм. Эти значения находятся в согласии с данными работы [3].



Рисунок 2. Пространственное распределение поля ПАВ.

Для исследования распространения ПАВ проводилось сканирование поверхности образцов возбуждающим лучом. На рис. 2 приведено распределение поля ПАВ, зарегистрированное на 1,7 мкм алмазной пленке со слоем Au/Ti, толщиной 50 нм/10 нм. Видны три системы концентрических колец, соответствующих следующим через 13,1 нс возбуждающим импульсам. Небольшая деформация колец вызвана симметрией 4-го порядка Si (001) подложки. То, что отклик на каждый возбуждающий импульс состоит из нескольких колец, причем их количество увеличивается по мере увеличения расстояния, говорит о «расплывании» импульса ПАВ из-за сильной частотной дисперсии.



Рисунок 3. Зависимость поля ПАВ от координаты Х.

Более подробно зависимость поля ПАВ от координаты X приведена на рис. 3. Можно заметить, что с увеличением частоты спектральной компоненты импульса ПАВ и, соответственно, уменьшением длины волны увеличивается скорость распространения («аномальная» дисперсия). Это связано с большей локализацией волны в слое алмаза, скорость звука в котором существенно больше, чем в Si.

Известно [4], что в структурах «слой на полупространстве» в случае, когда скорость поперечной волны в слое больше скорости поперечной волны в полупространстве, рэлеевские поверхностные волны существуют при условии, что толщина упругого слоя меньше некоторой критической величины, и имеют узкий диапазон допустимых значений фазовых скоростей. Поэтому при увеличении частоты ПАВ сверх критического значения рэлеевская волна трансформируется в затухающую псевдоповерхностную. Расчёты показывают, что критическая частота для слоя алмаза 1,7 мкм на поверхности кремния составляет ~400 МГц, а фазовая скорость ~5400 м/с. В то же время ширина спектра импульса ПАВ в условиях эксперимента ~1 ГГц. Оценки фазовой скорости высокочастотных (~1 ГГц) компонент экспериментально зарегистрированного импульса ПАВ дают величину ~6500 м/с, что существенно больше максимальной скорости рэлеевской волны. Поэтому в данном случае возбуждается псевдоповерхностная волна.

Для определения скорости сдвиговой (поперечной) волны в алмазной пленке необходимо проведение численного моделирования процесса возбуждения/распространения ПАВ в структуре металл/наноалмаз/кремний.

Работа поддерживалась ПФИ ПРАН №24.

- V. Ralchenko, S. Pimenov, V. Konov, et al. // Diamond and Related Materials, 16, 2067-2073 (2007).
- Takehiro Tachizaki, Toshihiro Muroya, Osamu Matsuda, Yoshihiro Sugawara, David H. Hurley et al. // Rev. Sci. Instrum. 77, 043713 (2006).
- J. Philip, P. Hess et al.// J. Appl. Phys., 93, 2164 (2003).
- G.W. Farnell and E.L. Adler // in Physical Acoustics, edited by W.P. Mason and R.N. Thurston (Academic Press, New York, 1972), Vol. 9, p. 35.

# Высокочастотный отклик нанометровых диодов, вызываемый динамикой образования кластеров радиационных дефектов

А.С. Пузанов<sup>1</sup>, С.В. Оболенский<sup>1\*</sup>, В.А. Козлов<sup>1,2\*\*</sup>, Е.В. Волкова<sup>1</sup>, А.А. Потехин<sup>1</sup>, И.Ю. Забавичев<sup>1</sup>

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603600.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*obolensk@rf.unn.ru \*\*kozlov@ipm.sci-nnov,ru

Предложено использовать высокочастотный отклик полупроводниковых нанометровых диодов, вызываемый электрическим током ионизованных электронов в момент формирования кластера радиационных дефектов (КРД), для экспериментального исследования фемто- и пикосекундных процессов образования КРД. Приводятся результаты теоретических расчетов и пробных экспериментов, подтверждающих реализуемость подобного эксперимента.

### Введение

Уменьшение геометрических размеров современных полупроводниковых приборов до величин, сравнимых с размерами КРД, которые составляют ~ 10...100 нм, требует разработки новых подходов к описанию радиационной стойкости приборов. Схематично процесс развития радиационных повреждений в приборах можно описать следующим образом. Пролет высокоэнергичных частиц через нанометровые слои гетероструктур вызывает появление в них каскадов точечных дефектов, состоящих из ионизованных атомов. В результате происходит образование стабильных КРД, необратимо изменяющих транспортные свойства гетероструктур [1]. Указанные процессы происходят за времена порядка долей и единиц пикосекунд, а также являются случайными и однократными, поэтому существует проблема получения хоть какой-нибудь экспериментальной информации о временной динамике этих процессов.

### Результаты исследований

Процесс формирования термодинамически устойчивого КРД, состоящего из нескольких субкластеров радиационных дефектов (СКРД), можно описать следующим образом. Образование каскада смещений, т.е. большого количества вакансий и междоузельных атомов - пар Френкеля, приводит к сильному локальному разогреву вещества внутри каскада [1]. Кроме того, происходит ионизация ве-

щества за счет разрыва валентных связей атомов рождение электронно-дырочных пар, включая экситоны Френкеля и Ванье-Штарка. При этом температура каскада достигает нескольких тысяч градусов, а давление ~ 10<sup>9</sup> Па [2, 3]. Через 10<sup>-12</sup>...10<sup>-10</sup> с после формирования каскада температура и давление внутри каскада падают почти до начальных значений [2]. Рассматриваемого времени вполне достаточно для некоторого увеличения объема каскада, поскольку время обмена энергией между атомами имеет величину ~10<sup>-13</sup> с (период колебаний кристаллической решетки), а распределение по энергиям становится при этом близким к распределению Максвелла-Больцмана, что позволяет использовать термин «температура» [2]. Чтобы охладить систему атомов, требуется от  $10^4$  до  $10^5$  столкновений «горячих» атомов с «холодными», на что затрачивается около 10<sup>-11</sup> с [2]. В таблицах 1 и 2 приведены характерные времена и масштабы процессов формирования и стабилизации СКРД.

В работе проведен анализ электронных процессов, происходящих в нанометровом полупроводниковом диоде, при возникновении и последующей стабилизации кластеров (КРД) и субкластеров (СКРД) радиационных дефектов, которые инициированы столкновением быстрого нейтрона с атомом решетки, находящимся в области пространственного заряда. Рассчитана форма импульса тока (рис.1), создаваемого вторичными электронами, и определен спектр сигнала, генерируемого диодом под действием нейтронов с энергиями 0.1 – 10 МэВ.

Таблица 1. Сопоставление характерных времен процессов формирования и стабилизации субкластеров радиационных дефектов (СКРД) в GaAs.

Nº	Наименование процесса	Дли- тель- ность про- цесса, с	Темпе- ратура КРД, К
1.	Начальный этап форми- рования КРД первичным атомом отдачи	~ 10 <sup>-13</sup>	10 <sup>4</sup>
2.	Охлаждение области СКРД за счет фононов	10 <sup>-10</sup>	7.10 <sup>2</sup>
3.	Диффузия выбитых меж- доузельных атомов на периферию СКРД и фор- мирование стабильных комплексов точечных де- фектов	10 <sup>-6</sup>	4.10 <sup>2</sup>
4.	Процесс заряда точечных дефектов	10 <sup>-5</sup>	3.10 <sup>2</sup>
5.	Диффузия вакансий и образование дивакансий в центре СКРД	10 <sup>-3</sup>	3.10 <sup>2</sup>

Таблица 2. Характерные параметры процессов образования кластеров и субкластеров радиационных дефектов (КРД и СКРД) в GaAs при его облучении нейтронами с энергией 1 МэВ

Nº	Наименование параметра	Значения параметра
1.	Размер ядра СКРД	5…17 нм
2.	Расстояние между СКРД	530 нм
3.	Размер КРД	2050 нм
4.	Количество СКРД в КРД	3…10 штук
5.	Соотношение концентраций точечных дефектов и КРД в полупроводниковом материа- ле	100 к 1
6.	Средняя энергия первичного атома отдачи	≈ 50 кэВ
7.	Пороговая энергия первично- го атома, приводящая к обра- зованию КРД	45 кэВ

Обсуждается возможность обнаружения радиационно-индуцированных переходных процессов пикосекундной длительности в нанометровых полупроводниковых диодах, что позволит получить экспериментальную информацию об особенностях динамики и длительности процессов зарождения отдельных кластеров радиационных дефектов.



**Рисунок 1.** Зависимость спектральной мощности сигнала от частоты. На врезке: зависимость тока диода от времени

### Обсуждение

В работе предлагается подход, позволяющий анализировать временную динамику формирования кластера радиационных дефектов с помощью изготовления набора диодов с фиксированным шагом изменения толщины пролетной области. При этом из-за пролетных эффектов каждый диод из набора будет иметь свою форму отклика на радиационное воздействие. Анализ откликов разных диодов на пролет через них горячих носителей заряда и сопоставление их с результатами расчетов по компьютерной модели позволит получить информацию о динамике начала процесса формирования КРД.

Идея состоит в том, чтобы сопоставить каждому временному интервалу от начала процесса до его завершения конкретный диод с соответствующей толщиной пролетной области и тем самым преобразовать развертку по толщине в пикосекундную временную разверстку. Отметим, что до настоящего времени задача экспериментального исследования динамики образования каскада радиационных точечных дефектов на пикосекундных временных интервалах даже не ставилась, ввиду отсутствия соответствующей техники THz-диапазона частот.

- 1. Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. М.: Физматгиз, 1963. 264 с.
- Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Радиационная физика полупроводников. Киев: Наукова думка, 1979. 332 с.
- Оболенский С.В. // Известия вузов. Электроника, №4, с.49 (2003).

# Терагерцевая фотолюминесценция и фотопроводимость двухзарядных акцепторов в узкозонных КРТ-структурах

Д.В. Козлов<sup>1, 2</sup>\*, В.В. Румянцев<sup>1, 2</sup>, С.В. Морозов<sup>1,2</sup>, А.М. Кадыков<sup>1,3</sup>, А.В. Антонов<sup>1,2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1, 2</sup>, F. Терре<sup>3</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, 603950.

3 Université Montpellier 2 Sciences et Techniques Laboratoire Charles Coulomb (L2C).

\*dvkoz@ipmras.ru

Исследованы спектры ТГц-фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценция (ФЛ) образцов, выращенных методом молекулярнопучковой эпитаксии (MBE). В спектрах на фоне полосы межзонных переходов видна мощная длинноволновая линия, соответствующая энергиям квантов 130 – 170 см<sup>-1</sup>, и более коротковолновый пик около 270 см<sup>-1</sup>. Примесно-дефектная природа данных особенностей была установлена в настоящей работе путем измерения спектров ФП при увеличении температуры. Расчет позволил связать широкую полосу ФП 250-350 см<sup>-1</sup> с частичной ионизацией нейтрального акцептора. Положение длинноволновых особенностей в спектре ФЛ и узких линий в спектре ФП хорошо согласуется с переходами между мелкими возбужденными состояниями и двумя самыми нижними уровнями (основным и нижним возбужденным) однократно ионизованного акцептора.

### Введение

Твердые растворы Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (КРТ) исследуются уже свыше четырех десятилетий, и за эти годы накоплен огромный материал по технологии и свойствам соединений с долей Cd x > 0.2, т.к. они широко применяются для создания приемников и приемных матриц среднего инфракрасного (ИК) диапазона [1]. Тем не менее продвижение таких структур в длинноволновую область спектра сдерживалось рядом технологических трудностей, в частности флуктуациями состава твердого раствора, которые при небольших х приводят к сильным флуктуациям ширины запрещенной зоны. Только в последние годы молекулярно-лучевая эпитаксия КРТ-материалов при низких температурах позволила выращивать высококачественные эпитаксиальные структуры на основе КРТ с шириной запрещенной зоны меньше 100 мэВ. Исследованию примесных центров в КРТ с достаточно широкой запрещенной зоны посвящено значительное число работ [2-4], т.к. состояния в запрещенной зоне оказывают существенное влияние на времена жизни носителей в материале. Тем не менее в более узкозонных структурах данный вопрос изучен хуже. Дискретные уровни могут быть обусловлены не только примесными атомами, но и дефектами кристаллической решетки [5]. Из-за слабой связи Hg -Те вакансия ртути считается наиболее распространенным акцептором в нелегированных твердых

растворах КРТ [5]. Настоящая работа посвящена исследованию примесных состояний двухзарядного акцептора в узкозонных Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te.

### Измерения фотопроводимости и фотолюминесценции КРТ-структур

Были исследованы спектры ТГц-фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценция (ФЛ) образцов, выращенных с помощью молекулярно-пучковой (MBE) эпитаксии. На рис.1а представлен типичный для узкозонных КРТ (с х =0.17) структур спектр длинноволновой фотопроводимости (ФП) при низких температурах. Видна мощная длинноволновая линия, соответствующая энергиям квантов 130 – 170 см<sup>-1</sup>, и более коротковолновый пик около 270 см<sup>-1</sup>. С ростом температуры ширина запрещенной зоны увеличивается и полоса межзонных переходов сдвигается в коротковолновую область. Однако положение линий примесей/дефектов при этом не меняется. Это означает, что наблюдаемые особенности обусловлены переходами между состояниями, связанными с одной зоной, а узость линий ФП позволяет предполагать, что мы имеем дело с переходами между примесными состояниями. Рис. 1b показывает спектры ФЛ более широкозонной структуры (с x=0.19) при разных температурах. С температурой сигнал ФЛ от межзонных переходов сдвигается в коротковолновую область, а ряд более длинноволновых линий ФЛ не меняет своего положения, что свидетельствует о том, что они соответствует переходам между состояниями, относящимися к одной зоне. Как уже было сказано, остаточным акцептором в КРТ-структурах является вакансия ртути, которая является двухвалентным акцептором. Дырки с единичным положительным зарядом, взаимодействуя с двукратно заряженным примесным центром, могут образовывать как двухчастичные состояния (когда с центром связаны две дырки), так и одночастичные состояния, когда с центром связана одна дырка. В последнем случае говорят о состояниях однократно ионизованных акцепторов, в первом случае акцептор будет нейтральным.



**Рис. 1.** Спектры ФЛ и ФП КРТ-структур, измеренные при различных значениях температуры.

### Расчет спектра акцепторных состояний и сопоставление с экспериментом

При расчете двухчастичных состояний нейтрального акцептора необходимо решать уравнение Шредингера с гамильтонианом Латтинджера для волновой функции двух дырок. Для двухчастичных состояний дырок на двухзарядном центре имеют практическое значение только те состояния, для которых по меньшей мере одна дырка находится в основном состоянии [6]. Это связано с тем, что энергия системы, где обе дырки возбуждены, оказывается больше энергии однократно ионизованного акцептора со второй дыркой, находящейся в основном состоянии. Т.е. состояния двух возбужденных дырок лежат в непрерывном спектре. Основное состояние нейтрального акцептора было рассчитано в модели Хартри – Фока. Для расчета двухчастичных состояний, в котором одна дырка находится на основном уровне энергии, а вторая на возбужденном, был использован метод самосогласованного поля Хартри. Расчет позволил связать широкую полосу ФП 250-350 см<sup>-1</sup> на рис. 1а с частичной ионизацией нейтрального акцептора (энергия отрыва первой дырки в такой структуре равна 30 мэВ, что соответствует началу полосы). Положение длинноволновых особенностей в спектре ФЛ и узких линий в спектре ФП хорошо согласуется с переходами между мелкими возбужденными состояниями и двумя самыми нижними уровнями (основным и нижним возбужденным) однократно ионизованного акцептора.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты # 14-02-01229, 13-02-01154, 13-02-97088, 13-02-97088 р\_поволжье\_а), РАН и ЦКП

- A. Rogalski // Re. Prog. Phys., V.68, pp.2267– 2336 (2005).
- E. Tyssen, G. Nimtz // Appl. Optics, V.16, p.2957 (1977).
- W. Scott, E.L. Stelzer, R.J. Hager // J. Appl. Phys., V.47, p.1408 (1976).
- D.N. Talwar, M. Vandevyver // J. Appl. Phys. V.56, p.1601 (1988).
- Z. Kucera, P. Hlidek, P. Hoschl, V. Kouele, V. Prosser, M. Zvara // Phys. Stat. Sol. (b), V. 158, p. K 173 (1990).
- Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Физматлит, 1960.

# Уровни Ландау на поверхности трехмерного топологического изолятора: свойства одночастичных квантовых состояний и циклотронное поглощение

### А. С. Козулин<sup>\*</sup>, А. А. Конаков

Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. \*SashaKozulin@yandex.ru

В работе получены энергетический спектр и огибающие волновых функций в одноэлектронном приближении на поверхности трехмерного топологического изолятора типа теллурида висмута Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> при двух вариантах калибровки векторного потенциала. Найдено, что асимптотическое поведение энергии квантовых состояний с увеличением магнитного поля определяется модулем спинового *g*-фактора и скоростью Ферми поверхностных состояний, что может быть использовано для экспериментального определения данных величин. Исследовано циклотронное поглощение на поверхности трехмерного топологического изолятора: получены правила отбора и найдены интенсивности переходов.

### Введение

В последние годы активно изучаются физические свойства топологических изоляторов (ТИ) - материалов с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), приводящим к инвертации зон в объеме полупроводника и появлению проводящих поверхностных состояний, см., например, [1]. Одним из способов исследования таких систем является спектроскопия уровней Ландау, позволяющая извлекать информацию о свойствах энергетического спектра как в объеме, так и на поверхности ТИ. В последнее время появилось достаточно много экспериментальных данных, демонстрирующих возможности этого метода для изучения поверхностных состояний в полупроводниках с решеткой теллурида висмута Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> [2-6]. Однако авторы этих работ либо ограничиваются экспериментальным определением корневого по магнитному полю характера возникающих уровней Ландау [2,3,6] как индикатора наличия дираковского конуса на поверхности ТИ, либо используют более строгие выражения для энергетических уровней [5], включающие и зеемановский член, игнорируя при этом нетривиальную спиновую структуру волновых функций, обусловленную СОВ. Целью данной работы является расчет в одноэлектронном приближении и исследование энергетического спектра и волновых функций на поверхности трехмерного ТИ типа теллурида висмута, помещенного в перпендикулярное однородное магнитное поле.

### Энергетический спектр и волновые функции поверхностных состояний трехмерного ТИ

Нами решается уравнение Шредингера для огибающей функции с гамильтонианом вида

$$\hat{H} = \mathbf{v}[\hat{\vec{\sigma}}, \hat{\vec{p}} + e_0 \vec{A}/c]_z + g\mu_B B\hat{\sigma}_z/2, \qquad (1)$$

где  $e_0$  – элементарный заряд, v – скорость Ферми поверхностных состояний,  $\mu$ B – магнетон Бора, B – внешнее магнитное поле, а g – спиновый gфактор Ланде, в двух системах координат, связанных с выбором калибровки: прямоугольной и цилиндрической. В первом случае векторный потенциал выбирается в калибровке Ландау  $\vec{A} = (-By, 0, 0)$ , что, как правило, соответствует геометрии образца. При таком выборе калибровки волновые функции поверхностных состояний имеют вид:

$$\begin{pmatrix} \psi_{n,k_x,\lambda}^{(1)} \\ \psi_{n,k_x,\lambda}^{(2)} \end{pmatrix} = e^{-(y-y_0)^2/2l^2 + ik_x x} \begin{pmatrix} C_{n,\lambda}^{(1)} H_n((y-y_0)/l) \\ C_{n,\lambda}^{(2)} H_{n+1}((y-y_0)/l) \end{pmatrix}. (2)$$

Здесь  $n = 0, 1, 2, ..., \lambda = \pm 1$  — квантовое число, определяющее спиновую поляризацию состояния,  $k_x$  — проекция волнового вектора в направлении инфинитного движения,  $l = \sqrt{\hbar c/e_0 B}$  — магнитная длина,  $y_0 = k_x l^2$ ,  $C_{n,\lambda}^{(1)}$  и  $C_{n,\lambda}^{(2)}$  соответствуют нормировочным константам, а  $H_n(z)$  — полином Эрмита *n*-го порядка своего аргумента.

В свою очередь, уровни Ландау для данной калибровки описываются выражением

$$E_{n,\lambda} = \lambda \sqrt{2\hbar^2 v^2 (n+1)/l^2 + (g\mu_B B/2)^2} .$$
 (3)

Следует отметить, что среди решений уравнения Шредингера также есть так называемое «особое» состояние с энергией  $E_{-1,-1} = -g\mu_B B/2$ , являющееся чистым по спину. Ему отвечает волновая функция с компонентами:

$$\begin{pmatrix} \psi_{-1,k_x,-1}^{(1)} \\ \psi_{-1,k_x,-1}^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ C_{-1}e^{-(y-y_0)^2/2l^2 + ik_x x} \end{pmatrix}.$$
(4)

Во втором же случае используется более естественная симметричная калибровка  $A_r = A_z = 0, A_{\phi} = Br/2$  с сохраняющейся проекцией полного момента импульса, перпендикулярной с гамильтонианом оператор  $\hat{J}_z = \hat{l}_z + \hbar \hat{\sigma}_z/2$ , где  $\hat{l}_z$  — оператор нормальной компоненты орбитального момента. При выборе такой калибровки уровни Ландау на поверхности ТИ имеют следующий вид:

$$E_{n,m,\lambda} = \lambda \sqrt{2\hbar^2 v^2 (q(n,m)+1)/l^2 + (g\mu_B B/2)^2} , \quad (5)$$

где q(n,m) = n + 0.5(|m-0.5| + m - 0.5), а квантовое число *m* принимает полуцелые значения. Как и в калибровке Ландау, в симметричной калибровке существует чистый по спину «особый» уровень. Волновые функции в ней имеют достаточно громоздкий вид и выражаются через обобщенные полиномы Лагерра.



Рисунок 1. Зависимости уровней Ландау от квадрата обратной магнитной длины для различных квантовых чисел (сплошные кривые) и их асимптоты (пунктирные линии).

При фиксированном квантовом числе n зависимости уровней Ландау от обратной магнитной длины имеют наклонные асимптоты с угловыми коэффициентами  $\lambda \hbar^2 |g| / 4m_0 \propto |g|$ И свободными членами  $4m_0 v^2(n+1)/|g| \propto v^2$ , где  $m_0$  масса свободного электрона (см. рис. 1). Данные быть использованы соотношения могут лпя модуля спинового *g*-фактора определения И скорости Ферми поверхностных состояний из спектроскопии уровней Ландау, например, при анализе результатов работы [7].

На основе полученных квантовых состояний в магнитном поле анализируются правила отбора при радиационных переходах и циклотронное поглощение на поверхности ТИ, для описания которого применяется квантовая теория, развитая в работе [8].

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 14-02-31637-мол\_а и Фондом некоммерческих программ «Династия».

- X.-L. Qi and S.-C. Zhang // Reviews of Modern Physics, V. 83, 1057 (2011).
- T. Hanaguri, K. Igarashi, M. Kawamura et al. // Physical Review B, V. 82, 081305 (2010).
- P. Cheng, C. Song, T. Zhang et al. // Physical Review Letters, V. 105, 076801 (2010).
- A.B. Sushkov, G.S. Jenkins, D.C. Schmadel et al. // Physical Review B, V. 82, 125110 (2010).
- G.P. Mikitik and Yu.V. Sharlai // Physical Review B, V. 85, 033301 (2012).
- A. Wolos, S. Szyszko, A. Drabinska et al. // Physical Review Letters, V. 109, 247604 (2012).
- A.A. Schafgans, K.W. Post, A.A. Taskin et al. // Physical Review B, V. 85, 195440 (2012).
- K. Suzuki and J.C. Hensel // Physical Review B, V. 9, 4184 (1974).

# Полупроводниковый лазер с туннельным p-n-переходом и выходом излучения через подложку

# Д. А. Колпаков<sup>1, \*</sup>, Б. Н. Звонков<sup>1</sup>, С. М. Некоркин<sup>1, §</sup>, Н. В. Дикарева<sup>1</sup>, В. Я. Алёшкин<sup>2</sup>, А. А. Дубинов<sup>2</sup>

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950. 2 Институт физики микроструктур РАН, 607680, Нижегородская область, Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7. \*kolpdm@gmail.com, §nekorkin@nifti.unn.ru

Впервые реализован межзонный каскадный лазер с туннельным переходом внутри единого волновода и выходом излучения через подложку. Экспериментально показано, что в лазерной гетероструктуре такой конструкции происходит более эффективное заполнение квантовых ям, за счет чего достигнуто существенное снижение порога генерации.

### Введение

Гетеролазеры с увеличенной активной областью и значительным выходом излучения через подложку уже продемонстрировали высокие энергетические параметры и значительно улучшенные пространственные характеристики [1, 2]. Однако в ходе исследования лазеров с большим количеством квантовых ям было отмечено, что особенности распределения резонаторных мод в лазерах с увеличенной активной областью влияют на уровень порогового тока: модовая конкуренция в допороговом режиме работы приводит к неравномерному заполнению квантовых ям, в результате чего генерация возникает при больших импульсных токах накачки, значения которых составляют 9 А и выше [3].

Добиться более равномерного заполнения квантовых ям и, как следствие, генерации при меньших токах накачки можно при помощи использования конструкции волновода с туннельным p-nпереходом, разделяющим две активные области с квантовыми ямами, расположенными в одном и том же волноводе.

В данной работе приводятся результаты исследования лазерной гетероструктуры с шириной полоска 100 мкм, содержащей в активной области 6 квантовых ям InGaAs. Структура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии в НИФТИ ННГУ им. Лобачевского. Отмечено, что туннельный переход не приводит к появлению дополнительных барьеров для носителей – напряжение отсечки составило 2.3 V, что свидетельствует о хорошем качестве туннельного перехода.

### Формирование диаграммы направленности

По сравнению с аналогичными лазерами, не содержащими туннельный p-n-переход, новая конструкция волновода позволяет повысить значение фактора оптического ограничения Г за счет более полного перекрытия профиля рабочей моды и квантовых ям. Параметры структуры подобраны таким образом, чтобы положения максимумов нулевой моды соответствовали положению квантовых ям, а в месте расположения сильнолегированных слоев туннельного p-n-перехода плотность излучения была небольшой (см. рис. 1).



**Рисунок 1.** Зонная диаграмма и рассчитанное продольное распределение электрического поля 0-й, 3-й и 4-й мод.

В лазерах без выхода излучения через подложку, содержащих туннельный переход внутри единого волновода, такая особенность приводит к значительному уширению диаграммы направленности [4]. Вывод излучения через подложку позволяет существенно оптимизировать данный параметр – излучение из активной области туннелирует в подложку под одним углом, в результате чего достигается узконаправленность излучения в дальнем поле в плоскости, перпендикулярной p-nпереходу (рис. 2). В данном случае ширина пика диаграммы направленности после выхода излучения из подложки составила 2.5°.



**Рисунок 2.** Диаграмма направленности излучения лазера в плоскости, перпендикулярной p-n-переходу.

### Модовая конкуренция в допороговом режиме работы

Конструктивные особенности межзонного каскадного лазера с туннельным переходом внутри единого волновода приводят к улучшению условий генерации. Особенностью такой конструкции, как уже сказано, является более равномерное заполнение квантовых ям по сравнению с аналогичными лазерами, не содержащими туннельный p-nпереход. Такая конструкция гетероструктуры способствует модовой селекции в допороговом режиме работы. Диаграмма направленности излучения в плоскости, перпендикулярной р-п-переходу, в допороговом режиме работы прибора свидетельствует об отсутствии значительной модовой конкуренции, которая наблюдается у обычных лазеров с вытеканием излучения через подложку (рис.3). Из рисунка видно, что по сравнению с такими лазерами исследуемый прибор показывает ярко выраженное формирование лишь фундаментальной моды, что свидетельствует о высокой точности перекрытия профиля волноводной моды и квантовых ям и подтверждает предположение о допороговой модовой селекции. Вследствие этого условия генерации соблюдаются при меньшем пороговом токе, который в нашем случае составил 5 А, что почти в 2 раза меньше порогового тока для аналогичных лазерных структур без туннельного перехода.



Рисунок 3. Диаграмма направленности излучения в плоскости, перпендикулярной p-n-переходу, в допороговом режиме работы для межзонного каскадного лазера с туннельным переходом и выходом излучения через подложку (1) и для аналогичного лазера с выходом излучения через подложку без туннельного перехода (2).

### Заключение

Впервые реализован межзонный каскадный лазер с туннельным переходом внутри единого волновода и выходом излучения через подложку. Ранее созданные образцы гетеролазеров с туннельным p-nпереходом внутри единого волновода являлись неоптимизированными по ряду параметров, но в данном случае применение туннельного перехода полностью оправданно: достигнуто обужение диаграммы направленности, а также существенно снижен пороговый ток.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 13-02-97062р\_поволжье\_а, 14-02-31287мол\_а).

### Литература

1. Б. Н. Звонков, С. М. Некоркин и др. // Квантовая электроника, 40 (10), 855 (2010).

2. Б. Н. Звонков, С. М. Некоркин и др. // Вестник ННГУ, 1, 1, 30 - 32 (2012).

3. Б. Н. Звонков, С. М. Некоркин и др. // Квантовая электроника, 42 (10), 931 (2012).

Б. Н. Звонков, С. М. Некоркин и др. // ФТП, 45
 (5), 652 (2011).

# Электронная структура нанокристаллов кремния, покрытых атомами галогенов

### Н. В. Курова<sup>1</sup>, А. Е. Швецов<sup>1</sup>, А. А. Конаков<sup>1,\*</sup>, А. Н. Поддубный<sup>2</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. 2 Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021. \*konakov\_anton@mail.ru

С помощью методов теории функционала плотности исследуется электронная структура нанокристаллов кремния, покрытых атомами электроотрицательных элементов — галогенов, в сравнении с гидрогенизированными кристаллитами. Показано, что электронная плотность при пассивации нанокристаллов галогенами смещается к поверхности, что приводит к заметному уменьшению энергетической щели галогенированных нанокристаллов по сравнению с покрытыми водородом.

### Введение

Несмотря на то, что наноструктурирование кремния снимает принципиальный запрет на излучательные межзонные переходы, характерный для объемного кремния, скорости излучательной электронно-дырочной рекомбинации в нанокристаллах остаются невысокими. Одним из возможных путей повышения эффективности фотонной генерации в нанокристаллах является пассивирование их электроотрицательными элементами, такими как галогены или углерод, индуцирующими смещение электронной плотности к поверхности нанокристалла. Это приводит к «размытию» волновых функций также и в обратном пространстве и эффективному «выпрямлению» межзонного излучательного перехода [1]. Расчеты по методу сильной связи позволили описать ускорение прямых межзонных переходов в нанокристаллах кремния, покрытых метильными группами –СН<sub>3</sub> [2]. В данной работе исследуется электронная структура нанокристаллов кремния, покрытых атомами галогенов (F, Cl, Br, I). Основное внимание уделяется модификации электронной плотности и оптической щели посредством пассивирования галогенами в сравнении с гидрогенизированными нанокристаллами кремния, а также зависимости энергетических характеристик от электроотрицательности покрывающих элементов.

#### Метод расчета

Электронная структура нанокристаллов кремния с размерами до 2 нм рассчитывается в рамках теории функционала плотности (DFT) с использованием псевдопотенциального подхода и нулевых граничных условий (кластерный расчет). Расчеты проводятся с использованием программного пакета Octopus – TDDFT [3]. Для обменно-корреляционного потенциала применяется обобщенное градиентное приближение (GGA). Поправка к энергиям возбужденных состояний определяется в приближении М. Касиды, базирующемся на нестационарной теории функционала плотности [4]. Для всех нанокластеров предварительно проводилась процедура структурной релаксации в приближении универсального силового поля (UFF) [5]. Тестирование расчетов осуществлялось для молекул SiHal<sub>4</sub>, где Hal — атом галогена (F, Cl, Br, I).

### Результаты расчетов и обсуждение



Рисунок 1. Зависимость ширины квазичастичной щели нанокристаллов от их диаметра в случае трех пассиваторов поверхности (в порядке убывания энергии для нанокристаллов наибольшего размера): водород, хлор и бром.

На рис. 1 представлены графики зависимости квазиэнергетической щели (HOLO–LUMO gap) кремниевых нанокристаллов, покрытых атомами водорода, хлора и брома, от их диаметра в диапазоне до



Рисунок 2. Плотность валентных электронов в нанокристаллах кремния размером ~ 1 нм, покрытых различными пассиваторами (слева направо): водородом, бромом и хлором.

2 нм. Наши расчеты показывают, что величина квазичастичной щели заметно снижается в нанокристаллах кремния, покрытых галогенами, в сравнении с гидрогенизированными кристаллитами. Кроме того, плотность валентных электронов в нанокристаллах кремния, покрытых галогенами, существенно смещается к поверхности кристаллита, что является следствием сильной электроотрицательности покрывающих элементов. Смещение электронной плотности к поверхности оказывается сильнее в нанокристаллах, покрытых более электроотрицательными элементами (см. рис. 2). Однако зависимости энергетической щели нанокристаллов от электроотрицательности пассивирующего элемента (при фиксированном размере кристаллита), а также от их размера при фиксированном пассиваторе поверхности не являются монотонными.

Например, квазичастичная щель в нанокристаллах кремния, покрытых бромом, имеет минимум для кристаллитов с размерами  $\sim 1.4$  нм (Si<sub>87</sub>Br<sub>86</sub>), а в покрытых хлором — для диаметра ~ 1.6 нм (Si<sub>123</sub>Cl<sub>100</sub>). Такая немонотонность связана, по всей видимости, с малостью размеров нанокластеров, когда количество поверхностных атомов примерно равно количеству кремниевых, а также с нетривиальным влиянием остовных электронов на квантовые состояния валентных, характерным, в частности, для примесей в кремнии [6]. Отметим, что подобная немонотонная зависимость квазиэнергетической щели от размера была получена ранее в [7] при теоретическом исследовании нанокристаллов кремния, покрытых фтором — самым электроотрипательным элементом.

### Заключение

В работе изучена электронная структура кремниевых нанокристаллов, покрытых галогеновым окружением. Показано, что пассивация кристаллита электроотрицательными элементами приводит к смещению электронной плотности к поверхности нанокристалла и существенному уменьшению величины его квазиэнергетической щели. При этом не наблюдается монотонной зависимости щели от электроотрицательности поверхности, что может быть связано со сложным характером взаимодействия валентных электронов с остовными электронами поверхностных атомов.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 14-07-00582-а и 14-02-31637-мол а, а также Фондом некоммерческих программ «Династия».

### Литература

- 1. A.N. Poddubny, K. Dohnalova // Physical Review B, V. 90, 245439 (2014).
- 2. K. Dohnalova, A.N. Poddubny, A.A. Prokofiev et al. // Light: Science & Applications, V. 2, e47 (2013).
- 3. J. Andrade, J. Alberdi-Rodriguez, D.A. Strubbe et al. // Journal of Physics: Condensed Matter, V. 24, 233202 (2012).
- 4. M.E. Casida // in «Recent Developments and Applications of Modern Density Functional Theory», edited by J. Seminario, Elsevier Science, Amsterdam, P. 391-439 (1996).
- 5. A.K. Rappe, C.J. Casewit, K.S. Colwell et al. // Journal of the American Chemical Society, V. 114, P. 10024 (1992).
- 6. A.K. Ramdas, S. Rodriguez // Reports on Progress in Physics, V. 44, P. 1297 (1981).
- 7. Y. Ma, X. Pi, D. Yang // Journal of Physical Chemistry C, V. 116, P. 5401 (2012).

Том 2

# Исследование влияния отжига в окислительной атмосфере на дислокационную люминесценцию в кремнии, имплантированном Si<sup>+</sup>

### Д.С. Королев\*, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, А.Е. Смирнов, Д.И. Тетельбаум

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород, 603950. \*dmkorolev@phys.unn.ru

Изучена зависимость дислокационной люминесценции (линия D1), полученной в образцах кремния КДБ-1 (111) и КЭФ-4,5 (100), ионно-легированных Si<sup>+</sup>, от условий постимплантационной термообработки – соотношения содержания кислорода и азота в атмосфере отжига, температуры отжига. Результаты обсуждаются с точки зрения влияния исходного легирования кремниевых пластин на изменение концентрации люминесцентных центров.

### Введение

Перспективным направлением развития современной оптоэлектроники и коммуникационной техники является поиск путей создания эффективных кремнийсовместимых излучателей в диапазоне длин волн 1,5-1,6 мкм, соответствующем окну прозрачности диоксида кремния. Одним из путей создания таких излучателей служит использование дислокационной люминесценции кремния в линии D1 (~1,5 мкм). Проблема состоит в недостаточной интенсивности люминесценции, связанной с дислокационными центрами. Поэтому нахождение способов ее усиления представляет собой актуальную научно-техническую задачу.

Ранее [1] нами было установлено, что в кремнии, в котором дислокационная фотолюминесценция (ФЛ) в полосе D1 получена путем имплантации ионов кремния с энергией 100 кэВ и отжига в окислительной хлорсодержащей атмосфере (OXCA), дополнительная имплантация ионов бора с последующим отжигом при 800 °С приводит к возрастанию интенсивности ФЛ, которое зависит от дозы ионов бора и предположительно обусловлено изменением состава дефектно-примесной атмосферы дислокации, ответственной за наблюдаемую ФЛ. В связи с этим представляет интерес выяснить влияние легирующей примеси, содержащейся в исходных образцах, на ФЛ в полосе D1.

В данной работе изучена зависимость дислокационной люминесценции, полученной в образцах кремния КДБ-1 (111) и КЭФ-4,5 (100), ионнолегированных Si<sup>+</sup>, от условий постимплантационной термообработки – соотношения содержания кислорода и азота в атмосфере отжига, а также температуры отжига.

### Методика эксперимента

Облучение образцов кремния ионами кремния с энергией 100 кэВ и дозой  $1 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> при плотности ионного тока  $\leq 3$  мкА/см<sup>2</sup> проводилось на установке ИЛУ-200. С целью установления влияния атмосферы отжига образцы после имплантации были отожжены при 1100 °С (1 ч) в трубчатой печи в потоке газа (смесь N<sub>2</sub>+O<sub>2</sub>) с различным соотношением потоков азота и кислорода. Для установления влияния температуры отжига был произведен отжиг образцов в оптимальных для каждого из них атмосферах при 900, 1000, 1100 °С в течение 1 ч. Измерения спектров ФЛ при 77 К проводились при возбуждении на длине волны 525 нм.

### Результаты и обсуждение

Сводная зависимость интенсивности дислокационной ФЛ D1 от содержания компонентов в газовой смеси представлена на рис. 1.

Для образцов кремния КДБ-1, т.е. с исходным легированием бором (концентрация 10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>), ФЛ наблюдается при отжиге при всех использованных условиях, и ее интенсивность практически не зависит от содержания компонентов в атмосфере отжига. В случае же образцов КЭФ-4,5 дислокационная ФЛ наблюдается лишь при отжиге в атмосфере, содержащей кислород, при этом интенсивность ФЛ возрастает с увеличением доли кислорода, следовательно, исходное легирование Si существенно влияет на поведение ФЛ при изменении состава атмосферы отжига (рис. 2).



Рисунок 1. Зависимость интенсивности дислокационной ФЛ (D1) при 77 К образцов КДБ-1, КЭФ-4,5 от содержания O<sub>2</sub> в атмосфере отжига.

Различие в поведении интенсивности ФЛ от вида примеси в исходных образцах можно объяснить следующим. Согласно ряду работ (см., напр., [2]), центрами излучения линии D1 являются точечные дефекты, находящиеся в атмосферах дислокаций.



Рисунок 2. Зависимость интенсивности ФЛ образцов Si КДБ-1, КЭФ-4,5 от температуры при отжиге в оптимальных атмосферах. Данные получены при температуре 77 К.

Предположим, что в состав этих дефектов входят собственные междоузельные атомы (СМА). Источниками СМА при отжиге в общем случае могут быть как радиационные дефекты, запасенные при имплантации (в том числе избыточные атомы Si), так и реакция окисления (при отжиге в окислительной атмосфере). Относительный вклад этих двух источников, по-видимому, зависит от наличия в Si примеси бора. В образцах КДБ, где бор является основной примесью, концентрация бора гораздо выше по сравнению с образцами КЭФ. Образуя при нагреве комплексы типа B<sub>m</sub>I<sub>n</sub> (BIC) [3], примесь бора способствует сохранению СМА вплоть до 1100 °C, тогда как в КЭФ они в значительной степени не «доживают» до высокотемпературной стадии нагрева (например, уходя на поверхность). Поэтому есть основания предполагать, что в КДБ источником СМА являются именно радиационные дефекты, а не СМА, генерируемые при отжиге в окислительной атмосфере. Последние в КДБ расходуются преимущественно на реакцию вытеснения атомов бора из узлов [3], и их участие в формировании центров D1 ограничено. Поэтому в кремнии КДБ состав атмосферы отжига слабо влияет на интенсивность ФЛ.

Тот факт, что зависимость от температуры отжига также различна для образцов КДБ и КЭФ, объясняется отличием в характере эволюции точечных дефектов. В КЭФ скорость генерации СМА тем выше, чем больше скорость окисления, возрастающая с увеличением температуры. В то же время в КДБ, в котором интенсивность ФЛ определяется эволюцией запасенных при имплантации СМА, зависимость от температуры отжига связана с конкуренцией между их расходом на образование центров ФЛ D1 и их потерей за счет выхода на поверхность.

Указанная интерпретация не противоречит данным о влиянии ионного легирования бором на интенсивность линии ФЛ D1 [1], так как эти данные относятся к концентрациям бора, гораздо более высоким, чем в исходных образцах КДБ.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания (№ 3.285.2014/К).

- А.Н. Михайлов и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 48, 212 (2014).
- 2. Н.А. Соболев // ФТП, Т. 44, 3 (2010).
- L. Pelaz et al. // Appl. Phys. Lett., V. 70, 2285 (1997).

### Детектирование на полевом транзисторе с низкобарьерным контактом Шоттки

### Н. В. Востоков, С. А. Королёв<sup>\*</sup>, В. И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, 607680, Нижегородская область, Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7. \*pesh@ipmras.ru

Проведён анализ характеристик детектирования полевого транзистора с низкобарьерным контактом Шоттки с учётом вклада как барьерной, так и концентрационной нелинейностей. Найдены области параметров, при которых детектирование обусловлено тем или иным типом нелинейности.

### Введение

Последнее двадцатилетие ознаменовалось успехами в создании неохлаждаемых детекторов на основе полевых транзисторов, способных принимать сигнал в терагерцевом диапазоне [1]. В основном используются транзисторы с высокой подвижностью электронов (high electron mobility transistors, HEMTs) и транзисторы на основе структуры металл-оксид-полупроводник (metal-oxide-semiconductor field-effect transistors, MOSFETs). В транзисторах названных типов затвор изолирован от канала, и в рабочем режиме ток проводимости между затвором и каналом пренебрежимо мал. В данной работе мы изучаем детектирующие свойства НЕМТ с пониженной высотой барьера затвора. Понизить высоту барьера можно, например, за счёт изотипного б-легирования широкозонного полупроводникового слоя. Такая техника широко используется в технологии изготовления низкобарьерных диодов Шоттки [2]. Мы полагаем, что она даст положительный результат и применительно к полевым транзисторам. Понижение высоты барьера затвора ведёт к возможности детектировать сигнал не только посредством самосмешения (участвует концентрационная нелинейность), как это делается в транзисторах [3], но и посредством выпрямления (участвует барьерная нелинейность), как это делается в диодах [4].

### Метод расчёта

Структура и электрическая схема НЕМТ с пониженной высотой барьера затвора изображена на рис. 1. Транзистор включён в цепь детектора через выводы истока и затвора. На них с антенны поступает гармонический сигнал с амплитудой  $u_1$  и частотой  $\omega$ , с них снимается выпрямленный ток  $I_{DC}$ . Вывод стока не используется. Напряжение между затвором и каналом V и ток в канале I зависят от координаты вдоль канала x согласно уравнениям

$$\begin{cases} \ell \cdot dV/dx = -\rho_{ch}(V) \cdot I, \\ -1/\ell \cdot dI/dx = j_j(V) + c_j \cdot dV/dt \end{cases}$$
(1)

с граничными условиями

$$V\big|_{x=0} = u, \quad I\big|_{x=a} = 0.$$
 (2)

Здесь  $\rho_{ch}$  – поверхностное сопротивление канала,  $j_j$  – ток проводимости через единицу площади перехода затвор-канал,  $c_j$  – ёмкость единицы площади перехода затвор-канал,  $\ell$  – ширина канала, a – его длина, t – время. Будем считать, что ток проводимости через переход затвор-канал  $j_j$  определяется формулой Шоттки с пониженной эффективной высотой барьера  $\Delta$  [2]. Зависимость сопротивления  $\rho_{ch}$  от напряжения V обусловлена зависимостью от V концентрации электронов в канале  $N_{2D}$ .



**Рисунок 1.** Структура и электрическая схема HEMT с пониженной высотой барьера затвора.

Для слабых сигналов  $u_1 << k_B T/e$  (e – элементарный заряд,  $k_B$  – постоянная Больцмана, T – температура) напряжение V и ток I можно искать в виде разложений по степеням  $u_1$ . Оставляя в уравнениях системы (1) и граничных условиях (2) только те члены, которые пропорциональны первой и второй степени  $u_1$ , находим ток на частоте  $\omega$  с амплитудой  $i_1$  и начальной фазой  $\varphi_0$  и постоянную составляющую тока  $I_{DC}$ .

### Результаты и обсуждение

Импеданс НЕМТ с пониженной высотой барьера затвора даётся формулой

$$Z = \frac{u_1}{i_1 \exp(i\varphi_0)} = \sqrt{R_{ch0}Z_j} \coth\left(\sqrt{\frac{R_{ch0}}{Z_j}}\right).$$
(3)

Здесь  $R_{ch0}=(\rho_{ch0}\cdot a/\ell)|_{V=0}$  – сопротивление канала при нулевом напряжении на переходе затвор-канал,  $Z_j=R_j/(1+i\omega R_j C_j)$  – импеданс перехода затвор-канал,  $R_j=\rho_j/(a\ell)$  и  $C_j=c_j/(a\ell)$  – сопротивление и ёмкость перехода затвор-канал соответственно. Величина поглощённой мощности  $P=1/2 \cdot u_1^2 \mathbf{Re}(1/Z)$ . Амперваттная чувствительность НЕМТ с пониженной высотой барьера затвора определяется выражением

$$S_{I} = \frac{I_{DC}}{P} = \frac{e}{2k_{B}T} \times \frac{\frac{1}{a} \int_{0}^{a} \left( |X(x)|^{2} + \alpha \left[ 1 - |X(x)|^{2} \right] \right) X(x)|_{\omega=0} dx}{\mathsf{Re}(R_{j}/Z)}.$$
(4)

Здесь  $u_1 X(x) = u_1 \cosh[(\rho_{ch0}/z_i)^{1/2}(a-x)]/\cosh[(\rho_{ch0}/z_i)^{1/2}a]$ - комплексная амплитуда напряжения между затвором и каналом,  $z_i = Z_i(al)$ ,  $\alpha = (k_B T/e)/(eN_{2D}/c_i)$  – отношение характерного напряжения, на котором проявляется барьерная нелинейность, и характерного напряжения, на котором проявляется концентрационная нелинейность. На рис. 2 показана зависимость ампер-ваттной чувствительности транзистора от длины канала. При построении использовались следующие значения параметров: диэлектрическая проницаемость полупроводника *ε*=13, отношение эффективной массы электрона к массе свободного электрона *m*<sup>\*</sup>/*m*<sub>0</sub>=0.067, подвижность электронов в канале  $\mu$ =1000 см<sup>2</sup>B<sup>-1</sup>c<sup>-1</sup>, глубина залегания канала d=30 нм,  $N_{2D}=10^{11}$ см<sup>-2</sup>,  $\Delta=0.2$  эВ,  $f = \omega/(2\pi) = 0.1$  ТГц.

При малых длинах канала,  $a < \lambda = (|z_j|/\rho_{ch0})^{1/2}$ , основной вклад в чувствительность НЕМТ с пониженной высотой барьера затвора даёт выпрямление сигнала на барьерной нелинейности. В этой области параметров максимально возможная чувствительность равна чувствительности диода Шоттки  $S_I = e/(2k_BT)$  [5]. При больших длинах канала,  $a \ge \lambda$ , вклад в чувствительность от выпрямления сигнала на барьерной нелинейности существенно уменьшается. В этой области параметров может быть заметен вклад концентрационной нелинейности. Для повышения чувствительности детектирования на концентраци-

онной нелинейности требуется снижать концентрацию электронов в канале. Для транзистора с  $a>0.1 \ \mu$ м,  $d=30 \$ нм,  $N_{2D}=10^{10} \$ см<sup>-2</sup>,  $\Delta=0.1 \$ зВ на частоте  $f=1 \$ ТГц оценка ампер-ваттной чувствительности приводит к значению  $S_f \cong 3 \cdot e/(2k_BT) = 58 \$ А $\cdot$ Вт<sup>-1</sup>. При такой низкой концентрации электронный газ в канале становится невырожденным и для получения точного значения чувствительности требуется решать самосогласованную задачу для концентрации электронов и электростатического потенциала.



Рисунок 2. Зависимость ампер-ваттной чувствительности HEMT с пониженной высотой барьера затвора от длины канала (сплошная кривая). Пунктирными кривыми изображены барьерная и концентрационная составляющие чувствительности.

Работа выполнена при финансовой поддержке программ РАН.

- R. Al Hadi, H. Sherry, J. Grzyb et al. // IEEE Journal of Solid-State Circuits, V. 47, № 12, 2999 (2012).
- В.И. Шашкин, А.В. Мурель, Ю.Н. Дроздов и др. // Микроэлектроника, Т. 26, № 1, 57 (1997).
- 3. R.A. Barrett // U.S. Patent 4,647,848 (1987).
- M. Grundmann. The Physics of Semiconductors. Heidelberg: Springer, 582 (2010).
- A.M. Cowley, H.O. Sorensen // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, V. MTT-14, № 12, 588 (1966).

# Электрофизические процессы в структурах металл-диэлектрик-полупроводник, проявляющих эффекты резистивного переключения и памяти

### М. Н. Коряжкина<sup>1, \*</sup>, С. В. Тихов<sup>1</sup>, О. Н. Горшков<sup>1, 2</sup>, И. Н. Антонов<sup>2</sup>, А. П. Касаткин<sup>1</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, проспект Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095. 2 Нижегородский научно-исследовательский физико-технический институт, проспект Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603095. \*mahavenok@mail.ru

Изучены свойства МДП-структур Ni/YSZ/InP/n-GaAs/n+GaAs/Sn (YSZ - стабилизированный оксидом иттрия диоксид циркония), проявляющих эффекты резистивного переключения и памяти, в состоянии с высоким сопротивлением (CBC) и в состоянии с низким сопротивлением (CHC).

### Введение

Изучение эффектов резистивного переключения и памяти связано с созданием устройств энергонезависимой памяти нового поколения [1]. В [2] для МДП-структур, проявляющих эффект резистивной памяти, показана возможность контроля происходящих при формовке различных явлений в структурах. В настоящей работе обсуждаются свойства таких структур в СВС и в СНС.

### Методика эксперимента

Измерения проводились на МДП-структурах Ni/YSZ/InP/n-GaAs/n<sup>+</sup>GaAs/Sn, изготовленных на монокристаллической подложке n+-GaAs с кристаллографической ориентацией (100). Слой n-GaAs с концентрацией электронов  $n_0 = 8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> толщиной  $d_s = 1$  мкм, покрытый нелегированным слоем из InP толщиной 1,5 нм, был получен на поверхности подложки методом МОС-гидридной эпитаксии. Верхние электроды из Ni площадью  $S = 10^{-2} \text{ см}^2$  сформированы методом термического испарения. Плёнки YSZ (12 мол. % Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) толщиной  $d_I = 40$  нм осаждались на полупроводник методом ВЧ магнетронного распыления на установке MagSputt - 3G - 2 при температуре подложки 200 °С. Омический контакт к подложке n+-GaAs создавался методом вплавления Sn с помощью электрического разряда. Частотные зависимости малосигнальной ёмкости С и проводимости G структур при разных приложенных к ним напряжениях U и для разных температур

были получены в параллельной эквивалентной схеме замещения конденсатора в интервале частот  $f = 10^3 - 10^7$  Гц. Эти зависимости и вольтамперные характеристики структур были измерены в автоматическом режиме на анализаторе полупроводниковых приборов Agilent B1500A. Напряжение на структурах соответствовало потенциалу верхнего электрода относительно потенциала подложки.

### Результаты и обсуждение

После формовки при напряжении -20 В или 5 В структура переходит в СВС и проявляет биполярное резистивное переключение [2]. В СВС сохраняется полупроводниковый механизм переноса тока в структуре, о чем свидетельствует температурная зависимость тока в этой области. Энергия активации тока в этом случае составляет около 0,1 эВ, что соответствует прыжковому механизму переноса тока через ловушки, локализованные в диэлектрике. Такое значение энергии активации можно объяснить тем, что после формовки пробивается барьер Шоттки на границе раздела М/Д, а вблизи границы раздела Д/П образуется положительный заряд, который вызывает ликвидацию слоя обеднения на поверхности полупроводника. Данные о природе и величине этого заряда можно получить из зависимостей от частоты емкости С и приведенной к круговой частоте  $\omega$  проводимости  $G/\omega$  МДП-структуры при разных напряжениях (рис. 1).



**Рисунок 1.** Частотные зависимости *С* (1-4) и *G/* $\omega$  (5-8) для структуры Ni/YSZ/InP/n-GaAs/n+GaAs/Sn при напряжениях *U*, B: 0 (1); 0,5 (2); 1 (3); 2 (4). Точками показаны частотные зависимости *C* и *G/* $\omega$  при *U* = 0 В для структуры после формовки при напряжении -20 В или 5 В. На вставке - эквивалентная схема структуры, учитывающая емкость ди-электрика (*C*<sub>*i*</sub>), емкость (*C*<sub>*p*</sub>) и проводимость (*G*<sub>*p*</sub>) полупроводника.

Эти зависимости (наряду с зависимостями С и G/ $\omega$ от f при U = 0 для разных температур) оказались одинаковыми после формовки в указанных режимах. Их удалось удовлетворительно описать в рамках феноменологической теории для моноуровня поверхностных состояний (ПС) [3] в предположении захвата и эмиссии электронов с участием уровня ПС с энергией  $E_t \approx E_c - 0.44$  эВ ( $E_c$  – энергия дна с-зоны YSZ). Из данных, приведённых на рис. 1, следует, что влияние формовки является аналогичным приложению постоянного положительного напряжения U = 1 В к МДП-структуре (кривые 3,7). Это и означает, что формовка как при положительном напряжении, так и при отрицательном напряжении приводит к образованию встроенного положительного заряда вблизи поверхности полупроводника, который соответствовал плотности ПС в интервале 2,4\* 10<sup>11</sup> - 2,7\*10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup> для разных структур. В случае положительного напряжения формовки этот заряд может образовываться за счет перемещения вакансий кислорода к поверхности полупроводника. В предположении, что толщина области пространственного заряда, образованного этими вакансиями, много меньше толщины слоя диэлектрика, можно оценить объемную концентрацию этих ионов  $N_I$  по формуле  $N_I = C_{pI} \Delta U_{FB}/q d_I$ , где C<sub>pl</sub> - емкость диэлектрика (равная максимальной емкости на частоте 1 кГц),  $\Delta U_{FB}$  – изменение напряжения плоских зон на поверхности полупроводника после формовки. Такая оценка дала значение ~  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. В случае отрицательного напряжения формовки образование положительного встроенного заряда можно объяснить захватом дырок на центры захвата, локализованные в диэлектрике. При приложении к структуре ступеньки напряжения *U* < 0 наблюдалась вспышечная кинетика тока с экспоненциальным спадом, характерная для захвата на моноуровень. Время спада экспоненциально зависело от обратной температуры с энергией активации 0,8 эВ. Это можно объяснить тем, что дырочные ловушки отстоят от потолка щели подвижности диэлектрика на 0,8 эВ. Наличием дырочного захвата в диэлектрик можно объяснить практическое отсутствие влияния освещения на ток утечки через МДП-структуру при U < 0.

В СНС наблюдался электронный металлический характер проводимости, обусловленный образованием проводящих шнуров. Наблюдаемое резистивное переключение можно объяснить наличием редокс-реакций на границах раздела М/Д и Д/П, которые приводят к разрыву или образованию проводящих шнуров в результате возникновения или исчезновения отрицательно заряженной области, которая является барьером для электронов и ограничивает ток через проводящие шнуры. Например, переключение из СВС в СНС при приложении к структуре отрицательного напряжения происходит вследствие накопления вакансий кислорода на границе раздела М/Д и исчезновения барьера для электронов. Переключение из СНС в СВС при приложении к структуре положительного напряжения возникает в результате накопления ионов кислорода на границе раздела М/Д и восстановления этого барьера.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за проведение МОС-гидридной эпитаксии слоев InP/n-GaAs. Работа поддержана Министерством образования и науки России в рамках государственного задания №2014/134 (код проекта 2591).

- P. R. Mickel et al. // Mod. Phys. Lett. B, V. 28, 1430003-1 (2014).
- 2. С.В. Тихов и др. // ПЖТФ, Т. 40, 18 (2014).
- Овсюк В.Н. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. Новосибирск: Наука (Сибирское отделение), 1984. 252 с.

## Electronic states in Double HgTe/CdHgTe quantum well

### S. S. Krishtopenko

Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, GSP-105, 603950, Nizhny Novgorod, Russia sergey.krishtopenko@mail.ru

We report theoretical study of band structure in Double HgTe quantum well (QW), consisting of two equivalent single HgTe QWs with thickness *d* separated by tunneling barrier of width *t*. We show that band structure in Double HgTe QW in the range of  $d_c/2 < d < d_c$  (where  $d_c$  is the critical thickness of single HgTe QW at which massless Dirac fermions arise), can be tuned from normal to inverted by varying the barrier thickness. We demonstrate existence of «bilayer-graphene» metal phase and insulator phase, which do not exist in single HgTe QWs. Transition between these specific phases is a topological transition, corresponding to crossing between second electron-like and hole-like subbands and to appearance of the second pair of helical edges states.

### Introduction

The original prediction of quantum spin Hall phase [1] generated a renewed interest in topological phases in solid state systems. In the following years, the realization of two-dimensional (2D) topological insulator (TI) phase has been theoretically described [2] and experimentally observed [3] in HgTe/Cd(Hg)Te quantum wells (QWs) with inverted band structure. At inverted band structure the top energy subband with heavy-hole-like symmetry (HH1) lies above the lowest energy band with electron-like symmetry (E1). Topological phase transition occurs at critical QW thickness  $d_c$ , at which E1 and HH1 subbands are crossed (E1 $\cap$ HH1) and energy dispersion is characterized by linear energy-momentum law of massless Dirac fermions, as in single layer graphene.

In this work, we theoretically study electronic states in Double HgTe/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te QW, which is supposed to be grown on CdTe buffer oriented in [001] direction. The band structure calculations were performed by using the 8-band  $\mathbf{k}$ - $\mathbf{p}$  Hamiltonian with parameters given in [4]. Our results show that Double HgTe QW is a fascinating and complex system on its own, distinct from single HgTe QW, even though it shares some its properties.

### **Results and discussion**

Our theoretical results are summarized in Fig. 1 as a phase diagram on d-t plane, where d is the width of individual HgTe QWs and t is the middle barrier thickness. The white region is the band insulator phase with direct band ordering. Colored regions conform to inverted band structure of the Double HgTe QW. The dark blue bold curve corresponds to the case when the

side maximum of the valence band coincide with the conduction band bottom at k = 0. In single HgTe QW it separates TI phase from semimetal phase, arising at  $d>d_{SM}$ . The blue region corresponds to the «bilayer-graphene» metal phase. The yellow regions below and above the blue region are insulator phases, while the shaded yellow regions from the right side correspond to semimetal phases.

One can see that «massless» Dirac fermions, corresponding to bold black in Fig. 1, exist even if the individual QWs are in normal regime. However, at specific ratios between d and t, additional branch, corresponding to «massive» gapless fermions at k = 0 in valence band appears as well (red-dotted curve in Fig. 1). It originates from coincidence between heavy-hole-like levels HH1 and HH2 (the second heavy-hole-like subband) at zero wavevector when t is large.



**Figure 1.** Phase diagram in Double HgTe/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te QW. Here d is the thickness of a single HgTe QW and *t* is the middle barrier thickness. The values  $d_c$  and  $d_{SM}$  correspond to width of the single QW, at which Dirac cone and semimetal phase arise respectively.



**Figure 2.** Energy dispersions in Double HgTe/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te QW 6 nm wide at different thickness of the middle barrier. The electron-like and heavy-hole-like subbands are plotted in blue and red respectively.

Fig. 2 illustrates energy dispersions for bulk states in the Double QW of 6 nm width at given values of barrier thickness. Electronic subbands can be classified according to [2]. If the contributions of  $\Gamma_6$  and  $\Gamma_8 (\pm 1/2)$  bands to the subband energy at k = 0 are dominant, this is an electron-like subband (blue curves in Fig. 2). If the contribution of  $\Gamma_8 (\pm 3/2)$ band exceeds contributions of other bands, one deals with the heavy-hole-like subband (red curves in Fig. 2). It is seen that at large values of *t*, the system has direct band structure, while at  $t = t_c$ , corresponding to E1 $\cap$ HH1, electronic states have gapless dispersion with linear and «massive» branches discussed above. At small  $t < t_c$ , the system is in socalled «bilayer-graphene» metal phase with energy dispersion, characterized by two touching parabola at k = 0, as in bilayer graphene. Moreover, this metal phase can be destroyed by perpendicular electric field, which also gives one possibility for tuning a band gap for the bulk states.



**Figure 3.** Energy dispersions in Double HgTe/Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te QW 7.5 nm wide at different thickness of the middle barrier. The electron-like and heavy-hole-like subbands are plotted in blue and red respectively.

Another unique property of the Double QWs, as compared to the single QWs, is existence of «massless» fermions at inverted band structure. The appearance of Dirac cone in this case is related with the crossing between levels E2 and HH2 (see Fig. 3). One can demonstrate that inversion between E2 and HH2 levels corresponds to topological transition from «bilayer-graphene» metal phase into insulator phase (yellow region above the blue one in Fig. 1), in which **two pairs** of helical edge states exist. Moreover, we state that each crossing between E*n* and HH*n* levels is related with the appearance of *n* Kramers pairs of edge states. However, this will be an object of our future research. This work was supported by the Russian Academy of Sciences, non-profit Dynasty foundation and RFBR (Grants 13-02-00894, 15-02-08274).

### References

- C.L. Kane and E.J. Mele // Phys. Rev. Lett. 95, 146802 (2005); Ibid. 95, 226801 (2005).
- 2. B.A. Bernevig et al. // Science 314, 1757 (2006).
- 3. M. König et al. // Science 318, 766 (2007).
- 4. E.G. Novik et al. // Phys. Rev. B 72, 035321 (2005).

# Hydrostatic pressure induced topological phase transitions in HgCdTe-based heterostructures

### S. S. Krishtopenko<sup>1</sup>, F. Teppe<sup>2, §</sup>, W. Knap<sup>2,3</sup>

1 Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, GSP-105, 603950, Nizhny Novgorod, Russia 2 Laboratoire Charles Coulomb (L2C), UMR CNRS 5221, GIS-TERALAB, Universite Montpellier II, 34095, Montpellier, France 3 Institute of High Pressure Physics, Polish Academy of Sciences, Sokolowska 29/37 01-142 Warsaw, Poland § frederic.teppe@univ-montp2.fr

We address the problem of driving phase transitions in topological insulator materials by means of hydrostatic pressure. In particular, we demonstrate that hydrostatic pressure applied on HgTe QWs in the semimetal phase can open a gap in the bulk energy spectrum. We also predict a pressure-induced transition from 2D topological insulator phase into a trivial band insulator. Moreover, we show that in 3D HgTe films grown on CdTe buffer, the pressure allows to compensate the strain induced by the HgTe-CdTe lattice mismatch and thus, to drive continuously a 3D topological insulator into a semimetal phase.

### Introduction

Recently, a new class of materials, so-called topological insulators (TI), has been discovered. TIs possess a gap in the bulk but gapless topologically protected edge states at its boundary, therefore display remarkable transport properties. Recently, HgTe quantum wells (QWs) have been demonstrated to be twodimensional (2D) TIs [1,2] and strained 3D HgTe films have been proven to be three-dimensional (3D) TIs with bulk gap but metallic and spin-polarized surfaces [3,4]. Besides finding new TI compounds, searching the ways to drive trivial band insulators (BI) into TIs is also necessary. In this work, we theoretically predict that phase transitions in HgTe-based 2D and 3D TIs can be driven by applying hydrostatic pressure. Hydrostatic pressure decreases the materials lattice constants. Since the compressibilities of HgTe and CdTe differ, there is an additional pressureinduced biaxial strain at the interface between layers. Thus, by using hydrostatic pressure, one can tune biaxial strain and induce phase transitions in HgTe/Cd(Hg)Te heterostructures.

### Phase transitions in HgTe QWs

In HgTe QWs wider than a critical thickness  $d_c \sim 6-7$  nm  $(d > d_c)$ , the electronic structure in the well remains inverted. The inverted band structure means that the highest energy band with hole-like symmetry (HH1) lies above the lowest energy band with electron-like symmetry (E1). In narrow wells  $(d < d_c)$ , it is possible to obtain a conventional alignment of the QW states (CdTe-like). So, a topological phase transition occurs at the critical thickness  $d_c$ , at which the band gap is

absent and the system is characterized by the linear energy-momentum law of massless Dirac fermions. In wide HgTe QWs at  $d>d_{SM}$  ( $d_{SM}\sim12$ -13 nm) the side maxima of the valence band overlaps with the conduction band. Then, the Fermi level can cross both valence and conduction bands and a semimetallic phase can be implemented. Thus, TI state is realized only in HgTe QW with  $d_c < d < d_{SM}$ .



Figure 1. Phase diagram for HgTe/Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te QWs.

Fig. 1 presents phase diagram for HgTe/Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te QWs, which is supposed to be grown on CdTe buffer oriented in [001] direction. These calculations were performed by using the 8-band **k-p** Hamiltonian with additional terms arising due to pressure-induced strain. Band parameters of HgTe and CdTe and their dependence on pressure were taken from [5,6]. One can see that depending on QW width *d*, one can tune transition from TI to BI phases with hydrostatic pressure, as well as destroy the semimetal phase and open the band gap for bulk states in HgTe QWs. Fig. 2 illustrates energy



Figure 2. Energy dispersions in HgTe/Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te QW 7.5 nm wide at different strength of hydrostatic pressure.

dispersions for bulk states in HgTe/Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te QWs of 7.5 nm width at different pressure strength (from 0 to 9 kbar). At critical hydrostatic pressure  $P_c \approx 5.9$  kbar a Dirac cone arises.

### Strained HgTe films on CdTe buffer

The strain in HgTe film stems from a 0.3% lattice mismatch between HgTe and CdTe. The corresponding critical film thickness is larger than 100 nm, meaning that thinner films adopt the substrate lattice constant. Because of this lattice mismatch strain, a small gap of ~15 meV opens (see Fig. 3) in the bulk energy spectrum of the film. Within the bulk gap, special states (shown in red) consist of the surface states originating from the Dirac type dispersion between  $\Gamma_6$  electron and  $\Gamma_8$  light-hole bands hybridized with the  $\Gamma_8$  heavy hole bands. Due to the mentioned above hybridization energy of the surface states tends to that of the valence band states at the  $\Gamma$  point [3].

Fig. 3 shows the energy dispersion of 80 nm HgTe film grown on CdTe buffer oriented in [001] direction at different pressure strength. It is seen that hydrostatic pressure decreases a gap in the bulk energy spectrum. This is due to partial compensation of a biaxial strain due to lattice mismatch between HgTe and CdTe. At critical pressure Pc  $\approx 10.2$  kbar (see Fig. 3c) the strength of pressure-induced strain is equal to the one originating from lattice-mismatch, and HgTe film becomes a semimetal (up the order of residual quantization due to finite size of the film).

This work was supported by the Russian Academy of Sciences, the non-profit Dynasty foundation, the RFBR (Grants 13-02-00894, 15-02-08274) and by the CNRS through LIA TeraMIR project.

### References

- 1. B.A. Bernevig et al. // Science 314, 1757 (2006).
- 2. M. König et al. // Science 318, 766 (2007).
- 3. X. Dai et al. // Phys. Rev. B 77, 125319 (2008).
- C. Brüne et al. // Phys. Rev. Lett. 106, 126803 (2011).
- E.G. Novik et al. // Phys. Rev. B 72, 035321 (2005).
- V. Latussek et al. // Phys. Rev. B 71, 125305 (2005).
- D. A. Kozlov et al. // Phys. Rev. Lett. 112, 196801 (2014).



Figure 3. Band structure at different values of hydrostatic pressure of 80 nm wide strained (001) HgTe film grown on CdTe buffer, as in [7]. The surface states are plotted in red.

# Температурная зависимость спектров ФЛ структур с КЯ GaAsSb/GaAs и двойной КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs, излучающих в районе 1 – 1.2 мкм

С.В. Морозов<sup>1</sup>, Д.И. Крыжков<sup>1\*</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1</sup>, Б.Н. Звонков<sup>2</sup>, О.В. Вихрова<sup>2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, Россия.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, 603950, Нижний Новгород, Россия. \*krizh@ipmras.ru

Настоящая работа направлена на исследование гетероструктур с квантовыми ямами на основе GaAsSb/GaAs и GaAs/GaAsSb/InGaAs. Интерес к таким системам связан главным образом с возможностью создания на их основе вертикально излучающего лазера (VECSEL), работающего на длине волны 1.3 мкм. Методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений были выращены следующие структуры: структуры GaAsSb/InGaAs/GaAs с молярным содержанием сурьмы от 10 до 35%, структуры-спутники с одиночной ямой GaAs/GaAsSb, а также структуры, в которых двойная КЯ GaAsSb/InGaAs была ограничена тонкими слоями GaAsP. На основе нескольких структур с КЯ GaAsSb/InGaAs/GaAs были сформированы лазерные структуры с гребенчатыми волноводами. Наибольшая достигнутая длина волны лазерной генерации - 1075 нм.Обнаружено, что при комнатной температуре в некоторых структурах InGaAs/GaAsSb/GaAs может возникать дополнительный коротковолновый пик в спектре ФЛ. Это связано с тем, что в отличие от волновых функций основных состояний волновые функции возбуждённых состояний электронов и дырок становятся нелокализованными в слоях InGaAs и GaAsSb соответственно и интеграл перекрытия для такого "возбуждённого" перехода растёт. При этом даже небольшой заселённости возбуждённых состояний в КЯ (возникающей при комнатной температуре) оказывается достаточно, чтобы интенсивность люминесценции такого "возбуждённого перехода" была достаточно велика. Данный эффект необходимо учитывать при создании светоизлучающих структур на основе КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs, так как такой канал излучательной рекомбинации через возбуждённые состояния является конкурирующим каналом по отношению к излучательной рекомбинации на длине волны основного перехода и, как показали наши исследования, может быть весьма эффективным.

Система GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs с молярной долей сурьмы около 35% представляет интерес главным образом в связи с возможностью создания вертикально излучающего лазера, работающего при T = 300 К 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 эффективно излучающего лазера на основе такой системы остается нерешенной задачей.

Известно, что в КЯ GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs с молярной долей сурьмы ~ 35% разрыв зоны проводимости гетероперехода GaAsSb/GaAs становится близким к нулю. Такая КЯ может рассматриваться как система с хорошо локализованными дырками и слабо локализованными (или делокализованными) электронами, в особенности при относительно высокой температуре (вблизи комнатной), когда тепловая энергия носителей  $k_BT$  может быть сравнима с глубиной КЯ для электронов в GaAsSb/GaAs. 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 является гетеросистема с двойной КЯ GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs<sub>y</sub>Sb<sub>1-y</sub>/GaAs. В этом случае электроны эффективно локализованы в КЯ материала InGaAs, а дырки – в КЯ материала GaAsSb. Это может привести к увеличению эффективности межзонной излучательной рекомбинации за счет лучшей электронной локализации и, кроме того, к уменьшению энергии основного перехода в такой КЯ за счет увеличения эффективной ширины двойной КЯ.

В данной работе представлены результаты исследования структур с КЯ GaAsSb/GaAs и двойной КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлорганических источников (МОСГФЭ). Были проведены исследования температурной зависимости ФЛ, кинетики ФЛ и спектров возбуждения ФЛ таких структур. Показано, что в структурах GaAsSb/GaAs встраивание дополнительного слоя InGaAs приводит к существенному сдвигу в длинноволновую область энергии основного перехода, а при комнатной температуре к значительному (практически на два порядка) увеличению сигнала ФЛ в области основного перехода.

Обнаружено, что при комнатной температуре в структурах InGaAs/GaAsSb/GaAs может возникать дополнительный эффективный канал излучательной рекомбинации между электронными и дырочными состояниями, заселёнными за счёт температуры. Это связано с тем, что в отличие от волновых функций основных состояний волновые функции возбуждённых состояний электронов и дырок становятся нелокализованными в слоях InGaAs и GaAsSb соответственно. При этом матричный элемент возбужденного перехода существенно превышает таковой для основного перехода. В исследованных структурах InGaAs/GaAsSb/GaAs с длиной волны основного перехода е1-hh1 1030 нм при 300 К линия ФЛ, соответствующая переходам с возбужденных состояний (980 нм), становится даже более интенсивной, чем линия основного перехода. При этом в структурах InGaAs/GaAsSb/GaAs, демонстрирующих более длинноволновую люминесценцию (1200 нм при 300 К), такой эффект не наблюдается. Это связано с тем, что для этой структуры возбужденные состояния, для которых матричный элемент возбужденного перехода существенно превышает таковой для основного перехода, далеко отстоят по энергии от основных состояний в КЯ и их заселённость за счёт температуры даже при T=300 К очень мала.

Данный эффект необходимо учитывать при создании светоизлучающих структур на основе KЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs, так как канал излучательной рекомбинации через возбуждённые состояния является конкурирующим каналом по отношению к излучательной рекомбинации на длине волны основного перехода и, как показали наши исследования, может быть весьма эффективным.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ #13-02-01314. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».
# Сечение усиления и инверсная населенность ионов Er<sup>3+</sup> в волноводных слоях Si:Er/SOI

### К.Е. Кудрявцев\*, Л.В. Красильникова, Д.В. Шенгуров, Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. \*konstantin@ipmras.ru

В работе исследованы спектры пропускания волноводных структур Si:Er/SOI. Оценена величина сечения поглощения для основного перехода иона Er<sup>3+</sup>. Измерения пропускания в условиях дополнительной межзонной накачки показали, что при температуре жидкого азота инверсная населенность эрбия не достигается. В то же время величина потерь на свободных носителях заряда, генерируемых при накачке образца, оказывается малой, что, в принципе, позволяет рассчитывать на превышение усиления над потерями при гелиевых температурах.

#### Введение

Уже достаточно долгое время ведутся исследования светоизлучающих структур на основе кремния, легированного эрбием, как одного из материалов для построения источника излучения, в том числе лазерного, для диапазона λ~1.5-1.6 мкм. В то же время на настоящий момент нет полного понимания физических процессов, определяющих эффективность люминесценции ионов Er<sup>3+</sup> в структурах на основе Si:Er, а оценки достижимого оптического усиления, приводимые в различных работах, расходятся на порядки величины [1-3]. Кроме того, до сих пор не было представлено свидетельств относительно возможности достижения инверсной населенности атомных состояний эрбия в условиях возбуждения редкоземельной опосредованного примеси через электронную подсистему кремния.

В данной работе предпринята попытка на основании прямых измерений спектров пропускания оценить величины поглощения света на внутриатомных переходах эрбия, а также достижимость инверсной населенности эрбия в волноводных структурах Si:Er/SOI.

#### Методика эксперимента

Исследовались светоизлучающие структуры с волноведущим слоем Si:Er/SOI, выращенные методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии. Рост производился на подложках «кремний-наизоляторе» (SOI), приборный слой кремния в которых предварительно утоньшался до 50-100 нм. Толщина осаждаемого слоя Si:Er составляла ~2 мкм. Температура эпитаксии составляла T<sub>gr</sub>~400 °C, что соответствует формированию оптически активных центров эрбия с хорошо определенной микроскопической структурой и узкими линиями люминесценции. Изготовленные образцы характеризовались рекордно высокой интенсивностью фотолюминесценции (ФЛ), что свидетельствует о высокой концентрации оптически активного эрбия и является необходимой предпосылкой для возможности проведения прямых измерений поглощения.



Рисунок 1. Схема регистрации спектров пропускания.

Схема измерений представлена на рис. 1. Исследуемый образец размещался в оптическом криостате при температуре Т=80 К. В качестве пробного сигнала использовалось излучение суперлюминесцентного диода с центральной длиной волны λ<sub>с</sub>~1.55 мкм и спектральной шириной порядка 70 нм. С помощью объектива это излучение фокусировалось на торец исследуемого образца. Для визуализации положения луча на образце использовались He-Ne-лазер, заводимый вместе с пробным сигналом, и CCD-камера. Излучение, прошедшее через образец, собиралось линзой и анализировалось с помощью фурье-спектрометра высокого разрешения Bruker IFS125, оснащенного германиевым фотоприемником. Для накачки эрбиевых центров при регистрации спектров ФЛ, а также при регистрации спектров пропускания в условиях дополнительной подсветки образца использовался непрерывный Nd:YVO<sub>4</sub>-лазер (532 нм).

### Результаты и обсуждение

Спектр пропускания исследуемого образца приведен на рис. 2 (линия 1). Следует отметить весьма сложную структуру этого спектра. На том же рисунке (линия 2) приведен спектр пропускания, зарегистрированный в условиях дополнительной межзонной накачки. Сопоставление этих двух спектров позволяет сделать следующие выводы.



Рисунок. 2. Спектры пропускания (1, 2) и спектр фотолюминесценции исследуемого образца (3). Температура измерений T=80 K (для спектров ФЛ T=10 K). Спектральное разрешение 0.3 см<sup>-1</sup>.

Во-первых, сходство наблюдаемых на приведенных спектрах спектральных особенностей позволяет заключить, что эти особенности реально имеют место и не обусловлены шумами. Предположительно, причиной их возникновения является интерференция излучения в образце. Во-вторых, сопоставление измеренных спектров пропускания и спектра фотолюминесценции исследуемого образца (линия 3) позволяет идентифицировать ряд спектральных линий, которые можно связать с поглощением излучения на внутриатомных переходах эрбия. Для удобства на рис. 2 приведена линия 4, повторяющая спектр ФЛ, однако сдвинутая в большие энергии на величину стоксова сдвига между поглощением и излучением, характерную для эрбия в стеклах [4]. Соответствующие друг другу линии поглощения и излучения отмечены пунктиром. Отметим, что такое соответствие имеет место как для основных (v~6510-6520 см<sup>-1</sup>), так и для возбужденных переходов, соответствующих «горячей» люминесценции (v~6545 см<sup>-1</sup>). Амплитуда этих линий, в пересчете на длину пути

в образце и плотность оптически активных центров  $(L \sim 8 \text{ мм и } N_{\rm Er} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для каждого типа центров, соответственно [5]), соответствует сечению перехода на уровне  $\sigma_{\rm Er} \sim (1 \div 3) \times 10^{-18} \, {\rm cm}^2$ . В-третьих, включение межзонной подсветки приводит к уменьшению амплитуды поглощения для наблюдаемых линий. Это является дополнительным свидетельством того, что наблюдаемые линии связаны с внутрицентровыми переходами ионов Er<sup>3+</sup>. Плотность мощности возбуждения соответствовала режиму насыщения эрбиевой люминесценции. В то же время полного просветления «эрбиевых» линий не наблюдалось. Таким образом, инверсная населенность эрбиевых центров при температуре T=80 К не достигалась. Равновесная доля возбужденных ионов Er<sup>3+</sup> в режиме насыщения эрбиевой ФЛ оценена как не более 20-25%.

Отметим, что с длинноволновой стороны от основного перехода также наблюдаются отдельные узкие линии; их амплитуда не зависит от мощности межзонной подсветки. Если эти линии и соответствуют поглощению неких эрбиевых центров, то такие центры не являются оптически активными в том смысле, что не дают вклада в ФЛ при экситонном возбуждении.

Наконец, мы наблюдали лишь слабую зависимость интенсивности прошедшего излучения от мощности межзонной подсветки. Верхняя оценка величины потерь на свободных носителях заряда, генерируемых накачкой, составила менее  $\alpha_{FC} \sim 0.3$  см<sup>-1</sup>. Это значительно меньше оценок, приводимых в [6], и, в целом, позволяет рассчитывать на превышение усиления над потерями при гелиевых температурах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант #14-02-31660) на оборудовании Центра коллективного пользования «Физика и технология микрои наноструктур» ИФМ РАН.

- 1. Y.H. Xie et al. // J. Appl. Phys., 70, 3223 (1991).
- M.A. Lourenco et al. // Appl. Phys. Lett., 91, 141122 (2007).
- 3. N.N. Ha et al. // Phys. Rev. B, **81**, 195206 (2010).
- 4. S. Konkanen et al. // Proc. SPIE, 2996, 32 (1997).
- К.Е. Кудрявцев и др. // Письма в ЖЭТФ, 100, 913 (2014).
- 6. N.N. Ha et al. // Opt. Mater., 33, 1094 (2010).

## Флуктуации зонного потенциала в эпитаксиальных слоях Si:Er

### В.Б. Шмагин, К.Е. Кудрявцев\*, Д.В. Шенгуров, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. \*konstantin@ipmras.ru

Исследованы спектры фототока эпитаксиальных диодных структур Si:Er/Si в области энергий вблизи края фундаментального поглощения кремния. Установлено, что встраивание редкоземельной примеси в кремний приводит к возрастанию величины флуктуаций зонного потенциала в получаемых эпитаксиальных слоях Si:Er. Обсуждаются механизмы, ответственные за возникновение наблюдаемых неоднородностей потенциала и возможное влияние потенциального рельефа на локализацию носителей заряда, участвующих в процессах возбуждения редкоземельной примеси.

Кремний, легированный эрбием, представляет интерес как активная среда для светоизлучающих устройств диапазона 1.5-1.6 мкм и исследуется уже значительное время [1]. В то же время физика процессов, определяющих эффективность возбуждения ионов Er<sup>3+</sup> при экситонном механизме возбуждения, далека от четкого понимания. Принятая модель возбуждения редкоземельной примеси (посредством рекомбинации электронно-дырочной пары [2]), по крайней мере, для структур, получаеметодом сублимационной молекулярномых пучковой эпитаксии (СМПЭ), не соответствует сложившимся представлениям об электрической активности СМПЭ-слоев Si:Er. Это предполагает возможность реализации в светоизлучающих СМПЭ-структурах Si:Er/Si альтернативных механизмов возбуждения эрбия. С нашей точки зрения, возбуждение эрбия может происходить через ожерекомбинацию экситонов, локализованных в минимумах случайного потенциала, возникающего при встраивании эрбия в кремний. Целью данной работы являлась оценка характерных параметров флуктуаций зонного потенциала в слоях Si:Er, для чего анализировались особенности поглощения Урбаха вблизи края межзонного поглощения в спектрах фототока структур Si:Er/Si.

#### Эксперимент

Исследуемые образцы Si:Er/Si были выращены методом СМПЭ. Толщина слоев n-Si:Er составляла ~0.6-0.7 мкм, концентрация эрбия ~ $(3\div5)\times10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Температура эпитаксии слоя Si:Er варьировалась в диапазоне  $T_{\rm gr}$ =400-600°С, что позволяло формировать в активном слое структуры нужный тип эрбийсодержащих излучающих центров. В качестве образца сравнения был выбран эпитаксиальный

кремниевый диод, не легированный эрбием. Спектры фототока регистрировались с помощью фурьеспектрометра Bruker Vertex80v. Измерения проводились в режиме слабого сигнала, источником возбуждающего излучения был глобар. Записанные спектры нормировались на спектральную плотность падающего излучения.

#### Результаты и обсуждение

Спектры фототока одного из Si:Er/Si-диодов и тестового Si-диода, зарегистрированные при комнатной температуре, приведены на рис. 1.



**Рисунок 1**. Спектры фототока Si:Er/Si (*a*) и тестового Si (*b*, *c*) диодов. Температура измерений T=300 K.

Спектр Si-диода также приведен в корневом представлении (c) для более четкой идентификации области поглощения Урбаха, непосредственно прилегающей к краю межзонного поглощения (фононные ветви TO+ и TO-). Величина энергии Урбаха, определяемая по наклону соответствующего участка в спектрах фототока, для Si:Er-диода значительно выше, чем для тестового Si-диода (23 мэВ и 14 мэВ, соответственно). Это справедливо для всех исследованных Si:Er/Si-диодов, независимо от состава оптически активных центров и концентрации свободных носителей заряда в слое Si:Er.

Спектры фототока Si:Er-диода, зарегистрированные при температурах T=300 K и T=77 K, приведены на рис. 2. Можно видеть, что энергия Урбаха фактически не меняется с температурой. Это означает, что наблюдаемые флуктуации потенциала являются статическими, и, таким образом, связаны не с тепловыми колебаниями решетки, а со структурными неоднородностями в слое Si:Er.



**Рисунок 2**. Спектры фототока при комнатной температуре и при температуре жидкого азота.

Количественные оценки пространственного масштаба и амплитуды флуктуаций зонного потенциала выполнены в предположении, что поле флуктуаций является гауссовым. Автокорреляционная функция гауссова потенциала имеет вид

$$W(r) = \xi^2 \exp\left(-r^2/L^2\right),$$
 (1)

где  $\xi$  - среднеквадратичная амплитуда флуктуаций, а L - корреляционная длина. В [3] показано, что эти величины связаны с энергией Урбаха  $E_U$  соотношением

$$\left(\xi \times L\right)^2 = \frac{9\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\hbar^2}{m} E_U \quad . \tag{2}$$

Пространственный масштаб флуктуаций оценивался исходя из следующих соображений. Экранирование флуктуаций зонного потенциала свободными носителями заряда должно приводить к снижению структурного беспорядка и, как следствие, уменьшению энергии Урбаха. На рис. 3 приведены спектры фототока диодов #7-30 (*N*<sub>D</sub>~6×10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>) и #746, активная область которого дополнительно легирована фосфором (до  $N_D \sim 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Значения энергии Урбаха для этих образцов практически совпадают. Это означает, что характерный пространственный масштаб случайного потенциала меньше, чем длина экранирования при концентрации  $N_D \sim 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , т.е.  $L_{\text{max}} \sim 25 \text{ Å}$ .



Рисунок 3. Спектры фототока Si:Er/Si-диодов с различной концентрацией электрически активных примесей в слое Si:Er.

Согласно (2), среднеквадратичная амплитуда флуктуаций потенциала составляет не менее ξ<sub>min</sub>~35 мэВ. В качестве возможных причин образования столь выраженного потенциального рельефа можно предложить (i) механические напряжения, обусловленные встраиванием тяжелых атомов эрбия в кремниевую решетку, либо (ii) неоднородное распределение зарядовой плотности электрически активных комплексов, возникающих при росте слоев Si:Er. В обоих случаях рекомбинация экситонов, локализованных в возникающем случайном потенциале, может сопровождаться возбуждением ближайших ионов Er<sup>3+</sup>.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант #13-02-00397) на оборудовании Центра коллективного пользования «Физика и технология микрои наноструктур» ИФМ РАН.

- 1. A.J. Kenyon // Semic. Sci. Tech., 20, R65 (2005).
- 2. F. Priolo et al. // J. Appl. Phys., 78, 3874 (1995).
- C.W. Greeff et al. // Phys. Rev. B, 51, 1778 (1995).

# Комбинационное рассеяние света нанокомпозитов Ag/ПАН

### А. И. Машин<sup>1</sup>, М. А. Кудряшов<sup>1,\*</sup>, А. В. Нежданов<sup>1</sup>, G. Chidichimo<sup>2</sup>, G. De Filpo<sup>2</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. 2 Department of Chemistry, University of Calabria, P. Bucci-15c, Rende (CS), Italy, 87036. \*Kudryashov@phys.unn.ru

Получены спектры комбинационного рассеяния света от нанокомпозитов Ag/ПАН. Обнаружено влияние на данные спектры длины волны возбуждения и присутствия наночастиц серебра в полимере.

#### Введение

Композитные среды на основе наночастиц металла, диспергированных в диэлектрической матрице, могут использоваться в нанофотонике, оптоэлектронике, медицине, для хранения информации, а также в поверхностно-усиленном рамановском рассеянии [1-3]. Свойства таких нанокомпозитов главным образом определяются размером, формой и количеством нановключений в диэлектрике. В последние несколько лет стали широко использоваться спектральные методы, основанные на поверхностно-усиленном рамановском рассеянии, для идентификации и получения структурной информации о молекулярных частицах очень низкой концентрации. При исследовании комбинационного рассеяния света металлические наночастицы можно рассматривать как активные «наноантенны», выполняющие сразу несколько функций: прием электромагнитного сигнала, его преобразование в поверхностные плазмоны, усиление в форме ближнего поля и излучение обратно в пространство сдвинутого по частоте рамановского сигнала. При таком усилении (до ×10<sup>15</sup>) удается обойти запрет, налагаемый физической оптикой на размеры сфокусированного пятна света, и становится возможным уже измерение рамановского спектра отдельной молекулы.

#### Методика эксперимента

Нанокомпозитные пленки серебро/полиакрилонитрил (Ag/ПАН) были изготовлены методом фотополимеризации раствора нитрата серебра (AgNO<sub>3</sub>) в акрилонитриле в присутствии фотоинициатора 2,2диметокси-1,2-дифенил-этан-1-она (IN) УФ-излучением с длиной волны 365 нм. При получении варьировалась концентрация исходных компонентов. Спектры комбинационного рассеяния (КРС) исследовались на комплексе рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra производства компании NT-MDT (г. Зеленоград). Возбуждение осуществлялось лазерами с длинами волн 473, 632.8 и 785 нм. Излучение фокусировалось 20х и 100х объективами с апертурами 0.45 и 0.95, соответственно. Мощность несфокусированного лазерного излучения, измеряемая с помощью кремниевого фотодетектора 11PD100-Si (Standa Ltd), варьировалась в диапазоне 0.026 – 5 мВт. Исследование спектров комбинационного рассеяния света образцов проводилось в схеме на отражение в диапазоне 150 – 5000 см<sup>-1</sup>. Все спектры были получены при комнатной температуре.

#### Результаты и обсуждение

Для более точной идентификации наших образцов и попытки избавиться от паразитной люминесценции мы снимали спектры КРС, возбуждаемые на разных длинах волн. На рис. 1 показаны спектры комбинационного рассеяния от чистого ПАН, полученные возбуждением лазерами с  $\lambda = 473, 632.8$  и 785 нм. Излучение фокусировалось 100х объективом с апертурой NA = 0.95. На спектрах наблюдаются три пика при 2915 – 2953, 2248 и 1000 см<sup>-1</sup>, принадлежащие валентным колебаниям связи СН, валентным колебаниям связи C≡N и деформационным колебаниям связи СН, соответственно. Видно, что при возбуждении лазером с длиной волны 632.8 нм, помимо трех упомянутых, наблюдается большее количество пиков. Хотя при лазере с  $\lambda =$ 785 нм паразитная люминесценция минимальна, но в этом случае отсутствует пик в области 2915 -2953 см<sup>-1</sup>, а на спектры КРС на такой длине волны, предположительно, может влиять аппаратная функция. Поэтому в дальнейших исследованиях мы использовали лазер с  $\lambda = 632.8$  нм.



Рисунок 1. Спектры КРС от чистого ПАН, полученные при возбуждении лазером с длиной волны, равной 473 (1), 632.8 (2) и 785 нм (3).

На рис. 2 представлены спектры КРС от чистого ПАН, полученного при 2 и 15 мас.% фотоинициатора в исходной смеси, а также от нанокомпозитов Ад/ПАН, изготовленных из смеси с различной концентрацией нитрата серебра и 15 мас.% IN. На спектрах также присутствует пик при 2248 см<sup>-1</sup> от С $\equiv$ N, который наблюдался на рис. 1. Однако ранее выявленный пик в области 2915 – 2953 см<sup>-1</sup> здесь хорошо разрешился на два явных пика при 2920 и 2955 см<sup>-1</sup>. Это объясняется тем, что площадь пятна возбуждения в данном случае больше, т.к. излучение фокусировалось 20х объективом с апертурой NA = 0.45, и, соответственно, сигнал выше.



**Рисунок 2.** Спектры КРС от нанокомпозитов Ад/ПАН, полученных при *1* – 0 мас.% AgNO<sub>3</sub> и 2 мас.% IN, *2* – при 0 мас.% AgNO<sub>3</sub> и 15 мас.% IN, *3* – при 5 мас.% AgNO<sub>3</sub> и 15 мас.% IN и *4* – при 10 мас.% AgNO<sub>3</sub> и 15 мас.% IN.

Кроме того, на спектрах наблюдается пик при 1597 см<sup>-1</sup>, которого нет только на одном спектре для образца, полученного при 2 мас.% IN. Справедливо предположить, что этот пик связан с присутствием продуктов распада от фотоинициатора после полимеризации исходной смеси.

Видно, что в присутствии наночастиц серебра в ПАН происходит увеличение интенсивности спектров. Повышение интенсивности спектров коррелирует с ростом содержания AgNO<sub>3</sub> в исходной смеси, а следовательно, и с увеличением объемной доли нановключений в полимерной матрице [4]. Наблюдаемый эффект можно связать с явлением поверхностно-усиленного рамановского рассеяния. Не столь существенное увеличение интенсивности спектров при наличии наночастиц серебра в полимере можно связать с их небольшой объемной доли мере можно связать с их небольшой объемной доли нановать с их небольшой объемной долей (до 1%).

#### Заключение

В данной работе исследовано комбинационное рассеяние света от нанокомпозитов Ад/ПАН. Выявлены характерные пики, соответствующие связям СН и СN в полимере. Обнаружен эффект поверхностно-усиленного рамановского рассеяния.

- R. Shenhar, T.B. Norsten, V.M. Rotello // Advanced Materials, V. 17, 657 (2005).
- Y. Shiraishi, N. Toshima // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, V. 169, 59 (2000).
- M.M. Maye, S.C. Chun, L. Han et al. // Journal of the American Chemical Society, V. 124, 4958 (2002).
- М.А. Кудряшов, А.И. Машин, А.С. Тюрин и др. // Журнал технической физики, Т. 81, Вып. 1, 95 (2011).

# Использование поляризационных измерений для определения эффективности возбуждения поверхностных плазмонполяритонов квантовыми точками

В. А. Кукушкин<sup>1, 2, \*</sup>, Н. В. Байдусь<sup>2, 3</sup>

1 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. \*vakuk@appl.sci-nnov.ru

Разработан метод диагностики эффективности возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл – полупроводник накачиваемыми квантовыми точками с помощью поляризационных измерений выходящего излучения. Он заключается в экспериментальном нахождении отношения интенсивности этого излучения с ортогональной к плоскости наногетероструктуры поляризацией к аналогичной величине с лежащей в этой плоскости поляризацией при двух различных расстояниях от слоя квантовых точек до границы металл – полупроводник. По результатам этих измерений определяются все неизвестные параметры в построенной нами математической модели, позволяющей вычислить относительную скорость возбуждения накачиваемыми квантовыми точками поверхностных плазмон-поляритонов. В результате она может быть найдена без использования дорогостоящего и громоздкого оборудования для измерения нано- и субнаносекундных времён гашения люминесценции квантовых точек при выключении накачки.

#### Введение

Поверхностные плазмон-поляритоны представляют собой локализованные на границе раздела двух сред с различными знаками действительных частей диэлектрических проницаемостей самосогласованные колебания поляризации и электромагнитного поля. При этом масштабы локализации по всем трём координатам могут быть значительно меньше определяемой их частотой длины волны как в вакууме, так и в любой из этих сред, взятых по отдельности. В результате поверхностные плазмонполяритоны позволяют использовать электромагнитное поле оптического и инфракрасного частотных диапазонов в микро- и наноэлектронных схемах, микроскопии, биодетектировании и др. приложениях, требующих локализации излучения в малых объёмах.

Одной из основных проблем при практическом использовании поверхностных плазмон-поляритонов является их быстрое затухание с пройденным расстоянием, обусловленное сильной омической диссипацией их электромагнитного поля в веществе (как правило, металле) с отрицательной действительной частью диэлектрической проницаемости. В результате для их транспортировки необходимо создание специальных волноводов с усиливающей средой, которая в какой-то степени компенсировала бы их поглощение [1]. Однако, вследствие относительно больших длин волн оптического или инфракрасного излучения, эффективность его ввода в эти малоапертурные устройства является весьма низкой. В результате внимание исследователей было привлечено идеей создания плазмон-поляритонного лазера (так называемого спазера), в котором усиливающая среда, помещённая в микро- или даже нанорезонатор, сама генерировала бы поверхностные плазмон-поляритоны. Несколько лет назад появились первые сообщения о реализации таких устройств [2-4]. Их рабочие параметры, однако, ещё далеки от желаемых для практических применений.

Ключевой характеристикой плазмон-поляритонного лазера является эффективность возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов усиливающей средой. Обычно её оценивают по времени гашения люминесценции наногетероструктуры при выключении накачки. Однако, вследствие малости этого времени (по порядку величины равного 1 нс), его измерение требует использования громоздкого и дорогостоящего оборудования.

# Экспериментальная и расчётная методики

На основе квантовой электродинамики сплошных сред нами теоретически разработан и экспериментально реализован метод диагностики эффективности возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов усиливающей средой с помощью поляризационных измерений выходящего из наногетероструктуры излучения. В отличие от измерения короткого времени гашения люминесценции наногетероструктуры при выключении накачки, такие измерения проводятся в квазинепрерывном режиме и не требуют для своего осуществления громоздкого и дорогостоящего оборудования.

Метод был применён к электрически накачиваемым квантовым точкам InAs в матрице GaAs, покрытой слоем Au. Было измерено отношение интенсивности выходящего из наногетероструктуры излучения с ортогональной к её плоскости поляризацией к аналогичной величине с лежащей в этой плоскости поляризацией при двух различных расстояниях x от слоя квантовых точек InAs до границы GaAs c Au.

#### Результаты



**Рисунок 1.** Скорость  $\Gamma_{\rm pl} + \Gamma_{\rm ph}$  спонтанного перехода квантовой точки из возбуждённого в основное состояние с излучением либо плазмона, либо фотона по отношению к скорости  $\Gamma_{\rm ph}$  такого спонтанного перехода с излучением только фотона (энергия перехода отвечает длине волны 1,17 нм — сплошная кривая и 1,44 нм — пунктир) в зависимости от x.

Сопоставление полученных данных с расчётными позволило найти все неизвестные параметры в построенной нами математической модели для вычисления скорости  $\Gamma_{pl}$  спонтанного перехода квантовой точки из возбужденного в основное состояние с излучением поверхностного плазмон-поляритона по отношению к скорости  $\Gamma_{ph}$  такого спонтанного перехода с излучением фотона (см. рисунок 1). Таким образом, без использования дорогостоящего и громоздкого оборудования для измерения малых времён нами была определена эффективность возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов накачиваемыми квантовыми точками, т.е. ключевая характеристика наногетероструктуры, являющейся прототипом плазмон-поляритонного лазера.

Использованные в настоящей работе наногетероструктуры с квантовыми точками были выращены Б. Н. Звонковым. Напыление на них металла для создания на их основе плазмон-поляритонных диодов Шоттки было выполнено А.В. Здоровейщевым. Работа выполнена при поддержке Сколковского института науки и технологий (Сколтех) в рамках Skoltech/MIT Initiative, РФФИ (грант 14-02-00766-а), Правительства РФ (Постановление 220 от 09.04.2010, договор 14.В25.31.0021 от 26.06.2013 с основной организацией Институт прикладной физики PAH), Минобрнауки ΡФ (госзаказ 3.285.2014/К, соглашение 02.В.49.21.0003 между Минобрнауки РФ и Нижегородским государственным университетом им. Н. И. Лобачевского от 27.08.2013) и Советом по грантам Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ (грант НШ-1041.2014.2).

- D. Yu. Fedyanin, A. V. Krasavin, A. V. Arsenin, and A. V. Zayats // Nano Lett., v. 12, p. 2459 (2012).
- M. T. Hill, M. Marell, E. S. P. Leong, B. Smalbrugge, Y. Zhu, M. Sun, P. J. van Veldhoven, E. J. Geluk, F. Karouta, Y. S. Oei, R. Notzel, C.-Z. Ning, and M. K. Smit // Opt. Express, v. 17, no. 13, 11107 (2009).
- R. F. Oulton, V. J. Sorger, T. Zentgraf, R. M. Ma, C. Gladden, L. Dai, G. Bartal, and X. Zhang // Nature, v. 461, p. 629 (2009).
- M. A. Noginov, G. Zhu, A. M. Belgrave, R. Bakker, V. M. Shalaev, E. E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong, and U. Wiesner // Nature, v. 460, p. 1110 (2009).

# Расчёт профиля дельта-легированного слоя алмаза, обеспечивающего высокую подвижность дырок

### В. А. Кукушкин<sup>1, 2, \*</sup>, G. Snider<sup>3</sup>, С. А. Богданов<sup>1</sup>, В. В. Чернов<sup>1</sup>

1 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana, 46556, United States of America.

\*vakuk@appl.sci-nnov.ru

Проведено сравнение подвижностей дырок и проводимостей двумерного дырочного газа для сложного профиля распределения концентрации бора в дельта-легированном слое осаждённого из газовой фазы алмаза с двумя близко (на расстоянии 3 нм) расположенными максимумами с величиной 2.8·10<sup>19</sup>см<sup>-3</sup> каждый и локальным минимумом между ними и простого профиля, в котором указанный локальный минимум отсутствует. Показано, что для сложного профиля эти величины соответственно в 3 и 1,6 раза больше, чем для простого. Полученные результаты могут быть использованы при создании проводящего канала для быстродействующего и мощного полевого транзистора на осаждённом из газовой фазы алмазе.

#### Введение

Осаждённые из газовой фазы (CVD) алмазные плёнки являются перспективной материальной базой для современной микро- и наноэлектроники благодаря их высокой теплопроводности, большому пробойному напряжению, радиационной и химической стойкости и другим уникальным свойствам. Однако одним из основных препятствий для их практического использования является большая энергия активации легирующих их примесей, что затрудняет достижение в них необходимой концентрации свободных носителей заряда. Возможное решение этой проблемы заключается в увеличении концентрации легирующей примеси, что приводит к снижению энергии её активации. При этом, однако, за счёт рассеяния на ионизованных атомах примеси значительно снижается подвижность носителей заряда, высокие значения которой необходимы для создания быстродействующих микро- и наноэлектронных устройств, например полевых транзисторов.

Эту трудность можно преодолеть с помощью хорошо известной в физике полупроводников техники дельта-легирования. Она заключается в легировании лишь очень тонкого (с толщиной порядка нескольких нанометров) слоя (т. н. дельта-слоя) высокочистого полупроводника. В плоскости такого слоя формируется двумерный газ носителей заряда, для которого этот слой играет роль потенциальной ямы. При этом, вследствие малой толщины дельта-слоя, волновые функции носителей заряда простираются далеко за его пределы. В результате последние находятся в основном в прилегающих к дельта-слою нелегированных областях, где их рассеяние мало, а длина свободного пробега, следовательно, велика. Поэтому в такой дельталегированной структуре подвижность носителей заряда в плоскости слоя оказывается значительно больше аналогичной величины в однородно легированом полупроводнике при той же концентрации легирующей примеси, что и в дельта-слое.

В многочисленных экспериментальных и теоретических исследованиях дельта-слоёв (легированных, как правило, бором — акцепторной примесью, имеющей в алмазе наименьшую энергию активации) в CVD-алмазе профиль распределения концентрации легирующей примеси в дельта-слое имел предельно простую форму, т. е. был примерно постоянен в его пределах. Однако недавно появились сообщения о получении профиля легирования бором с крутизной порядка 1 нм на декаду его концентрации [1], т.е. открылась экспериментальная возможность модулировать концентрацию бора на масштабах дельта-слоя.

### Сложный профиль дельталегирования

Нами предложен и детально рассчитан сложный профиль распределения концентрации бора в дельта-легированном слое CVD-алмаза, обеспечивающий существенное увеличение как подвижности дырок, так и проводимости двумерного дырочного газа в плоскости слоя. Он состоит из двух близко (на расстоянии 3 нм) расположенных максимумов с величиной 2.8·10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup> каждый, разделённых локальным минимумом, в котором концентрация бора на порядок меньше, чем в максимумах. Такой профиль обеспечивает пространственное разделение находящегося в локальном минимуме концентрации бора (т. е. в центре дельта-слоя) максимума концентрации дырок и максимумов концентрации ионизованных атомов бора 1 и 2 (см. рисунок 1). В результате этого рассеяние дырок на ионизованных атомах бора становится менее интенсивным, чем в случае простого профиля, когда локальный минимум концентрации бора между её максимумами отсутствует, т. е. в пределах дельта-слоя она примерно постоянна.



**Рисунок 1.** Зависимость концентрации ионизованных атомов бора  $N^-$  (сплошная линия) и дырок p (пунктир) от пространственной координаты x, отсчитываемой от центра дельта-слоя.

#### Результаты и обсуждение

Расчёты показывают, что при комнатной температуре имеющее место в случае сложного профиля дельта-легирования пространственное разделение максимумов концентраций дырок и ионизованных атомов бора приводит к более чем 3-кратному увеличению подвижности дырок по сравнению с простым профилем дельта-легирования. Это увеличение обусловливает также и рост проводимости двумерного дырочного газа в плоскости дельтаслоя, которая для сложного профиля оказывается на 60 % большей, чем для простого профиля.

Предлагаемый профиль распределения концентрации бора в дельта-легированном слое CVD-алмаза действительно является профилем с одним легированным дельта-слоем (с толщиной, равной расстоянию между двумя максимумами концентрации бора, т. е. 3 нм), а не профилем с двумя легированными дельта-слоями, разделёнными слаболегированным промежутком. Последний профиль был исследован, например, в работах [2, 3], в которых толщина этого промежутка была относительно велика (более 5 нм, как правило 30–50 нм), вследствие чего, в отличие от предлагаемого профиля дельталегирования, максимумы и минимумы концентраций дырок и ионизованных атомов бора пространственно совпадали.

Таким образом, предлагаемый сложный профиль дельта-легирования позволяет существенно увеличить подвижность дырок и проводимость двумерного дырочного газа. В результате он может быть использован для создания проводящих каналов для быстродействующих и мощных полевых транзисторов на CVD-алмазе.

Работа выполнена при поддержке Сколковского института науки и технологий (Сколтех) в рамках Skoltech/MIT Initiative, РФФИ (грант 14-02-00766-а), Правительства РФ (Постановление 220 от 09.04.2010, договор 14.В25.31.0021 от 26.06.2013 с основной организацией Институт прикладной физики РАН) и Совета по грантам Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ (грант НШ-1041.2014.2).

- P. N. Volpe, N. Tranchant, J. C. Arnault, S. Saada, F. Jomard, and P. Bergonzo // Phys. Status Solidi Rapid Research Letters, v. 6, no. 2, pp. 59–61 (2012).
- T. Kobayashi, T. Ariki, M. Iwabuchi, T. Maki, S. Shikama, and S. Suzuki // Journal of Applied Physics, v. 76, no. 3, pp. 1977–1979 (1994).
- Y. Anda, T. Ariki, and T. Kobayashi // Japanese Journal of Applied Physics, v. 34, no. 8A, pp. 3987–3990 (1995).

## Измерение энтропии в двумерной системе

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

1 Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

2 Department of Physics, Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA.

3 Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук, ул. Косыгина, д. 2, Москва, 119334. \*alexkun@lebedev.ru

Предложен и реализован метод измерения производной энтропии двумерной электронной системы по концентрации носителей. Интегрирование данной величины по концентрации позволяет оценить саму энтропию. В двумерных электронных системах в кремнии экспериментально проверен ряд интегральных соотношений для энтропии и обнаружено завышенное значение энтропии при приближении к переходу металл-изолятор. Полученные данные заставляют пересмотреть картину явления.

#### Введение

Энтропия является фундаментальной термодинамической характеристикой системы и обычно измеряется косвенно через теплоёмкость C=TdS/dT. В двумерных системах измерения теплоёмкости затруднены [1] из-за малости последней, а также огромного многократно превосходящего двумерный газ неизбежного вклада подложки.

В настоящей работе нами предложен и реализован принципиально новый подход к измерению энтропии двумерных систем.



Рисунок 1. Схематичное изображение зонной диаграммы МОП-структуры (слева) и схемы эксперимента (справа): медная площадка с нагревателем, термометром и образцом имеет тепловую связь с резервуаром жидкого He4 (heat sink). При модуляции температуры площадки нагревателем фемтоамперметр измеряет ток перезарядки образца.

#### Метод измерения

Мы используем соотношение Максвелла между производными энтропии и химического потенциала:

$$\partial S / \partial n = -\partial \mu / \partial T.$$
 (\$\phi1)

В структурах с геометрией плоского конденсатора, где концентрация однозначно определяется напряжением на затворе, при модуляции температуры начинает течь ток перезарядки, пропорциональный частоте модуляции температуры, ёмкости образца и  $\partial \mu / \partial T$ . Измеряя этот ток (см. схему на Рисунке 1) можно определить  $\partial S / \partial n$ , а проинтегрировав по концентрации - и полное значение энтропии, аналогично тому, как это было сделано нами для намагниченности [2].

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

#### Результаты

Было напрямую продемонстрировано выполнение 3-го начала термодинамики в двумерной фермижидкости. Также были продемонстрированы практически зануление энтропии в щели КЭХ и связанные с ним интегральные равенства (интеграл  $\partial S/\partial n$ по концентрации от одной щели до другой был близок к 0). Для магнитополевых зависимостей  $\partial S/\partial n(B)$  было однаружено хорошее количественное согласие с простой теорией (типа Лифшица-Косевича) [3] квантовых магнитоосцилляций энтропии. В кремниевых МОП-структурах, демонстрирующих металлическую проводимость, наблюдалась увеличенная энтропия, которая была интерпретирована через увеличенную и зависящую от температуры эффективную массу (на рисунке 2 энтропия при 3 К и 7 К практически совпадает следствие повышения массы при понижении температуры). Из сравнения высоко- и низкоподвижного образца было показано, что рост массы не зависит от степени беспорядка в системе.



**Рисунок 2.** Зависимость энтропии на единицу площади от концентрации электронов в кремнии при трёх температурах (показаны на рисунке). Вертикальная линия обозначает переход металл-изолятор при T=0.

Величина массы оказалась тем больше, чем ниже температура и чем ближе система находится к переходу металл-изолятор. В области изолятора эффективная масса падает с понижением концентрации. Увеличенная масса (наблюдалось увеличение в 5 раз) означает уменьшенную энергию Ферми и приближение системы к невырожденному состоянию. Если ввести эмпирический критерий невырожденности  $\partial S/\partial n = k_B$  (что в модели идеального

ферми-газа соответствует  $T=E_F$ ) либо  $\partial S/\partial n=0.23k_B$ ( $T=0.5E_F$ ), то существенная часть «аномальной металлической» зависимости (dR/dT>0) попадает в невырожденную область. В частности, по нашим данным, ранее наблюдавшийся и обсуждавшийся максимум на зависимости R(T) [4] находится целиком в невырожденной области ( $T>E_F$ ), по крайней мере при T=2.5 К. Таким образом, полученные данные заставляют пересмотреть явление перехода металл-изолятор в 2D, поскольку все имеющиеся теории подразумевали вырожденную систему.

#### Благодарности

Работа в ФИАН поддержана программами РАН и выполнена на оборудовании ЦКП «Исследования сильно коррелированных систем». В.М.П. и И.С.Б. благодарят за поддержку грант РНФ 14-12-000879, а А.Ю.К. грант МОН 14.613.21.0019.

- J. K. Wang, J. H. Campbell, D. C. Tsui, A. Y. Cho // Physical Review B, V. 38, 6174 (1988).
- N. Teneh, A. Yu. Kuntsevich, M. Reznikov, V. M. Pudalov // Physical Review Letters, V. 109, 226403 (2012).
- Y. Tupikov, A. Yu. Kuntsevich, V. M. Pudalov, I. S. Burmistrov // Письма в ЖЭТФ, V. 101, 131-135 (2015).
- S. Anissimova et al. // Nature Physics, V. 3, 707 (2007).

# Особенности роста InN методом МПЭ с плазменной активацией азота при различных соотношениях потоков элементов III и V групп

Д. Н. Лобанов<sup>1, 2\*</sup>, А. В. Новиков<sup>1, 2</sup>, Б. А. Андреев<sup>1, 2</sup>, П. А. Юнин<sup>1, 2</sup>, Е. В. Скороходов<sup>1</sup>, П. А. Бушуйкин<sup>1</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. 2 ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950. \*dima@ipmras.ru

Экспериментально исследован рост InN методом МПЭ ПА на буферных слоях GaN в зависимости от соотношения потоков элементов III и V групп. Выращенные структуры демонстрируют хорошее кристаллическое качество, низкую концентрацию носителей заряда (5 х 10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>), и интенсивный сигнал фотолюминесценции в диапазоне 0.65 – 0.8 эВ при комнатной температуре.

#### Введение

В девяностых годах прошлого столетия произошел стремительный прогресс в технологии выращивания III-N материалов, что открыло перспективы для создания разнообразных приборов на их основе. Основное внимание исследователей последние годы было сосредоточено на GaN и его твёрдых растворах InGaN и AlGaN. Гораздо меньше внимание в научной литературе уделяется InN, который остаётся наименее изученным среди III-N материалов. С практической точки зрения этот материал очень привлекателен для создания как источников инфракрасного излучения (ширина запрещённой зоны  $E_{G} \sim 0.64$  эВ при комнатной температуре [1]), так и быстродействующих, высокочастотных транзисторов. Теоретические расчёты показывают, что подвижность электронов в InN может достигать значений ~  $10000 \text{ см}^2 \cdot \text{B}^{-1} \cdot \text{c}^{-1}$  при комнатной температуре [2]. Это открывает потенциальную возможность работы полевых транзисторов на основе InN на экстремально высоких скоростях до частот свыше 1 ТГц, что не может быть реализовано на других известных полупроводниковых материалах [3]. Основной причиной, по которой до сих пор не реализованы потенциальные возможности этого материала является его низкое качество. В настоящее время структуры InN, полученные различными методами, имеют плотность дислокаций  $10^9 - 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, и концентрацию носителей  $10^{18} - 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. В рекордных образцах концентрация электронов достигает n×10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup> [4]. Одна из основных трудностей получения высококачественных плёнок InN, в отличие от нитридов галлия и алюминия, связана с низкими температурами роста (InN начинает разлагаться в вакууме при температурах свыше 500<sup>0</sup>C). Низкие температуры приводят к малой подвижности адатомов на поверхности, низкой скорости роста и худшему кристаллическому качеству растущей плёнки. Метод молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) наиболее адаптирован для роста нитридов при низких температурах подложки, поскольку, в отличие от методов газофазной эпитаксии, поток химически активного азота не зависит от температуры подложки. Целью настоящей работы являлось исследование влияния соотношения потоков элементов III и V групп на структурные и оптические свойства формируемой методом МПЭ ПА плёнки InN.

#### Эксперимент

Рост плёнок InN проводился на подложках с- $Al_2O_3$  методом МПЭ ПА на установке STE 3N3. Осаждение плёнок InN проводилось на буферный слой GaN толщиной ~ 1 мкм, поскольку известно, что рост на буферных слоях AlN и GaN существенно улучшает кристаллическое качество InN слоев [5]. Соотношение потоков In и N варьировалось в широком диапазоне от 0.2 до 1.2. Образцы исследовались методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгеноструктурного анализа, фо-

толюминесценции (ФЛ), спектроскопии отражения и пропускания.

#### Результаты и обсуждение

Исследования методами СЭМ показали, что при соотношении потоков III/V < 0.7 слой InN состоит из вертикальных наноколонн. При повышении соотношения III/V  $\ge 0.7$  наноколонны при определённой толщине начинают сращиваться друг с другом, образуя сплошной слой InN (рис. 1a).



Рисунок 1. СЭМ снимки образцов с InN слоями, выращенными при соотношениях потоков III/V = 0.7 (а) и 1.2 (б) на буферных слоях GaN / c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

При соотношении потоков III/V ~ 1 слой InN становится двумерным, однако обладает нанопористой структурой. При увеличении соотношения III/V до 1.2 слой InN становится сплошным (рис. 1б).

Продемонстрировано известное положительное влияние низкотемпературного (~ 420<sup>0</sup>C) зародышевого слоя на дальнейший более высокотемпературный (~ 480<sup>0</sup>C) рост плёнки InN [5]. По данным СЭМ в случае азот-обогащённых условий роста использование низкотемпературного зародышевого слоя приводит к большей поверхностной плотности наноколонн, которые уже при небольших (~ 100 нм) толщинах осаждённого InN срастаются друг с другом, образуя сплошную плёнку. Исследования методами рентгеноструктурного анализа показали, что плотность прорастающих дислокаций в InN слое составляет 2 -  $3 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup>, что сопоставимо с плотностью прорастающих дислокаций в буферном слое GaN. Интенсивная ФЛ InN в диапазоне 650 – 800 мэВ характеризуется достаточно широким (~ 100 мэВ) сигналом (рис. 2). Это обусловлено высокой остаточной концентрацией электронов, которая по результатам измерения спектров плазменного отражения увеличивается для слоев InN, выращенных в разных соотношениях потоков III/V: с 5 x 10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup> (для роста в азот-обогащённых условиях) до 8 x 10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup> (при росте в металлобогащённых условиях).



Рисунок 2. Спектр ФЛ (T = 78 K) и частотная зависимость квадрата коэффициента поглощения при комнатной температуре образца со слоем InN, выращенным при соотношении III/V ~ 1.

Наличие большого числа свободных носителей обуславливает сдвиг Бурштейна-Мосса в положениях пика ФЛ и края собственного поглощения (рис.2).

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа выполнена при поддержки Программ РАН и РФФИ.

- V.Yu.Davydov, et al. // Phys. Stat. Sol. B 229, R1 (2002).
- N.Miller, E.E.Haller, et al. // Phys. Rev. B 84, 075315 (2011).
- M.Higashiwaki, T.Matsui // Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 41, L 540 (2002).
- С.С. Хлудков, И.А. Прудаев, О.П. Толбанов // Известия ВУЗов: Физика 56(9), с. 23 (2013).
- Y.Nanishi, Y.Saito and T.Yamaguchi // Jpn. J. Appl. Phys. 42, 2549-2559 (2003).

# Влияние полиоксоаниона фосфорновольфрамовой кислоты в пористом слое TiO<sub>2</sub> на основные фотовольтаические характеристики солнечных элементов Гратцеля

#### А. А. Логунов\*, А. И. Машин, А. С. Рябов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, проспект Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950 \*logunov@phys.unn.ru

Разработана методика формирования новых композитных фотоанодов из TiO<sub>2</sub> и фосфорновольфрамовой кислоты H<sub>3</sub>[PW<sub>12</sub>O<sub>40</sub>]. Введение в пористый слой TiO<sub>2</sub> H<sub>3</sub>[PW<sub>12</sub>O<sub>40</sub>] влияет как на Uxx, так и на Ikз.

#### Введение

Сенсибилизированные красителем солнечные элементы (DSSC) являются перспективными. Эффективность преобразования солнечной энергии более 11% была достигнута Гратцелем для ячеек на основе нанокристаллического  $TiO_2$  [1, 2]. DSSC состоит из сенсибилизированного красителем полупроводникового пористого фотоанода, электролита и катода. Такие свойства фотоанода, как количество красителя и транспорт электронов, имеют определяющее влияние на эффективность преобразования. Исследования фотоанодов сосредоточены на оптимизации поглощения света, улучшения переноса и подавления рекомбинации зарядов [3].

Полиоксометаллаты (ПОМ) представляют собой класс металл-кислородных кластеров, склонных образовывать наноразмерные структуры, представляют интерес благодаря их уникальному строению, окислительно-восстановительным свойствам и распределению зарядов. Многие полиоксоанионы достаточно легко синтезируются, термически стабильны вплоть до 500°С [4] и имеют несколько вакантных d-орбиталей, способных принимать электроны из зоны проводимости  $TiO_2$  [5, 6].

В настоящей работе мы приводим методику формирования новых композитных фотоанодов из  $TiO_2$  и фосфорновольфрамовой кислоты  $H_3[PW_{12}O_{40}]$  для солнечных элементов Гратцеля.

#### Экспериментальная часть

Блокирующий слой диоксида титана формировали вытягиванием подложки из раствора изопропоксида титана и последующего отжига при температуре 250°С в течение 20 мин. Толщина блокирующего слоя составляла около 93 нм (по данным ACM).

Пористый слой диоксида титана формировали, нанесением суспензии  $TiO_2$  (анатаз, 25нм) в нбутаноле в присутствии бутоксида титана и этилцеллюлозы методом центрифугирования поверх блокирующего слоя  $TiO_2$  с последующим отжигом отжига при температуре 450°C в течение 40 мин. Затем подложку с пористым слоем выдерживали в  $3 \cdot 10^{-4}$ М растворе красителя N3 в смеси ацетонитрил : н-бутанол 1 : 1 в течение 24 ч. Вторым электродом служила прозрачная стеклянная пластинка с проводящим слоем ITO, покрытая слоем мелкодисперсной платины.

#### Обсуждение результатов

Пористые слои диоксида титана с полиоксометаллатом получали добавлением раствора фосфорновольфрамовой кислоты в бутаноле к суспензии TiO<sub>2</sub>. После нанесения слоев и отжига были получены образцы электродов с содержанием фосфорновольфрамовой кислоты 0.33%, 0.66%, 1.4%, 2% и 5%. Для оценки влияния концентрации полиоксометаллата на фотовольтаические свойства солнечных элементов были собраны ячейки конфигурации: [ITO|TiO<sub>2</sub>b|TiO<sub>2</sub>m+ПОМ+N3|E|Pt|ITO], где Е – электролит. На рис.1. представлены вольтамперные характеристики солнечных элементов, собранных на полученных образцах пористых электродов без добавки полиоксометаллата и с содержанием фосфорновольфрамовой кислоты 0.33%. Введение полиоксометаллата в низких концентрациях приводит к возрастанию тока короткого замыкания.



**Рисунок 1.** Световые ВАХ ячеек на основе пористого TiO<sub>2</sub> без H<sub>3</sub>[PW<sub>12</sub>O<sub>40</sub>] (пунктирная линия), и с содержанием 0.33% (сплошная линия).

Однако дальнейшее увеличение концентрации фосфорновольфрамовой кислоты в пористом электроде ведет к снижению Ікз, фактора заполнения (FF) и КПД элемента в целом (см. Рис.2).



Рисунок 2. Зависимость КПД солнечных ячеек от содержания H<sub>3</sub>[PW<sub>12</sub>O<sub>40</sub>] в пористом электроде.

Известно, что полиоксометаллаты способны легко как принимать электроны, т.е. выступать акцепторами, так и легко отдавать, т.е. являться донорами электронов. Учитывая это, можно предположить, что в низких концентрациях (0.33%) полиоксометаллаты способствуют переносу электронов через пористый слой. Дальнейшее увеличение концентрации полиоксометаллата ведет к снижению КПД ячейки и этому есть несколько причин. Во-первых, чем меньше содержание диоксида титана в пористом электроде, а, соответственно, и красителя, тем меньше поглощается фотонов и меньшее количество носителей заряда генерируется. Во-вторых, при больших концентрациях полиоксометаллата, наряду с процессом переноса зарядов появляются конкурирующие процессы рекомбинации зарядов и окислительно-восстановительные процессы с участием полиоксоанионов.

Основные характеристики изготовленных солнечных элементов сведены в таблицу.

Таблица.	Основные	характеристики	солнечных	элементов
с различны	ым содерж	анием H <sub>3</sub> [PW <sub>12</sub> C	О40] в порист	ом слое.

H <sub>3</sub> [PW <sub>12</sub> O <sub>40</sub> ],	Uxx,	Ікз,	FF	КПД,
%	В	mA/cm <sup>2</sup>		%
-	0.76	5.34	32.92	1.24
0.33	0.81	6.31	35.07	1.65
0.66	0.82	4.15	40.92	1.28
1.40	0.83	4.82	30.36	1.12
2.00	0.81	4.60	32.01	1.10
5.00	0.73	4.66	30.14	0.95

#### Заключение

Солнечные ячейки, построенные на основе модифицированных фотоанодов демонстрируют экстремальную зависимость эффективности преобразования света от концентрации фосфорновольфрамовой кислоты в пористом слое. Для образца с массовым содержанием  $H_3[PW_{12}O_{40}]$  0.33% обнаружено увеличение КПД по сравнению с эталонным образцом (1.652 % и 1.335 % соответственно).

Авторы благодарят Нежданова А.В. за АСМизмерение толщины блокирующего слоя TiO<sub>2</sub>.

- 1. Grätzel M. // Acc. Chem. Res. 2009, 42, 1788.
- Yella A., Lee H. W., Grätzel, M, et al. // Science 2011, 334, 629.
- Hagfeldt A., Boschloo G., Sun L. et al. // Chem. Rev. 2010, 110, 6595.
- Izumi Y., Ogawa M., Urabe K. // Applied Catalysis A: General 1995, 132, 127.
- Sun Z. X., Xu L., Guo W. H. et al. // Phys. Chem. C. 2010, 114, 5211.
- Park H., Choi W. // J. Phys. Chem. B. 2003, 107, 3885.

# Провалы кондактанса в неоднородном волноводе со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и Дрессельхауза

### А. И. Малышев<sup>\*</sup>, А. С. Козулин

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950 \*malyshev@phys.unn.ru

В работе рассматривается бесконечный волновод с неоднородностью – участком конечной длины со спин-орбитальным взаимодействием в случае, когда параметры Рашбы и Дрессельхауза совпадают. По результатам численных расчетов с учетом нескольких мод размерного квантования обнаружены и описаны провалы кондактанса, возникающие при локализации волн в неоднородности вследствие формирования в ней эффективной потенциальной ямы, индуцированной спин-орбитальным взаимодействием.

#### Введение

В последние годы активно исследуются системы, в которых совместное проявление зарядовых и спиновых степеней свободы имеет принципиальный характер. Этот интерес обусловлен, прежде всего, возможностью создания на основе спинтроники полупроводниковых устройств, при моделировании которых следует принимать во внимание эффекты, связанные с учетом нескольких мод размерного квантования. Одному из таких эффектов и посвящена настоящая работа.



Рисунок 1. Геометрия модельной системы.

В качестве модели рассмотрим бесконечный волновод, имеющий неоднородность – область конечной длины со спин-орбитальным взаимодействием (далее СОВ) Рашбы и Дрессельхауза в вырожденном случае, когда их вклады одинаковы (см. рис. 1). Как показывает опыт, соблюдение этого равенства для реальной структуры не представляет принципиальной сложности [1].

### Квантовые состояния в однородном волноводе с СОВ Рашба и Дрессельхауза

Рассмотрим для начала бесконечный волновод с СОВ Рашбы и Дрессельхауза в вырожденном случае, когда их константы равны друг другу:  $\beta = \alpha$ . Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$\hat{H} = \frac{\vec{p}^2}{2m} + \frac{\alpha}{\hbar} (\hat{\sigma}_x - \hat{\sigma}_y) (\hat{p}_x + \hat{p}_y) + V(y), \qquad (1)$$

где потенциал конфайнмента V(y) описывает бесконечно глубокую потенциальную яму ширины d. Стационарное уравнение Шрёдингера допускает аналитическое решение: дисперсионные кривые имеют вид парабол

$$E_{n,\lambda}(k_x) = E_n + \frac{\hbar^2}{2m} (k_x + \lambda k_0)^2 - \frac{\hbar^2 k_0^2}{m}.$$
 (2)

Здесь  $E_n = \pi^2 \hbar^2 n^2 / 2md^2$ ,  $\lambda = \pm 1$  — квантовое число, определяющее спиновую поляризацию состояния, а также введено обозначение  $k_0 = \sqrt{2} \alpha m / \hbar^2$ . Волновая функция

$$\psi_{n,\lambda,k_{x}} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i(k_{x}x - \lambda k_{0}y)} \begin{pmatrix} 1\\ \lambda e^{-i\frac{\pi}{4}} \end{pmatrix} \varphi_{n}(y), \qquad (3)$$

где  $\varphi_n(y) = \sqrt{2/d} \cdot \sin \pi n (y + d/2)/d$ , описывает волны, бегущие вдоль канала. Фиксированному значению энергии *E* отвечают четыре волны с волновыми векторами

$$k_{1,2}^{(\lambda)} = -\lambda k_0 \pm \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - E_n) + 2k_0^2} .$$
 (4)

#### Провалы кондактанса

Обратимся теперь к модели, представленной на рис. 1. Пусть слева падает плоская волна, отвечающая *n*-й моде размерного квантования и полной энергии носителей *E*. Для неё волновой вектор имеет вид  $k_n = \sqrt{2m(E - E_n)}/\hbar$ . С учетом отражённых волн, распространяющихся в противоположном направлении в левом канале, в итоге будем иметь:

$$\psi_1(x, y) = e^{ik_n x} \varphi_n(y) \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} + \sum_{j=1}^N e^{-ik_j x} \varphi_j(y) \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix}.$$
 (5)

В области неоднородности с СОВ волновая функция будет иметь вид:

$$\psi_2(x, y) = \sum_{\lambda = \pm 1}^{N} \sum_{j=1}^{N} \left( C_{j,\lambda} \psi_{j,\lambda,k_1^{(\lambda)}} + D_{j,\lambda} \psi_{j,\lambda,k_2^{(\lambda)}} \right).$$
(6)

В правом канале — только прошедшие волны, бегущие в положительном направлении оси *Ox*:

$$\psi_3(x,y) = \sum_{j=1}^N e^{ik_j x} \varphi_j(y) \begin{pmatrix} F_j \\ G_j \end{pmatrix}.$$
 (7)

Параметры  $\chi_1$  и  $\chi_2$  здесь определяют спиновую поляризацию падающей волны, а N — число мод, учитываемых в расчёте. Сшивая решения (5)-(7), нетрудно получить неоднородную систему линейных уравнений относительно неизвестных коэффициентов  $A_j$ ,  $B_j$ ,  $C_{j,\pm 1}$ ,  $D_{j,\pm 1}$ ,  $F_j$  и  $G_j$ .

Полный кондактанс системы вычисляется как:

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_{m=1}^{R} \sum_{n=1}^{R} \frac{k_n}{k_m} \left( \left| F_n \right|^2 + \left| G_n \right|^2 \right), \tag{8}$$

где значение *R* отвечает максимальному номеру моды, для которой волновые числа *k<sub>i</sub>* являются действительными [2].



Рисунок 2. Зависимость полного кондактанса от энергии носителей. На вставках показаны увеличенные фрагменты графика вблизи открытия второй и третьей мод.

Одним из интересных эффектов, возникающих при многомодовом рассмотрении, является появление на зависимости полного кондактанса от энергии

568

носителей резких провалов типа резонансов Фано при локализации волн в области с СОВ вследствие формирования в ней эффективной потенциальной ямы (рис. 2). Анализ показывает, что ответ на вопрос о расположении провалов кондактанса и их количестве обнаруживает хорошее сходство с решением известной модельной задачи квантовой механики о нахождении уровней дискретного спектра в прямоугольной потенциальной яме конечной глубины. В качестве ширины ямы здесь выступает длина неоднородности a, a ее глубина U может быть найдена из (2) как

$$U = E_n - E_{n,\lambda} \left( -\lambda k_0 \right) = 2m\alpha^2 / \hbar^2 .$$
(9)

На рис. 3 сплошными кривыми показаны значения энергий уровней дискретного спектра в одномерной прямоугольной потенциальной яме в зависимости от ее глубины, тогда как точки соответствуют значениям энергии, отвечающим провалам кондактанса, наблюдающимся в интервале энергий вблизи открытия второй моды (см. вставку на рис. 2).



**Рисунок 3.** Уровни дискретного спектра для одномерной прямоугольной потенциальной ямы в зависимости от ее глубины (синие кривые) и энергии провалов кондактанса вблизи открытия второй моды (черные точки).

Обращая внимание на хорошее согласие в расположении точек и кривых отметим, что результаты численных расчетов показывают, что при большей длине неоднородности это согласие становится не только качественным, но и количественным. Этот факт, по-видимому, объясняется тем, что с возрастанием отношения a/d рассматриваемая система по характеру становится ближе к одномерной.

- J. Schliemann, J. C. Egues, and D. Loss // Physical Review Letters, V. 90, 146801 (2003).
- L. Zhang, P. Brusheim, and H. Q. Xu // Physical Review B, V. 72, 045347 (2005).

# The role of Coulomb correlations in the non-equilibrium charge redistribution tuned by the tunneling current

### V.N. Mantsevich<sup>1</sup>, N.S. Maslova<sup>1</sup>, P.I. Arseyev<sup>2</sup>

1 Moscow State University, Leninskie gory 1/2, Moscow.

2 Lebedev Physical Insititute of RAS, pr-t Leninskii, 53, Moscow.

vmantsev@spmlab.phys.msu.ru

We investigated the peculiarities of non-equilibrium charge configurations in the system of two strongly coupled quantum dots (QDs) weakly connected to the reservoirs in the presence of Coulomb correlations. We revealed that total electron occupation can decrease significantly with the increasing of applied bias - contrary to the situation when Coulomb correlations are absent and found well pronounced ranges of system parameters where negative tunneling conductivity appears due to the presence of localized electrons Coulomb correlations.

#### Introduction

Electron tunneling through the system of coupled QDs in the presence of strong Coulomb correlations is one of the most interesting problems in the solid state physics. Thereby the main effort in the physics of QDs is devoted to the investigation of non-equilibrium charge states and different charge configurations due to the electrons tunneling through the system of coupled QDs in the presence of strong Coulomb interaction [1],[2]. In the present paper we consider electron tunneling through the coupled QDs in the regime when applied bias can be tuned in a wide range and the onsite Coulomb repulsion can be comparable to the other system parameters. We analyze different charge configurations in the system of two strongly coupled quantum dots (QDs) weakly connected to the reservoirs in the presence of Coulomb correlations in a wide range of applied bias in terms of pseudo operators with constraint [3],[4],[5].

#### Main results and discussion

We consider a system of coupled QDs with the single particle levels  $\tilde{\varepsilon}_1$  and  $\tilde{\varepsilon}_2$  connected to the two leads. The Hamiltonian can be written as:

$$\hat{H} = \sum_{i,\sigma=1,2} \varepsilon_i c_{i\sigma}^{+} c_{i\sigma} + \sum_{i=1,2} U_{ii} n_{ii\sigma} n_{ii-\sigma} + \sum_{i=1,2} T(c_{1\sigma}^{+} c_{2\sigma} + c_{2\sigma}^{+} c_{1\sigma})$$

$$(1)$$

T - tunneling amplitude between the QDs.  $c_{i\sigma}^{+}/c_{i\sigma}^{-}$  electron creation/annihilation operators in the QDs.  $U_{ij}^{-}$  on-site Coulomb repulsion. When the coupling between QDs exceeds the value of interaction with the leads, one

has to use the basis of exact eigenfunctions and eigenvalues of coupled QDs without the interaction with the leads. In this case all energies of single- and multielectron states are well known [5]. If coupled QDs are connected with the leads of the tunneling contact the number of electrons in the dots changes due to the tunneling processes. Transitions between the states with different number of electrons in the two interacting QDs can be analyzed in terms of pseudo-particle operators with constraint on the physical states (the number of pseudoparticles). Consequently, the electron operators can be written in terms of pseudo-particle operators as [5]. The constraint on the space of the possible system states have to be taken into account, which means that states with only one pseudo-particle are allowed. Considering paramagnetic case one can obtain in the stationary case is linear system of equations, which allows to determine pseudo particle filling numbers, electron filling numbers and tunneling current [5].

The behavior of the total electron occupation of the coupled QDs and characteristics are presented in the Fig.1. In the case when both single electron energy levels are situated above the sample Fermi level [Fig.1a (black solid line)] we observe the multi step-like behavior of the total electron occupation. The width and height of the steps are determined by the relation between the system parameters (tunneling amplitude, Coulomb interaction value, energy levels positions). The tunneling current is depicted in [Fig.1a (red solid line)] as a function of the applied bias. It is clearly evident that even for symmetric tunneling contact the presence of Coulomb interaction leads to the appearance of negative tunneling conductivity. Calculation results obtained in the case when Coulomb correlations are absent are depicted in the Fig.1a by the dashed



**Fig.1.** Filling numbers (black and black-dashed lines) and tunneling current (red and red-dashed lines) as a functions of applied bias voltage. a) in the presence  $U_{11} = U_{22} = 2.0$  (solid lines) and in the absence of Coulomb correlations  $U_{11} = U_{22} = 0.0$  (dashed lines) for the symmetrical tunneling contact  $\Gamma_k = \Gamma_p = 0.01$ ; b) in the presence of Coulomb correlations  $U_{11} = U_{22} = 2.0$  for symmetrical  $\Gamma_k = \Gamma_p = 0.01$  (dashed lines) and asymmetrical  $\Gamma_k = 0.1$ ;  $\Gamma_p = 0.01$  (solid lines) tunneling contact. Parameters  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.8$ ; T = 0.7 are the same for all the figures.

lines. It is clearly evident that only two steps exist in the  $n_(el)(eV)$  and I-V characteristics. These steps correspond to the single electronic states contribution and contribution from the multi electronic states are absent. Moreover electron filling numbers value and tunneling current amplitude always increase with the increasing of the applied bias and negative tunneling conductivity do not exist in the double QDs system.

We would like to point out that suggested theoretical approach includes the spin blockade effects, which can be easily extracted from the I-V characteristics [see Fig.1b (red solid and dashed lines)]. One can find seven steps in the case of symmetrical tunneling contact (red dashed line) and only five steps in the case of asymmetrical tunneling contact (red solid line). This is the direct manifes-

tation of spin blockade as transitions between some electronic states in the QDs are restricted.

A special relaxation regime exists in the system when Coulomb correlations result in formation of a dip in the time evolution of the localized charge (Fig.2). At the initial relaxation stage the charge in the first QD rapidly decreases due to the almost resonant relation between the level in the second QD and effective single electron energy in the first dot.

We investigated tunneling through the system of two strongly coupled QDs weakly interacting with the reservoirs in the presence of Coulomb correlations between localized electrons. In the considered system if electrons number changes due to the tunneling processes, the modification of the energy spectrum is not reduced to the simple adding of Coulomb interaction U per electron. One, two, three or four electrons can be localized in the coupled QDs, each state with fixed total charge and spin projection has it's own energy. Transitions between these states were analyzed in terms of pseudo-particle operators with constraint on the possible physical states of the system. Filling numbers of different multi-electron states, total electron occupation of QDs and I-V characteristics were investigated for different single electron levels positions relative to the sample Fermi level and various tunneling transfer rates.

To conclude, we demonstrated that total electron occupation can significantly decrease with increasing of applied bias when both single electron energy levels are situated below the Fermi level contrary to the situation with no correlations. Tunneling electron changes multi-particle states of QDs and pushes out electrons from the state below the Fermi level. We revealed that for some parameter range, the system demonstrates negative tunneling conductivity in certain ranges of the applied bias voltage due to the Coulomb correlations. We revealed spin blockade effects in I-V characteristics of asymmetrical tunneling contact with two correlated coupled QDs.

#### References

1 K. Kikoin, Y. Avishai // Phys. Rev. B, 65, (2002), 115329.

2. P.I. Arseyev, N.S. Maslova, V.N. Mantsevich // JETP Letters, 94(5), (2011), 390.

3. P. Coleman // Phys. Rev. B, 29, (1984), 3035.

4. N.S. Wingreen, Y. Meir // Phys. Rev. Lett., 49, (1994), 040.

5. P.I. Arseyev, N.S. Maslova, V.N. Mantsevich // European Physical Journal B, 85(12), (2012), 410.

# Инжекционные лазеры терагерцевого диапазона на основе PbSnSe и их использование для магнитоспектроскопии полупроводников

К. В. Маремьянин<sup>1,\*</sup>, А. В. Иконников<sup>1</sup>, А. В. Антонов<sup>1</sup>, В. В. Румянцев<sup>1</sup>, С. В. Морозов<sup>1</sup>, Л. Е. Бовкун<sup>1</sup>, Е. Г. Чижевский<sup>2</sup>, И. И. Засавицкий<sup>2</sup>, В. И. Гавриленко<sup>1</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 607680.

2 Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, ГСП-1, Москва, 119991.

\*kirillm@ipmras.ru

Исследованы спектры излучения длинноволновых диодных лазеров Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se в интервале температур 18–80 К. Показано, что данные лазеры перестраиваются с температурой в широких пределах, что позволяет перекрыть диапазон частот 7–26 ТГц. Продемонстрировано использование данных лазеров в магнитоспектроскопии полупроводниковых структур.

#### Введение

Освоение терагерцевого (ТГц) диапазона частот (0,1-100 ТГц) - одно из наиболее «горячих» и бурно развивающихся направлений современной физики. Наиболее сложной проблемой в освоении терагерцевого диапазона является разработка эффективных методов генерации когерентного ТГц-излучения, поскольку в этом диапазоне физические принципы генерации оптического и СВЧ-излучений оказываются значительно менее эффективными [1]. Важное практическое значение имеют полупроводниковые инжекционные лазеры, обладающие рядом преимуществ: малые габариты, экономичность питания, возможность изменения частоты излучения в широких пределах. Однако и для этих лазеров в обсуждаемой области электромагнитного спектра имеется пробел, который условно находится на стыке средней и дальней ИК области спектра.

Современные квантовые каскадные лазеры (ККЛ) работают в широком спектральном диапазоне 1– 130 ТГц, но имеется окно 5–11 ТГц, где ККЛ не работают, что вызвано близостью полосы остаточных лучей в используемых материалах GaInAs/AlInAs и GaAs/AlGaAs, где сильно решеточное поглощение. Следовательно, для разработки ККЛ необходимы материалы с другими значениями энергии фононов, т.е с другой спектральной полосой остаточных лучей и двухфононного поглощения. Поиски таких гетероструктур для ККЛ пока не увенчались успехом. Классические диодные лазеры практически не разрабатывались для частот менее 15 ТГц. Были лишь одиночные достижения на частотах 11,5 ТГц без магнитного поля и 9,7 ТГц с магнитным полем [2], 7,5 ТГц [3] и 6,5 ТГц [4]. Во всех случаях материалом служил твердый раствор Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se.

В настоящей работе исследованы спектры излучения длинноволновых диодных лазеров Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se при различных температурах и показано их применение в магнитоспектроскопии полупроводниковых структур.

#### Методика

В работе использовались инжекционные полупроводниковые лазеры на основе твердых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  (0,09 < x < 0,14), работающие в импульсном режиме. Исследования спектров излучения проводились при низких температурах T = 18 - 80 K, лазер размещался в вакууме на медном хладопроводе в гелиевом криостате замкнутого цикла. Все измерения проводились в импульсном режиме  $(\tau = 1 \text{ мкс}, T = 500 \text{ мкс})$ . Для питания лазеров использовался электронный ключ, позволяющий получать импульсы заданной длительности, скважности и амплитуды, а также измерять напряжение и ток, проходящий через лазер. Пороговый ток, в зависимости от длины волны излучения лазеров и рабочей температуры, варьировался от 0,5 А до 12,5 А. Для записи спектров излучения использовался фурье-спектрометр BRUKER Vertex 80v с возможностью работы в режиме пошагового сканирования. Разрешение спектрометра составляло 4 см<sup>-1</sup>.

Для демонстрации возможности применения лазеров для спектроскопии полупроводников исследовалась магнитопоглощение эпитаксиальной пленки  $Hg_{0,826}Cd_{0,174}$ Te при T = 4,2 K. В качестве приемников использовались кристаллы Ge:Zn. Прошедшее через образец излучение детектировалось приемником, сигнал с него усиливался и подавался на строб-интегратор.

### Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены спектры инжекционных PbSnSe-лазеров, полученные в диапазоне температур от 18 до 80 К. Хорошо видно, что имеющийся набор лазеров при варьировании температур в указанном интервале позволяет перекрыть диапазон от 7 до 26 ТГц. Отметим, что частота излучения определяется шириной запрещенной зоны, а, следовательно, может практически непрерывно перестраиваться в рабочем интервале температур. Поскольку, как уже отмечалось выше, существующие ККЛ не могут работать в диапазоне 5–11 ТГц, данные лазеры оказываются уникальными для прикладных и научных исследований.

Для демонстрации возможности применения лазеров для задач спектроскопии использовалась эпитаксиальная пленка  $Hg_{0,826}Cd_{0,174}$ Te. На рис. 2 представлена зависимость пропускания структуры от величины магнитного поля. В спектре наблюдается мощная линия поглощения, связанная с межзонным переходом (между уровнями Ландау подзоны тяжелых дырок и зоны проводимости)  $-2 \rightarrow -1$ . Положение этой линии прекрасно согласуется с измерениями, выполненными методом фурьеспектроскопии [5].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-02-05470) и РАН.

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».



**Рисунок 1.** Спектры излучения лазерных диодов Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se различного состава, измеренные в интервале температур 18-80 К (указаны на рисунке).



Рисунок 2. Спектр ЦР в эпитаксиальной пленке  $Hg_{0,826}Cd_{0,174}Te$ , снятый с помощью PbSnSe-лазера при T = 4,2 К.

- D. Van der Weide // Optics & Photonics News 14 (4), 48 (2003).
- 2. A. R. Calawa et al. // Phys. Rev. Lett. 23, 7 (1969).
- И. И. Засавицкий. // Труды ФИАН (Оптические и электрические свойства полупроводников), 224, 3 (1993).
- Л. Н. Курбатов и др. // Письма в ЖЭТФ 37, 422 (1983).
- А. В. Иконников, М. С. Жолудев, В. И. Гавриленко и др. // ФТП 47, 1569 (2013).

# Детектирование терагерцевого излучения с помощью MODFET-транзистора с напряженным кремниевым каналом

# К. В. Маремьянин<sup>1, §</sup>, С. В. Морозов<sup>1</sup>, В. И. Гавриленко<sup>1</sup>, Ү. М. Meziani<sup>2</sup>, J. E. Velazquez<sup>2</sup>, E. Diez<sup>2</sup>, V. Clerico<sup>2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. 2 Dept. Fisica Aplicada, Salamanca University, E-37008 Salamanca, Spain. §kirillm@ipmras.ru

Экспериментально получен нерезонансный фотоотклик в таких транзисторах на терагерцевое излучение при температуре 4,2 К и 300 К. Обнаружен резкий рост зависимости сигнала фотоотклика транзистора от напряжения на затворе при пропускании тока через канал транзистора, который мы связываем с возникновением токовых неустойчивостей в канале транзистора.

В начале 1990-х годов в работе Дьяконова и Шур [1] теоретически была показана возможность использования субмикронных полевых транзисторов в качестве детекторов терагерцевого излучения. Эти устройства обладают многими преимуществами: низкая стоимость, малый размер, работа при комнатной температуре, возможность резонансного детектирования излучения, причем резонансная частота может изменяться с помощью приложенного к затвору напряжения. Экспериментальные исследования резонансного и нерезонансного детектирования терагерцевого излучения были проведены на различных типах транзисторов. Резонансное детектирование в полевых транзисторах GaAs/AlGaAs при 8 К было обнаружения Кнапом и др. [2]. Позже они сообщили о нерезонансном детектировании при комнатной температуре [3]. В 2004 году группа Кнапа [4] получили нерезонансное детектирование при комнатной температуре с помощью кремниевых полевых транзисторов, где были оценены чувствительность - меньше 200 В/Вт и NEP - около 1 пВт/Гц<sup>1/2</sup> [5, 6]. Недавно чувствительность 80 кВ/Вт и NEP 300 пВт/Гц<sup>1/2</sup>, а также «теравидение» на частоте 0,65 ТГц, были зарегистрированы с использованием массива кремниевых **MOSFET-транзисторов** [7].

В данной работе исследовалось детектирование ТГц-излучения в полевых транзисторах со слоем напряженного кремния. Транзисторы изготавливались из выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии гетероструктуры на «виртуальной» SiGe подложке, молярная концентрация Ge в виртуальной подложке составляла  $x_{Ge} = 0,45$ . Структура имела напряженно растянутый (с точки зрения двухосной деформации) Si канал в 8 нм, зажатый между двумя слоями сильно легированного SiGe, которые служили источниками для поддержания высокой плотности носителей заряда в напряженно-Si квантовой яме [8]. Ширина затвора исследуемых транзисторов составляла 100 нм, длина канала сток-исток 1 мкм, ширина затвора 80 мкм.



**Рисунок 1.** Левая часть рисунка показывает структуру и схему энергетической зоны транзистора MODFET, рассчитанная в работе [8]. Правая часть - изображение транзистора, на котором указаны сток, исток и затвор.

Переходные вольт-амперные характеристики и фотоотклик структуры на терагерцевое излучение были измерены при температуре 4,2 К и 300 К. Кристалл с транзисторной структурой монтировался на держателе для микросхем, расположенном в волноводном криогенном модуле (который, в случае измерения при T = 4,2 К, размещался в транспортном гелиевом сосуде Дьюара СТГ-40). Контактные площадки транзисторной структуры соединялись алюминиевыми проволочками с выводами держателя. В качестве монохроматического источника излучения использовалась лампа обратной волны (ЛОВ) с непрерывной перестройкой частоты излучения в диапазоне от 0.1–0.7 ТГц. Выходная мощность излучения ЛОВ составляла около 1 мВт. По сверхразмерному круглому волноводу, изготовленному из полированной нержавеющей стали, терагерцевое излучение заводилось в транспортный гелиевый сосуд Дьюара и фокусировалось с помощью полированного латунного конуса с выходным отверстием Ø6 мм на кристалл с транзисторной структурой. Измерения проводились при постоянной частоте излучения и амплитудной модуляции с частотой 350 Гц. Измерялось напряжение на образце, пропорциональное величине терагерцевой фотопроводимости между контактами истока и стока при развертке прикладываемого к затвору отрицательного постоянного напряжения относительно истока  $U_{\rm gs}$ . Использовалась стандартная схема синхронного детектирования сигнала.



**Рисунок 2.** Фотопроводимость «исток-сток» и переходная характеристика в зависимости от напряжения на затворе транзистора для различных напряжений на канале  $U_{ds}$  (0 – 0 B, 1 – 0.1 B, 2 – 0.2 B, 3 – 0.3 B, 4 – 0.4 B, 5 – 0.5 B), измеренная при T = 4.2 K. Частота излучения 182 ГГц.



**Рисунок 3.** Фотопроводимость «исток-сток» и переходная характеристика в зависимости от напряжения на затворе транзистора для различных напряжений на канале  $U_{ds}$  (0 – 0 B, 1 – 0.1 B, 2 – 0.2 B, 3 – 0.3 B, 4 – 0.4 B, 5 – 0.5 B), измеренная при T = 300 K. Частота излучения 182 ГГц.

На рис. 2 и рис. 3 представлены переходные характеристики и зависимости сигнала фотопроводимости транзистора от напряжения на затворе для различных напряжений на канале U<sub>ds</sub>, измеренные при температуре 4,2 К и 300 К соответственно. При этом частота падающего излучения равнялась 182 ГГц. Из совокупности представленных графиков видно, что для каждого напряжения на канале максимум нерезонансного пика фотоотклика соответствует напряжению отсечки транзистора (напряжение на затворе, при котором транзистор закрыт). Также из рисунков видно, что при пропускании тока через канал транзистора при некотором напряжении на затворе сигнал фотопроводимости резко возрастает (особенно это заметно на результатах измерений, выполненных при комнатной температуре). При этом на сигнале фото ЭДС, т.е. когда ток через канал транзистора не пропускался (на обоих рис. кривая 0), этот резкий рост отсутствует (как при 4,2 К, так и при 300 К). Мы связываем такое поведение сигнала фотопроводимости с возникновением токовых неустойчивостей в канале транзистора и образования бегущего домена в промежутке сток-исток.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской академии наук; в работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

- M. Dyakonov, M. Shur // Trans. Electron. Dev., V. 43(3), p. 380–387 (1996).
- W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, J-Q Lü et al. // Appl. Phys. Lett., V. 80(18), p. 3433–3435 (2002).
- W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng et al. // J. Appl. Phys, V. 91(11), p. 9346–9353 (2002).
- W. Knap, F. Teppe, Y. Meziani et al. // Appl. Phys. Lett., V. 85(4), p. 675–677 (2004).
- Y.M. Meziani, J. Lusakowski et al. // IEICE Trans. Electron, E89-C, p. 993–998 (2006).
- R. Tauk, F. Teppe, S. Boubanga et al. // Appl. Phys. Lett., V. 89(25), p. 253511 (2006).
- A. Lisauskas, U. Pfeiffer, E. Ö jefors et al. // J. Appl. Phys., V. 105(11), p. 114511 (2009).
- S.L. Rumyantsev, K. Fobelets, D. Veksler, T. Hackbarth, M.S. Shur // Semiconductor Science and Technology, V. 23(10), p. 105001 (2008).

# Проводимость латерального p–n-перехода в двумерных структурах HgTe с инвертированным спектром: роль краевых состояний

И М. Миньков<sup>1,2,\*</sup>, А.А. Шерстобитов<sup>1,2</sup>, А.В. Германенко<sup>2</sup>, О.Э. Рут<sup>2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>

1 Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620137.

2 Институт естественных наук, Уральский федеральный университет, ул. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

3 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

\*grigori.minkov@imp.uran.ru

Измерено сопротивление латерального *p-n* перехода в структурах с квантовой ямой HgTe с инвертированным спектром. Показано, что одновременное измерение сопротивлений областей p-n переходов на каналах разной ширины позволяет выделить вклад в проводимость краевых состоянии.

#### Введение

Двумерные структуры на основе бесщелевых полупроводников (HgTe, HgSe) являются уникальными объектами. Это связано с особенностями размерного квантования спектра таких полупроводников. Было предсказано (и подтверждено экспериментально), что при некоторой критической толщине квантовой ямы  $d_c$  (6,3 нм для HgTe) реализуется линейный по квазиимпульсу (k) квази-дираковский спектр. При толщинах больше d<sub>c</sub> спектр является инверсным. В этом случае теория предсказывает существование краевых состояний, защищенных от рассеяния, на границах двумерной структуры. Топография (изображение) краевых состояний была получена в недавней работе [1] по измерению магнитного поля, генерируемого током по этим состояниям. Именно эти состояния и должны определять проводимость, когда уровень Ферми попадает в запрещенную щель, и давать вклад  $e^2/h$  на каждое такое состояние.

Прямое экспериментальное подтверждение вклада краевых состояний в проводимость структур с квантовой ямой HgTe было обнаружено лишь в одной работе (на микронных масштабах) несмотря на предсказания теории о защищенности таких состояний от рассеяния. Косвенное свидетельство вклада краевых состояний в структурах с инвертированным спектром следует из изучения нелокальной проводимости. Дополнительную информацию о роли краевых состояний, их вкладе в проводимость можно получить при исследовании проводимости латерального p-n-перехода. Действительно, краевые состояния должны шунтировать сопротивление перехода при низких температурах. Кроме того, изучение проводимости латерального p-n перехода представляет и самостоятельный интерес. Оно может дать информацию о механизмах проводимости p-n перехода, роли «парадокса Клейна», возможности использования p-n перехода в качестве приемников и источников излучения.

#### Экспериментальные результаты и обсуждение

Латеральные p-n переходы были изготовлены на нелегированных структурах с квантовой ямой HgTe с номинальной толщиной ямы d = 9,5 и 8,3 нм. В качестве подзатворного диэлектрика использовался парилен, а полевого электрода — алюминий. Исходно (при охлаждении в темноте и в отсутствии напряжения на затворе  $V_g$ ) эти структуры имели дырочную проводимость с удельным сопротивлением (1-3)·10<sup>5</sup> Ом. Подсветка при T = 4,2 К, за счет замороженной фотопроводимости, позволяла контролируемо увеличивать концентрацию электронов до величины (1-2)·10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>. Отрицательное напряжение на полевом электроде переводило двумерный газ под затвором в p-тип, так что после подсветки на границе полевого электрода образуется латеральный p-n-переход. Все результаты будут приведены для структуры с d = 9,5 нм.

Зависимости концентрации носителей тока (электронов и дырок) от напряжения на затворе и удельного сопротивления от концентрации приведены на рисунке 1. Видно, что в точке зарядовой нейтральности (CNP) сопротивление достигает величины порядка 10<sup>6</sup> Ом.



Рисунок 1. а – зависимость концентрации носителей тока от напряжения затвора (без засветки); б – зависимость сопротивления от концентрации носителей тока.

В этой работе будут приведены результаты, полученные на структуре, скетч которой приведен на вставке на рис. 2. При такой геометрии образца одновременное измерение сопротивлений областей *p-n* переходов в широком и узком каналах позволяет разделить вклады в проводимость от *p-n* перехода и от краевых состояний.



Рисунок 2. а – зависимости сопротивлений областей р–п-перехода (красные и черные символы) и сопротивления р-области от напряжения затвора; б – зависимости сопротивлений краевых состояний и *р*–*п*-перехода на канала с шириной 0,12 мм.

При пропускании тока через контакты 1-6, удельное сопротивление п-области можно определить по падению напряжения между контактами 2-3 (или 4-5) при нулевом напряжении на затворе, а удельное сопротивление *p*-области,  $\rho_h$  (под затвором) — по падению напряжения между контактами 3-4, с учетом геометрии этой части мостика. Одновременное измерение падения напряжения на контактах 2-3, 3-4 и 4-5 позволяет определить сопротивление областей *p-n* перехода на широкой *R<sub>wl</sub>* (слева) и узкой *R*<sub>w2</sub> (справа) частях канала. Для этого из падения напряжения на контактах 2-3, 4-5 надо вычесть падения напряжения в *n* и *p* областях, определенные с учетом их геометрии. На рис. 2а приведены зависимости сопротивлений  $R_{wl}$ ,  $R_{w2}$  и  $\rho_h$ , измеренные при концентрации электронов  $1,6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и T = 4,2К. Видно, что отношение сопротивлений  $R_{w2}/R_{w1}$  в этом диапазоне  $V_g$  уменьшается от 3 до 2, хотя ширины каналов отличаются в 4 раза. Это связано с тем, что сопротивление области *p-n* перехода шунтируется сопротивлением краевых каналов. В рамках этой простой модели легко получить связь сопротивления каналов и сопротивления *p-n* перехода единичной длины (r<sub>p-n</sub>, кОм см) с измеренными сопротивлениям  $R_{w1}$  и  $R_{w2}$ :

$$R_{ch} = \frac{w1 - w2}{R_{w1}^{-1}w2 - R_{w2}^{-1}w1}, r_{p-n} = \frac{w1 - w2}{R_{w1}^{-1} - R_{w2}^{-1}}$$
(1)

Полученные зависимости сопротивлении краевых каналов и сопротивления *p*-*n* перехода на узком канале от напряжения затвора приведены на рис. 2b. Видно, что: а) краевые состояния действительно шунтируют *p*-*n* переход; б) проводимость двух параллельно включенных состояний составляет около  $2e^2/h$ ; сопротивление *p*-*n*-перехода уменьшается с ростом концентрации дырок, но на узком канале оно остается больше сопротивления краевых состояний.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330 и поддержана проектами РФФИ №15-02-02072 и №13-02-00322.

### Литература

 K. C. Novack, E. M. Spanton, M. Baenninger et al. // Nature Materials, V. 12, 787 (2013).

# Экспериментальное исследование осцилляций Раби методом времяразрешенного керровского вращения

### А. В. Михайлов<sup>1,\*</sup>, Н. Е. Коптева<sup>1</sup>, Р. В. Чербунин<sup>1</sup>, И. В. Игнатьев<sup>1</sup>, А. В. Кавокин<sup>1,2</sup>

1 Лаборатория Оптики спина, Санкт-Петербургский Государственный университет, Санкт-Петербург, 198504

2 Школа Физики и Астрономии, Саутгемптонский университет, Великобритания, SO17 1BJ

\* mikhailovav@yandex.ru

Методом время-разрешенного керровского вращения исследовались осцилляции Раби в экситон-поляритонной системе в квантовой яме в микрорезонаторе при когерентном импульсном возбуждении верхней и нижней поляритонных ветвей. С целью проверки теоретического предсказания увеличения времени жизни осцилляций с помощью поляритонного рассеяния в когерентное состояние использовалась дополнительная подсветка гетероструктуры, позволяющая изменять населенность экситонного резервуара. Экспериментально получено уменьшение времени жизни осцилляций Раби при различных вариантах подсветки, что может объясняться наличием каналов распада когерентного состояния поляритонной системы, не учитываемых в теории.

#### Введение

Квантовые биения когерентной суперпозиции поляритонных состояний в микрорезонаторе с квантовой ямой называются вакуумными осцилляциями Раби. Теоретический анализ [1] показывает, что такая суперпозиция верхней и нижней поляритонных мод может быть использована в качестве кубита для квантовых вычислений. Необходимым условием является значительное время когерентности такого состояния, достаточное для проведения квантовых вычислений. Выполненные к настоящему времени исследования показывают, что это время ограничено временем жизни экситонных поляритонов, составляющим единицы пикосекунд. В работе [1] предлагается способ увеличить время когерентности такой системы с помощью резонансной накачки резервуара, экситоны которого могут когерентно рассеиваться в состояния верхней и нижней поляритонных ветвей, поддерживая их населенность. В данной работе проведены экспериментальные исследования возможности такого поддерживания осцилляций Раби на образце с высокодобротным микрорезонатором.

#### Экспериментальная методика

Мы использовали импульсный метод накачкизондирования с детектированием вращения плоскости поляризации отраженного зондирующего пучка (керровское вращение) при возбуждении образца циркулярно-поляризованными импульсами накачки. Аналогичная методика использовалась в работе [2]. Широкий спектр накачки позволял возбуждать обе поляритонные ветви одновременно, что необходимо для наблюдения осцилляций Раби. Образец был помещен в криостат замкнутого цикла при температуре 4 К. При изучении осцилляций Раби использовалась дополнительная подсветка образца излучением непрерывного или импульсного титансапфирового лазера.

В работе изучался образец с квантовой ямой шириной 20 нм из арсенида галлия, помещенной в  $1\lambda$ микрорезонатор Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As/AlAs с 15/25 парами четвертьволновых слоев в верхнем/нижнем зеркале соответственно. Добротность микрорезонатора была равна примерно 3000. Энергия фотонной моды в микрорезонаторе была близка к энергии тяжелого экситона при температуре 4 К и зависела от точки вдоль образца из-за градиента толщины межзеркального промежутка. Таким образом, в разных точках образца была различная расстройка между энергией экситона и фотонной модой.

#### Результаты экспериментов

На рис. 1 представлена зависимость керровского вращения от времени при разных отстройках энергии фотонной моды от энергии тяжелого экситона. Измерения проводились на длине волны нижней поляритонной моды, где керровское вращение максимально. Мощность зондирующего пучка составляла 100 мкВт. Импульс накачки мощностью 1 мВт приходил в нулевой момент времени и индуцировал оптическую гиротропию в образце,



**Рисунок 1.** Керровское вращение на длине волны нижней поляритонной моды при различных отстройках фотонной моды от энергии экситона.

наблюдаемую как затухающий сигнал керровского вращения, на фоне которого видны осцилляции Раби. Их максимальная интенсивность наблюдается при минимальной отстройке (0 мэВ). При увеличении мощности накачки с 0.5 мВт до 10 мВт увеличчивается амплитуда осцилляций Раби, но уменьшается время их затухания. Период осцилляций остается прежним, что говорит об отсутствии экранирования экситонов в условиях эксперимента.

Для изучения влияния экситонного резервуара на осцилляции Раби были проведены эксперименты с дополнительной подсветкой образца. Использовалась непрерывная подсветка в верхнюю поляритонную моду по нормали к образцу и под углом 45° к нормали с энергией фотонов в промежутке между верхней и нижней поляритонными модами. Помимо этого, использовалась импульсная подсветка с небольшой спектральной шириной, возбуждающая верхнюю или нижнюю поляритонную моду (рис. 2). Во всех случаях наблюдалось уменьшение амплитуды и длительности осцилляций Раби.

#### Обсуждение

Одновременное возбуждение обеих поляритонных мод импульсом накачки создает когерентную суперпозицию поляритонных состояний, дипольный момент которой осциллирует с частотой, определяемой межмодовым расщеплением. Эти осцилляции и наблюдаются в керровском вращении. Некогерентная часть населенности каждой поляритонной моды ответственна за монотонно-затухающий сигнал керровского вращения при положительных временных задержках.



Рисунок 2. Керровское вращение без (off) и с дополнительной импульсной подсветкой в верхнюю (UPB) и нижнюю (LPB) поляритонную ветви. Мощность подсветки 1 мВт, задержка 6 нс.

Результаты экспериментов позволяют предположить, что имеется ряд процессов, которые приводят к сокращению времени жизни поляритонной когерентности, не учитываемых в теории. Можно предположить, что столкновения поляритонов с экситонами резервуара вызывают сбой когерентности между верхней и нижней поляритонной модами. При этом когерентного рассеяния в поляритонные состояния экспериментально не наблюдается. Другим возможным механизмом сбоя когерентности является релаксация поляритонов с верхней моды на нижнюю поляритонную моду с испусканием фонона, что увеличивает заселенность нижнего состояния. Это приводит к усилению конкурирующего процесса стимулированного рассеяния поляритонов из резервуара в нижнюю поляритонную моду и резкому увеличению заселенности нижней моды по сравнению с верхней, что также подавит осцилляции Раби. Учет этих механизмов необходим для описания затухания осцилляций при наличии дополнительной подсветки.

- S. S. Demirchyan, I. Yu. Chestnov, A. P. Alodjants, M. M. Glazov, and A. V. Kavokin // Phys. Rev. Lett. 112, 196403 (2014).
- A. Brunetti, M. Vladimirova, D. Scalbert, M. Nawrocki, A. V. Kavokin, I. A. Shelykh, and J. Bloch // Phys. Rev. B 74, 241101(R) (2006).

# Необычный режим магнитопроводимости в параллельном магнитном поле во взаимодействующей двумерной системе

### Л.А. Моргун<sup>1,2,\*</sup>, А.Ю. Кунцевич<sup>1,2</sup>, В.М. Пудалов<sup>1,2</sup>

1 Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук. Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт (государственный университет). Институтский пер., 9. г. Долгопрудный, 141700 \*morgunl@gmail.com

В нашей работе изучалась магнитопроводимость в малом магнитном поле *gµ<sub>B</sub>B<k<sub>B</sub>T* на кремниевых МДП-транзисторах высокой подвижности. Исследования проводились в параллельном магнитном поле в широком диапазоне температур (*k<sub>B</sub>Tτ/h* от 0.03 до 10). Выяснилось, что магнитопроводимость *δσ*(*B<sub>II</sub>*,*T*) демонстрирует поведение, которое кардинальным образом отличается от теоретических предсказаний. Наши данные указывают на то, что теория квантовых поправок к проводимости неполна и требует дальнейшей доработки.

#### Введение

Двумерная электронная система с взаимодействием при низких температурах демонстрирует изменение проводимости во внешнем магнитном поле, параллельном плоскости этой системы. Этот эффект особенно усиливается вблизи перехода металлизолятор. Принято считать, что возникновение магнитопроводимости в параллельном поле связано с влияние Зеемановского поля на электронэлектронное взаимодействие [1], либо с ослаблением экранирующего потенциала [2]. Для сверки экспериментальных данных с теорией мы используем оба подхода.

Ряд последних наблюдение показали некоторую неполноту обеих теорий, а именно, были обнаружены «спиновые капли» локализованных электронов, сосуществующие с электронной Фермижидкостью [3], был обнаружен эффект сильного подавления параллельного магнитосопротивления в присутствии слабого перпендикулярного поля [4], отсутствие количественного согласия с теорией квантовых поправок [5] и др.

Вышеперечисленные факты мотивировали нас подробнее исследовать магнитосопротивление двумерного электронного газа в Si МДП-структуре в паралелльном поле. В данной работе мы анализировали магнитополевую зависимость проводимости в малых магнитных полях  $\delta \sigma \sim -B^2$ .

Наши измерения выявили новый режим в температурной зависимости магнитопроводимости. При высоких температурах  $1 \ll k_B T \tau / \hbar, k_B T < E_F$ , а также при температурах выше некой пороговой  $T > T^*(n)$  магнитопроводимость зависит от температуры как  $\delta \sigma \sim -B^2/T^2$ , если опуститься ниже пороговой температуры, то  $\delta \sigma \sim -B^2/T$ , что совпадает с предсказанным теорией баллистическим режимом взаимодействия. Такое поведение двухмерной системы проявляется при всех исследованных нами концентрациях – от довольно высоких, до близких к переходу металл-изолятор.

#### Эксперимент

Измерения сопротивления проводились на переменном токе (от 5 до 17 Гц), четырёхконтактным способом с помощью синхронного детектора. Магнитное поле изменялось до 7 Тл, исследуемый температурный диапазон от 0.4 до 20 К.



**Рисунок 1.** Температурная зависимость сопротивления вблизи перехода металл-изолятор. Точками обозначены точки перегиба на графике, крестами максимумы.

Измерительная вставка была оборудована системой вращения образца *in situ*, с помощью которой достигалась точность позиционирования в параллельном поле выше 1'.

Концентрация носителей изменялась от 0.9 до  $30 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Линейная зависимость концентрации от напряжения на затворе  $n(V_g)$  определялась по осцилляциям Шубникова-де-Гааза.

На рисунке 1 показаны типичные зависимости сопротивления от температуры и от магнитного поля при различных концентрациях. На графике отмечены точки перегиба и максимумов, на вставке вертикальными штрихами отмечены  $g\mu_B B = k_B T$ .



**Рисунок 2.** Температурная зависимость коэффициента магнитопроводимости при различных концентрациях. Стрелками отмечены температуры излома. Штриховыми линиями отмечены энергия Ферми и перенормированная энергия Ферми.

Рисунок 2 является основным экспериментальным результатом работы. На нём показаны стрелками

точки излома, которые разделяют режимы магнитопроводимости. По всей видимости, при температурах ниже точки излома мы наблюдаем теоретически предсказанный баллистический режим, а при температуре выше точки излома наблюдается некий новый режим сильного подавления магнитопроводимости, который ни одной теорией не описан.

Для описания явления нами была разработана феноменологическая модель и записана формула зависимости проводимости от температуры и параллельного магнитного поля, которая позволила описать сразу обе зависимости для каждой конкретной коцентрации.

Полученные результаты подчёркивают необходимость разработки адекватной микроскопической теории для полного описания поведения двумерных электронных систем.

- G. Zala, B.N. Narozhny, I.L. Aleiner // Phys. Rev. B. 65, 020201 (2001).
- A. V. Gold, V. T. Dolgopolov // Pisma ZhETF 71, 42 (2000) [ JETPLett. 71, 27 (2000)].
- N. Teneh, A. Yu. Kuntsevich, V. M. Pudalov, and M. Reznikov // Phys. Rev.Lett. 109, 226403 (2012).
- S. V. Kravchenko, D. Simonian, M. P. Sarachik, A. D. Kent, V. M. Pudalov // Phys. Rev. B. 58, 3553 (1998).
- G. Zala, B.N. Narozhny, I.L. Aleiner // Phys. Rev. B. 64, 214204 (2001).

# Низкопороговое усиление терагерцевых плазмонов в графене с диффузионной накачкой из полупроводниковой подложки

### М. Ю. Морозов<sup>1</sup>\*, И. М. Моисеенко<sup>2</sup>, А. Р. Давоян<sup>3</sup>, В. В. Попов<sup>1,2</sup>

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Национальный исследовательский Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 Department of Electrical and Systems Engineering, University of Pennsylvania, Philadelphia, Pennsylvania 19104, USA.

\*mikkym@mail.ru

Рассмотрено распространение плазменных волн (плазмонов) в активном графене с инверсией носителей заряда, создаваемой диффузионным потоком фотовозбужденных носителей заряда из полупроводниковой подложки, в которой они создаются с помощью оптической накачки полупроводника. Показано, что использование диффузионной накачки позволяет на порядок величины уменьшить уровень внешней оптической накачки по сравнению с прямой оптической накачкой графена для обеспечения одного и того же уровня коэффициента усиления плазмонов в графене.

### Введение

В настоящее время ведутся интенсивные исследования в области графеновой плазмоники [1]. Возможность возбуждения в графене, уникальном материале с запрещенной зоной нулевой ширины [2], терагерцевых (ТГц) плазмонов с сильной локализацией электромагнитного поля вблизи графена [3, 4] позволяет надеяться на реализацию в ближайшем будущем графеновых волноводов для передачи и обработки ТГц-излучения в субволновом режиме. Однако затухание ТГц-плазмонов в результате рассеяния на свободных носителях заряда в графене затрудняет их использование в интегрированных устройствах ТГц-диапазона.

Известно [5], что оптическая накачка графена позволяет получить в нем инверсию распределения носителей заряда и, как следствие, преобладание межзонных переходов, стимулирующих усиление плазмонов, над друдевскими потерями. Однако при прямой оптической накачке в графене поглощается всего ~ 2.3 % падающей мощности [6], что говорит о достаточно низкой эффективности такого способа накачки.

Целью данной работы является теоретическое рассмотрение возможности усиления ТГц-плазмонов в графене с помощью диффузионной накачки графена. При таком типе накачки инверсия носителей заряда в графене создается за счет диффузии фотовозбужденных носителей заряда из полупроводниковой подложки, в которой они создаются с помощью оптической накачки полупроводника.

### Схема диффузионной накачки ТГц-плазмонов и математическая модель

На рис.1 схематически представлена исследуемая структура. Монослой графена нанесен на полупроводниковую подложку толщиной *d*. Пучок оптической накачки падает на нижнюю поверхность подложки и, поглощаясь в подложке, генерирует электрон-дырочные пары, которые диффундируют в графен, создавая в графене инвертированное распределение носителей заряда.





Для численного моделирования усиления плазмонов в рассматриваемой системе используется система уравнений, описывающая дисперсию плазмонов в графене и диффузию носителей заряда в подложке и их захват в графен. Дисперсионное уравнение для двумерных плазмонов в графене в электростатическом приближении имеет вид [7]

$$k_{x} = i \frac{\varepsilon_{0}(\varepsilon_{\rm air} + \varepsilon_{\rm s})\omega}{\sigma(\omega)},\tag{1}$$

где  $k_x$  и  $\omega$  – соответственно волновой вектор и частота плазменной волны,  $\varepsilon_{air}$  и  $\varepsilon_s$  – диэлектрические постоянные окружающей среды ( $\varepsilon_{air} = 1$ ) и полупроводниковой подложки,  $\sigma(\omega)$  – динамическая комплексная проводимость графена, связанная с концентрацией электрон-дырочных пар в графене формулой, приведенной, например, в [8],  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Концентрация носителей заряда в графене может быть найдена путем решения скоростного уравнения, описывающего связь между процессами захвата носителей заряда в графен и процессом спонтанной рекомбинации носителей в графене  $n_{
m gr}/\tau_{
m gr} + D_{
m a}(dn_{
m s}/dy)|_{y=d} = 0,$  где  $D_{
m a}$  – коэффициент амбиполярной диффузии носителей заряда в полупроводниковой подложке,  $\tau_{\rm gr}$  – время спонтанной рекомбинации носителей заряда в графене, n<sub>s</sub> - концентрация носителей заряда в полупроводниковой подложке, определяемая из уравнения амбиполярной диффузии носителей заряда в полупроводнике

$$D_{\rm a} d^2 n_{\rm s} / dx^2 - n_{\rm s} / \tau_{\rm R} + \alpha / \hbar \omega_{\rm p} p_{\rm p} e^{-\alpha x} = 0, \qquad (2)$$

здесь  $\tau_{\rm R}$  – время спонтанной рекомбинации носителей заряда в подложке,  $\alpha$  – коэффициент поглощения мощности накачки,  $p_{\rm p}$ ,  $\omega_{\rm p}$  – плотность мощности и круговая частота излучения накачки. Уравнение (2) решается с граничными условиями  $dn_s/dy|_{y=0} = 0$  и  $n_s|_{y=d} = 0$ .

#### Усиление терагерцевых плазмонов



**Рисунок 2.** Нормированный коэффициент усиления плазмонов в зависимости от мощности оптической накачки.

На рис. 2 представлен коэффициент усиления плазмонов (по мощности), нормированный на длину волны плазмона в зависимости от мощности оптической накачки в случае диффузионной накачки при оптимальной толщине подложки 2 мкм (кривая 1) и прямой оптической накачки графена (кривая 2). При малой мощности оптической накачки затухание плазмонов за счет рассеяния свободных носителей заряда в графене преобладают над процессами стимулированной генерации ТГц-плазмонов за счет межзонных переходов инвертированных носителей заряда в графене. При некоторой мощности накачки инверсия носителей заряда в графене достигает порогового уровня, при котором процессы генерации плазмонов начинают преобладать над потерями, что приводит к усилению плазмонов (коэффициент усиления становится больше 1). Однако поскольку с ростом мощности накачки друдевские потери возрастают линейно, а процесс генерации ТГц-плазмонов насыщается, коэффициент усиления плазмонов достигает максимума при некоторой мощности накачки и затем уменьшается при дальнейшем росте мощности оптической накачки.

Важным результатом данной работы является возможность реализации одинакового уровня коэффициента усиления при значительно (на порядок величины) меньшей мощности накачки в случае диффузионной накачки по сравнению с прямой оптической накачкой графена (кривые 1 и 2 на рис. 2). Скорость фотогенерации носителей заряда в графене при прямой оптической накачке оценивалась по формуле  $\kappa P_p / \hbar \omega_p$ , где к коэффициент поглощения мощности накачки (к=2.3%).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 13-02-12070.

- A. N. Grigorenko, M. Polini, K. S. Novoselov // Nature Photon. V. 6, 749 (2012).
- K. S. Novoselov, A. K. Geim, et al. // Science, V. 306, 666 (2004).
- 3. J. Chen et al. // Nature, V. 487, 77 (2012).
- F. H. L. Koppens et al. // Nano Lett., V.11, 3370 (2011).
- V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji // J. Appl. Phys., V. 101, 083114 (2007).
- 6. R. R. Nair, et al. // Science, V. 320, 1308 (2008).
- M. Jablan, H. Buljan, M. Soljacic // Phys. Rev. B, V 80, 245435 (2009).
- A. A. Dubinov, et al. // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 145302 (2011).

# Оптические свойства эпитаксиальных пленок и структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe в среднем и дальнем ИК-диапазоне

С.В. Морозов <sup>1,3\*</sup>, В.В. Румянцев <sup>1, 3</sup>, А.В. Антонов<sup>1,3</sup>, Кудрявцев К.Е. <sup>1,3</sup>, А.А. Дубинов<sup>1,3</sup>, А.М. Кадыков<sup>1,3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>2</sup> и В.И. Гавриленко<sup>1,3</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород.

2 Инстиут физики полупроводников СО РАН, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н.Новгород.

\*more@ipmras.ru

Проведенные исследования узкозонных эпитаксиальных слоев HgCdTe и квантовых ям Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te, выращенных методом МЛЭ позволили продемонстрировать в ряде случаев доминирующую роль излучательной рекомбинации как механизма межзонной релаксации неравновесных носителей при высоких уровнях оптического возбуждения и «продвинуться» с наблюдением межзонной фотолюминесценции вплоть до длин волн порядка 26 мкм. В объемной структуре с волноведущим слоем при 100 К с ростом мощности накачки обнаружено обужение линии ФЛ на длине волны 8.6 мкм.

#### Введение

Известно, что в среднем ИК-диапазоне лидирующее место среди полупроводниковых лазеров занимают монополярные квантовые каскадные лазеры, которые могут работать в непрерывном режиме при комнатной температуре вплоть до длины волны порядка 12 мкм, обеспечивая мощность излучения несколько ватт. Однако при продвижении в длинноволновый диапазон  $\lambda > 16$  мкм их характеристики существенно падают, поскольку в этом диапазоне находятся полосы двухфононого поглощения полупроводников АЗВ5. Именно в этом, фактически уже дальнем ИКдиапазоне, межзонные лазеры на основе гетероструктур HgCdTe могут оказаться конкурентноспособными, поскольку частоты оптических фононов в этих полупроводниках существенно ниже. Таким образом, в работе исследуется потенциал гетероструктур на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te для создания длинноволновых лазеров в диапазоне длин волн от 12 до 30 мкм.

#### Результаты и обсуждение

В данной работе получены спектры длинноволновой (до 26 мкм) межзонной фотолюминесценции ( $\Phi Л$ ) в узкозонных эпитаксиальных слоях Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te и исследована их зависимость от температуры [1]. Показано, что температурное гашение  $\Phi Л$  в гетероструктурах с квантовыми и потенциальными ямами на основе  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  выражено слабее по сравнению с объемными образцами [1, 2]. В эпитаксиальных слоях и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе узкозонных твердых растворов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  исследования спектров ФЛ при импульсном возбуждении показали, что время релаксации сигнала ФЛ в структурах с квантовыми ямами увеличивается с ростом интенсивности накачки и достигает 5 мкс; сделана оценка необходимой мощности накачки для достижения инверсной населенности в подобных ямах. В структурах с



Рис. 1. Спектры ФЛ эпитаксиального слоя № 120613 для различных мощностей накачки при Т = 100 К. На вставке: Зависимость амплитуды и ширины длинноволновой линии ФЛ от количества фотонов в возбуждающем импульсе.

квантовыми ямами обнаружена узкая линия, связываемая с излучением на переходах между состояниями континуума и уровнем глубокого центра, связанного с вакансиями катионов в барьерах [2].

В эпитаксиальной объемной пленке Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te c х = 0.22, в которой согласно расчетам имеется волноведущий слой для длин волн ~10 мкм, при увеличении мощности накачки от 2·10<sup>12</sup> фотонов в импульсе (рис. 1) до ~10<sup>15</sup> фотонов в импульсе (кривая 4, рис. 1), обнаружено обужение линии ФЛ на длине волны 8.6 мкм, связанное с суперлюминесценцией из активного слоя структуры. Подтверждением возникновения суперлюминесценции является нелинейная зависимость интенсивности линии от мощности накачки (вставка на рис. 1). Заметен пороговый характер зависимостей ширины линии и её интенсивности от количества фотонов в импульсе, который сменяется насыщением при более высоком уровне накачки. Последнее связано с влиянием электрон-дырочной плазмы на локализацию излучения в активной области. В силу низкой энергии межзонных переходов увеличение неравновесной концентрации носителей значительно уменьшает эффективный показатель преломления в активном слое, ухудшая его волноведущие свойства. На рисунке 2 приведен расчет локализации моды излучения на длине волны 10 мкм для структуры №120613 при различных концентрациях неравновесных носителей. Видно, что при концентрациях ~  $5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и выше излучение плохо локализовано в активной области и, как следствие, не усиливается. Согласно оценкам, точка 4 на вставке рисунка 1 соответствует неравновесной концентрации ~ 6·10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>, поэтому дальнейшая накачка структуры не приводит к существенному усилению сигнала ФЛ и обужению линии ФЛ. Отметим, что ухудшение волноведущих свойств структуры из-за возникновения высокой концентрации неравновесных носителей практически отсутствует в гетероструктурах с КЯ, т.к. изменение концентрации носителей в узких КЯ не оказывает сильного влияния на показатель преломления широкого центрального слоя волновода.

Установлено, что в эпитаксиальных слоях объемного твердого раствора  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  (x = 0.21 – 0.23), выращенных методом МЛЭ, зависимость времени релаксации фотопроводимости от ширины запрещенной зоны на начальном участке кинетики фотоотклика указывает на доминирующую роль излучательной рекомбинации носителей в условиях сильного возбуждения [1].

Исследования спектров фотопроводимости эпитаксиальных слоев узкозонных твердых растворов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  в магнитном поле, а также при различных температурах позволили выявить состояния акцепторов, попадающих в континуум зоны проводимости, т.е. являющиеся резонансными. Показано, что в спектрах фотопроводимости структур с квантовыми ямами присутствуют аналогичные особенности [3].



Рис. 2: Локализация излучения с длиной волны 10 мкм и зависимость показателя преломления от координаты вдоль оси роста для образца №120613, рассчитанные для различных концентраций неравновесных носителей в активном слое структуры.

С помощью исследований кинетики фотопроводимости в эпитаксиальных слоях и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе узкозонных и бесщелевых твердых растворов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  определены времена жизни носителей в данных структурах, оценена перспективность исследуемых структур как фотоприемников дальнего инфракрасного и терагерцевого диапазона [3].

Полученные в работе результаты свидетельствуют о высоком потенциале структур на основе Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te для создания длинноволновых лазеров и приемников и предполагают дальнейшее исследования фотолюминесценции и поиски стимулированного излучения в специально сконструированных волноведущих структурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (13-02-01154, 13-02-97088), РАН, НШ-1214.2014.2 и «ЦКП ИФМ РАН».

- S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, et al. // Appl. Phys. Lett., Vol. 104, P. 072102, (2014).
- S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, et al. // Appl. Phys. Lett., Vol. 105, P. 022102, (2014).
- V.V.Rumyantsev, S.V.Morozov, et al. // Semicond. Sci. Technol., Vol.28, P. 125007, (2013).

# Исследование спектров фотолюминесценции сверхрешеток II-типа InAs/GaSb в среднем ИК диапазоне

С.В. Морозов<sup>1,2</sup>\*, В.В. Румянцев<sup>1,2</sup>, А.В. Антонов<sup>1,2</sup>, Кудрявцев К.Е.<sup>1,2</sup>, Д.И. Курицын<sup>1,2</sup>, М.А. Фадеев<sup>1,2</sup>, М.А. Путято<sup>3</sup>, Б.Р. Семягин<sup>3</sup>, В.В. Преображенский<sup>3</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,2</sup>

1Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н.Новгород

ЗИнстиут физики полупроводников СО РАН, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск

\*more@ipmras.ru

Проведенные спектрокинетические исследования фотолюминесценции сверхрешеток II-типа InAs/GaSb, выращенных методом МЛЭ, позволили выявить особенности спектров и определить оптимальную температуру роста данных структур.

#### Введение

Напряженные короткопериодные сверхрешетки (НКСР) ІІ-типа GaSb/InAs являются привлекательной альтернативой тройному твердому раствору кадмий-ртуть-теллур при создании фотодетекторов излучения, работающих в среднем ИК-диапазоне [1]. При изменении толщины составляющих слоев такой сверхрешетки эффективная ширина ее запрещенной зоны изменяется, что позволяет варьировать энергию перехода между электронной и дырочной минизонами и тем самым создавать фотоприемники, перекрывающие ИК-диапазон от 3 до 30 мкм.

Особенности зонной структуры в НКСР приводят к значительному подавлению скорости ожерекомбинации, увеличению времени жизни неосновных носителей и значительной волновых функций локализации на энергетических уровнях электронной подзоны в InAs и подзоны тяжелых дырок в GaSb. Ширина электронной подзоны в направлении роста и расщепление состояний тяжелых и легких дырок оказываются обратно пропорциональными толщине GaSb слоев. На сегодня на НКСР IIтипа GaSb/InAs реализован широкий спектр фотоэлектронных приборов, в том числе и двухцветные фотоприемники на одном кристалле, работающие в диапазоне 3-5 мкм и 8-12 мкм, кроме того данные материалы представляются отдельный интерес с точки зрения перспектив создания источников излучения в этом диапазоне.

#### Методика эксперимента

Исследуемые образцы представляют собой сверхрешетки из 50 периодов GaSb/InAs, выращенные при разной температуре, которая варьировалась от 355 до 430°С. Слои GaSb и InAs равной толщины 2.44 нм содержат по 8 монослоев каждый. Все структуры выращены на подложке из p-GaSb, легированной теллуром с концентрацией 10<sup>18</sup>см<sup>-3</sup>, на которой выращен буфер из нелегированного GaSb толщиной 0.2 мкм. В образце №1355 помимо данного буфера перед сверхрешеткой дополнительно наращивались слой широкозонного нелегированного AlSb толщиной 20 нм и буферный слой GaSb, толщиной 0.15 мкм. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) были получены с помощью фурьеспектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Образец располагался в криостате замкнутого цикла с возможностью регулировки температуры от 18 К до 150 К. В качестве источника возбуждающего излучения использовался регенеративный усилитель «Spitfire»  $(\lambda = 800$  нм,  $E_{max} = 50$  µДж в 130 фс импульсе). Временное разрешение методики определялось полосой усилителя и составляло ~ 17 нс. Образец, размером около 0.2 см<sup>2</sup>, возбуждался лазерным излучением под углом 45°, излучение образца собиралось также под углом 45° к его плоскости. Чтобы отрезать рассеянное излучение накачки, использовался германиевый фильтр, установленный внутри спектрометра.





Рис. 1. Спектры ФЛ образца №1351 (температура роста 400 °С) при различных температурах.



Рис. 2. Спектры ФЛ образца №1355 (температура роста 385 <sup>о</sup>С) при различных температурах



Рис. 3. Спектры ФЛ образца №1351 (температура роста 400 °С) в различные моменты времени

Во всех исследованных образцах наблюдаются линии  $\Phi$ Л, обусловленные переходами между электронной и дырочной подзонами в НКСР на «номинальной» длине волны ~ 5 мкм (рис 1, 2), соответствующей красной границе фотоотклика в этих структурах [2]. При минимальной мощности возбуждения E = 0.25 мкДж в импульсе линия приобретает гауссову форму с шириной на полувысоте ~50 мэВ со временем спада 30 - 50 нс, что типично для подобных структур [3, 4].

Характерной особенностью НКСР является то, что частота этого перехода не зависит от температуры, что видно на спектрах ФЛ.

Также наблюдается линия ФЛ обусловленная межзонными переходами в GaSb подложке, коротковолновый край которой определяется поглощением фильтра из Ge, используемого для отсечения возбуждающего излучения. Отметим, что соотношение интенсивностей сигнала ФЛ из подложки и сверхрешетки для разных образцов разное. Для образца №1355, выращенного при температуре 385°С, интенсивность ФЛ из сверхрешетки относильно подложки больше. Время спада сигнала ФЛ в этом образце также больше по сравнению с образцом №1351 и достигает 50 нс.

В образце №1351, выращенном при более высокой температуре 4000С, кроме того, наблюдается еще одна, наиболее длинноволновая линия ФЛ на частоте 1300 см-1. Эта линия имеет более длинную кинетику (рис. 3) и исчезает с ростом температуры, что указывает на то, что она относится к переходам с участием примесей или дефектов. Данная линия отстоит от переходов в сверхрешетке на величину ~ 100 мэВ, близкую к энергии ряда акцепторных центров в GaSb [5], в частности теллура [6]. Работа выполнена при поддержке «ЦКП ИФМ РАН».

- Plis, E.A., InAs/GaSb Type-II Superlattice Detectors. Advances in Electronics, 2014. 2014: p. 1-12.
- Е.А. Емельянов и др. Молекулярно-лучевая эпитаксия сверхрешеток II-типа InAs/GaSb для фотоприемников ИК-диапазона, Юбилейный сборник избранных трудов ИФП СО РАН (1964-2014), Новосибирск, Параллель, 2014, с.336-343
- Ongstad, A.P., et al., Linewidth analysis of the photoluminescence from InAs/GaSb/InAs/AlSb type-II superlattices. Journal of Applied Physics, 2000. 87(11): p. 7896.
- Connelly, B.C., et al., Direct minority carrier lifetime measurements and recombination mechanisms in long-wave infrared type II superlattices using time-resolved photoluminescence. APL, 2010. 97(25): p. 251117.
- Su, Y.K. and S.M. Chen, Energy levels of GaSb grown by metalorganic chemical vapor deposition. JAP, 1993. 73(12): p. 8349.
- 6. Iyer, S., et al.,Low-temperature photoluminescence of Te-doped GaSb grown by liquid phase electroepitaxy. JAP, 1995. **77**(11): p. 5902.
### Диоды Шоттки с резистивным металлическим электродом

#### А. В. Мурель, В. М. Данильцев, В. И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680. murel@ipm.sci-nnov.ru

Экспериментально обнаружено влияние сопротивления тонкого барьерного контакта из вольфрама на вольт-фарадные характеристики диодов Шоттки на арсениде галлия. Проведенное численное моделирование позволило достаточно точно описать экспериментальные результаты и количественно оценить параметры диодных структур.

#### Введение

Обычно в диодах Шоттки при изготовлении барьерного электрода реализуется случай, когда проводимость металлической плёнки достаточно высока и не влияет на характеристики диода. Однако в некоторых приложениях, например в оптоэлектронике, солнечных элементах, возникает необходимость в использовании очень тонких металлических слоёв, что приводит к росту их слоевого сопротивления. Влияние слоевого сопротивления электрода на вольт-ёмкостные характеристики диодов Шоттки было рассмотрено теоретически в работе Т.Е.Муrtveit [1] в 1995 г., для фотовольтаических приборов теоретически рассмотрены системы с резистивным электродом в работе [2]. Однако экспериментального подтверждения этих расчётов в литературе не встречается.

#### Методика эксперимента

Мы исследовали рост тонких (~ нескольких нм) металлических плёнок вольфрама на подложках *GaAs* методом газофазного осаждения из металлоорганического соединения. Для изучения электрофизических характеристик изготавливались диоды Шоттки с диаметром контактов от 10 до 500 мкм. В качестве подложек использовался *n-GaAs* с концентрацией носителей  $2x10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Омическим контактом служил вплавленный индий с сопротивлением менее 1 Ом. *C-G-V* характеристики регистрировались на приборе LCR Agilent E4980A в диапазоне частот  $20\Gamma$ ц- $2M\Gamma$ ц с помощью зондового устройства.

Измерения показали, что плёнки вольфрама на *GaAs* образуют сплошной барьерный контакт с высотой барьера ~0.9 эВ. Однако на некоторых структурах обнаружено проявление частотной дисперсии ёмкости. Было предположено, что эффект связан с увеличенным слоевым сопротивлением металлического электрода.

#### Моделирование

Эквивалентная цепь диода Шоттки традиционно предполагается состоящей из обеднённой ёмкости полупроводника, параллельного сопротивления утечки и последовательного сопротивления, обусловленного подложкой, контактами и пр. Чтобы учесть слоевое сопротивление металлической плёнки *R*<sub>sheet</sub>, обычная эквивалентная схема барьера Шоттки (БШ) модифицируется включением распределённого сопротивления. Для этого электрод диаметром D разбивается на N концентрических колец с радиусом  $r_i = \sqrt{\frac{i+1}{N}} \cdot \frac{D}{2}$ , так что все кольца имеют одинаковую площадь (рис. 1а) и поэтому одинаковые сопротивления утечки R<sub>L,ring</sub> и ёмкости  $C_{ring}$ . Тогда  $C_{ring} = C/N$  и  $R_{L,ring} = R_L \cdot N$ , где C и  $R_L - C$ ёмкость и сопротивление утечки диода, соответственно.

Эквивалентная электрическая цепь диода Шоттки с учётом сопротивления электрода примет вид, показанный на рис. 16.  $R_i$  – сопротивление металличе ской плёнки от (*i*-1) до *i*-го кольца,  $R_{sub}$  - сопротивление полупроводника между каждым кольцом и омическим контактом, которым в нашем случае можно пренебречь,  $R_s$  – последовательное сопротивление, которое включает сопротивление зондметаллическая плёнка и сопротивление обратного омического контакта.

Эквивалентная цепь используется для вычисления частотного импеданса. Предполагаем, что  $R_L >> R_{sheet}$ , так что потенциал по поверхности постоянен, а ОПЗ полупроводника не зависит от ра-



**Рисунок 1.** а) Пример разбиения барьерного электрода на N=10 колец равной площади; б) Эквивалентная цепь диода Шоттки с резистивным электродом

диуса и удельная ёмкость однородна по всей площади контакта. Сопротивление от (i-1)-го до i-го кольца  $R_i$  будем вычислять как сопротивление полоски с числом квадратов, равным отношению ширины полосы к её длине  $\Delta r_i / L_i$ , что приведёт к непрерывно уменьшающемуся сопротивлению с ростом номера полосы:

$$R_i = R_{sheet} \cdot \Delta r_i / L_i \,. \tag{($$$$$$$$)}$$

Этот подход принципиально отличается от используемой в [1] непрерывно возрастающей логарифмической зависимости  $R_i(r_i)$ . Сопротивление от центра контакта до *k*-го кольца будет вычисляться как:

$$RR_k = \sum_{i=1}^k R_i \tag{($$$$$$$$$$$$$$$)}$$

Импеданс эквивалентной цепи вычисляется по рекурентным формулам, начиная с последней *N*-ой цепочки, как предложено в [1]. Ёмкость и проводимость диода Шоттки находятся из импеданса.

#### Результаты и обсуждение

Как показали модельные расчёты, в нашем случае присутствуют  $R_s$  и  $R_{sheet}$ , с помощью комбинации которых можно объяснить поведение частотной дисперсии экспериментальных C-G-f - кривых (рис.2). С уменьшением диаметра контакта эффект проявляется меньше из-за уменьшения вклада переферийной области в общий импеданс структуры. Поэтому при изучении структур с повышенным слоевым сопротивлением электродов необходимо использовать контакты с малой площадью и низкие частоты, где описанный эффект существенно не сказывается. В противном случае возможны ошибки в определении эффективной высоты барьера и концентрации носителей в подложке.



Рисунок 2. Частотные зависимости ёмкости (а) и проводимости (б) БШ с резистивными электродами: символы – эксперимент, линии – расчёт. *D*=500мкм, N=1000. *Rs/Rsheet*, Ω/Ω/□: 1 - 150/180, 2 - 10000/1500, 3 -10000/18000.

Работа выполнена при поддержке программ РАН. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

#### Литература

- 1. T.E. Myrtveit // J.Appl.Phys. V. 78, 7170 (1995).
- K. Wieland, A.Vasko, V.G. Karpov // J.Appl.Phys. V. 113, 024510 (2013).

Том 2

### Электронная структура вакансионных комплексов (филаментов) в пленках диоксида циркония

#### О.Н.Горшков<sup>1</sup>, Н.В.Курова<sup>1</sup>, К.Р.Мухаматчин<sup>1</sup>, А.М.Сатанин<sup>1,2\*\*</sup>

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

\*sakady@mail.ru

Изучены электронные состояния, связанные с дефектами (кислородными вакансиями) в тонких пленках на основе кубического диоксида циркония (ZrO<sub>2</sub>). Для расчёта спектра использован первопринципный подход, развитый в работах Кона-Шэма. Показано, что при выстраивании вакансий в цепочку, в запрещённой зоне кристалла возникнет полностью заполненная α-подзона, отделённая от зоны проводимости щелью порядка 0.8 эВ, что сравнимо с тепловой энергией при комнатных температурах. Таким образом, в диэлектрической матрице может сформироваться проводящий канал. При помещении атома кислорода на место одной из вакансий произойдёт перестройка спектра, в результате чего канал закроется.

#### Введение

Возможность управления резистивным состоянием гетероструктур металл/диэлектрик/металл вызывает большой интерес, поскольку в перспективе позволит создавать быстродействующие устройства энергонезависимой памяти с высокой плотностью записи информации. Обычно в качестве диэлектрика в таких системах используются плёнки оксидов TiO<sub>2</sub>, ZnO, HfO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub> и т.п., которые обладают тем свойством, что путем формовки в них можно создавать каналы (филаменты) с повышенной проводимостью. При этом проводимость филаментов может принимать различные значения в зависимости от топологии канала. Важно, что переключение между двумя возможными состояниями проводимости канала в диоксидах можно осуществлять обратимым образом [1].

Нас будут интересовать структуры, в которых проводящие электроды разделены слоем диоксида циркония, представляющего собой широкозонный диэлектрик с высокой диэлектрической проницаемостью. Кристаллы  $ZrO_2$  при определённых условиях могут демонстрировать нетривиальное физическое поведение, например в пленках диоксида циркония, допированного иттрием, обнаружены яркие нелинейные гистерезисные эффекты, что открывает перспективы их широкого применения для создания элементов энергонезависимой памяти.

В настоящее время обсуждаются различные сценарии развития токовых неустойчивостей и необратимых эффектов в наноразмерных пленках оксидов. Один из них предполагает насыщение или обеднение некоторых областей пленки кислородными вакансиями, влияющими на валентность катионов переходных металлов, что может приводить к изменению в электронной проводимости и формированию токовых шнуров [1-3]. Отметим, что на данный момент не построено универсальной теории, удовлетворительно описывающей микроскопический механизм образования таких проводящих каналов и их электронные состояния. Одна из идей формирования токовых шнуров связана с перераспределением вакансий кислорода в матрице под действием сильных локальных электрических полей [4].

Ранее нами был исследован прыжковый механизм проводимости по вакансионным уровням в диоксиде циркония, который допирован иттрием [5]. Суть сводится к тому, что иттрий, замещающий атомы циркония в ZrO<sub>2</sub> при допировании играет роль акцептора и тем самым частично опустошает локализованные вакансионные состояния, пинингуя на них уровень Ферми. Если же уровень Ферми попадает в область пика плотности состояний, то становится возможным прыжковый перенос по вакансионной подзоне. В данной работе изучаются электронные состояния, связанные с вакансионной цепочкой кислорода в недопированном кубическом кристалле диоксида циркония (ZrO<sub>2</sub>), при этом предполагается, что вакансии упорядочены вдоль одной из кристаллографических осей. Несмотря на то, что в объемных материалах стабилизация кубической фазы ZrO2 имеет место при допировании 2-х и 3-х валентными ионами в концентрациях около десятка процентов, в пленках толщиной d ~  $10\div50$  нм, выращенных на кремниевой подложке, стабильными оказываются слои кубического ZrO<sub>2</sub> уже при температуре около T ~  $180\div220$  °C.

#### Основные результаты и обсуждение

При расчете энергетического спектра вакансий для исключения эффектов, связанных с периодичностью, необходимо рассмотреть большое число атомов, входящих в так называемую суперячейку (ячейка с размерами в несколько постоянных решетки), транслируемую по всем кристаллографическим направлениям. В данной работе для расчетов выбрана суперячейка оксида циркония размером  $2 \times 2 \times 2$ , содержащая 96 атомов, в которой сгенерированы 4 вакансии в каждой ячейке, выстроенные в линию вдоль направления (001) путём последовательного удаления атомов кислорода. Также рассмотрен случай, когда на месте одной из вакансий остаётся атом кислорода.

Программный комплекс Wien 2k, используемый нами для расчета электронной структуры, реализует решение уравнения Кона–Шэма в базисе линеаризованных присоединенных плоских волн (LAPW) в реальном пространстве с соответствующим заданным шагом по сетке, равном 0.1 Å. В качестве обменно-корреляционного потенциала был выбран потенциал Беке–Джонсона.

Как известно, локальное нарушение симметрии кристалла ZrO2, связанное с точечным дефектом (кислородной вакансией) приводит к образованию глубокого уровня в запрещённой зоне, связанному с *d*-состояниями ближайших атомов циркония [6]. Взаимодействие нескольких вакансий вызовет расщепление этого уровня, и при периодическом упорядочении взаимодействующих вакансий образуется подзона. На рисунке показана рассчитанная плотность электронных состояний, демонстрирующая образование широкой подзоны уровней, связанных с цепочкой вакансий кислорода в запрещённой зоне недопированного кристалла диоксида циркония. Видно, что уровень Ферми лежит примерно на 0.8 эВ ниже дна зоны проводимости "идеального" кристалла, однако из-за размытия её края такие цепочки могут превращаться в токовый канал уже без допирования. Таким образом, вакансионная зона будет частично заполненной и по ней становится возможной проводимость. Протекание тока

по такой цепочке при высоких напряжениях может привести к возникновению тепловой неустойчивости и формированию токового канала (фила-



Рисунок 1. Электронная плотность состояний в кристалле недопированнго диоксида циркония, содержащего цепочку кислородных вакансий. Пунктиром показано положение уровня Ферми.

мента). При разрыве цепочки, когда одна из вакансий заменена атомом кислорода, электронный спектр перестраивается, при этом величина энергетической щели увеличивается и система становится изолятором.

В работе представлены также расчеты изменения вакансионных состояний при различных конфигурациях вакансий и выяснена роль допирующей примеси (иттрия).

Работа поддержана грантом РФФИ 14-07-00582 и программой СИ7 02.В.49.21.0003 МОН РФ и ННГУ.

- Дж. Дирнлей, А. Стоунхэм, Д. Морган // УФН, Т. 112, С. 83 (1974).
- 2. T. Gu // J.Appl. Phys.V. 115.P. 203707(2014).
- J.Park et al. // Microelectronic Engineering. V. 88, P. 1136 (2011).
- 4. K. Szot et al. // Nature Mater. V.5, P. 312 (2006).
- О.Н.Горшков, Н.В.Курова, К.Р.Мухаматчин, А.М.Сатанин // Труды XVIII межд. симп. "Нанофизика и наноэлектроника", Нижний Новгород, Т. 1, С. 622 (2014).
- В. М. Зайнуллина и др. // Журнал Структурной Химии. Т. 41, С. 229 (2000).

### Проводимость квазиодномерного электронного газа с рассеивателем при наличии взаимодействия

#### А. В. Борин<sup>1</sup>, К. Э. Нагаев<sup>2,\*</sup>

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

2 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009. \*nag@cplire.ru

Вычислена проводимость квантового провода с двумя заполненными подзонами поперечного квантования при наличии препятствия и с учётом взаимодействия между электронами. Уравнение ренормгруппы для матрицы рассеяния препятствия обобщено для случая взаимодействия между электронами в разных подзонах, найдены его стационарные точки и исследована их устойчивость. В зависимости от параметров взаимодействия проводимость в расчёте на проекцию спина может быть равна 0,  $e^2/h$  или  $2e^2/h$ . В некоторых областях параметров могут сосуществовать две особые точки, так что итоговая проводимость зависит от свойств препятствия в отсутствие электрон-электронного взаимодействия. Для электронов со спином проводимость системы может немонотонно зависеть от уровня Ферми и температуры.

#### Введение

Одномерные квантовые проводники представляют собой сильно коррелированную систему даже в случае слабого взаимодействия между электронами, поэтому их транспортные свойства вызывают большой интерес. Хорошо известно, что в случае одной поперечной квантовой моды наличие изолированной примеси приводит к полному подавлению проводимости при нулевой температуре в случае взаимного отталкивания электронов и к 100% прохождению через примесь в случае их притяжения. Такие результаты получаются как при использовании модели жидкости Латтинджера, в которой элементарные возбуждения в системе имеют статистику Бозе и представляют собой спиновые и зарядовые волны [1, 2], так и в ферми-жидкостном подходе [3].

В случае проводников с двумя заполненными поперечными подзонами ситуация менее очевидна. Основываясь на модели жидкости Латтинджера, разные авторы предсказывали разные состояния со щелью в спектре возбуждений [4, 5] и разными транспортными свойствами [4, 6]. Целью нашей работы было вычисление проводимости такой системы в представлении ферми-жидкости.

#### Методы расчёта

Расчёты проводились следуя методу работы [5]. При этом электрон-электронное взаимодействие предполагалось слабым, а матрица рассеяния примеси S произвольной. Компоненты этой матрицы перенормируются из-за рассеяния электронов назад на фриделевских осцилляциях плотности заряда с волновым вектором 2k<sub>F</sub>, которые возникают вокруг примеси. Соответствующие поправки к амплитудам отражения и прохождения в первом приближении по взаимодействию логарифмически расходятся в пределе бесконечно большой длины провода, для компонент S выводится уравнение ренормгруппы (РГ) в реальном пространстве. В это уравнение входят три параметра ал, которые учитывают прямое и обменное взаимодействие между электронами в поперечных подзонах і и ј. Далее, находятся стационарные точки уравнения РГ и исследуется их устойчивость при разных параметрах взаимодействия.

#### Результаты

Наши результаты отличаются от полученных в приближении жидкости Латтинджера [4, 6]. В отличие от этих работ, наше уравнение РГ имеет не две, а три стационарные точки с проводимостью 0,  $e^2/h$  и  $2e^2/h$  в расчёте на одну проекцию спина. Иными словами, каждая подзона может быть либо полностью открыта, либо полностью закрыта для прохождения тока, причём это зависит не от одного, а от всех трёх параметров взаимодействия. Проводимость системы максимальна, когда все три параметра отрицательны и равна нулю, когда все они положительны. Однако она равна нулю и тогда, когда параметры внутризонного взаимодействия

отрицательны, а параметр межзонного взаимодействия положителен. При этом изменение знака одного из внутризонных параметров с отрицательного на положительный может приводить к возникновению ненулевой проводимости.

В случае электронов с двумя проекциями спина возможна ситуация, когда внутризонный параметр взаимодействия в нижней подзоне положителен, а в верхней отрицателен. Так может быть, если уровень Ферми пересекает верхнюю подзону вблизи её дна, тогда проводимость немонотонно зависит от его положения. Если внутризонные параметры взаимодействия имеют разные знаки, то возможна также немонотонная зависимость проводимости от температуры.

- 1. C. L. Kane and M. P. A. Fisher // Physical Review Letters, V. 68, 1220 (1992).
- A. Furusaki and N. Nagaosa // Physical Review B, V. 47, 4631 (1993).
- D. Yue, L. I. Glazman, and K. A. Matveev // Physical Review B, V. 49, 1966 (1994).
- O. A. Starykh, D. L. Maslov, W. Husler, and L. I. Glazman // Interactions and Transport Properties of Lower Dimensional Systems, LectureNotes in Physics, V. 544, edited by T.Brandes (Springer, Berlin, 2000), p. 37.
- J. S. Meyer, K. A. Matveev, and A. I. Larkin // Physical Review Letters, V. 98, 126404 (2007).
- S. T. Carr, B. N. Narozhny, and A. A. Nersesyan // Physical Review Letters, V. 106, 126805 (2011).

### Анизотропия электросопротивления в зависимости от направления тока в параллельной плоскости гетероструктуры в магнитном поле

#### В.Н. Неверов<sup>\*</sup>, С.В. Гудина, А.С. Боголюбский, М.В. Якунин

Институт физики металлов им. М.Н.Михеева РАН, ул. С. Ковалевской, 18 Екатеринбург,620990. \*neverov@imp.uran.ru

Экспериментально обнаружена анизотропия магнитосопротивления от направления тока, в скрещенных магнитном и электрическом полях, лежащих в плоскости гетероструктуры. Данный эффект обусловлен различной вероятностью рассеяния у верхней и нижней гетерограницы системы.

Магнитное поле, приложенное параллельно плоскости идеальных двумерных систем, не влияет на его проводимость (сопротивление). Реальные двумерные структуры имеют конечные размеры в поперечном плоскости системы направлении, что приводит к зависимости сопротивления от продольного магнитного поля. Это эффекты диамагнитного сдвига [1] и влияние шероховатостей гетероперехода в слабой локализации [2], подавление эффектов туннелирования между ямами в системах с двойными квантовыми ямами [3]. В данной работе мы сообщаем об еще одном эффекте влияния продольного магнитного поля на сопротивление.

На электрон, движущийся в скрещенных электрическом и магнитном полях, действует сила Лоренца. Она приводит к тому, что у одного края образца формируется некоторая избыточная плотность электронов. Именно она приводит к эффекту Холла. Кроме этого имеется и другой эффект. Наличие избыточной плотности электронов у одного края образца приведет к перераспределению тока по образцу, и ток у одного края образца будет больше, а значит и вклад в проводимость. Такое изменение сопротивлений наблюдалось в работах Пономаренко, Пруискена (см. например [4]).

Если движение носителей заряда ограничено пространственным квантованием в направлении силы Лоренца (магнитное поле параллельно плоскости системы), то это приводит к разной вероятности найти электрон у верхней и нижней гетерограницы квантовой ямы (изменяется вид плотности вероятности волновой функции в квантовой яме). Если эффективное рассеяние носителей заряда у верхней и нижней гетерограницы квантовой ямы отличается, то величина сопротивления (проводимость) при пропускании тока в одном и другом направлении будет различаться. Очевидно, что этот эффект будет нечетным по магнитному полю. В случае, когда ток сонаправлен с магнитным полем, данного эффекта не будет.

#### Экспериментальные результаты

Исследованы 2D-структуры с двойной квантовой ямой n-GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs, выращенные методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Гетероструктуры представляют собой последовательность эпитаксиальных слоев, формирующих две квантовые ямы In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Структуры  $\delta$  легированы в барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц. Технологические параметры образцов и профили структур приведены в таблице 1.

Таблица 1.	Технологические	параметры	образцов	( <i>d</i> <sub>w</sub> –
ширина ямы	, <i>d<sub>b</sub>–</i> ширина барь	ера, <i>L<sub>s</sub></i> – шир	оина спейс	epa)

1					
	N⁰N⁰	d <sub>w</sub> , Å	d <sub>b</sub> , Å	Ls, Å	x
	2981	2×50	70	190	≈0.20
	2984	2×50	30	190	≈0.20
	2985	100	0	190	≈0.20

Проведены измерения в магнитных полях до 6 Тл, лежащих в плоскости гетероструктуры. Ток плотностью ~160А/см<sup>2</sup> был направлен перпендикулярно

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



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

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

2985 соответственно. По знаку эффекта можно сделать вывод о том, что рассеяние со стороны подложки больше чем со стороны поверхности.



Рисунок 2. Зависимости разности сопротивлений в разных направлениях тока для образца 2981: 1 - *B*⊥n, *B*⊥*l*; 2 - *B*⊥n, *B*||*l*; 3 - *B*||n, *B*⊥*l*, где n - нормаль к плоскости гетероструктуры; *l* - направление тока.

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

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

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

### Electropolymerized Highly Photoconductive Thin Films of Cyclometallated Complexes

R. Lento<sup>1\*</sup>, S.V. Siprova<sup>1,2</sup>, A. Ionescu<sup>3,4</sup>, R. Termine<sup>3,5</sup>, M.A. Kudriashov<sup>2</sup>, A.V. Nezhdanov<sup>2</sup>, A.I. Mashin<sup>2</sup>, A.Golemme<sup>1,3,5</sup>, N. Godbert<sup>3,4</sup>

1Dipartimento di Fisica, Università della Calabria, 87036 Rende, CS, Italy.

2 Depatment of Physics, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950, Nizhny Novgorod, Russia.

3 Centro di Eccellenza CEMIF.CAL, LASCAMM CR-INSTM, Unità INSTM della Calabria, 87036 Rende, CS, Italy.

4 Dipartimento di Chimica e Tecnologie Chimiche - Università della Calabria, 87036 Rende, CS, Italy.

5 CNR-IPCF UOS di Cosenza c/o Dipartimento di Fisica, Università della Calabria, 87036 Rende, CS, Italy. \*raffaella.lento@unical.it

We have synthesisized two new electrocpolymerizable cycloplatinated and cyclopalladated complexes of formula (PPy)M(O<sup>N</sup>). Polymeric thin films have been obtained from these complexes by electropolymerization of the triphenylamino group grafted onto the H(O<sup>N</sup>) ancillary ligand. The redox behavior and the photoconductivity of both monomers and electropolymerized species have been investigated. We have determinated the absorption coefficient of these polymeric thin films by using two different spectrophotometic methods.

#### Introduction

The development to clean alternative to conventional power generation methods, such as fossil oil, coal and natural gas, is immensely important to preserve the global environment and ensure sustainable economic growth. Solar energy is perhaps the most obvious renewable energy source so, in the last decades, scientists are trying to fabricate a low cost device that would combine high efficiency of conversion solar to electrical energy and high stability. Today silicon solar cells are leading the market with power conversion efficiency (PCE) around 28% [1]. Usually these cells are fabricated by using expensive high temperature and high vacuum processes. For this reason, organic materials provide an alternative route to solar cell technology, because they can be processed from solution and with low-temperature process. Although the overall PCE of current organic solar cells is low compared to that available from silicon technology, this type of cheaper solar cells become competitive, considering the efficiency-toprice ratio. The most promising structure of these solar cells are Grätzel Dye-Sensitized Solar Cells [2], Bulk HeteroJunction Solar Cells [3] and new Perovskite Solar Cells [4]. For efficient collection of the photo-generated charge in all of these devices, it is necessary to use materials capable of transporting only one type of carrier (electrons or holes) towards the corresponding electrodes; these are Hole Transporting Materials and Electron Transporting Materials.

We present herein the synthesis and characterization of a new class of HTM formed by organometallic polymers obtained through the electropolymerization of novel cyclometallated complexes of general formula (PPy)M(O^N) (H(PPy)=2-phenylpyridine, M=Pd(II) or Pt(II), H(O^N)=Shiff base).

#### **Results and discussion**

Polymeric thin film have been prepared from the complexes by electropolymerization of a grafted triphenylamino group (TPA), carried out by cyclovoltammetry. The choise of TPA fragment as electropolymerizable group have been motivated by some factors such as the use of a donor moiety with high hole transport properties [5], the high electrochemical stability of the potential resulting polymers, as usually encountered for TPA-based electropolymers [6], and the formation of a cross-linked highly conjugated polymeric network, favoring isotropic charge transport through the material [7].Furthermore, by electropolymerization the polymer formation and its deposition occurs simultaneously, avoiding solubility drawbacks and affording controllable film composition, thickness and homogeneous surface coverage.

We synthesized these complexes and than we performed a complete electrochemical study on both the monomers and electropolymerized species, outlining the following features: 1) the nature of metal does not have significant influence onto the oxidation potential; 2) all electrodeposited thin films exhibit a stable cyclic voltammogram with no evidence of significant degradation after repetitive cycling for several hundred cycles or after storage in air; this shows the high stability of the electropolymerized materials.

The starting complexes are photoconductors, i.e. semiconductors where charge carriers are generated in situ upon light absorption. So, we investigated the photoconductive properties of both amorphous complexes and polymeric films by measuring the increase of current ( $i_{photo} = i_{light} - i_{dark}$ ) into the device when illuminated, as a function of electric field applied to samples, using the following equation:

$$\sigma = \frac{i \cdot d}{V \cdot S} \qquad (\text{eq. 1})$$

Their photoresponses, i.e. photoconductivity per watt of incident power  $\sigma/I$ , are represented in figure 1. For both polymers, photoconductivity is higher than that of the corresponding monomers. Moreover, this difference is accentuated for low applied electric fields; this behavior could be an indication that the photogeneration efficiency of the system increases [8] with electropolymerization.

To make a comparison between these polymers and other materials, it was necessary to measure the absorption coefficient (AC), in order to calculate  $\sigma/I \cdot AC$ . This was obtained determining by and reflection by two different transmittance spectrophotometric methods: double beam and integrating sphere. The integrating sphere was used to estimate diffuse reflection. The AC obtained from measurements with the integrating sphere differs by less than 10% from the AC obtained by double beam measurements. This means that diffuse reflection can be neglected.

The value of  $\sigma$ /I·AC of these electropolymerized films is comparable (about  $1 \cdot 10^{-14} \text{S} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  for Pdcontaining film and  $5 \cdot 10^{-13} \text{S} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  for Pt-containing one, measured at an applied electric field of  $15 \text{V}/\mu\text{m}$ ) to that of other photoconduction polymers used in organic electronics. These excellent performance, together with the opportunities of easy and controlled patterning provided by electropolymerization and with the



Fig 1. Photoresponses of monomers and their corresponding electropolymers

high stability shown by these organometallic polymeric thin films, pave the way towards the use of these polymers in optoelectronic devices and solar cells.

Our future research work is aimed in this direction.

#### References

- M.A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa et al. //Prog. Photovoltaics, V. 20, 606 (2012).
- B. Oregon, M. Grätzel // Nature, V. 353, 737 (1991).
- H.Y. Chen, J. Hou, S. Zhang et al. // Nat. Photonics, V. 3, 649 (2009).
- H.J. Snaith, J. Phys. Chem. Lett. // V. 4. 3623 (2013).
- A. Iwan, D. Sek. // Prog. Polym. Sci. //V. 36, 1277 (2011).
- a) H.J. Yan, G.-S. Liou //Polym. Chem., V. 3, 215 (2012); b) M.K. Leung, M.-Y. Chou et al. // Org. Lett., V. 5, 893(2003); c) D. Qiu, Q. Zhao et al. // Inorg. Chem. Commun., v. 14, 296(2011).
- N. Cocherel, P. Leriche, E. Ripaud et al. // New J. Chem., V. 33, 801(2009).
- a) H. Bässler // Phys. Status Solidi B, V.15 175 (1993); b) L. Onsager // J. Chem. Phys., V. 2, 599, (193).

### Влияние условий получения на свойства нанокристаллов кремния в системах SiO<sub>x</sub>:SiO<sub>2</sub> и a-Si:SiO<sub>2</sub>

#### А.И. Машин<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>1\*</sup>, А.В. Ершов<sup>1</sup>, Е.А. Чевелева<sup>1</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. \* nezhdanov@phys.unn.ru

Обнаружено влияние типа подложки на оптические свойства систем SiO<sub>x</sub>:SiO<sub>2</sub> и a-Si:SiO<sub>2</sub> подвергнутых высокотемпературному отжигу в атмосфере аргона, заключающееся в изменении характера спектра фотолюминесценции и спектрах комбинационного рассеяния света.

#### Введение

При изучении влияния отжига в вакууме на структуру ближнего порядка и свойства аморфного кремния [1] нами был получен кремний со структурой ближнего порядка, отличной от тетраэдрической. Новый материал оставался аморфным, однако согласно электронографическим исследованиям и данным ультрамягкой рентгеновской спектроскопии, в таком материале большая часть атомов кремния должна находиться в  $sp^2$ гибридном состоянии. Однако в связи с особенностями физико-химических свойств, способность кремния формировать стабильные аллотропные формы уступает углероду. Существует множество работ, описывающих способы стабилизации аллотропных модификаций кремния. В ряде работ описан способ использования углеродных структур как матриц (затравок) для роста кремниевых наноструктур. В других работах описывается возможность создания структур кремния сходных по структуре с графеном на подложках Ад(111). Материал с такой атомной структурой был назван "силиценом" [2].

В развитие вышеизложенного в данной работе представлены результаты исследования влияния типа, ориентации подложки и условий получения на свойства нанокристаллов кремния, формируемых путем термического и лазерного отжига. Создание нанокристаллов кремния и исследование их свойств является актуальной задачей. Одним из прикладных применений данного материала является использование нанокристаллов кремния в качестве фотолюминесцентного слоя солнечных элементов для увеличения их КПД. Очевидно, что характер и тип поверхности, на которой формируются нанокристаллы кремния, будут оказывать влияние на их свойства.

#### Методика эксперимента

В данной работе проводилось исследование образцов тонких пленок SiO<sub>x</sub> и a-Si на различных подложках, отожженных в газовой среде.

Общая методика формирования структуры Si-O<sub>x</sub>:SiO<sub>2</sub> (a-Si:SiO<sub>2</sub>) включает осаждение одиночного слоя нестехиометричного оксида кремния (или аморфного кремния) и закрытие его защитным слоем SiO<sub>2</sub>. Тонкие пленки SiO<sub>x</sub>:SiO<sub>2</sub> были получены последовательным осаждением соответствующих материалов методом испарения в вакууме с помощью модернизированной вакуумной установки ВУ-1А. Ультратонкие пленки SiO<sub>x</sub> получали резистивным испарением из танталовой ячейки Кнудсена, а слои оксида и аморфного кремния – методом электронно-лучевого испарения (ЭЛИ).

В качестве подложек использовались: кремний марок КДБ-12 (100), КЭФ-4.5 (100), ВОПГ(0001) и сапфир R-среза (1702) и С-среза (1000). Температура подложек в процессе напыления поддерживалась равной 200 °С.

Для всех структур  $SiO_x:SiO_2$  (a-Si:SiO<sub>2</sub>) толщина слоев оксида кремния составляла 50 нм, толщины кремнийсодержащих слоев  $SiO_x$  (a-Si) составляли 2,4 и 6 нм.

Отжиг образцов проводился в потоке аргона при температурах до 1100°С в течении 60 минут.

Исследование образцов осуществлялось с помощью СЗМ комплекса рамановской спектроскопии NTE-GRA Spectra (NT-MDT, г. Зеленоград) методами спектроскопии комбинационного рассеяния (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ). Для фотовозбуждения был задействован лазер с длиной волны 473 нм, сфокусированный на образце 100х объективом. Спектры комбинационного рассеяния света исследовались в диапазоне 150-1000 см<sup>-1</sup>, спектры фотолюминесценции – в диапазоне 480-800 нм.

#### Результаты и обсуждение

При исследовании образцов на подложках сапфира, кремния и ВОПГ обнаружено, что фотолюминесцентные свойства лучше всего проявляются в образцах с наибольшей толщиной пленки (6 нм). Однако наиболее интересные результаты были получены в случае ВОПГ подложки.



Рисунок 1. Спектры КРС для отожженного при 1100°С образца с толщиной слоя а-Si 6 нм, аппроксимированные гауссовыми функциями, соответствующими фононным модам а-Si и HK Si

На рисунке 1 представлены спектры комбинационного рассеяния света для исследуемой структуры на графитовой подложке (толщина a-Si 6 нм) при температуре отжига 1100°С.

Обнаружено, что с увеличением температуры отжига увеличивается положение максимума, соответствующего ТО фононной моде HK-Si. С помощью расчетов [3] можно определить, что для всех образцов при увеличении температуры отжига до значения 1100 °С размер нанокристаллов составляет порядка 6 нм. Установлено влияние толщины одиночного слоя аморфного кремния на размер НК кремния. При увеличении толщины a-Si с 3 до 9 нм размер НК изменяется с 3 до 6 нм.

При исследовании ФЛ обнаружено гашение ФЛ в результате термических напряжений в пленках на всех подложках, а также наличие пика ФЛ в области энергий 2,17 эВ, связанного с «нефазовыми» включениями кремния (рисунок 2).



Рисунок 2. Спектры ФЛ для отожженных при различных температурах образцов с толщиной слоя a-Si 6 нм на подложке ВОПГ

Так же было обнаружено увеличение доли кристаллической фазы в пленках при увеличении температуры отжига и толщины слоя аморфного кремния для образцов на всех исследуемых подложках.

- А.Ф. Хохлов, А.И. Машин Аллотропия кремния: Монография (Н.Новгород: Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского) (2002).
- G. G. Guzman-Verri and L. C. Lew Yan Voon // Phys. Rev. B 76, 075131(2007).
- G. Faraci [et al.] Modified Raman confinement model for Si nanocrystals // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. 033307.

### Особенности релаксации упругих напряжений в сжатых и растянутых SiGe слоях

#### А. В. Новиков<sup>1,2\*</sup>, М. В. Шалеев<sup>1</sup>, П. А. Юнин<sup>1,2</sup>, Д. В. Юрасов<sup>1,2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, 603950 \*anov@ipmras.ru

В работе выявлены особенности упругой (через развитие шероховатости поверхности) и пластической (через генерацию дефектов) релаксации упругих напряжений в растянутых и сжатых SiGe слоях, выращенных методом МПЭ на Si(001), Ge(001) и релаксированных SiGe буферах. Показано, что в широком диапазоне составов SiGe слоев при одинаковом по величине рассогласовании кристаллических решеток пленки и подложки критическая толщина двумерного роста растянутых GeSi слоев значительно больше, чем сжатых SiGe.

#### Введение

Значительное расширение возможностей по формированию устройств на основе кремния стало возможным при использовании для их роста в качестве подложек релаксированных слоев Si1-xGex с различным содержанием Ge (вплоть до 100%). Одно из преимуществ при переходе от роста на Si(001) подложка к росту на релаксированных Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> буферах – это возможность формирования в одной SiGe структуре слоев с различным знаком деформации. В результате за счет роста упругокомпенсированных решеток может быть преодолено ограничение на критическую толщину псевдоморфного роста SiGe структур. Для получения напряженных структур с заданными параметрами необходимо хорошее понимание процессов релаксации упругих напряжений в них. К настоящему времени данные процессы подробно исследованы для сжатых SiGe гетероструктур при их формировании на Si подложках (см. например, [1]). Процессы же релаксации упругих напряжений в растянутых SiGe слоях, выращенных на Ge или релаксированных SiGe буферах, исследованы в гораздо меньшей степени. В то же время было показано, что релаксация упругих напряжений в растянутых SiGe слоях существенно отличается от релаксации в сжатых [2, 3]. В данной работе представлены результаты сравнительных исследований релаксации упругих напряжений в растянутых и сжатых SiGe слоях, выращенных на Si(001) и Ge(001) монокристаллических подложках, а также на релаксированных SiGe/Si(001) буферах с различной долей Ge. Использование различных подложек позволило

выявить влияние знака деформации отдельных слоев на их рост и релаксацию упругих напряжений.

#### Результаты и их обсуждение

Исследованные SiGe структуры были выращенным методом МПЭ на установке Riber Siva-21. Критическая толщина двумерного роста структур (момент начала упругой релаксации напряжений за счет образования самоформирующихся нанообъектов) определялась *in situ* с помощью ДБЭ и *ex situ* с помощью ACM. Рентгенодифракционный анализ использовался для измерения упругих напряжений в выращенных структурах.

Установлено, что область составов растянутых Si-Ge слоев, для которых начальной стадией релаксации упругих напряжений является пластическая релаксация с сохранением двумерного характера роста, значительно шире, чем в случае роста сжатых SiGe слоев. Данный факт связываются с увеличением энергии образования моноатомных ступеней в системе Si/Ge с ростом деформации растяжения в SiGe слоях и уменьшение - с ростом деформации сжатия [2]. Поэтому при осаждении растянутых GeSi и Si слоев на Ge(001) подложки и релаксированные SiGe буферы наблюдается уменьшение шероховатости поверхности роста (рис. 1а), в то время как уже на начальных этапах роста сжатых SiGe слоев на Si(001) и SiGe буферах происходит увеличение микрошероховатости поверхности роста. Малая шероховатость поверхности растянутых слоев понижает вероятность зарождения самоформирующихся трехмерных объектов и, как следствие, увеличивает критическую толщину их двумерного роста. В результате существует широкий диапазон составов слоев, в котором при одинаковом по величине рассогласовании кристаллических решеток пленки и подложки критическая толщина двумерного роста растянутых GeSi/Ge(001) слоев значительно больше, чем сжатых SiGe/Si(001) (рис. 1). Зависимость шероховатости поверхности роста от величины и знака деформации SiGe слоев использована для управления ростом Ge(Si) самоформирующихся наноостровков на релаксированных SiGe/Si(001) буферах [4].



Рисунок 1. АСМ снимки поверхностей растянутого Ge<sub>0.65</sub>Si<sub>0.35</sub>/Ge(001) слоя толщиной 8 нм (а) и сжатого Si<sub>0.65</sub>Ge<sub>0.35</sub>/Si(001) слоя номинальной толщиной 3.5 нм (b).

Исследования пластической релаксации в растянутых GeSi/Ge(001) слоях наоборот показало, что образование дефектов (дислокаций) в них приводит к существенному развитию шероховатости их поверхности по сравнению с релаксированными Si-Ge/Si(001) слоями. При этом на начальном этапе релаксации на ACM снимках хорошо видны характерные неровности в виде полос, ориентированных в направлениях типа [110]. Образование этих неровностей связывается с особенностью диссоциации 60<sup>0</sup> дислокаций и их распространением в напряженных слоях [5, 6]. В частности, диссоциация  $60^{\circ}$  дислокаций на частичные  $90^{\circ}$  и  $30^{\circ}$  в растянутых GeSi слоях, выращенных на поверхности (001), сопровождается формированием дефекта упаковки [6]. Наблюдаемые на АСМ снимках полосы в направлениях [110] связываются как раз с областями, в которых происходит зарождение дефектов упаковки [7]. В процессе пластической релаксации в GeSi/Ge(001) слоях происходит как рост количества дефектов упаковки за счет генерации новых 60<sup>0</sup> дислокаций и их диссоциации на 90<sup>0</sup> и 30°, так и увеличение среднего размера области одного дефекта упаковки из-за разных скоростей скольжения  $90^{\circ}$  и  $30^{\circ}$  дислокаций [5, 6]. Полагается, что именно образование дефектов упаковки в процессе пластической релаксации упругих напряжений в растянутых GeSi/Ge(001) слоях приводит к значительному росту шероховатости их поверхности по сравнению с релаксированными SiGe/Si(001) слоями. Данное обстоятельство значительно усложняет задачу формирования высококачественных релаксированных SiGe слоев со стороны Ge(001) подложек.

Работа выполнена при поддержке научных программ РАН и РФФИ (гранты № 14-02-01116-а, № 13-02-01006-а и № 13-02-12108-офи\_м). В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

- J.-N. Aquaa, I. Berbezier, L. Favre, et al. // Physics Reports, V. 522, 59 (2013).
- Y. H. Xie, G. H. Gilmer, C. Roland, et al. // Phys. Rev. Lett., V. 73, 3006 (1994).
- D. Pachinger, H. Groiss, H. Lichtenberger, et al. // Appl. Phys. Lett., V. 91, 233106 (2007).
- M. V. Shaleev, A. V. Novikov, D.V. Yurasov, et al. // Appl. Phys. Lett., V.101, 151601 (2012).
- P. M. J. Marée, J. C. Barbour, J. F. Van der Veen, et al. // J. Appl. Phys., V. 62, 4413 (1987).
- E. P. Kvam and R. Hull // J. Appl. Phys., V. 73, 7407 (1993).
- J. E. Van Nostrand, D. G. Cahill, I. Petrov, and J. E. Greene // J. Appl. Phys., V. 83, 1096 (1998).

# Исследование распределения поверхностного потенциала эпитаксиальных пленок CdHgTe

#### В.А. Новиков<sup>1\*</sup>, Д.В. Григорьев<sup>1</sup>, А.В. Войцеховский<sup>1</sup>, С.А. Дворецкий<sup>2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>2</sup>

1 Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

2 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090. \*novikovvadim@mail.ru

С использованием методов атомно-силовой микроскопии были впервые проведены исследования распределения электронных свойств поверхности в области V-дефекта эпитаксиальной пленки CdHgTe. В результате было показано, что компонентный состав распределен не однородно по площади V-дефекта, наблюдаются области как с повышенным содержанием ртути, так и с повышенным содержанием кадмия. Метод сканирующей емкостной микроскопии позволил экспериментально показать наличие потенциального барьера по периферии отдельных кристаллитов, образующих V-дефект.

#### Введение

Тройные полупроводниковые соединения Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (КРТ) являются одним из основных материалов для создания собственных фотоприемников ИК на диапазон длин волн 3-5 и 8-14 мкм [1, 2]. Гетероэпитаксиальные пленки КРТ, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии являются наиболее перспективным материалом для создания многоэлементных фотоприемных устройств (МФПУ) инфракрасного излучения. Одной из главных задач при создании высокоэффективных МФПУ является получение высокой однородности чувствительных элементов матриц в фокальной плоскости. Как показано в работах [3-5] наибольшее влияние на однородность рабочих характеристик элементов матриц в фокальной плоскости оказывают V-дефекты. V-дефекты представляют собой поликристалл размером 5-20 мкм.

Экспериментальные данные показывают, что наличие V-дефектов в приповерхностной области материала приводит к неоднородному распределению элементного состава твердого раствора, которое в конечном итоге определяет неоднородное распределение электронных свойств по поверхности эпитаксиальной пленки КРТ. Однако существуют значительные противоречия в полученных экспериментальных данных по определению элементного состава V-дефектов. Так в работе [3] показано, что в областях эпитаксиальной пленки с высокой концентрацией V-дефектов имеет место избыток теллура. В тоже время экспериментальные данные, полученные в работах [4, 8] указывают на то, что в области V-дефектов наблюдается повышение содержания ртути. Авторы работы [7] показали, что в объеме V-дефекта могут наблюдаться области с повышенным содержанием каждого из трех компонент.

#### Материалы и методы

Исследовались гетероэпитаксиальные пленки КРТ р-типа проводимости, выращенные методом МЛЭ на подложках GaAs ориентации (013) с буферными слоями из ZnTe и CdTe [1]. Эпитаксиальные структуры выращивались в ИФП СО РАН. После выращивания пленки имели n-тип проводимости. Для конвертирования в p-тип их отжигали в нейтральной атмосфере водорода или гелия [2].

Для определения неоднородности распределения элементного состава эпитаксиальной пленки КРТ в области V-дефектов было проведено комплексное исследование пространственного распределения электронных свойств и элементного состава эпитаксиальной пленки КРТ в области V-дефектов методами зонда Кельвина (МЗК), емкостной сканирующей микроскопии (ЕСМ) и энергодисперсионного анализа.

#### Результаты

В результате исследований были получены ACMизображения распределения контактной разности потенциалов (КРП) в области V-дефекта (рис.1). Видно, что величина разности потенциалов Vдефекта отличается от основной матрицы материала. Распределение КРП V-дефекта является сильно неоднородным в плоскости ХҮ. Так как измеряемая в методе МЗК величина контактной разности потенциалов зависит от электронных свойств материала, то наблюдаемое неоднородное распределение КРП отображает локальное изменение работы выхода с поверхности КРТ. Из рис. 1 видно, что на распределении КРП внутри V-дефекта можно выделить два типа локального изменения измеряемой величины. Во-первых, наблюдается изменение КРП для каждого отдельного кристаллита, образующего V-дефект. Вовторых, на границе раздела отдельных кристаллитов наблюдается сильное изменение КРП. Используя зависимость электронного сродства твердого раствора КРТ от мольного содержания Сd [9] можно записать следующее выражение для  $\Delta$ СРD:

$$\Delta \varphi = \left[ 1,29 - 7,13 \cdot 10^{-4} T \right] \left( x_1 - x_2 \right) - 0,54 \left( x_1^2 - x_2^2 \right) + 0,56 \left( x_1^3 - x_2^3 \right)$$
(\phi1)

где  $x_1$  и  $x_2$  – состав твердого раствора КРТ в выбранных точках, T – температура кристалла.

Среднее значение разности КРП эпитаксиальной пленки и отдельного кристаллита составляет величину порядка 50 мВ, что свидетельствует о среднем увеличении содержания ртути по всей поверхности V-дефекта. Однако неоднородное распределение КРП V-дефекта указывает на то, что присутствуют области как с увеличенным содержанием Hg, так и с увеличенным содержание Cd.

Из анализа распределения емкости в зазоре острие иглы кантилевера-поверхность (рис.1в) можно сделать вывод о том, что по периферии каждого отдельного зерна наблюдается область пространственного заряда, т.е. по периферии каждого кристаллита образуется потенциальный барьер, который изменяет механизм обмена носителями заряда между отдельным кристаллитом и остальным материалом.



**Рисунок 1.** АСМ-изображение морфологии поверхности (а) и распределения КРП (б) и емкостного контраста (в) эпитаксиального CdHgTe

#### Литература

602

- Рогальский А. Инфракрасные детекторы: Пер. с англ. / Под ред. А.В. Войцеховского. – Новосибирск: Наука. 2003. 636 с.
- Овсюк В.Н., Курышев Г.Л., Сидоров Ю.Г. и др. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона. Новосибирск: Наука. 2001. 376 с.
- Ю.Г. Сидоров, С.А. Дворецкий, В.С. Варавин и д.р., // ФТП, 35, 1092 (2001).
- I.V. Sabinina, et.al, // J. Crystal Growth. 117, 238 (1992).

- Е.В. Пермикина, А.С. Кашуба, И.А. Никифоров, // Успехи прикладной физики, 1, 510 (2013).
- А.С. Кашуба, А.В. Заблоцкий, Е.В. Коростылев, и др., // Вестник МИТХТ, 5, 19 (2010).
- T. Aokia, et.al., // Appl. Phys. Lett., 82, 2275 (2003).
- V.A. Novikov, D.V. Grigoryev, D.A. Bezrodnyy, and S.A. Dvoretsky // Appl. Phys. Lett., 105, 102107 (2014).
- А.В. Войцеховский, Д.И. Грон, И.И. Инжин и др. // Известия ВУЗов «Физика», 55, 50 (2012).

### Транспорт электронов в диодных и транзисторных δ-легированных структурах при радиационном воздействии

### Е.С.Оболенская<sup>1</sup>, Е.А.Тарасова<sup>1</sup>, А.Ю.Чурин<sup>1</sup>, С.В.Оболенский<sup>1</sup>\*, А.В.Мурель<sup>2</sup>, В.И.Шашкин<sup>1,2</sup>

1 Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачеувского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603600

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\* obolensk@rf.unn.ru

Проведен анализ особенностей транспорта электронов в GaAs полупроводниковых структурах с δ-легированием, предназначенных для диодов Ганна и транзисторов с двумерным электронным газом (HEMT), до и после нейтронного облучения. Предложены пути повышения радиационной стойкости структур.

#### Введение

Известно, что в полупроводниках при радиационном облучении концентрация и подвижность электронов уменьшается, что ведет к потере мощности и КПД диодов, используемых в СВЧ-генераторах [1]. Облучение также снижает усиление и увеличивает шумы классических полевых транзисторов Шоттки. Согласно данным [1], уровень стойкости диодов Ганна традиционной конструкции мал: ~  $10^{13}$  см<sup>-2</sup> для нейтронного облучения спектра деления. Полевые транзисторы Шоттки с однородно-легированным каналом выдерживают аналогичное облучение с флюенсом до  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>, что также не всегда устраивает конструкторов аппаратуры.

Дельта-легированные структуры с квантовыми ямами, содержащими двумерный электронный газ, находят широкое применение в современных планарных диодах Ганна [2] и полевых транзисторах типа НЕМТ [3]. Преимуществом таких структур является высокая проводимость, обусловленная большим количеством электронов, поставляемых дельта-слоем, а также большой подвижностью и дрейфовой скоростью носителей заряда в квантовой яме. Высокое значение отрицательной дифференциальной проводимости, реализуемое в указанных структурах, позволяет повысить предельные частоты и мощность перспективных планарных диодов Ганна в несколько раз [2].

Мы предположили, что благодаря высокой концентрации примеси в дельта-легированных слоях уровни радиационного воздействия, при которых будут происходить существенные изменения параметров планарных диодов Ганна, должны быть существенно выше. Отчасти это подтверждает тот факт, что у НЕМТ, использующих сходные полупроводниковые гетероструктуры с дельта-легированными слоями и квантовыми ямами, радиационная стойкость составляет ~ 10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup> для нейтронного облучения спектра деления.

Цель работы - путем компьютерного моделирования оценить уровень стойкости известных из литературы и оригинальных структур, использующихся для планарных диодов Ганна, сопоставить полученные результаты с оригинальными экспериментальными данными

#### Эксперименты и расчеты

Для решения задачи использовались разработанные нами ранее методы и модели для теоретического анализа транспорта электронов в структурах полевых транзисторов [4]. Также применялись новые подходы, связанные с использованием процедуры Монте-Карло для оценки влияния рассеяния носителей заряда на радиационных дефектах на формирование домена Ганна в δ-легированных структурах. Имеющиеся данные по радиационной стойкости структур для НЕМТ сопоставляются с новыми данными по структурам для планарных диодов Ганна.

В отличие от конструкции планарного диода Ганна, предложенного в [2], в данной работе в качестве омических контактов к исследуемой структуре использовались туннельно-прозрачные контакты Шоттки [5]. Туннелирование осуществлялось сквозь потенциальный барьер на границе между слоем металла и полупроводником через область тонкого барьера, сформированного дельта-легированным слоем, расположенным на расстоянии около 3 нм от поверхности образца.

В ходе работы методом газофазной эпитаксии изготавливались структуры и с помощью литографии формировались планарные диодные структуры с различным расстоянием между контактами. Проводились измерения статических и импульсных ВАХ полученных образцов. Проведен расчет двумерных распределений концентрации электронов, потенциала, энергии и плотности тока электронов, потенциала, энергии и плотности тока электронов, напряженности электрического поля в поперечном сечении диодов с различным расстоянием между контактами. Сопоставлены теоретические и экспериментальные ВАХ образцов с различными зазорами между контактами до и после облучения быстрыми нейтронами.

#### Результаты и обсуждение

В ходе экспериментов и расчетов получено, что пороговое значение уровня нейтронного облучения, при котором сопротивление структур изменяется на 10%, составляет  $1...5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>, что на порядок величины больше, чем для однородно-легированных структур диодов Ганна традиционной конструкции.

Проведено сравнение процессов в диодах Ганна с объемным и дельта-легированием и аналогичных процессов в полевых транзисторах Шоттки с однородно-легированным каналом при нейтронном облучении. Показано, что из-за большего уровня легирования канала таких транзисторов (2...5·10<sup>17</sup>см<sup>-3</sup> в транзисторах против 2...4·10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup> в диодах) уровень стойкости транзисторов примерно в 5...7 раз выше, чем у «объемных» диодов Ганна, но в 1.5...2 раза ниже, чем у диодов Ганна с б-легированием. Указанная особенность объясняется тем, что при облучении за счет генерации радиационных дефектов и образования комплексов дефектов с донорами, последние перестают поставлять электроны, так что сопротивление структур возрастает. Чем выше уровень легирования, тем больший уровень облучения требуется для существенного изменения сопротивления структур.

Сопоставление уровней стойкости структур НЕМТ и планарных диодов Ганна показало, что их стойкость возрастает по мере увеличения концентрации доноров в δ-слое, но скорость роста больше, чем в случае с однородно легированными структурами. Концентрация доноров в НЕМТ-структурах была выше в 5 раз по сравнению с «ганновскими» структурами, а уровень стойкости указанных структур был выше в 3...5 раз. Это объясняется дополнительным влиянием квантовой ямы в структурах НЕМТ, подвижность и скорость носителей заряда в которой после облучения падают меньше, чем в объемных материалах. Скорее всего, ответственным за этот эффект является наличие механических напряжений на гетерограницах структур, обусловливающее рекомбинацию и выведение части дефектов за пределы слоев, формирующих квантовые ямы. Последнее благотворно сказывается на уровне их стойкости.

Важной особенностью исследуемых структур является то, что при увеличении уровня легирования выше оптимального можно достичь повышения уровня стойкости указанных приборов. При этом будет наблюдаться некоторое снижение КПД диодов, а также уменьшение коэффициента усиления и/или шума транзисторов. При облучении таких приборов будет наблюдаться аномальная зависимость указанных параметров от флюенса нейтронного облучения – радиационное воздействие будет приводить к улучшению параметров диодов и транзисторов. Указанное свойство может быть использовано при проектировании аппаратуры, когда за счет аномального поведения одного из каскадов аппаратуры возможна компенсация деградации параметров других каскадов.

- Е.А. Ладыгин. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. М.: Сов. радио, 1980. 224 с.
- A. Khalid, N.J. Pilgrim, G.M. Dunn, et al. // IEEE Tr. on El. Dev. Lett. v.28, №10, p.849, (2007).
- М. Шур Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991. 632 с.
- Е.А. Тарасова, С.В. Оболенский, Д.И. Дюков, А.Г. Фефелов, Д.С. Демидова // ФТП, Т. 46, № 12, с. 1587, (2012).
- S.V. Obolensky, A.V. Murel, N.V. Vostokov and V.I. Shashkin // IEEE Tr. on El. Dev., v. 58, № 8, p. 2507, (2011).

### Исследование процессов в GaNи GaAs-структурах при воздействии гамма-нейтронного облучения

Е.А.Тарасова<sup>1</sup>, А.В.Хананова <sup>1,2</sup>, С.В.Оболенский<sup>1\*</sup>, В.Е.Земляков<sup>3</sup>, Ю.Н.Свешников<sup>4</sup>, В.А.Иванов<sup>5</sup>, Г.В. Медведев<sup>5</sup>, Д.С.Смотрин <sup>1,5</sup>

1 Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, 603600, Нижний Новгород.

2 ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И.Забабахина», ул. Васильева, 13, Снежинск, Челябинская область, 456770.

3 Московский институт электронной техники (Национальный исследовательский университет) проезд 4806, дом 5, Москва, Зеленоград, 124498.

4 ОАО «Элма-Малахит», Георгиевский проспект, 4 строение 2, Москва, Зеленоград, 124498.

5 ОАО «НПП САЛЮТ», ул. Ларина, д. 7, Нижний Новгород, 603950.

\*obolensk@rf.unn.ru

Приводятся результаты экспериментального сравнения стойкости GaN- и GaAs-структур к гамма-нейтронному воздействию. Предложен специальный набор тестовых диодов, позволяющий снизить погрешность результатов измерений параметров структур, что крайне важно для проектирования и оптимизации конструкции полупроводниковых приборов с использованием двух и трехмерных физико-топологических моделей.

#### Введение

Для проведения корректного численного моделирования полупроводниковых приборов необходимо иметь исходные экспериментальные данные, измеренные с высокой точностью. Наиболее важными параметрами полупроводниковых структур, предназначенных для изготовления диодов и транзисторов, являются толщины и уровни легирования слоев, концентрация и подвижность электронов. Разработка специальной методики измерений параметров полупроводниковых структур и транзисторов на их основе, с учетом определения погрешностей измерений, позволит существенно продвинуться в качестве и корректности результатов моделирования. Особое значение указанное приобретает при исследованиях радиационной стойкости структур и приборов, когда введение радиационных дефектов способно существенно изменить профили распределения активной легирующей примеси, электронов и их подвижности [1-4]. Проведенное в работе сопоставление указанных профилей в GaN- и GaAs-структурах, анализируемых сходными экспериментальными методами, позволило глубже разобраться во взаимосвязи радиационно-стимулированных процессов перестройки примесно-дефектного состава структур. Кроме того были оценены погрешности определения профилей легирования и подвижности в исследуемых структурах.

#### Результаты исследований

Объектом исследования в работе является комплект специальных тестовых диодов с барьером Шоттки. Для удобства измерений и повышения их точности комплект был объединен в специальный тестовый объект, предназначенный для определения профилей легирования и подвижности электронов с повышенной точностью. Диоды изготавливались после эпитаксиального нанесения полупроводниковых слоев на подложку в заданных местах полупроводниковой структуры (в центре и по краям). Тестовый объект состоял из набора нескольких (до 8) кольцевых и круговых диодов с согласованными размерами, у кольцевых диодов варьировались диаметр и зазор между контактами. Благодаря согласованным друг с другом размерам диодов сопоставление результатов измерений позволяет определить погрешность измерений и исключить вклад паразитных фрагментов диодов.

Вначале исследовалась структура AlGaN/GaN, используемая фирмой Cree, и аналогичная структура, изготовленная в OAO «Элма-Малахит». Получено, что параметры структуры от «Элма-Малахит» по уровню концентрации электронов в проводящем слое (10<sup>20</sup>см<sup>-3</sup>) находятся на одном уровне с зарубежной, а уровень фонового легирования лучше, т.е. более низкий, что должно обеспечить требования как по высокому пробивному напряжению и токам насыщения, так и по уровню радиационной стойкости. Также отмечено, что носители сконцентрированы в очень узкой области вблизи гетерограницы, что также служит показателем качества структуры и способствует повышению уровня стойкости.

Результаты измерений параметров GaN-структур после гамма-нейтронного облучения с флюенсом 10<sup>14</sup>-10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup> позволили зафиксировать увеличение емкости затвора, что обычно характерно для структур металл-диэлектрик-полупроводник. Полученные данные позволяют предположить, что в широкозонных полупроводниках и в диэлектриках происходят схожие процессы накопления заряженных радиационных дефектов при радиационном воздействии. Таким образом, известный для GaAs-структур процесс уменьшения концентрации свободных электронов из-за их захвата на радиационные дефекты отчасти компенсировался появлением новых электронов из-за возникновения положительных заряженных дефектов. Указанное свойство GaNструктур ранее не изучалось и является крайне важным, так как позволяет поднять уровень радиационной стойкости GaN-транзисторов.

В связи с тем, что при нейтронном облучении на импульсных ядерных реакторах структуры также подвергаются фоновому облучению гаммаквантами, то для повышения достоверности и снижения погрешности результатов на втором этапе работы теми же методами и с помощью аналогичных тестовых диодов исследовались структуры, облученные только  $\gamma$ -квантами с дозами  $10^5 - 10^7$  Р. Наблюдалось уменьшение концентрации и подвижности носителей заряда из-за образования большого количества точечных дефектов в структуре [1]. Для определения профиля расположения наиболее значимых с точки зрения функционирования прибора радиационных дефектов применялась специальная методика измерений и последующего уточнения результатов с помощью численного моделирования.

Методика состояла в следующем. У облученных структур измерялись вольт-фарадные характеристики 6 раз подряд в течение одного дня в отсутствие фонового освещения с помощью стенда, описанного в [3]. По полученным данным были рассчитаны профили распределения концентрации электронов по глубине структуры. Эти характеристики сравнивались с результатами первых измерений, строились отличия последующих измерений по сравнению с исходными. Было получено, что отличия вольт-фарадных характеристик были максимальны при 5 и 6 измерениях для диапазона напряжений 1.5 – 1.8 В, что соответствует глубине структуры 0.1 – 0.5 мкм. Данный результат обладает хорошей повторяемостью. Измерения проводились на различных круговых и кольцевых диодах. Повторяемость измерений емкости была максимальной у самого тонкого кольцевого контакта, а проводимости – у кругового диода. Так же, измерения на кольцевом диоде позволили получить более точное распределение концентрации на глубине структуры более 0.1 мкм, что подтвердилось путем сравнения полученных профилей с профилями, полученными методом ВИМС для аналогичных структур. С помощью моделирования показано, что найденное различие в экспериментальных профилях свидетельствует о накоплении и перезарядке радиационных дефектов в структуре на границе с подложкой.

#### Обсуждение

Предложенный метод анализа позволяет накапливать большое количество экспериментальных данных, на основе которых можно определять положение радиационных дефектов в структурах, а также оценивать качество структур, предназначенных для изготовления полупроводниковых диодов и транзисторов. Главным преимуществом предложенного метода является возможность оценки радиационной стойкости прибора на этапе изготовления полупроводниковых структур за счет использования физико-топологического моделирования.

#### Литература

1. Аствацатурьян Е.Р., Громов Д.В., Ломако В.М. Радиационные эффекты в приборах и интегральных схемах на арсениде галлия. Минск: Университетское, 1992, 219 с.

 Мурель А.В., Оболенский С.В., Фефелов А.Г., Киселева Е.В. // ФТП, т. 38, № 7, с. 834, (2004).

3. Оболенская Е.С., Тарасова Е.А., Оболенский С.В. // ВАНТ, Серия: Физика радиационного воздействия на аппаратуру, № 4, с. 9, (2012).

4. Киселева Е.В., Оболенский С.В., Китаев М.А., и др. // ПЖТФ, т. 31, № 20, с. 58, (2005).

# Фокусировка излучения проволочных лазеров

#### Е.Е. Орлова

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950. orlova@ipm.sci-nnov.ru

Проведен расчет структуры поля излучения проволочного лазера (лазера с длиной много больше длины волны и поперечными размерами меньше длины волны) при трансформации сферической линзой и фазовой пластиной, компенсирующей скачки фазы излучения лазера. Показано, что благодаря интерференции излучения от продольного распределения источников в лазерном волноводе линза формирует образ лазера. Структура образа не всегда однородна и может содержать области с большой плотностью фазовых сингулярностей, которые могут существенно снижать эффективность детектирования излучения. Показано, что продольная фазовая скорость моды может существенно влиять на структуру образа.

#### Введение

Излучения проволочных лазеров (лазеров с субволновыми поперечными размерами и длиной много больше длины волны) отличается сильной расходимостью и неоднородностью фазового фронта [1]. Такая структура излучения формируется интерференцией излучения от продольного распределения источников в лазерном волноводе [2]. Недавно было показано, что структура излучения проволочных лазеров может быть существенно улучшена с использованием периодической модуляции лазерного волновода [3-5]. Однако этот метод связан с увеличением радиационных потерь, и может приводить к нарушению условий генерации. Существенным преимуществом преобразования излучения проволочных лазеров с помощью внешних оптических элементов является то, что этот метод не изменяет уровень радиационных потерь и не влияет на условия генерации лазера. Кроме того, он не требует сложного дизайна лазерного резонатора с использованием процессов микрофабрикации, которые существенно увеличивают цену прибора. Следует отметить, что традиционные методы лазерной оптики ориентированы на лазеры с поперечными размерами много больше длины волны [6]. Линзы широко используются для коллимации излучения проволочных лазеров и получения их оптических изображений. Однако особенности трансформации излучения проволочных лазеров внешними оптическими элементами до сих пор изучены недостаточно. Настоящая работа посвящена анализу фокусировки излучения проволочных лазеров сферической линзой, а также линзой в сочетании с фазовой

пластиной, компенсирующей скачки фазы излучения лазера.

#### Расчет преобразования поля проволочных лазеров внешними оптическими элементами

Расчет проводился в рамках скалярной теории дифракции, с использованием метода эквивалентных токов в объеме лазерного волновода [7]. Приближение малого поля вне апертуры лазера, которое используется в методах расчета структуры излучения лазеров, основанных на использовании интеграла Френеля-Кирхгофа, не выполняется в случае лазеров с поперечными размерами меньше длины волны. Кроме того, даже если часть энергии моды проволочного лазера, распространяющейся вне волновода, мала, распределение поля вне волновода может играть решающее влияние на структуру излучения в дальней зоне, поскольку распространяющимся модам свободного пространства соответствует поперечный пространственный масштаб больше длины волны. Приближенные методы расчета поля в областях, где значения поля относительно малы, могут давать относительно большую ошибку. Этой проблемы удается избежать с помощью использования метода эквивалентных токов в объеме лазерного волновода [1]. Предполагалось, что структура поля внутри волновода представляет собой стоячую волну. Преобразование поля с помощью линзы рассчитывалось с помощью интеграла Френеля по поверхности линзы. Для анализа поля вблизи оси оптической системы мы использовали параксиальное приближение.

#### Распределение сфокусированного поля излучения проволочных лазеров

Показано, что благодаря интерференции излучения от продольного распределения источников в лазерном волноводе линза формирует образ лазерного волновода. Структура образа определяется двумя параметрами:  $\Lambda$  – длина лазера, нормированная к продольному разрешению линзы в месте расположения лазерного волновода;  $\Phi$  – фазовый сдвиг между лазерной модой и модой свободного пространства на длине лазерного волновода.



Рисунок 1. Структура поля излучения моды проволочного лазера с  $\Lambda$ =5 после преобразования сферической линзой: (а)  $\Phi$  = -60 $\pi$ , (б)  $\Phi$  = 0; (в) после преобразования сферической линзой и фазовой пластиной,  $\Phi$  = -60 $\pi$ ; а – радиус линзы,  $z_i$  – расстояние от линзы до центра образа лазерного волновода, г и *z* – поперечная и продольная составляющие радиус-вектора от центра линзы к точке наблюдения.

Структура образа не всегда однородна и может содержать области с большой плотностью фазовых сингулярностей, которые могут существенно снижать эффективность детектирования излучения. Такая область формируется в центре образа проволочного лазера с медленной фазовой скоростью моды ( $\Phi < 0, |\Phi| >> 1$ ) и достаточно большой длиной  $\Lambda >2$  (рис. 1a). Фокусировка излучения медленных мод проволочных лазеров приводит к формированию образа с глубоким минимумом в центре и максимумами вблизи образов концов лазерного волновода (рис. 1а), в то время как моды с фазовой скоростью, близкой к фазовой скорости мод свободного пространства, создают образ с более однородным продольным распределением интенсивности (рис. 1б). На базе проведенных расчетов показано, что приблизительно половина мощности излучения медленной моды проволочного лазера, собранной линзой, может быть сфокусирована в узкий максимум с однородной фазой вблизи образа конца лазерного волновода. Доля мощности в пределах максимума с однородной фазой может быть увеличена до 75% при использовании фазовой пластины, компенсирующей скачки фазы излучения проволочного лазера, при этом максимум формируется в центре образа лазерного волновода (рис. 1в).

Работа выполнена при поддержке грантов NATO SfP 984068, и РФФИ 14-02-00979а.

- E. E. Orlova, et al. // Phys. Rev. Lett., 96, 173904 (2006).
- A. J. L. Adam, et al. // Appl. Phys. Lett., 88, 151105, (2006).
- 3. M. I. Amanti, et al. // Nature Photonics, 3, 586, (2010).
- 4. L. Mahler, et al. // Nature Photonics, 4, 165, (2010).
- T.-Y. Kao, Q. Hu, J. L. Reno // Optics Letters, 37, 2070, (2012).
- Laser beam shaping: theory and techniques ed F M Dickey and S C Holswade (New York: Marcel Dekker) (2000).
- 7. E.E. Orlova // Phys. Scr. T 162 014006 (2014).

### Измерение времен жизни примесных состояний методом накачки и пробного импульса в условиях двухступенчатой фотоионизации

E.E. Орлова<sup>1</sup>, А.В. Антонов<sup>1</sup>, J.N. Hovenier<sup>2</sup>, T.O. Klaassen<sup>2</sup>, A.J.L. Adam<sup>2</sup>, M.C. Каган<sup>3</sup>, И.В. Алтухов<sup>3</sup>, NQ Vinh<sup>4</sup>, D.A. Carder<sup>4</sup>, P.J. Phillips<sup>4</sup>, и B. Redlich<sup>4</sup>

1 Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

2 Институт Радиоэлектроники РАН, Моховая 11-7, GSP-9, 101999, Москва, Россия

3 Kavli institute of Nanosciences Deft, Faculty of Applied Sciences, Deft University of Technology, P.O. Box 5046, 2600 GA Deft, The Netherlands

4 FOM Institute for Plasma Physics, Niewegein, The Netherlands

orlova@ipm.sci-nnov.ru

Измерения релаксации поглощения методом накачки и пробного импульса при резонансном внутрицентровом возбуждении акцепторных состояний Si:В показывают, что характер релаксации не всегда экспоненциальный. Он может сильно зависеть от мощности накачки, при этом величина модуляции иногда меняет знак. Мы объясняем полученные результаты влиянием двухступенчатой фотоионизации примесных центров и обсуждаем условия измерения времен жизни в условиях двухступенчатой фотоионизации.

#### Введение

Интерес к долгоживущим примесным состояниям в полупроводниках связан с возможностью усиления терагерцевого излучения на примесных переходах [1]. Времена жизни таких состояний являются основным фактором, определяющим малосигнальный коэффициент усиления и пороговую мощность лазеров на примесных переходах. Результаты экспериментальных исследований времен жизни мелких примесных состояний кремния методами насыщающей абсорпционной спектроскопии [2], динамической туннельной спектроскопии [3], и из измерения релаксации высокочастотной проводимости [4] отличаются на несколько порядков величины. Измерение времен жизни возбужденных состояний методом накачки и пробного импульса основано на предположении, что релаксация носителей заряда при резонансном фотовозбуждении может быть описана в рамках двухуровневой схемы. При этом модуляция поглощения имеет отрицательное значение, а абсолютное значение модуляции убывает экспоненциально. Однако проведенные нами исследования релаксации поглощения при резонансном внутрицентровом возбуждении акцепторных состояний в кремнии показали, что характер релаксации может сильно зависеть от мощности накачки. При этом величина модуляции может

принимать как отрицательные, так и положительные значения, а релаксация модуляции не всегда носит экспоненциальный характер. Мы объясняем полученные результаты нарушением приближения двухуровневой схемы возбуждения из-за двухступенчатой фотоионизации примесных центров. Явление двухступенчатой ионизация хорошо известно в атомной и молекулярной физике [5, 6]. Аналогичный процесс возможен и при возбуждении состояний водородоподобных центров в полупроводниках. В настоящей работе мы представляем результаты экспериментальных и теоретических исследований влияния двухступенчатой фотоионизации на динамику релаксации примесного фотопоглощения и условия измерений времен жизни долгоживущих возбужденных состояний при фотовозбуждении.

#### Результаты и обсуждение

Исследование релаксации фотопоглощения на примесных переходах в Si:В методом накачки и пробного импульса проводились с использованием перестраиваемого излучения лазера на свободных электронах FELIX. Излучение состояло из 6–8 мкс последовательностей импульсов длительностью 6 пс, разделенных интервалом в 1 нс, с частотой повторения 5 Гц и пиковой мощностью до 0.5 МВт. Результаты измерений динамики модуляции поглощения излучения с длиной волны 40.8 мкм, соответствующей переходу на первый возбужденный уровень (1Г8-), и с длиной волны 27 мкм, соответствующей переходу в состояния дна валентной зоны, в образцах с разными уровнями легирования представлены на рис. 1, 2 (положительный знак соответствует уменьшению поглощения).



**Рисунок 1.** Динамика модуляции поглощения излучения Si:B с концентрацией акцептора  $5 \times 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>:  $\lambda = 27$  мкм, ослабление мощности накачки P = 0 дБ - 1;  $\lambda = 40.8$  мкм, P = 0 дБ - 2, 3 дБ - 3, 5 дБ - 4, 10 дБ - 5.



**Рисунок 2.** Динамика модуляции поглощения излучения Si:B с концентрацией акцептора  $1.1 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и компенсацией  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>, P = 0 дБ :  $1 - \lambda = 27$  мкм,  $2 - \lambda = 40.8$  мкм.

Неэкспоненциальный характер релаксации в высоколегированном образце (рис. 1), его зависимость от мощности, смена знака модуляции, а также наличие участков быстрого спада с характерными временами меньше времени жизни долгоживущего состояния (сравни рис. 2) и времени рекомбинации свободных носителей заряда не могут быть объяснены в рамках двухуровневой схемы возбуждения. Двухуровневая модель основана на том, что вероятность внутрицентрового оптического перехода при возбуждении на резонансной частоте обычно существенно превышает вероятность фото-ионизации возбужденного состояния. Однако при достаточно большой мощности резонансной накачки значительное число носителей заряда оказывается ионизованным даже если сечение фотоионизации возбужденного состояния намного меньше сечения резонансного перехода. Роль фотоионизации увеличивается при накачке коротким импульсом с шириной спектра, превышающей ширину примесной линии, а также при уменьшении сечений внутрицентровых переходов из-за неоднородного уширения, которое становится существенным в Si:В при уровне легирования ниже 1.2×10<sup>15</sup>см<sup>-3</sup> [7]. Проведенные нами расчеты релаксации в условиях двухступенчатой фотоионизации показали, что смена знака модуляции поглощения и наличие участков ее быстрого спада возможны при значениях сечения фотоионизации возбужденного состояния больше сечения возбуждения. Зависимость характера релаксации от мощности накачки связана с изменением соотношения концентрации связанных и свободных носителей заряда. Результаты расчетов хорошо согласуются с полученными экспериментальными данными и позволяют определить условия измерения времен жизни долгоживущих состояний методом накачки и пробного импульса в условиях двухступенчатой фотоионизации.

Авторы благодарны Я. Е. Покровскому за предоставленные образцы. Работа поддержана грантом Минобрнауки России RFMEF161614X0008.

- S. G. Pavlov S G, et al. // Phys.Rev.Lett. 84 5220-5223(2000).
- 2. K. Geerinck, Doctor degree thesis (Technical University of Delft) (1995).
- A. Dargys, S. Zurauskas, and N. Zurauskiene // Lietuvos fizikos zurnalas 34, 483 (1994).
- Ya. E. Pokrovskii, et al. // Solid State Commun. 93, 405 (1995).
- V.S. Letokhov, V.I. Mishin, A.A. Puretzky // Prog. Quantum. Electron. 5, 134 (1977).
- В.С. Антонов, В.С. Летохов, А.Н, Шибанов // УФН, 142, 179 (1984).
- 7. K. Colbow // Can. J. Phys. 41, 1801 (1963).

### Магнитные блоховские состояния носителей и вольт-амперные характеристики полупроводниковых решеточных структур n-типа со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы в электронном газе

#### А. А. Перов<sup>1\*</sup>, И. В. Пенягин

1 Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. \*19perov73@gmail.com

В одноэлектронном приближении во внешних взаимно перпендикулярных однородных магнитном и электрическом полях рассчитаны квантовые состояния носителей в двумерных двоякопериодических полупроводниковых сверхрешетках квантовых точек n-типа со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы в электронном газе. В слабом постоянном электрическом поле на основе решения квазиклассического кинетического уравнения Больцмана показано, что в исследуемых структурах возможны состояния носителей в магнитных минизонах Ландау с отрицательной дифференциальной проводимостью.

#### Введение

В настоящей работе приведены результаты проведенных нами модельных аналитических и численных расчетов квантовых состояний носителей и вольт-амперных характеристик двоякопериодических полупроводниковых сверхрешеток n-типа во внешних постоянных однородных взаимно перпендикулярных магнитном и электрическом полях. Расчеты проведены нами в той области значений экспериментально реализуемых параметров системы [1], когда характерная энергия Ландау значительно превышает величины сопоставимых между собой спинового, спин-орбитального расщеплений в спектре, а также расщепления, обусловленного действием на электрон периодического поля сверхрешетки.

На основе решения квазиклассического кинетического уравнения Больцмана (в слабом электрическом поле в отсутствие эффектов межподзонного туннелирования в спектре) рассчитан эффект отрицательной дифференциальной проводимости в условиях продольного транспорта в пределах одной выбранной магнитной блоховской подзоны. При этом учитывалось лишь упругое рассеяние на примесях в приближении времени релаксации импульса, а рассеяние на фононах исключалось близкой к нулю абсолютной температурой.

#### Теоретическая часть

Модельный гамильтониан, описывающий квантовомеханическое движение электрона в двумерной двоякопериодической квадратной сверхрешетке, в постоянном однородном магнитном поле с учетом эффекта Зеемана и спин-орбитального взаимодействия (СОВ) Рашба в электронном газе имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(x, y) = (\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A}/c)^2 \hat{E}/2m^* + \frac{\alpha}{\hbar} [\mathbf{z}, \hat{\mathbf{\sigma}}](\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A}/c) - g\mu_B H\sigma_z + \hat{V}(x, y)\hat{E}, \qquad (1)$$

где  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $\hat{E}$  — единичная матрица размерности 2 × 2,  $m^*$  — эффективная масса,  $\hat{p}$  — оператор импульса,  $\hat{\sigma}$  — вектор, составленный из матриц Паули,  $\hat{z}$  — единичный вектор направления декартовой оси 0*z*,  $\alpha$  — константа спинорбитального взаимодействия Рашба. Для векторного потенциала **A** магнитного поля **H** = {0,0, *H*} выбрана в дальнейшем калибровка Ландау **A** = {0, *H* · *x*, 0}. Знакопостоянная функция

$$V(x, y) = V_0 \cos^2(\pi x/a) \cos^2(\pi y/a)$$
(2)

моделирует периодический электростатический потенциал поля двумерной сверхрешетки с периодом a и амплитудой  $V_0$ .

Влияние слабого электрического поля  $\mathbf{E} = \{E_x, 0, 0\}$ на квантовомеханическое движение магнитного блоховского электрона в подзонах учитывалось нами в первом порядке стационарной теории возмущений по малому параметру  $|e|E_xa/\hbar\omega_c$ , где  $\omega_c = |e|H/m^*c - циклотронная частота в магнит$ ном поле.

#### Результаты и их обсуждение

В низшей магнитной подзоне ( $\mu = 1$ ) при числе квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки p/q = 5/1 был проведен расчет величины поверхностной плотности электрического тока  $j_x$  как функции внешнего постоянного однородного электрического поля **E** = { $E_x$ , 0,0}:

$$j_x^{\mu}(E_x) = 2|e|/(2\pi)^2 \int v_x^{\mu}(\mathbf{k}) f^{\mu}(\mathbf{k}, E_x) \, dk_x dk_y.$$
(3)

Уровень Ферми при расчетах располагался в следующей за рассматриваемой магнитной подзоной энергетической щели, так что концентрация носителей составляла малую величину порядка  $n = 10^{10}$  см<sup>-2</sup>.

Проекция вектора скорости  $v_x^{\mu}(\mathbf{k})$  электрона и его эффективная масса в подзоне Ландау существенным образом зависят от точки в магнитной зоне Бриллюэна, по которой ведется интегрирование в выражении (3).

В слабом электрическом поле неравновесная функция распределения  $f^{\mu}(\mathbf{k}, E_x)$  носителей заряда в  $\mu$  — ой магнитной подзоне рассчитывалась исходя из численного решения квазиклассического однородного кинетического уравнения Больцмана в  $\tau$  — приближении:

$$(|e|E_x/\hbar) \cdot \partial f^{\mu}(\mathbf{k}, E_x)/\partial k_x = = (f^{\mu}(\mathbf{k}, E_x) - F^{\mu}(\mathbf{k}))/\tau,$$
(4)

где  $F^{\mu}(\mathbf{k}) = f^{\mu}(\mathbf{k}, 0)$  – равновесная функция распределения Ферми–Дирака.

На рисунке представлена зависимость поверхностной плотности электрического тока  $j_x^{\mu}(E_x)$  в основной ( $\mu = 1$ ) магнитной блоховской подзоне от величины напряженности внешнего электрического поля при p/q = 5/1. Расчетные модельные параметры структуры приведены в подписи к рисунку. Время релаксации электронного импульса составляло величину  $\tau = 10^{-12}$  с. Расчеты показывают, что имеет место переход от линейной вольтамперной характеристики (BAX) структуры к участку насыщения поверхностного тока с его последующим уменьшением с возрастанием напряженности внешнего электрического поля. В области значений напряженности электрического поля, соответствующей равенству между штарковской частотой и обратным временем релаксации импульса, наблюдается, таким образом, переход от омического участка ВАХ к участку с отрицательной дифференциальной проводимостью. Как показывают наши дополнительные расчеты, величина продольного электрического тока мало чувствительна к различным вкладам в СОВ (Рашба, Дрессельхауз) в электронном газе. В то же время, было бы некорректно утверждать, что вклады в спинорбитальное взаимодействие прежде всего определяют спиновые свойства системы, нежели эффекты зарядового транспорта. Так, например, законы квантования холловского кондактанса полностью заполненных магнитных подзон в изучаемых структурах существенно различаются в случаях СОВ Рашба и Дрессельхауза [2].



**Рисунок.** Зависимость величины поверхностной плотности тока от напряженности внешнего электрического поля в нижней магнитной блоховской подзоне в структуре  $\frac{In_{0.77}Ga_{0.23}As}{GaAs}$  при параметрах:  $V_0 = 1$  мэВ,  $m^* = 0.05 m_0, g = -4.0, \alpha = 2.5 \cdot 10^{-2}$ эВ·нм, a = 80 нм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 14-02-00174, 15-02-04028).

- M.C. Geisel, J.H. Smet, V. Umansky *et al.* // Phys. Rev. Lett., V.92, 256801 (2004); C. Albrecht, J.H. Smet, K. von Klitzing *et al.* // Phys. Rev. Lett. 86, 147 (2001).
- V.Ya. Demikhovskii, А.А. Perov // Phys. Rev. B, V.75, 205307 (2007); А.А. Перов, Л.В. Солнышкова // Письма в ЖЭТФ, Т.88, 717 (2008).

# Эпитаксиальный рост гексагональной модификации кремния на сапфире

#### А.В. Пирогов, Д.А. Павлов, Н.О. Кривулин, А.И. Бобров

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950. \*pirogov@phys.unn.ru

В структурах кремний на сапфире методами высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ) обнаружено формирование монокристаллического гексагонального политипа кремния. Возникновение включений со структурой, отличной от структуры алмаза, связывается с образованием в кристаллической решетке кремния областей интенсивного двойникования и скоплений дефектов упаковки, формирующих собственную кристаллическую структуру. Проведенные исследования указывают на принадлежность данной модификации к политипу кремния 9R.

#### Введение

Наряду с алмазоподобным кремнием существует ряд его аллотропных форм. Особый интерес среди них, как наименее изученные, представляют вюрцитные или гексагональные модификации. Остается открытым вопрос об их физических свойствах, способах формирования и перспективах применения. Исследования фотолюминесценции указывают на возможность использования этих материалов в оптоэлектронике и создания светоизлучающих приборов, интегрированных в стандартную кремниевую технологию [1]. Необходимо особо отметить, что до настоящего времени не существует технологического процесса контролируемого получения объемных монокристаллических объектов данного структурного типа. Наши исследования показывают, что формирование ориентированной гексагональной фазы кремния возможно в процессе эпитаксиального роста в системе кремний на сапфире (КНС).

#### Методика эксперимента

Для получения слоев КНС использовался метод сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии. Создание структур КНС было реализовано на базе УВН-83П-І. Методика эксперимента подробно описана в работе [2]. Температура роста варьировалась в пределах 550–650°С.

Исследование выращенных таким образом КНСслоев производилось на просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F (JEOL, Япония). Приготовление поперечного среза структуры КНС было реализовано при помощи специальной оснастки (Gatan, США) по стандартной технологии.

#### Результаты и их обсуждение

Наибольший интерес с точки зрения поиска гексагональной фазы представляют слои КНС, выращенные при температурах в районе 600°С.

На рисунке 1 приведён обзорный снимок поперечного сечения структуры, выращенной при температуре 600°С. На снимке отчетливо видны массивы дефектов двойникования.



**Рисунок 1.** Структура образца КНС с массивами дефектов двойникования.

Как было отмечено в работе [3], кристаллическая структура, состоящая из массивов дефектов двойникования, существенно отличается от структуры объемного монокристаллического материала.

Согласно микроскопическим исследованиям и сопоставлению снимков высокого разрешения и дифракционных картин, представленных в работе [4], есть основания утверждать, что в системе КНС наблюдается политип кремния 9R. Элементарная ячейка данного политипа состоит из 3 чередующихся периодов, каждый из которых состоит из одного фрагмента кубической упаковки и двух фрагментов гексагональной упаковки: (hkh)<sub>3</sub>. Последовательность упаковки может быть описана также как ...ABACACBCB... [5]. Доля гексагональности данного политипа – 66,66%.

На рисунке 2 показана обширная область массивов дефектов двойникования, формирующих политип кремния 9R.



Рисунок 2. Обширные области образования политипа кремния 9R по плотноупакованным направлениям типа [111].

Данные массивы возникают строго вдоль направлений типа [111], что говорит об ориентированном росте данного политипа кремния.

На рисунке 3 изображена дифракционная картина области, содержащей политип кремния 9R. На данном рисунке проиндексированы рефлексы обычного алмазоподобного кремния и между ними отчетливо видны рефлексы, соответствующие макропериоду структуры. Данный период в три раза больше межплоскостного расстояния кремния в том же направлении и составляет 0.94±0.02 нм. Симметрия дифракционной картины также указывает на принадлежность структуры к политипу кремния 9R [4].

Наибольшая плотность политипа кремния 9R наблюдается вблизи гетерограницы в толщине слоя порядка 100–150 нм, затем происходит его спад. Оценка объемной доли указывает на то, что более 50% объёма материала вблизи гетерограницы оказывается занято гексагональной модификацией.



Рисунок 3. Дифракционная картина в области скопления дефектов двойникования, образующих политип кремния 9R.

#### Заключение

В гетероэпитаксиальных слоях кремния на сапфире, осажденных при пониженной температуре (600°С), более чем 50% объёма материала в толщине слоя порядка 100–150 нм вблизи гетерограницы оказывается занято гексагональной модификацией. Проведенные исследования указывают на принадлежность данной модификации к политипу кремния 9R. Это обстоятельство можно использовать как некий технологический приём, позволяющий существенным образом изменять свойства кремния. По существу, здесь мы имеем дело с совершенно иной анизотропной атомной структурой и с совершенно новым, малоизученным полупроводниковым материалом.

- J. Bandet, B. Despax, M. Caumont. // J. Phys. D: Appl. Phys., 35 (3), 239 (2002).
- П.А. Шиляев, Д.А. Павлов, Е.В. Коротков, М.В. Треушников // Материалы электронной техники, № 2, 62 (2008).
- Д.А. Павлов, П.А. Шиляев, Н.О. Кривулин, А.И. Бобров, А.В. Пирогов // Вестник ННГУ, № 4 (1), 38 (2013).
- 4. H. Cerva // J. Mater. Res., 6 (11), 2324 (1991).
- B. Wen, J. Zhao, M.J. Bucknum, P. Yao, T. Li // Diamond & Related Materials, 17, 356 (2008).

### Использование спектроскопии комбинационного рассеяния для анализа влияния упругих напряжений на магнитные свойства слоев GaMnAs

О.В. Вихрова<sup>2</sup>, Б.Н. Звонков<sup>2</sup>, А.В. Кудрин<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>1</sup>, С.М. Планкина<sup>1\*</sup>, Ю.Н. Дроздов<sup>3</sup>

1 Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, 603950, Нижний Новгород,

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород,

3 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород. \*plankina@phys.unn.ru

Проведены комплексные исследования GaMnAs на различных буферных слоях (GaAs, InGaAs, InGaP). Для контроля механических напряжений использовался метод спектроскопии комбинационного рассеяния, в том числе латеральное сканирование поперечного скола структур. Обнаружено смещение TO-моды относительно положения в подложке для слоев GaMnAs с напряжениями растяжения в низкочастотную сторону, а для слоя GaMnAs с напряжениями сжатия — в высокочастотную сторону. Эти результаты согласуются с различным проявлением аномального эффекта Холла в слоях GaMnAs с напряжениями растяжения и сжатия.

В данной работе анализ влияния упругих напряжений на свойства эпитаксиальных слоев GaMnAs был проведен с использованием спектроскопии комбинационного рассеяния. Слои GaMnAs толщиной  $\approx$ 0.1 мкм были выращены методом лазерного осаждения при темпе-ратуре 350°С. Структуры выращивались на различных буферных слоях (толщиной 0.6 -0.7 мкм), полученных МОС-гидридной эпитаксией, которые позволяли создавать как напряжения сжатия в слое GaMnAs (GaAs), так и напряжения растяжения (InGaAs, InGaP). Рассогласование параметров решетки  $\Delta a/a$  (%) оценивалось по отношению к значению параметра решетки GaMnAs с содержанием Mn 4-5 % — a = 0.56696 нм [1] и составляло -0.29 %, +0.8 %, +0.6 % относительно GaAs (структура А), In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As (структура В), In<sub>0.61</sub>Ga<sub>0.39</sub>P (структура С) соответственно.

#### Методика эксперимента

Электрические характеристики слоев (концентрация и эффективная подвижность носителей заряда) определялись из эффекта Холла. Были исследованы структура (методом рентгеновской дифракции), фото-люминесцентные и магнитотранспортные свойства слоев. Спектры фотолюминесценции изучаемых структур (при 77 K) содержали пики от буферных слоев In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As, In<sub>0.61</sub>Ga<sub>0.39</sub>P, отвечающие межзонным переходам 1.29 и 1.76 эВ соответственно. Исследования спектров комбинационного рассеяния (КРС) проводились на установке «ИНТЕГРА Спектра» при комнатной температуре с использованием лазера с длиной волны 473 нм. Излучение фокусировалось 100х объективом с апертурой NA = 0.95 в пятно диаметром ~1 мкм, мощность пучка составляла ~0.5 мВт. Спектры регистрировались в геометрии обратного рассеяния в двух конфигурациях: от плоскости (001) и от попереч-ного скола структуры (110). Во втором случае проводилось латеральное сканирование плоскости (110) с шагом 20 - 30 нм вдоль направления <001> от покровного слоя к подложке. Если в первой конфигурации в спектрах КРС присутствует информация только от верхнего слоя GaMnAs (глубина поглощения лазерного излучения менее 40 нм), то выбор второй был обусловлен возможностью получить информацию обо всех слоях структуры. Различие спектров КРС, полученных в разных конфигурациях, связано с правилами отбора: при выборе поверхности (001) разрешено рассеяние на продольных оптических фононах (LO), а при выборе (110) — рассеяние на поперечных фононах (TO).

#### Экспериментальные результаты

На спектрах КРС от слоев GaMnAs присутствуют хорошо разрешаемые пики, соответствующие как LO, так и TO оптическим фононам GaAs (рис. 1).

Появление рассеяния от запрещенной ТО-моды характерно для GaMnAs и обусловлено отклонениями от трансляционной сим-метрии, возникающими при формировании твердого раствора. Асимметричное уширение LO-моды обусловлено связанной фонон-плазмонной модой (СФПМ), возникающей вследствие легирования марганцем. В структуре A положение LO- и TO-мод такое же, как в объемном GaAs. В структурах с буферными слоями In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As и In<sub>0.61</sub>Ga<sub>0.39</sub>P напряже-ние растяжения приводит к смещению LO- и TO-мод в низкочастотную сторону: в структуре В — до 286.9 см<sup>-1</sup> и 266 см<sup>-1</sup>, в структуре С — до 287.6 см<sup>-1</sup> и 266.4 см<sup>-1</sup>.



**Рисунок 1.** Спектры КРС от поверхности (001) GaMnAs (Y<sub>Mn</sub> = 0.13) на различных буферных слоях: A — GaAs; B — InGaAs (x<sub>In</sub> = 0.15); C — InGaP (x<sub>In</sub> = 0.61).

На рис. 2 приведен типичный спектр КРС от поперечного скола структуры С в точке сканирования, соответству-ющей середине слоя GaMnAs. Поскольку диаметр возбуждаемой области около 1 мкм, здесь наблюдаются особенности, свойственные как GaAs, легированному Mn, так и твердому раствору буферного слоя InGaP. Аппроксимация спектра функцией Лоренца выявляет для GaMnAs присутствие трех пиков: интенсивной ТО-моды и близко расположенных связанной фонон-плазмонной и запрещенной в этой конфигурации LO-моды. В области частот оптических колебаний твердого раствора InGaP в соответствии с двухмодовым характером поведения [2] наблюдаются InP-подобные TO- и LOмоды (LO<sub>1</sub> и TO<sub>1</sub> соответственно) и GaP-подобная ТО-мода (ТО<sub>2</sub>).



**Рисунок 2.** Аппроксимация функцией Лоренца спектра КРС от поперечного скола структуры С в точке сканирования, соответствующей середине слоя GaMnAs.

Анализ полученного при сканировании набора спектров позволяет выявить зависимость частотного положения особенностей от координаты z (рис.3). Видно, что ТО-мода GaAs в структурах В и С из-за напряжений растяжения смещена относительно положения в подложке в низкочастотную, а в структуре А — незначительно (менее 0.7 см<sup>-1</sup>) в высокочастотную сторону, что хорошо согласуется с иссле-



Рисунок 3. Зависимость частотного положения ТОмоды GaAs от координаты сканирования z, совпадающей с направлением роста и нормированной на толщину d соответствующей структуры. На вставке приведена зависимость сопротивления Холла от магнитного поля для слоев GaMnAs, выращенных на GaAs (A) и InGaP (B).

дованиями КРС от поверхности (001). Кроме этого, наблюдается уширение ТО-моды от 3 см<sup>-1</sup> в подложке до 4.5 см<sup>-1</sup> в GaMnAs на буферном слое GaAs, до 7 см<sup>-1</sup> — на InGaAs и до 9 см<sup>-1</sup> — на InGaP (структуры A, B и C соответственно).

Было установлено, что слои GaMnAs, выращенные на различных подложках, демонстрируют *p*-тип проводи-мости и линейные зависимости сопротивления Холла от магнитного поля ( $R_H(H)$ ) в диапазоне температур 300 - 77 К. Для всех слоев GaMnAs наблюдаются подобные значения концентрации носителей заряда, составляющие порядка  $3 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> при 300 К и  $7 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> при 77 К. Величина подвижности дырок увеличивается с 5 см<sup>2</sup>/В·с при 300 К до 40-60 см<sup>2</sup>/В·с при 77 К. При температурах ниже 70 К во всех слоях наблюдается аномальный эффект Холла. Зависимости  $R_{\rm H}(H)$  для слоя GaMnAs на буферном слое GaAs имеют нелинейный вид, а в случае слоев GaMnAs на In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As и In<sub>0.61</sub>Ga<sub>0.39</sub>P являются гистерезисными, что связано с наличием перпендикулярной плоскости структур компоненты вектора намагниченности.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты № 8.1054.2014/К и № 3.285.2014/К) Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (грант №15-02-07824\_а).

- F. Matsukura, M. Sawicki, T. Dietl, D. Chiba, H. Ohno // Physica E, V.21, 1032 (2004).
- 2. H. Lee, D. Biswas, M. V. Klein, et al. // Journal of Applied Physics 75, 5040 (1994).

### Циклотронный резонанс в гетероструктурах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с квантовыми ямами в сильных магнитных полях

В. В. Платонов<sup>1, 2, \*</sup>, Ю. Б. Кудасов<sup>1, 2</sup>, М. С. Жолудев<sup>3</sup>, А. В. Иконников<sup>3</sup>, А. С. Коршунов<sup>2</sup>, И. В. Макаров<sup>2</sup>, Д. А. Маслов<sup>1, 2</sup>, О. М. Сурдин<sup>2</sup>, А. В. Филиппов<sup>2</sup>, В. И. Гавриленко<sup>3</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>4</sup>, С. А. Дворецкий<sup>4</sup>

1 Саровский физико-технический институт — НИЯУ-МИФИ, ул. Духова, 6, Саров, Нижегородской обл., 607189.

2 Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ, пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская обл., 607189.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

4 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

\*platonovv@yahoo.com

Впервые проведены исследования циклотронного резонанса (ЦР) в широком диапазоне температур в гетероструктурах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с квантовыми ямами в импульсных магнитных полях до 40 Tл. В спектрах ЦР обнаружены две линии, положение одной из которых сильно зависит от температуры. Проведенные расчеты зонной структуры позволили идентифицировать наблюдаемые линии ЦР и качественно объяснить зависимость их положения от температуры.

Развитие технологии роста полупроводниковых наноструктур привело к созданию высокоэффективных электронных и оптоэлектронных приборов. Этот прогресс был бы невозможен без развития методов расчета зонной структуры из первых принципов и интенсивных экспериментальных исследований. Одним из эффективных методов изучения зонной структуры является исследование ЦР. В данной работе изучались гетероструктуры с квантовыми ямами  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . Этот материал обладает рядом замечательных свойств, которые обусловлены инвертированным зонным спектром и сильным спин-орбитальным взаимодействием.

#### Методы и подходы

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs(013) (см. [1]). Параметры исследованных образцов представлены в табл. 1. Исследования ЦР были выполнены в импульсных магнитных полях до 40 Тл в в Саровском физико-техническом институте «НИЯУ-МИФИ» [2]. В качестве источника излучения использовался  $CO_2$  лазер ( $\lambda = 10,6$  мкм). Время достижения максимального магнитного поля составило 5 мс, время спада — ~20 мс.

Таблица 1.	Параметр	ы образцо	ов при	T = 4,2	К.

Nº	<b>d</b> кя, нм	<b>Х</b> бар	<i>п</i> ѕ, 10 <sup>11</sup> см <sup>-2</sup>	<i>μ</i> , см²/В*с
091217-1	7	0,72	2,2	50 000
101109	8	0,77	7,4	85 000

Для нахождения зонной структуры и уровней Ландау был выполнен численный расчет на основе модели Кейна 8\*8 с учетом деформационных слагаемых. Спектр электронов находился с помощью разложения огибающей волновой функции по плоским волнам [1]. Влияние температуры учитывалось с помощью изменения ширины запрещённой зоны и разрыва зон на гетерогранице. Температурная зависимость этих величин была взята из работы [3].

#### Результаты и обсуждение

Типичные спектры магнитопоглощения, снятые при разных температурах, показаны на вставках на рис. 1 (091217-1) и 2 (101109). Рассчитанные энергии переходов и положения наблюдаемых пиков представлены на самих рис. 1 и 2. Сопоставление результатов расчета и эксперимента позволяет идентифицировать наблюдаемые переходы: линия  $\alpha$  соответствует переходу между уровнями Ландау  $0 \rightarrow 1$ , линия  $\beta$  — переходу  $-2 \rightarrow -1$ . Это также подтверждается предыдущими исследованиями [3].

Анализ данных позволяет выделить ряд особенностей. Для обоих образцов линия  $\alpha$  почти не меняет своего положения с ростом температуры, в то время как  $\beta$  сдвигается в сторону меньших полей с ростом температуры. Это согласуется с расчетами: энергия перехода  $0 \rightarrow 1$  в полях свыше 15-20 Тл почти не зависит от температуры, в то время как энергия перехода  $-2 \rightarrow -1$  меняется значительно.



Рисунок 1. Зависимость энергий переходов от магнитного поля при разных температурах в образце 091217-1. Сплошные линии — переходы  $\alpha$  (0  $\rightarrow$  1), рассчитанные для температур 0 и 150 К, точечные — переходы  $\beta$  ( $-2 \rightarrow -1$ ) (T = 0, 80, 110, 135 и 150 К). Символы — положения пиков: квадраты — линия  $\beta$ , кружки — линия  $\alpha$ . Данные, полученные при энергиях квантов 108 и 80 мэВ, взяты из работы [3]. На вставке: Типичные спектры магнитопоглощения ( $\lambda = 10, 6$  мкм) при T = 80 и 130 К.



Рисунок 2. Зависимость энергий циклотронных переходов от магнитного поля при разных температурах в образце 101109. Сплошные линии — переходы  $\alpha$  (0  $\rightarrow$  1), рассчитанные для температур 0 и 135 К, точечные — переходы  $\beta$  (-2  $\rightarrow$  -1) (T = 0, 80, 110 и 135 К). Символы — положения пиков: квадраты — линия  $\beta$ , кружки — линия  $\alpha$ . На вставке: Типичные спектры магнитопоглощения ( $\lambda$  = 10,6 мкм) при T = 80, 110 и 130 К.

Для образца 091217-1 наблюдается удовлетворительное согласие результатов расчета и эксперимента (рис. 1), в то время как для образца 101109 имеются значительные расхождения (рис. 2). Возможной причиной такого поведения может являться взаимодействием подзон Е1 и HH2, расстояние между которыми в образце с более широкой ямой существенно меньше.

Интересным обстоятельством является тот факт, что с ростом температуры зонная структура данных образцов меняется с инвертированной на нормальную. При низких температурах переход  $0 \rightarrow 1$  (линия  $\alpha$ ) является межзонным, поскольку уровень 0 принадлежит валентной зоне. Переход  $-2 \rightarrow -1$  (линия  $\beta$ ), соответственно, внутризонный. С ростом температуры ширина запрещенной зоны начинает уменьшаться и при некоторой (~ 50-60 К для данных образцов) температуре обращается в 0 (см. также [4]). С дальнейшим ростом температуры ширина запрещенной зоны начинается увеличиваться, а зонная структура становится нормальной. Соответственно, переход  $0 \rightarrow 1$ становится внутризонным, а переход  $-2 \rightarrow -1$  — межзонным. Такая необычная зависимость приводит к тому, что существуют области температур и магнитных полей, в которых энергии этих переходов совпадают. Это подтверждается экспериментально в образце 101109. На вставке на рис. 2 видно, что при T = 80 К линии  $\alpha$  и  $\beta$  сливаются в одну.

Таким образом, используемый подход даёт качественное описание наблюдаемой в эксперименте зависимости энергии переходов между уровнями Ландау от температуры. Существенное количественное расхождение указывает на необходимость дальнейшего совершенствования модели, в частности, уточнения температурной зависимости параметров материалов HgTe и CdTe.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (14-02-01103, 13-02-00894, и 13-02-01194), грантов Президента РФ МК-3057.2013.2, МК-6830.2015.2, НШ-1214.2014.2 и РАН.

- A.V. Ikonnikov, M. S. Zholudev, K. E. Spirin et al. // Semiconductor Science and Technology, 26, 125011 (2011).
- Ю.Б. Кудасов и др. // Нанофизика и наноэлектроника: Труды XVI симпозиума, Нижний Новгород, 269 (2011).
- 3. C. R. Becker et al. // PRB 62, 10353 (2000).
- А. В. Иконников и др. // Нанофизика и наноэлектроника: Труды XVI симпозиума, Нижний Новгород, 1, 255 (2012).
- А. А. Ластовкин и др. // Нанофизика и наноэлектроника: Труды XVII Международного симпозиума, Нижний Новгород, 2, 511 (2013).

### Сверхизлучательное усиление терагерцевого излучения при возбуждении плазмонных мод в инвертированном графене с планарным распределенным брэгговским микрорезонатором

О.В. Полищук<sup>1,</sup>\*, В.В. Попов<sup>1,§</sup>, Т. Otsuji<sup>2</sup>

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Research Institute for Electrical Communication, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan.

\*polischuk.sfire@mail.ru, § popov\_slava@yahoo.co.uk

Теоретически показано, что условие стимулированной генерации терагерцевого излучения плазмонами в графене с планарным распределенным брэгговским резонатором может быть реализовано на двух различных частотах для каждой плазмонной моды. Такое поведение связано со сверхизлучательным характером коллективной плазмонной моды, вследствие чего радиационное затухание плазмонов растет суперлинейно с увеличением мощности накачки. В результате, кривые зависимости радиационного затухания и плазмонного усиления пересекаются в двух точках, соответствующих разным режимам терагерцевой генерации.

#### Введение

Исследование графена представляет большой интерес благодаря уникальным электронным свойствам этого материала, вытекающим из линейного (дираковского) безщелевого энергетического спектра носителей заряда [1]. Вынужденное излучение фотонов в ближнем инфракрасном и терагерцевом (ТГц) диапазонах недавно наблюдалось в инвертированном графене [2]. По сравнению с вынужденным излучением электромагнитных мод (фотонов), вынужденное излучение плазмонов при межзонных переходах носителей заряда в инвертированном графене является гораздо более сильным эффектом за счет малой групповой скорости плазмонов в графене и сильной локализации плазмонного поля вблизи графена [3]. Однако большой коэффициент усиления плазмонов в графене ведет к сильной дефазировке плазмонной моды, что препятствует стимулированной ТГц-генерации. Эта проблема может быть решена путем стимулированного возбуждения резонансных плазмонных мод в планарном массиве периодических графеновых микрорезонаторов [4]. Как показано в работе [4], усиление ТГц-волны на частоте плазмонного резонанса оказывается на несколько порядков сильнее, чем вдали от резонансов (последнее соответствует фотонному усилению в инвертированном графене) из-за сильной локализации плазмонов и сверхизлучательного

характера ТГц-излучения из массива плазмонных микрорезонаторов.

#### Результаты расчетов и обсуждение

В данной работе рассматривается усиление ТГцволны вследствие вынужденной генерации резонансных плазмонов в однородном графене с одномерным плоским брэгговским резонатором, образованным металлической решеткой, изолированной от графена тонким барьерным слоем (рис. 1).



**Рисунок 1.** Схематическое изображение исследуемой структуры. Входная ТГц-волна падает сверху в направлении нормали к плоскости структуры с поляризацией электрического поля поперек полосок металлической решетки. На вставке схематически показана зонная структура накачанного графена и вынужденного излучения кванта плазмона  $\hbar \omega_n$  в графене.

Брэгговская решетка играет в данной задаче двойную роль [5]. Во-первых, она образует распределенный планарный резонатор для плазмонных мод,



**Рисунок 2.** Усиление ТГц-мощности в зависимости от квази-энергии Ферми и частоты падающей ТГц-волны для коэффициента заполнения брэгговской решетки *w*/*L* = 0,5. Период брэгговской решетки *L* = 500 нм. Толщина барьерного слоя (оксид алюминия) *d* = 8 нм.

возбуждаемых или генерируемых в графене соответственно падающим ТГц-излучением или стимулированной плазмонной эмиссией. Во-вторых, брэгговская решетка эффективно связывает плазмоны в графене с ТГц-излучением (падающим на структуру или излучаемым из структуры). Графен с распределенным брэгговским резонатором поддерживает плазмонные коллективные моды, когерентно колеблющиеся на всей площади структуры, что приводит к сверхизлучательному ТГц-излучению из структуры на частотах плазмонного резонанса. Красный лепесток на рисунке 2а соответствует основному плазмонному резонансу в режиме усиления. Усиление на частоте плазмонного резонанса резко возрастает (при соответствующем резком уменьшении ширины линии усиления) при определенном значении квази-энергии Ферми. Это соответствует режиму самовозбуждения коллективных плазмонных мод в графене с распределенным брэговским резонатором и, в результате, ТГцгенерации из структуры. Генерация наступает, когда плазмонное усиление уравновешивается потерями за счет электронного рассеяния и потерями на излучение, что обеспечивает высокую когерентность коллективной плазмонной моды. Квазиэнергии Ферми, соответствующие ТГц-генерации на основном плазмонном резонансе, отмечены стрелками на рисунке 2а. Изменение коэффициента усиления (отношение между уходящей (прошедшая плюс отраженная) и входящей (падающей) плотности ТГц-мощности) вдоль лепестка основного плазмонного резонанса в окрестности режима самовозбуждения показано на рисунке 2б. Видно, что условие стимулированной генерации ТГпизлучения может быть реализовано на двух различных частотах при различных значениях квазиэнергии Ферми. Такое поведение связано со сверхизлучательным характером коллективной плазмонной моды, в результате чего радиационное затухание плазмонов растет суперлинейно с увеличением мощности накачки. В итоге, кривые зависимости радиационного затухания и плазмонного усиления пересекаются в двух точках, соответствующих разным режимам ТГц-генерации (см. схематический рисунок 2с). При этом ТГц-усиление в режиме с большим радиационным затуханием имеет место в более широких частотном и динамическом диапазонах.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 13-02-12070 и № 14-02-92102.

- K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos. and A. A. Firsov // Nature, V. 438, 197–200 (2005).
- S. Boubanga-Tombet, S. Chan, T. Watanabe, A. Satou, V. Ryzhii and T. Otsuji // Phys. Rev. B, V. 85, 035443 (2012).
- A. A. Dubinov, V. Y. Aleshkin, V. Mitin, T. Otsuji and V. Ryzhii // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 145302 (2011).
- V. V. Popov, O. V. Polischuk, A. R. Davoyan, V. Ryzhii, T. Otsuji and M. S. Shur // Phys. Rev. B, V. 86, 195437 (2012).
- V. V. Popov, O. V. Polischuk, S. A. Nikitov, V. Ryzhii, T. Otsuji, M. S. Shur // Journal of Optics, V. 15, 114009 (2013).

## Туннельная спектроскопия поляронов и их возбуждений в магнитном поле

#### В. Г. Попов<sup>1,\*</sup>, О. N. Makarovskiy<sup>2</sup>, L. Eaves<sup>2</sup>, M. Henini<sup>2</sup>, J-C. Portal<sup>3,4,5</sup>

1 Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

2 School of Physics and Astronomy of Nottingham University, Nottingham NG7 2RD, UK.

3 GHMFL, CNRS, BP 166, F-38042, Grenoble Cedex 9, France.

4 INSA, 135 Avenue de Rangueil, F-31077, Toulouse Cedex 4, France.

5 Institut Universitaire de France, 103 Bd. St. Michel, F-75005, Paris, France.

\*popov@iptm.ru

Экспериментально исследованы особенности в туннельных спектрах квантовых ям из GaAs, связанные с продольными оптическими фононами. Положения по напряжению данных особенностей хорошо соответствует модели резонансного туннелирования поляронов. В магнитном поле перпендикулярном плоскостям квантовых ям, обнаружено немонотонное смещение данных особенностей, которое так же согласуется с моделью поляронов. Обнаружены критические величины поля, когда поляроны преобразуются в магнитополяроны.

#### Введение

Поляроны в квантовых ямах (КЯ) исследуют уже более 20 лет и основным методом исследования является магнито-фононный резонанс, наблюдаемый при совпадении целого числа циклотронных энергий с энергиями оптических фононов. В нулевом магнитном поле поляронные состояния (ПС) впервые были обнаружены в туннельных спектрах резонансно-туннельных диодов (РТД) лишь недавно [1]. Для объяснения экспериментальных данных была выдвинута модель резонансного туннелирования в поляронные подзоны (РТПП). Уместно отметить, что в сильном квантующем магнитном поле поляроны возникают при существенно квантовом спектре или при наличии уровней Ландау (УЛ) электронов, зачастую такие поляроны называют магнитополяронами. В этом смысле интересно преобразование обычных поляронов в магнитополяроны. Исследованию этого вопроса и посвящена эта работа.

#### Эксперимент и образцы

Исследуемые туннельные диоды подробно описаны в работе [2]. На вставке к рис. 1 приведен профиль дна зоны проводимости исследуемой гетероструктуры. Толщины и состав слоев выбраны таким образом, чтобы все напряжение падало на центральном туннельном барьере. Электроны в КЯ появляются из контактных сильно легированных областей  $Al_{0,15}Ga_{0,75}As$ . Концентрация двумерных слоев составляет  $n_1=1,2\times10^{11}$  см<sup>-2</sup> и  $n_2 = 3,5\times10^{11}$ см<sup>-2</sup> при нулевом напряжении. В качестве туннель-



**Рис. 1.** Туннельный спектр исследуемого диода. Стрелками обозначены особенности резонансного туннелирования. На вставке изображен результат расчета профиля дна зоны проводимости гетероструктуры при нулевом напряжении смещения с указанием состава гетероструктуры и квантовых уровней в КЯ

ного спектра рассматривается зависимость второй производной тока по напряжению от напряжения смещения, что позволяет устранить фоновую составляющую тока не связанную с резонансным туннелированием. При этом пикам в резонансном токе при положительной полярности напряжения соответствует минимумы во второй производной, а при отрицательной полярности максимумы. Наряду с основными резонансами, возникающими при совпадении уровней в КЯ (см. рис. 1), в туннельных спектрах диодов были обнаружены целый ряд реплик. Ближайшие к первому резонансу реплики *p*<sub>1,2</sub>
можно связать с туннелированием в ПС. Необходимо отметить, что энергия продольных оптических фононов в GaAs  $\varepsilon_1 = 36$  мэВ, а в AlGaAs  $\varepsilon_2 = 51$  мэВ. В магнитном поле, перпендикулярном плоскостям слоев КЯ, резонанс немонотонным образом смещается. Фононные реплики  $p_1$  и  $p_2$  также смещаются немонотонно (см. рис. 2). Реплики же при меньших и больших по модулю отрицательных напряжениях практически не смещаются в магнитном поле.

#### Обсуждение

Смещение положения резонанса по напряжению наблюдалось ранее и объяснялось как следствие пиннинга УЛ на уровнях Ферми в КЯ [3]. Пиннинг возникает вследствие обмена носителями между КЯ и контактными областями, в этом случае при изменении магнитного поля энергия частично заполненного УЛ практически не меняется, а меняется энергии доньев подзон размерного квантования. Резонанс же наблюдается, когда решетки УЛ совпадают в обеих КЯ, поэтому при пиннинге напряжение резонанса смещается также как разница между УЛ, т.е.  $V_b = n\varepsilon_c$ , где  $\varepsilon_c$  – циклотронная энергия или  $V_b = n \varepsilon_{\rm c} \pm \Delta_{\rm s}$  в случае присутствии спиновой щели  $\Delta_s$ . Непрерывные прямые на рисунке 2 показывают ожидаемые положения резонанса без спинового расщепления, когда n = -1; -2. Видно, что в диапазонах поля от 3 Тл до 4 Тл и от 6 Тл до 8 Тл экспериментальные значения близки к ожидаемым, и можно говорить о пиннинге. Небольшое отклонение экспериментальных данных для основного резонанса также наблюдалось ранее и объяснялось псевдощелевым сдвигом, который связан с блокадой туннелирования из-за медленной релаксации туннелирующего электрона по сравнению с временем туннелирования. Следует отметить, что смещенные положения фононных реплик совпадают с ожидаемыми величинами даже в большей степени. Это следует ожидать, поскольку процесс туннелирования в ПС гораздо более длителен или менее вероятен, что подтверждается так же малой амплитудой фононных реплик. Интересно отметить, что подобное смещение фононных реплик



**Рис. 2.** Зависимости положений фононных реплик *p*<sub>1</sub>, *p*<sub>2</sub> и основного резонанса по напряжению от магнитного поля показаны квадратами, треугольниками и кружками соответственно.

указывает на тот факт, что поляроны формируются под влиянием энергии доньев двумерных подзон и квантование Ландау не превращает их в магнитополяроны. Однако в сильных полях B > 10 Тл ситуация меняется и зависимость положений реплик от магнитного поля ослабляется, как это видно для реплики  $p_2$ .

#### Заключение

В результате были проведено исследование магнитных зависимостей фононных реплик в туннельных спектрах диодов с двумя GaAs KЯ, разделенных туннельным барьером. Магнитные зависимости качественно описываются моделью РТПП.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ, грант № 13-02-01025.

- В.Г. Попов, В.Г. Криштоп, О.Н. Макаровский, М. Хенини // ЖЭТФ, **138**, 249-254 (2010).
- В. Г. Попов, О.Н. Макаровский, L. Eaves, М. Непіпі. Труды XV-го международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». 99 (2011).
- В. Г. Попов, Ю. В. Дубровский, Ж.-К. Портал // ЖЭТФ 129, 768 (2006).

### Квантовые размерные эффекты в двухзатворных КНИ-транзисторах с толщиной канала от 20 до 200 нм

В. П. Попов<sup>1, 2\*</sup>, М. А. Ильницкий<sup>1</sup>, В. А. Антонов<sup>1</sup>, В. Н. Мордкович<sup>3, §</sup>, А. В. Леонов<sup>3</sup>

1 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Национальный исследовательский томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

3 Институт проблем микроэлектроники и особочистых материалов РАН, п. Черноголовка, Московская обл., 142432. \*popov@isp.nsc.ru, §mord36@mail.ru

Сравнением токов в 40 и 200 нм полностью обедняемых двухзатворных транзисторов показано, что квантово-механическая (КМ) поправка, определяемая электростатически индуцированным размерным эффектом поперечного поля, существенна при определении области линейной зарядовой связи между затворами даже при толщине слоя кремния ~200 нм, но величина КМ-поправки уменьшается в 3 раза при учете перезарядки поверхностных ловушек и большой разнице разнополярных потенциалов двух затворов.

#### Введение

Классическое описание эффекта зарядовой связи для полностью обедняемого двухзатворного транзистора (DG MOSFET) на структурах кремния на изоляторе (SOI) предложено Лимом и Фоссумом в модели с двумя независимыми затворами [1]. Их модель определяет интервал напряжений верхнего затвора  $V_{top}$ , где пороговое напряжение нижнего затвора  $V_{th}$  является линейной функцией  $V_{th,sub}(V_{top})$ напряжения верхнего затвора  $V_{top}$ .

Нами этот эффект использовался для контроля подпорогового режима нанопроволочных DGтранзисторов, обеспечивающих чувствительность к белкам в биожидкостях на уровне фемтомоль/л [2]. Чем тоньше слой кремния, тем выше чувствительность сенсора благодаря росту соотношения атомов на поверхности и в объеме. Однако известно, что толщина слоя Si t<sub>Si</sub> < 10 нм приводит к квантовомеханическому (QM) размерному ограничению тока в канале МОПТ, которое следует принимать во внимание, чтобы правильно предсказать область эффекта зарядовой связи. Особенно важно учитывать размерный QM-эффект, усиленный электростатическим (ES) полем между двумя затворами, для двухзатворных транзисторов в асимметричном (ADG) режиме работы. Этот дополнительный эффект (ES QM) заметен и для относительно толстых пленок кремния (t<sub>si</sub>~20-30 нм), где пороговые напряжения, как обычно считается, не зависят от эффектов размерного квантования [3, 4]. В настоящей работе мы исследовали проявление ES QM-

эффекта даже в намного более толстых пленках Si  $(t_{Si} > 30 \text{ нм})$ , учитывая зарядовые состояния на обеих гетерограницах Si/SiO<sub>2</sub>, характерные для реальных экспериментах в биожидкостях. Целью работы было определение QM-поправок в пороговые напряжения двухзатворных транзисторов с  $t_{Si} =$ = 4 - 200 нм с учетом поверхностных состояний в подзатворных диэлектриках в асимметричном режиме работы.

#### Эксперимент и расчет

Два типа приборов ( $t_{Si} = 40$  и 200 нм) были использованы в экспериментах, как в работе [4]. Зависимости пороговых напряжений нижних затворов от напряжения верхнего затвора  $V_{top}$  были определены из экспериментальных и расчетных  $I_{ds}$ - $V_{sub}$ -кривых и дифференцирования  $dg_m/dV_{sub}$ , где  $g_m = dI_{ds}/dV_{sub}$ , является проводимостью канала (рис.1, 2).

Двумерные (2D) расчеты  $V_{th,sub}(V_{top})$  проводились в пакете TCAD Synopsys без / с зарядовыми состояниями на гетерограницах, вводимыми для совпадения расчетов с измерениями. Для 200 нм слоёв Si наблюдались 2 пика пороговых напряжений, связанных с протеканием тока в канале 800х200 нм<sup>2</sup>.

В численном 2D-расчете из-за ограничений по вычислительной мощности моделировалась структура с длиной канала 800 нм без боковых граней. Тем не менее, как и в эксперименте при больших положительных смещениях наблюдалось несколько пиков  $dg_m/dV_{sub}$  из-за переключения тока между двумя



Рисунок 1. Зависимости расчетных  $I_{ds}$ - $V_{sub}$ -кривых и дифференцирования dgm/dV<sub>subp</sub> при  $V_{top}$  = +1B (слева) и +5 B (справа) для  $t_{Si}$  = 200 нм.

каналами вследствие обогащения электронами канала под верхним электродом, перехода канала у подложки в сильное обогащение и устранения квазинейтральной области в центре кремниевой пленки. Результаты измерений зависимости  $V_{th,sub}(V_{top})$ 200 нм двухзатворного транзистора в форме квадрата со стороной 500 мкм и s / d электродами шириной 50 мкм представлены на Рис. 3.

На этом же рисунке приведены результаты численных расчетов зависимости  $V_{th,sub}(V_{top})$  для двух вариантов (без и с зарядами и поверхностными состояниями на границе раздела верхнего подзатворного диэлектрика и слоя кремния КНИ структуры Si/SiO<sub>2</sub>). Видно, что наклон зависимости в последнем случае совпадает с расчетным, хотя величина заряда в диэлектрике в эксперименте должна быть принята не отрицательной, а меньшей положительной, чтобы обеспечить сдвиг расчетной кривой влево. Кроме того, область линейного эффекта Лима-Фоссума в расчетах соответствует экспериментальным данным после учета дополнительного пика зависимости  $d^2I_{ds}/dV^2_{sub}(V_{sub})$ , соответствующего



**Рисунок 2.** Экспериментальные зависимости  $I_{ds}$ - $V_{sub}$  для 200 нм слоя Si.

переключениям линий тока между затворами и дающего вклад в изменения тока при больших положительных напряжениях на верхнем затворе (рис. 2, 3). В расчетах  $V_{th,sub}$  также использовались две модели статистики носителей заряда в вырождении – классическая  $V_{Clth,sub}$  и с учетом квантования в сильных поперечных электрических полях  $V_{QMth,sub}$ .



Рисунок 3. Эксперимент и расчет зависимости V<sub>th,sub</sub>(V<sub>top</sub>) для верхней границы Si/SiO<sub>2</sub> без (открытые) и с (полные символы) зарядом и поверхностными состояниями.

Расчеты показали, что разница между классическим и квантовым определением порогового напряжения  $V_{QMth,sub}(V_{top})$ - $V_{Clth,sub}(V_{top})$  уменьшаются от 140 до 50 мВ с введением перезаряжаемых состояний на верхней границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> в отличие от результатов, полученных для меньших толщин  $t_{Si} = 20 - 40$  нм в работе [4]. Тем не менее результаты расчетов показывают, что ES QMэффекты следует учитывать даже для 200 нм DG МОПТ в ADG-режиме при определении области линейной зависимости эффекта зарядовой связи.

Работа поддержана проектами № 24.22 ОФН РАН и ФИМ РАН.

- H. K. Lim and J. G Fossum // IEEE TED, V. 30, 1244 (1983).
- O. V. Naumova, B. I. Fomin, D. A. Nasimov et al. // Sol. Stat. Technol. V. 25, 055004 (2010).
- T. Rudenko A. Nazarov, V. Kilchytska et al. // Sem. Phys. V. 16, 299 (2013).
- V. P. Popov, M. A. Ilnitsky, O. V. Naumova A. Nazarov // Semicond., V. 48, 1348 (2014).

## Нанометровые эпитаксиальные слои графита и рекристаллизация внутри алмаза

В. П. Попов<sup>1, 2\*</sup>, А. К. Гутаковский <sup>1, 4</sup>, Л. Н. Сафронов<sup>1</sup>, И. Н. Куприянов<sup>3, 4</sup>, Ю. Н. Пальянов<sup>3, 4§</sup>, С. Рубанов<sup>5</sup>

1 Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

2 Национальный исследовательский томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

3 Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, пр. ак. Коптюга, 3, Новосибирск, 630090.

4 Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

5 Институт ВІО21, Университет Мельбурна, Мельбурн, Австралия.

\*popov@isp.nsc.ru, §pal'ynov@igm.nsc.ru

Внедрением ионов молекулярного водорода средних энергий (25-50 кэВ) и последующим отжигом при высоких давлении и температуре (4-5 ГПа, 1200-1300°С) внутри монокристаллического алмаза синтезированы комбинированные слои берналовского и ромбоэдрического графита, состоящие из параллельных, перпендикулярных и наклонных к (111) границе эпитаксиальных плоскостей графена, если отжиг идет в области стабильности фазы графита, и эпитаксиальная рекристаллизация алмаза в области стабильности алмазной фазы при низком содержании водорода. С ростом концентрации водорода область стабильности алмазной фазы уменьшается.

#### Введение

При имплантации в алмаз ионов средних масс (бор, углерод, фосфор) флюенсами выше определенного критического значения (Ф<sub>с</sub>) формируются аморфные слои, а после термообработки происходит их графитизация. Слой графита образуется внутри алмаза при энергиях ионов ~1 МэВ и удаляется методом lift-off [1-5] для создания полостей, мембран и регулярных структур фотонных кристаллов (ФК), магнитных и спиновых устройств для квантовых информационных процессов (КИП) и микроэлектромеханических систем (МЭМС). Главным недостатком этого метода является высокая концентрация остаточных дефектов с уменьшением толщин мембран < 100 нм при энергии ионов <0.3 МэВ. Легкие ионы производят меньше дефектов в ядерных столкновениях, но критическая величина Ф<sub>с</sub> для них на порядки выше, а концентрации имплантированных атомов близки к концентрациям введенных дефектов. Тем не менее дефекты в отсеченном слое наблюдались с помощью просвечивающей электронной микроскопии поперечных сечений (XTEM) даже после имплантации легких ионов Не<sup>+</sup> [3, 4]. Эти дефекты оказывают заметное влияние на электрические и оптические свойства мембранных структур и ограничивают их потенциальное применение [5]. Кроме того, при флюенсе Н<sup>+</sup> ионов Ф >> Ф<sub>с</sub>, необходимом для формирования сплошных слоёв графита, образуются пузыри (блистеры) и наблюдается растрескивание верхнего

слоя, а сплошной слой графита не наблюдался при всех флюенсах [6]. Целью нашей работы являлось изучение возможности формирования наноразмерных гетероструктур алмаз-графит-алмаз с низкой концентрацией дефектов в отсеченных слоях алмаза с использованием имплантации лёгких ионов H<sup>+</sup> с энергией в десятки кэВ (H-lift-off).

#### Эксперимент и результаты

Кристаллы синтетических алмазов выращивались методом температурного градиента на аппаратуре высокого давления типа «разрезная сфера» (БАРС). Эта же аппаратура использовалась для отжига обработанных алмазных пластин при высоких P–T-параметрах после имплантации водорода  $H_2^+$  со средней энергией (50 кэВ) и высоких флюенсов  $\Phi = (4 \div 13) \times 10^{16}$  сm<sup>-2</sup> во избежание формирования блистеров на поверхности и внутри пластин НРНТ синтетических алмазов типа Ib (NG-), IIa (NF-) и IIb (B-серия) с концентрацией азота или бора в узлах решетки 100-150, 0.1-0.5, 5-15 ррт соответственно.

Результаты высокотемпературных (НТ) отжигов (1200÷1600°С) в условиях высокого (НР, 4-8 ГПа) давления изучались в сравнении с контрольными в вакууме (VP, 10<sup>-3</sup> Ра). Структура образцов исследовалась с помощью рамановской спектроскопии и ХТЭМ. Светло- и темнопольные микроизображения поперечных срезов с электронной дифракцией на вставках приведены на рис.1 для алмазных образцов

после имплантации водорода  $H_2^+$  с флюенсом  $\Phi = 5 \times 10^{16}$  сm<sup>-2</sup> с ориентациями поперечных срезов перпендикулярно направлениям <110> и <112>.



Рисунок 1. ХТЕМ-микроизображения эпитаксиального слоя графита (а) и дефектов (б) внутри алмаза после НРНТ-отжига 1200°С, 4 и 5 ГПа для срезов (110) и (112).

Рамановская спектроскопия показала (рис. 2а, 2б), что в имплантированном слое внутри алмаза наблюдаются, помимо узкого однофононного пика алмазной решетки при 1332 см<sup>-1</sup>, широкие пики при 1327, 1360, и 1580 см<sup>-1</sup>, относящиеся к растянутой решетке алмаза, дефектам в sp2 ароматических кольцах (D-band) и колебательной изгибной моде совершенных графитовых колец (G-band) соответственно. При отжиге 1200°С под давлением P<4.5 ГПа (ниже P–T-кривой фазового равновесия графит-алмаз) в имплантированном слое после облучения флюенсами 5.0х10<sup>16</sup> сm<sup>-2</sup> растет эпитаксиальный слой графита с преимущественной ориентацией (0001), а при гидростатическом отжиге с давлением Р>5.0 ГПа наблюдается твердофазная эпитаксиальная рекристаллизация с остаточными дефектами в слое (рис. 1б, 2в). С увеличением флюенса  $> 5.3 \times 10^{16}$  см<sup>-2</sup> область стабильности решетки алмаза сдвигается в сторону больших давлений, хотя, согласно расчетам, рост концентрации водорода на поверхности тонких слоёв графита должен приводить к неустойчивости графитовой фазы по отношению к алмазной. Переход в алмаз в нанометровых чешуйках антрацита действительно наблюдался при облучении электронами с энергией 200 кэВ в вакууме, но только при условии пассивации поверхности додециловыми группами для гидрирования поверхности чешуек [7]. Подавление рекристаллизации с ростом флюенса водорода в наших экспериментах требует более сложной модели воздействия интеркалированного водорода, пассивирующего структурные дефекты. Таким образом, отжиг монокристаллического алмаза при высоких Р-Т-параметрах после имплантации водорода позволяет формировать гетероэпитаксиальные структуры алмаз-графит-алмаз при давлениях, соответствующих области стабильности фазы графита. Твердофазная рекристаллизация алмаза наблюдалась в слоях с низким содержанием водорода.



**Рисунок 2.** Спектры Рамана для (111) пластин алмаза после имплантации водорода флюенсами (4÷13)x10<sup>16</sup>см<sup>-2</sup> и отжига 1200°С НРНТ (а) и VPHT (б); в) профиль концентрации атомов Н и плотность дефектов в алмазе по данным ВИМС и XTEM.

- C. F. Wang, R. Hanson, D. D. Awschalom et al. // Appl. Phys. Lett. V. 91, 201112 (2007).
- J. R. Maze, P. L. Stanwix, J. S. Hodges et al. // Nature, V. 455, 644 (2008).
- B. A. Fairchild, P. Olivero, S. Rubanov et al. // Adv. Mater. V. 20, 4793 (2008).
- A. Stacey, V. S. Drumm, B. A. Fairchild et al. // Appl. Phys. Lett. V. 98, 181907 (2011).
- J. O. Orwa, C. Santori, K. M. C. Fu et al. // J. Appl. Phys. V. 109 083530 (2011).
- R. A. Khmelmtskiy, E. V. Zavedeev, A. V. Khomich et al. // Vacuum, V. 78, 273 (2005).
- Y. Sun, A. G. Kvashnin, P. B. Sorokin et al. // J. Phys. Chem. Lett. V. 5, 1924 (2014).

### Температурный скейлинг в квантовом эффекте Холла в квантовых ямах HqCdTe/HqTe с инвертированным энергетическим спектром

Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н.,Подгорных С.М., Попов М.Р.\*, Харус Г.И., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В.

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия \*rafaelp@yandex.ru

Измерены продольное и холловское сопротивления в режиме квантового эффекта Холла на гетеростуктурах HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой (ширина квантовой ямы HgTe 20.3 нм) при T = (2-60)K в магнитных полях до B = 9T. Проведен анализ температурных зависимостей проводимости как в областях первого и второго плато КЭХ, так и в области перехода плато-плато.

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

В данной работе мы представляем исследования квантового магнитотранспорта для гетероструктуры HgTe/HgCdTe с инвертированным энергетическим спектром. Режим КЭХ в гетеростуктурах на основе HgTe с инвертированной зонной структурой впервые был исследован в [2].

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследованные нами структуры HgTe/HgCdTe с шириной квантовой ямы HgTe 20.3 нм выращены

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

#### Переходы плато - плато КЭХ

Для перехода плато-плато  $1 \rightarrow 2$  (B<sub>c</sub>=4.07 T) проведен анализ полученных данных в рамках концепции скейлинга [1]. Теория основана на предположении о степенной расходимости длины локализации  $\xi(E)$ , когда энергия электронов *E* приближается к центру уровня Ландау ( $E = E_c$ )

$$\xi(E) \sim |E - E_C|^{-\gamma}. \tag{($\Phi$1)}$$

Согласно представлениям скейлинга, ширина перехода плато- плато КЭХ при  $T \rightarrow 0$  должна стремиться к нулю по степенному закону  $T^{\kappa}$ , где  $\kappa$  – критический индекс.

Анализ температурной зависимости полуширины  $\Delta v$  пика проводимости ( $v \sim 1/B$  - фактор заполнения,  $\Delta v = v - v_c$ ) для перехода плато - плато  $1 \rightarrow 2$  показал, что в исследованных системах наблюдается реальное скейлинговое поведение  $\Delta v(T) \sim T^{\kappa}$  с  $\kappa = 0.42 \pm 0.04$  в интервале температур T = (2 - 20) К.

Отметим, что для исследованной нами структуры на основе HgTe режим скейлинга простирается до Т≈20 К благодаря чрезвычайной малости эффективной массы носителей (m=0.024m<sub>o</sub>) и, как следствие, большой величине циклотронного расщепления уровней Ландау. Полученное значение критического индекса  $\kappa \cong 0.42$  прекрасно согласуется с классическими результатами [3] и с выводами новых исследований для систем А<sub>3</sub>В<sub>5</sub> [4] для первого и второго уровней Ландау (как электронов, так и дырок) в монослойном графене [5]. Таким образом, в отличие от работы [2], где сообщалось о проблемности применения универсальных моделей скейлинга к данной системе, мы получили вполне адекватное скейлинговое описание перехода платоплато КЭХ.

#### Области плато КЭХ

Для описания температурно-индуцированной проводимости в области плато КЭХ (в сильно локализованной системе электронов) используется представление о *прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка*, которая является доминирующей в пределе низких температур [6]. Для *взаимодействующих электронов* в 2D-системе зависимость *прыжковой* проводимости от температуры дается выражением [6]

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \{ \exp((T_0/T)^{1/2}) \}$$
 (\$\phi2\$)

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

$$T_0(\nu) = C \frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 k_B \xi(\nu)},\tag{$\Phi$3}$$

где *С* — безразмерная константа порядка единицы, а є — диэлектрическая проницаемость.

Выполняя подгонку температурной зависимости  $\sigma_{xx}$  в области первого и второго плато КЭХ к выражению (ф2) для интервала температур T = (6 - 20)K, мы получили значения  $T_0$ , а также по формуле (ф3) оценили соответствующие величины длины локализации  $\xi$ . Комбинируя эти результаты с уравнением (ф1) при 0.2<(v-v<sub>c</sub>)<0.35 находим значение  $\gamma = 1.2\pm0.2$  для первого и  $\gamma = 1.4\pm0.2$  для второго плато КЭХ, что не соответствует универсальному значению критического индекса *длины локализации*  $\gamma \approx 2.3$  [1], однако находится в достаточно хорошем соответствии с результатом *классической* тео-

рии протекания для *крупномасштабного* примесного потенциала:  $\gamma = 4/3$ .

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

#### Заключение

Результаты, полученные нами при анализе перехода плато - плато, свидетельствуют в пользу гипотезы об универсальности критических индексов скейлинга для полупроводниковых 2D структур в режиме КЭХ. С другой стороны, исследования прыжковой проводимости в области плато КЭХ в системе с крупномасштабным примесным потенциалом (рассеяние на удаленных примесях In) демонстрируют, что в этом случае мы находимся вне пределов ближайшей окрестности критической точки (E=E<sub>c</sub>), где важны процессы квантового туннелирования, то есть вне области скейлинга.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330 (проект № 12-П-2-1051) при поддержке РФФИ: проект № 14-02-00151.

- 1. B. Huckestein // Rev. Mod. Phys. 67, 367 (1995).
- E.B. Olshanetsky, S. Sassine, Z.D. Kvon et al. // Письма в ЖЭТФ, 84, 661 (2006).
- H. P. Wei, D. C. Tsui, M. A. Paalanen, A. M. M. Pruisken // Phys. Rev. Lett. 61, 1294 (1988).
- W. Li, J. S. Xia, C. Vicente, et al. // Phys. Rev. B 81, 033305 (2010).
- A. J. M. Giesbers, U. Zeitler, L. A. Ponomarenko, et al. // Phys. Rev. 80, 241411 (2009).
- D. G. Polyakov and B. I. Shklovskii // Phys. Rev. B 48, 11 167 (1993).

# Резонансное мандельштам-бриллюэновское рассеяние экситонных поляритонов в структурах с квантовыми ямами

#### А. В. Пошакинский<sup>1,\*</sup>, А. Н. Поддубный<sup>1</sup>, В. Jusserand<sup>2</sup>

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Institut des Nanosciences de Paris, CNRS UMR 7588, Université Pierre et Marie Curie (UPMC), 4 Place Jussieu, Paris F-75005, France. \*poshakinskiy@mail.ioffe.ru

Построена теория рассеяния света Мандельштама–Бриллюэна для структур с квантовыми ямами. Показано, что спектр интенсивности рассеяния света на сложенных акустических фононах качественно изменяется с увеличением оптической толщины структуры; анализ положения и ширины пика рассеяния света позволяет определить дисперсию и время жизни поляритонных мод. Сопоставление теории и эксперимента по рассеянию света в сверхрешетках GaAs/AlGaAs позволило определить скорость радиационного и нерадиационного затухания экситона в квантовой яме и силу его взаимодействия с фононами.

Изучение спектров рассеяния Мандельштама– Бриллюэна, описывающих изменение частоты света при рассеянии на акустических фононах, является эффективным инструментом анализа собственных мод системы. В данном сообщении развита теория рассеяния назад света в полупроводниковых структурах, состоящих из последовательности квантовых ям. Свет, распространяясь в такой системе, эффективно взаимодействует с экситонами в квантовых ямах, что приводит к формированию коллективных мод – экситонных поляритонов. При поглощении или испускании фонона поляритон на частоте падающего света рассеивается в поляритон с другой частотой, связанной с начальной законами

сохранения энергии и импульса. Так как дисперсия акустического фонона с высокой точностью линейна, сдвиг частоты оказывается пропорционален сумме волновых векторов начального и рассеянного поляритонов. Таким образом, спектры мандельштам-бриллюэновского рассеяния света позволяют определить дисперсию и время жизни поляритонных мод.

Разработанная теория использована для описания эксперимента по рассеянию света в короткопериодной сверхрешетке из 40 квантовых ям, см рис. 1. Точки соответствуют экспериментальным данным, кривые получены путем их обработки аналитическими формулами.



**Рисунок 1.** Зависимости: а) положения, b) ширины и c) интенсивности пика стоксова рассеяния на сложенном акустическом фононе от частоты падающего света в сверхрешетке GaAs/AlGaAs, содержащей 40 квантовых ям.

Изучена также зависимость спектров рассеяния света от числа квантовых ям в структуре. Показано, что бриллюэновский сдвиг определяется законом дисперсии экситонных поляритонов в бесконечной сверхрешетке и слабо зависит от толщины структуры. Ширина пика рассеяния содержит два вклада, пропорциональных скорости безызлучательного затухания поляритона и неопределенности его волнового вектора, связанной с конечной толщиной структуры и уменьшающейся с ростом числа ям.

Спектр интенсивности рассеяния качественно изменяется с увеличением толщины структуры, см. рис. 2. В структурах с небольшим числом квантовых ям спектр содержит два пика, соответствующих экситонному резонансу в одиночной квантовой яме для падающего и рассеянного света. В толстых структурах в окрестности частоты экситонного резонанса формируются поляритонные запрещенные зоны. Свет с частотой, близкой к частоте экситонного резонанса, в структуре распространяться не может. Поэтому спектр интенсивности рассеяния содержит три пика, разделенных поляритонными запрещенными зонами.



**Рисунок 2.** Рассчитанная зависимость интенсивности мандельштам-бриллюэновского рассеяния на сложенном акустическом фононе от частоты падающего света в структурах с малым и большим числом квантовых ям.

#### Литература

 A.N. Poddubny, A.V. Poshakinskiy, B. Jusserand and A. Lemaitre // Physical Review B, V. 89, 235313 (2014).

### Универсальные свойства материалов с дираковским законом дисперсии низкоэнергетических возбуждений

#### А. П. Протогенов<sup>1,\*</sup>, Е. В. Чулков<sup>2, 3, 4, §</sup>

1 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

2 Departamento de Fisica de Materiales, Facultad de Ciencias Quimicas, Universidad del País Vasco, San Sebastian/Donostia, 20080, Spain.

3 Donostia International Physics Center (DIPC), San Sebastian/Donostia, 20080, Spain.

4 Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

\*alprot@appl.sci-nnov.ru, §evguenivladimirovich.tchoulkov@ehu.es

Для изучения вклада краевых состояний в отклик в двумерных топологических диэлектриках рассматривалась N-контактная схема. В приближении баллистического транспорта найдено универсальное распределение нелокального сопротивления между контактами. Вычисленные значения отклика совпадают с экспериментально наблюдаемыми значениями. Мы изучали также спектральные свойства поверхностных электронных состояний в вейлевских полуметаллах. Для плотности поверхностных состояний получен точный ответ. Универсальное поведение рассмотренных характеристик является отличительным признаком рассмотренных дираковских материалов, которые могут быть использованы в приложениях.

Топологические диэлектрики и вейлевские полуметаллы характеризуются линейной дисперсией низкоэнергетических возбуждений, существующих на краю двумерных топологических диэлектриков или на поверхности вейлевских полуметаллов. Такие электронные состояния имеют геликоидальную спиновую ориентацию, причем ориентация спина связана с направлением импульса электронов. Электронные состояния в топологических диэлектриках защищены симметрией относительно обращения времени, что ведет к подавлению обратного рассеяния в системах с умеренным структурным беспорядком. Отличительная особенность вейлевского полуметалла состоит в том, что этот трёхмерный материал имеет конический спектр вблизи чётного числа точек в импульсном пространстве, где зоны касаются друг друга.

#### Нелокальный транспорт

Рассмотрим сначала распределение напряжений между терминалами N-контактной схемы, обусловленное краевыми состояниями в двумерном топологическом диэлектрике. В приближении идеального баллистического транспорта Ландауера-Буттикера ток I=I<sub>1k</sub>(1,0,...-1,...0), текущий через терминалы 1 и k, и потенциалы на контактах V=(V<sub>1</sub>,V<sub>2</sub>,...V<sub>N-1</sub>,V<sub>N</sub>) связаны уравнением I=AV. Здесь матрица A=e<sup>2</sup>/h(2 $\delta_{ij}$  -  $\delta_{i,j+1}$  -  $\delta_{i,j-1}$  -  $\delta_{i,1}$   $\delta_{j,N}$  -  $\delta_{i,N}$   $\delta_{j,1}$ ), где е – заряд электрона, h – постоянная Планка,  $\delta_{i,j}$  - символ Кронекера.

Точное решение этого уравнения имеет вид  $V_i=I_{1k}[1-i(1-k+N)/N]$ , если  $1\le i\le k$ , и  $V_i=I_{1k}(1-i/N)(1-k)$ , если  $k\le i\le N$ . Это значит, что нелокальное сопротивление  $R_{1k,ij}=(V_i-V_j)/I_{1k}$  между терминалами, обозначенными индексами і и j, равно

$$R_{1k,ij} = \begin{cases} (j-i)(1-k+N)/N, \\ 1 \le i, j \le k; \\ (j-i)(1-k)/N, \\ k \le i, j \le N; \\ [(j-i)(1-k)/N+(k-i)], \\ 1 \le i \le k, k \le j \le N. \end{cases}$$
(1)

Можно проверить после замен и перестановки индексов (1k) токовых терминалов с индексами (ij) терминалов, с которых снимается напряжение, что в рассмотренной задаче выполняются соотношения симметрии Онзагера–Казимира R<sub>mn,kl</sub>=R<sub>kl,mn</sub>.

Отклонение от рассмотренного выше универсального поведения возникает из-за металлических капель, существующих внутри реальных контактов. Это явление может быть описано в терминах дополнительного терминала. Описание воздействия этого и других источников неидеального поведения, таких как конечные ширины образца и контактов, отражения от внутренних границ раздела, содержится в опубликованных работах.

В заключение отметим, что мы описали универсальное распределение сопротивлений в N- контактной схеме, изучая баллистический транспорт краевых состояний в двумерных топологических диэлектриках.

### Плотность поверхностных состояний

В этом разделе представлены результаты работ, где изучались спектральные свойства поверхностных электронных состояний в вейлевских полуметаллах в случае нарушенной пространственной инверсии и ненарушенной симметрии относительно инверсии времени. В этом случае спектр поверхностных состояний имеет следующий вид:  $E(k_x, k_y)=4t \times Sin(k_xa/4)Sin(k_ya/4)$ . Здесь  $\mathbf{k}=(k_x, k_y) - двумерный волновой вектор, t – амплитуда перескока между ближайшими узлами решетки, а – постоянная решетки. Мы сфокусируемся на вычислении плотности поверхностных состояний N(E), которая определяется следующим образом$ 

$$N(E) = \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \delta[E - E(k_x, k_y)]. \qquad (2)$$

После серии замен переменных интегрирования окончательный результат вычислений можно представить в виде

$$n(\varepsilon) = \int_{0}^{\varphi} \frac{d\alpha}{\sqrt{1 - mSin^{2}\alpha}} \equiv F(\varphi, \mathbf{m}).$$
(3)

Здесь  $n(\varepsilon)=N(E)/N_0$ ,  $N_0=4/(\pi^2 a^2 t)$ ,  $\varepsilon=E/(2t)$ ,  $0<\varepsilon<1$ ;  $\varphi=\arcsin[2(1-\varepsilon)/(2-\varepsilon)]^{1/2}$  и  $m=1-(\varepsilon/2)^2$  - соответственно амплитуда и параметр эллиптического интеграла первого рода. Его асимптотические значения  $n(\varepsilon)=\ln tg(\pi/4 + \varphi/2)$ ,  $n(\varepsilon)=[2(1-\varepsilon)/(2-\varepsilon)]^{1/2}$  соответственно при  $\varepsilon \rightarrow 0$  ( $\varphi \rightarrow \pi/2$ ) и при  $\varepsilon \rightarrow 1$  определяют поведение плотности поверхностных состояний на границе зоны. Плотность поверхностных состояний как функция энергии в интервале  $0.1 < \varepsilon \le 1$  показана на рисунке 1.

Причина того, что в рассматриваемой двумерной проблеме функция  $n(\varepsilon)$  является падающей функцией, связана с существованием седловой точки в центре поверхностной зоны Бриллюэна. Последнее ведет к появлению при  $\varepsilon \rightarrow 0$  сингулярности Ван

Хова. Дальнейшее уменьшение функции  $n(\varepsilon)$  при  $\varepsilon \rightarrow 1$  отражает уменьшение длины арок Ферми. В результате в промежуточной области энергии плотность поверхностных состояний оказывается более похожа на поведение этой функции для системы двух одномерных взаимно перпендикулярных дираковских металлов, чем на поведение её в случае двумерного дираковского металла, когда  $n(\varepsilon)=\varepsilon$ . Это замечание находится в согласии с существующим в литературе наблюдением, которое состоит в том, что систему дираковких поверхностных электронных мод можно рассматривать как композицию ортогональных латтинжеровских одномерных металлических проводников.

Знание функции n(є) и её значения n(є<sub>F</sub>) при энергии Ферми є<sub>F</sub> позволяет найти квантовую ёмкость  $C_Q = e^2 N(\varepsilon_F)$  в двумерной системе в расчёте на единицу площади, а также по формуле Эйнштейна  $\sigma_{dc} = e^2 N(\varepsilon_F) D$  определить вклад в низкочастотную проводимость. Здесь  $D = v_F^2 \tau$  – коэффициент диффузии,  $\tau$  – транспортное время жизни. Очевидно, что мы описали также вклад поверхностной проводимости в полную туннельную проводимость в вейлевских полуметаллах.

В заключение мы выражаем благодарность В.Я. Демиховскому, С.В. Еремееву, Е.Р. Кочаровской и В.Г. Тютереву за полезные обсуждения. Эта работа была частично поддержана грантами № 13-02-12110 (А.П.П., Е.В.Ч.), 14-02-00174 РФФИ (А.П.П.) и грантом № IT-756-13 университета г. Сан Себастьян (Е.В.Ч.).



**Рисунок 1.** Зависимость плотности поверхностных состояний n(ε) от энергии ε.

### Анизотропные свойства гетероструктур (In, Ga, Al)As на подложках (1 0 0) GaAs

#### С. С. Пушкарёв<sup>1, 2\*</sup>, И. С. Васильевский<sup>2</sup>, А. Н. Виниченко<sup>2</sup>, Г. Б. Галиев<sup>1</sup>, Е. А. Климов<sup>1</sup>

1 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный проезд, 7/5, Москва, 117105.

2 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.

\*s\_s\_e\_r\_p@mail.ru

Проанализированы работы, посвящённые анизотропности подвижности электронов (АПЭ) в полупроводниковых гетероструктурах (In, Ga, AI)As. Выявлены две основные ситуации: сравнительно большая положительная АПЭ в сильно дефектных гетероструктурах и сравнительно маленькая отрицательная АПЭ в бездефектных гетероструктурах. В экспериментальной части работы методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращены псевдоморфные и метаморфные наногетероструктуры с квантовыми ямами и исследована АПЭ в них. Обнаружена небольшая отрицательная АПЭ, сильно увеличивающаяся по модулю при охлаждении образцов до 77 К и слабо увеличивающаяся по модулю при увеличении уровня легирования. Принципиальных различий АПЭ между псевдоморфными и метаморфными образцами не выявлено.

#### Введение

Исследователями многократно наблюдалась анизотропность электрофизических параметров гетероструктур, преимущественно анизотропность подвижности электронов (АПЭ). АПЭ мы будем характеризовать следующим параметром анизотропности:  $\xi_{\mu} = 2 \cdot (\mu_{[0\ 1\ 1]} - \mu_{[0\ 1-1]})/(\mu_{[0\ 1\ 1]} + \mu_{[0\ 1-1]})$ . В этом случае, если величина  $\mu$  принимает большее значение вдоль направления [0 1 1] по сравнению с [0 1 –1], параметр анизотропности положителен, а если наоборот — отрицателен.

#### Обзор литературы

Результаты, полученные различными исследователями для гетероструктур на сингулярных подложках GaAs (100), отображены на рисунке 1. Всего проанализировано 12 статей. Объекты исследования выращивались методами молекулярно-лучевой либо металл-органической газофазной эпитаксии. Из рисунка 1 видно, что положительный параметр АПЭ  $\xi_{\mu}$  в основном относится к гетероструктурам с низкой средней подвижностью электронов <µ<sub>e</sub>> менее 7000 см<sup>2</sup>/( $B \cdot c$ ). Это могут быть гетероструктуры с квантовой ямой (КЯ), обладающие большой концентрацией примесей и дефектов из-за неоптимальных условий выращивания либо гетероструктуры с толстым проводящим слоем (3D слоем), рассогласованным с подложкой и насыщенным дислокациями. Отрицательная АПЭ присуща гетероструктурам с КЯ с высокой средней подвижностью электронов. Смена знака АПЭ в однотипных НЕМТ-гетероструктурах наблюдалась в работе [1]. Это происходило при увеличении толщины КЯ

Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As/In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs свыше критического значения (17.5 нм), при котором начинается образование дислокаций (рис. 2). С помощью катодолюминесценции показано, что дислокации несоответствия образуются преимущественно вдоль направления [0 1 1]. В гетероструктуре без легирующего δ-Si слоя дислокации несоответствия образуются равномерно вдоль обоих направлений <0 1 1>. Авторы затрудняются назвать причину анизотропности подвижности электронов до превышения критической толщины слоя In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As.



Рисунок 1. Диаграмма «Подвижность носителей заряда – параметр анизотропности подвижности носителей заряда», построенная по литературным данным.

Модуль  $\xi_{\mu}$  обычно увеличивается при охлаждении образца; при увеличении концентрации электронов; при увеличении рассогласования токопроводящего слоя с подложкой (в частности, при увеличении мольной доли индия *x* в слое  $In_xGa_{1-x}As$  на подлож-

ке GaAs); при увеличении толщины рассогласованного слоя [1].

В литературе предлагаются следующие объяснения эффекта АПЭ. АПЭ в гетероструктурах, согласованных с подложкой, обусловлена сплавным рассеянием и уменьшается при увеличении температуры эпитаксиального выращивания КЯ. АПЭ в гетероструктурах, рассогласованных с подложкой, обусловлена волнистостью поверхности из-за упругой релаксации и увеличивается при увеличении толщины КЯ [2, 3]. Также причиной АПЭ могут являться обогащённые индием области, вытянутые в определённом направлении и образовавшиеся в результате спинодальной декомпозиции твёрдого раствора КЯ [4].



Рисунок 2. Подвижность электронов вдоль направлений <0 1 1> в гетероструктурах с КЯ GaAs/In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As различной толщины при разных температурах из работы [1].

#### Эксперимент

В ИСВЧПЭ РАН и ИФЯЭ НИЯУ МИФИ методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs с кристаллографической ориентацией (100) были выращены псевдоморфные и метаморфные HEMT-гетероструктуры на подложках GaAs (high electron mobility transistor). К псевдоморфным НЕМТ-наногетероструктурам с КЯ Al<sub>0.27</sub>Ga<sub>0.73</sub>As/In<sub>0.20</sub>Ga<sub>0.80</sub>As/GaAs толщиной 11 нм относятся образцы 202-0, 203-0 и 206-0. К метаморфным НЕМТ-наногетероструктурам с КЯ In<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As/In<sub>0.7</sub>Ga<sub>0.3</sub>As/In<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As толщиной 16 нм относятся образцы 888 и 889. С помощью фотолитографии на них были вытравлены меза-структуры в виде взаимно перпендикулярных мостиков Холла, расположенных вдоль кристаллографических направлений [0 1 1] и [0 1 –1].

Данные измерений электрофизических параметров приведены в таблице 1 и на рисунке 1 (чёрные/белые звёздочки). Из таблицы видны следующие закономерности: 1) для всех образцов существует небольшая отрицательная АПЭ, т. е.  $\mu_{[0\ 1-1]} > \mu_{[0\ 1\ 1]}$ ; 2) при охлаждении измеряемого образца от 300 до 77 К модуль  $\xi_{\mu}$  значительно увеличивается (от 0.02–0.04 до 0.12–0.18); 3) при повышении уровня легирования модуль  $\xi_{\mu}$  также увеличивается, но слабее (в 1.5–2 раза). Можно сделать вывод, что упруго напряжённое состояние КЯ не оказывает сильного влияния на АПЭ.

N≌	300 K					77 K				
	µ <sub>e</sub> , см²/(В·с)		<i>n</i> ѕ, 10¹² см−²		c	µ <sub>е</sub> , см²/(В·с)		<i>n</i> ѕ, 10 <sup>12</sup> см−²		c
	[0 1 1]	[0 1 –1]	[0 1 1]	[0 1 –1]	<b>S</b> μ	[0 1 1]	[0 1 –1]	[0 1 1]	[0 1 –1]	Sμ
202-0	7190	7350	1,64	1,66	-0.022	27100	30400	1,605	1,639	-0.115
203-0	7390	7660	1,837	1,854	-0.036	27000	32120	1,792	1,820	-0.173
206-0	7270	7580	1,997	2,000	-0.042	27110	32460	1,912	1,912	-0.180
888	13130	13690	1,586	1,621	-0.042	47540	55450	1.779	1.721	-0.154
889	13230	13790	1,627	1,618	-0.041	47520	53420	1.804	1.779	-0.118

Таблица 1. Электрофизические параметры исследуемых в данной работе наногетероструктур

- T. Schweizer, K. Köhler, W. Rothemund, P. Ganser // Appl. Phys. Lett., 59, 2736 (1991).
- A. Cornet, J. R. Morante, M. Beck, M. A. Py // J. Appl. Phys., 83, 7537 (1998).
- F. Peiró, J. C. Ferrer, A. Cornet, J. R. Morante, M. Beck, M. A. Py // J. Vac. Sci. Technol. B, 15, 1715 (1997).
- D. Ercolani, G. Biasiol, E. Cancellieri, M. Rosini et. al. // Physical Review B., 77, 235307 (2008).

### Характеризация *HEMT*-наногетероструктур InAIAs/InGaAs/InAIAs на подложках InP с нановставками InAs в квантовой яме

Г. Б. Галиев<sup>1</sup>, С. С. Пушкарёв<sup>1</sup>, П. А. Просеков<sup>2</sup>, Р. М. Имамов<sup>1, 2</sup>, А. Е. Благов<sup>2</sup>, Е. А. Климов<sup>1</sup>, А. Н. Клочков<sup>1</sup>, Д. В. Лаврухин<sup>1</sup>

1 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный проезд, 7/5, Москва, 117105.

2 Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова, Ленинский проспект, 59, Москва, 119333. \*s s e r p@mail.ru

Исследованы особенности фотолюминесценции и электрофизические свойства легированных наногетероструктур с составной квантовой ямой In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As/In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As, содержащей тонкую вставку InAs толщиной от 1.7 до 3.0 нм в центре. Установлено, что положение максимумов на спектрах фотолюминесценции в области энергий фотонов 0.6–0.8 эВ отслеживает изменение толщины вставки InAs. Моделирование зонной структуры показало, что наблюдаемое изменение энергии оптических переходов связано с понижением энергии электронных и дырочных состояний в квантовой яме при увеличении толщины вставки. С точки зрения величины подвижности электронов оценены оптимальные условия формирования вставок InAs. Структурные особенности образцов исследованы с помощью рентгеновской дифрактометрии и рефлектометрии.

Проведено комплексное исследование серии транзисторных (high electron mobility transistor, HEMT) наногетероструктур (далее — образцов), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках InP, с квантовой ямой (КЯ) In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As/In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As суммарной толщиной 16 нм и с центральной наноразмерной вставкой InAs. Толщина вставки InAs в серии образцов изменялась от 1.7 до 3 нм (см. таблицу 1), и это оказывало влияние на особенности кристаллической структуры, электрофизические и фотолюминесцентные свойства образцов.

**Таблица 1.** Особенности дизайна и электрофизические параметры выращенных образцов.

Nº		T <sub>g</sub> , ℃	µе, СМ	²/(B·c)	<i>n</i> s,10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup>		
	LinAs, HM		300 K	77 K	300 K	77 K	
9Т	3	470	4970	6770	3.55	3.51	
10T	2.1	470	7800	14080	3.80	3.81	
11T	2.1	500	8430	17400	3.69	3.72	
12T	1.7	500	7770	14400	3.68	3.71	

С помощью измерения эффекта Холла определены подвижность электронов и их двумерная концентрация в КЯ. С точки зрения величины подвижности электронов оценены оптимальные условия формирования вставок InAs: толщина вставки (2.1 нм) и температура роста  $T_g$  составной КЯ (500°С).

Наблюдаемые пики на спектрах фотолюминесценции (ФЛ) в диапазоне энергий фотонов 0.6–0.8 эВ соответствуют рекомбинации электронов и фотогенерированных дырок, захваченных в КЯ. В сторону меньших энергий от пиков ФЛ наблюдается плечо. Такая несимметричность формы спектров ФЛ обычно связана с заполнением электронами в КЯ двух подзон размерного квантования.

Установлено, что энергетические положения пиков на спектрах фотолюминесценции от двумерного электронного газа в КЯ чётко коррелируют с толщиной вставки InAs: сдвигаются в сторону меньших энергий при увеличении толщины вставки InAs.

С целью качественного анализа спектров ФЛ был выполнен расчёт электронной структуры исследованных составных КЯ путём численного решения самосогласованной системы уравнений Шредингера и Пуассона в приближении эффективной массы. Согласно расчётам, в КЯ заполнены две электронные подзоны размерного квантования. Концентрация электронов в КЯ при одинаковой дозе легирования практически не зависит от толщины вставки в диапазоне  $L_{\text{InAs}}$  от 0 до 4 нм и составляет  $3.6 \cdot 10^{12}$ см<sup>-2</sup>. Рассчитанная энергия ФЛ с ростом толщины вставки уменьшается в основном за счет уменьшения энергии размерного квантования тяжелых дырок в слое InAs; теоретические предсказания удовлетворительно соотносятся с экспериментальными данными (вставка на рисунке 1).



Рисунок 1. Спектры фотолюминесценции при T = 87 К. На вставке - рассчитанная зависимость энергии оптических переходов e1-hh1 и e2-hh1 в составной КЯ от толщины вставки InAs, точками отмечены экспериментальные максимумы пиков на спектрах ФЛ.

Состав и толщины отдельных слоёв наногетероструктур оценены рентгеновскими методами: методом рентгеновской дифрактометрии и рентгеновской рефлектометрии, причём получено хорошее согласие с технологическими значениями. Эксперименты проводились на рентгеновском дифрактометре SmartLab Rigaku с вращающимся анодом (излучение CuKα1) мощностью 9 кВт. Определена величина разориентации между направлением [001] в подложке и нормалью к верхней поверхности исследуемого образца (0.047°), а также величина разориентации между направлениями [001] в подложке InP и [001] в буфере InAlAs (0.058°) (величины значений разориентации примерно одинаковы для всех образцов). На кривых дифракционного отражения наблюдаются толщинные осцилляции с периодами 0.030° (что соответствует толщине слоя 346 нм), и 0.330° (31 нм), и 1.02° (~ 0.1 нм). Следует отметить, что чем толще напряжённая вставка InAs в KЯ, тем менее отчётливо проявляются осцилляции. Это можно объяснить увеличивающейся дефектностью образцов и возрастающей волнистостью гетерограниц. На увеличение размытости гетерограниц в ряду образцов 12T  $\rightarrow$  10T  $\rightarrow$  9T указывают данные рефлектометрии.

Также методом рентгеновской рефлектометрии определены профили электронной плотности по глубине образцов. На рисунке 2 отчётливо видно повышение электронной плотности в области КЯ и в особенности – в области центральной вставки InAs. Это объясняется бо́льшим зарядовым числом атома In и, соответственно, бо́льшим количеством электронов у него. Подобные профили электронной плотности наблюдаются для всех исследуемых образцов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение о предоставлении субсидии № 14.604.21.0003 от 17 июня 2014 г., уникальный идентификатор проекта RFMEFI60414X0003).



Рисунок 2. Угловая зависимость зеркальной компоненты рентгеновского отражения от образца № 9Т со вставкой InAs 3 нм и соответствующий ей профиль электронной плотности по глубине образца.

### Морфологическая устойчивость поверхности эпитаксиальной пленки, растущей из многокомпонентного пара при химической реакции. Модель образования V-дефектов на поверхности GaN

С.А. Кукушкин<sup>1,2</sup>, А.В. Осипов<sup>1,2</sup>, А.В. Редьков<sup>1,2,\*</sup>

1 Институт проблем машиноведения РАН, Большой пр. В.О., 61, Санкт-Петербург, 199178. 2 Санкт-Петербургский академический университет РАН, ул. Хлопина, 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021. \*avredkov@gmail.com

В работе впервые исследована в общем виде эволюция плоской упруго-напряженной поверхности кристалла при ее росте из многокомпонентной среды. Обнаружено возникновение морфологической неустойчивости плоского фронта роста в области, находящейся вблизи расположения дислокаций. Найдены условия роста, при которых многокомпонентная пленка сохраняет форму, и проанализированы различные кинетические механизмы, влияющие на ее устойчивость.

#### Введение

На поверхности эпитаксиальных GaN слоев в процессе их роста часто образуются так называемые V-дефекты. Такие дефекты представляют собой расположенные на поверхности пленки GaN и, как правило, имеющие кристаллическую огранку ямки травления. Дефекты данного рода оказывают негативное влияние на качество гетероструктур на основе GaN. Понимание процессов, приводящих к их формированию, может помочь подобрать параметры роста, при которых концентрация дефектов минимальна, и, следовательно, улучшить качество получаемых полупроводниковых приборов. В настоящий момент времени отсутствует количественная теория зарождения и роста V-дефектов. В данной работе предполагается, что одной из возможных причин зарождения V-дефектов является нарушение соотношения между концентрациями Ш/V компонент в местах возникновения дефектов подложки (например, дислокаций). В результате нарушения соотношения между концентрациями Ш/V компонент возникает неустойчивость фронта роста пленки GaN [1, 2]. Эта неустойчивость может развиваться во времени и приводить к образованию V-дефектов.

#### Модель и результаты

Рассмотрим плоский фронт кристалла фазы S, находящегося в реакторе и растущего из много-

компонентной среды. Реагенты поступают на подложку постоянным потоком  $J_i$  (см. рис. 1), и происходит их недиссоциативная адсорбция. Они диффундируют по поверхности и вступают в химическую реакцию (ф1), образуя вещество S, которое сразу встраивается в поверхность с увеличением высоты в данной точке:

$$\nu_1 A_1 + \nu_2 A_2 + \dots + \nu_N A_N \underset{n}{\leftrightarrow} S^{(g)} + \nu_{N+1} B_1 + \dots \underset{(\varphi 1)}{(\varphi 1)}$$

Возможна и термическая десорбция как исходных реагентов, так и продуктов реакции. Представим также, что под поверхностью расположены дислокации, поры, либо подложка с параметром решетки, отличающимся от растущей поверхности, или иные дефекты, которые создают поле напряжений σ, влияющее на время жизни прекурсоров на поверхности.

Итак, система уравнений, описывающих процесс, выглядит так:

$$0 = D_i \partial^2 C_i / \partial x^2 + J_i - K_p v_i \prod^N C_k^{\nu_k} + K_0 v_i \prod^M_{k=N+1} C_k^{-\nu_k} - C_i / \tau_i . \qquad (\phi2)$$

Здесь **С**<sub>i</sub> - концентрации адатомов/молекул вещества і на поверхности, меняющиеся вследствие падающих потоков, диффузии по поверхности, химической реакции и десорбции. **D**<sub>i</sub> – коэффициент диффузии вещества і по поверхности,  $K_p$  – скорость прямой химической реакции образования фазы S,  $K_o$  – скорость обратной химической реакции,  $\tau_i$  – время жизни компоненты.

Теперь внесем небольшое синусоидальное возмущение поверхности Z амплитудой γ вида (ф3):

$$Z = z + \gamma \sin(\omega x). \qquad (\phi3)$$

Рисунок 1. Возмущенная поверхность, растущая в результате реакции вида A+B↔S. В общем случае химическая реакция во впадинах и на вершинах может идти с разной скоростью.

Из-за изменения геометрии поверхности изменятся локальные напряжения и, соответственно, времена жизни адатомов на поверхности, равновесные концентрации и скорость роста поверхности:

$$C_{k}|_{z+v\sin(\omega x)} = C_{k}^{0}(1 + \delta_{k}\sin(\omega x)). \qquad (\varphi 4)$$

Если теперь изменившиеся концентрации (ф4) и времена жизни подставить в систему уравнений (ф2), выразить неизвестные  $\delta_k$  через исходное возмущение поверхности  $\gamma$ , нетрудно увидеть, что скорость роста возмущения будет определяться формулой:

$$\frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}t} \sim \frac{\kappa}{\kappa^{eq}} - \Gamma_{\mathrm{D}} \omega^{2} \varepsilon_{\mathrm{p}}^{\,\mathrm{os}} + \frac{\varepsilon_{\mathrm{p}}^{\,\mathrm{os}}}{\varepsilon_{\mathrm{n}}^{\,\mathrm{os}}}, \qquad (\varphi 5)$$

где  $K/K^{eq} - 1 = -A/kT$  – сродство химической реакции, величина  $\Gamma_D$  связана с поверхностным натяжением, стабилизирующим поверхность [2], а осредненные коэффициенты  $\varepsilon_D^{OS}$  и  $\varepsilon_0^{OS}$  определяются как:

$$\begin{split} & \epsilon_p \overset{\text{os}}{\sim} \left( \sum_{k=1}^N \frac{\nu_k}{(\tau^0_i D_i \omega^2 + 1)} \right)^{-1} \\ & \epsilon_0 \overset{\text{os}}{\sim} \left( \sum_{k=N+1}^M \frac{\nu_k}{(\tau^0_k D_k \omega^2 + 1)} \right)^{-1} \end{split}$$

Видно, что если правая часть ( $\phi$ 5) больше нуля, возмущение нарастает со временем. Для возмущения на каждой частоте существует критическое сродство реакции, при котором поверхность становится неустойчивой. На рис. 2 показан пример качественной зависимости критического сродства от частоты для одной из реакций. При этом коэффициент пропорциональности в ( $\phi$ 5) зависит от коэффициентов диффузии, соотношения III/V и частоты возмущения. При некоторых соотношениях III/V он может быть достаточно велик, и возмущение будет расти быстро.



Рисунок 2. Зависимость критической величины пересыщения от частоты возмущения. Заштрихованная область соответствует устойчивому росту.

Таким образом, критерий (ф5) позволяет определить режимы роста, при которых плоская поверхность растущего кристалла устойчива к малым искажениям формы. Так, при соответствующих критерию (ф5) условиях роста GaN методом HVPE, включающем химическую реакцию, развитие дефектов по данному механизму происходить не будет и пленка GaN будет расти более качественной.

- W.W. Mullins, R.F. Sekerka // J. Appl. Phys. 34, 323 (1963).
- С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, А.В. Редьков // Физика твердого тела 56, 2440 (2014).

### Влияние нерезкости гетерограниц на энергетический спектр электронов в полупроводниковых сверхрешетках

#### Ю. Ю. Романова<sup>1,\*</sup>, Н. В. Байдусь<sup>2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

\* jul@ipmras.ru

В рамках четырехзонной модели Кейна исследовано влияние нерезкости гетерограниц на закон дисперсии и эффективные массы минизонных полупроводниковых сверхрешеток. Показано, что асимметричное уширение барьеров незначительно влияет на размеры минизон, но существенно изменяет волновые функции частиц и вероятность межминизонных переходов. Проведено сравнение с оптическими измерениями. Выполненные исследования позволяют увеличить точность диагностики выращенных гетероструктур.

#### Введение

В настоящее время актуальна проблема создания быстродействующих источников излучения на основе полупроводниковых гетероструктур и сверхрешеток. Их энергетический спектр, законы дисперсии минизон, высокочастотные свойства оказываются чувствительны к размерам слоёв, распределению состава и примесей [1]. Однако потенциальный рельеф таких структур оказывается далек от обычно используемой модели Кронига-Пенни. В литературе обычно рассматривается влияние невертикальности гетерограниц на энергетический спектр гегероструктур (ГС) с отдельными квантовыми ямами [2,3] и/или в рамках приближения эффективных масс. Однако для полупроводников с узкими запрещенными зонами (GaAs, InAs и др.) это не справедливо, т.к. характерная для них непараболичность зоны проводимости существенным образом влияет на спектр [4] и вероятности межподзонных переходов [5]. В настоящей работе мы применили четырехзонную модель Кейна к исследованию энергетического спектра носителей в сверхрешетке (СР) с произвольной формой барьеров (ям). Исследовано влияние симметричного и несимметричного размытия гетерограниц на размеры и расположения минизон, интенсивность межминизонного взаимодействия.

#### Модель

Для моделирования электронных состояний в сверхрешетке (СР) в рамках четырехзонной модели Кейна следуем работе [6]. Для учета зависимости

края зоны проводимости  $E_C$  от координаты z заменим  $k_z$  (квазиволновой вектор вдоль оси CP) на оператор  $-i\partial/\partial z$ . В общем случае решением будет четырехкомпонентный вектор-столбец  $\Psi(k_z, z)$ . Если ограничиться малыми значениями поперечного волнового вектора и пренебречь квадратичными по k компонентами гамильтониана в валентных подзонах, удается свести задачу к решению системы двух дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial u_1}{\partial z} = \frac{u_2(H_{22} - \varepsilon - eFz)}{P(z)},$$
(1)  
 
$$\frac{\partial u_2}{\partial z} = -\frac{u_1(E_c(z) - \varepsilon - eFz)}{P(z)},$$
(2)

$$H_{22} = \frac{\left[E_{v}(E_{v} - E - eFz) - \Delta(E_{v} - (E + eFz)/3)\right]}{\left[E_{v} - E - eFz - 2/3\Delta\right]}$$

с периодическими граничными условиями. Здесь сделана замена  $u=\sqrt{P}\cdot\psi$ , т.к. функция *и* остаётся непрерывной на гетерограницах.  $E_v$  – энергия потолка валентной зоны, F – напряженность электрического поля,  $\Delta$  – величина спин-орбитального расщепления,  $\varepsilon$  – энергия электрона.

Для описания закона дисперсии тяжелых дырок будем продолжать пользоваться методом эффективных масс. С условиями на гетерограницах [7]:  $\psi$ =const,  $m^{-1}\partial\psi/\partial z$ =const

$$-\frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{m(z)}\frac{\partial\psi(z)}{\partial z}\right) + E_{\nu}(z)\psi(z) = \varepsilon\psi(z).$$
(3)

#### Результаты и обсуждение

Для определенности, исследование влияния размытия гетерограниц на энергетические характеристики СР проведём на примере GaAs-AlAs CP с глубокими квантовыми ямами (размеры слоёв a=40 Å (GaAs), b=20 Å (AlAs)) и кусочнолинейным изменением содержания Al в градиентной области (рис. 1*a*). Рассчитанные по (1), (2) зависимости энергий дна и потолка для двух нижних электронных минизон CP приведены на рисунке 1. Асимметричное уширение барьеров в отличие от симметричного незначительно влияет на размеры минизон, но существенно для волновых функций и эффективной массы электронов в минизонах (в 1.5 раза при  $db_{\Sigma}=20$  Å). Это важно как для межминизонного (рис. 1*г*), так и для межподзонного взаимодействия.



**Рисунок 1.** Распределение AI по периоду GaAs/AIAs CP (а), потенциальный рельеф барьера для электронов (*б*) и зависимость размеров и расположения энергетических минизон Г-долины зоны проводимости (*в*) от нерезкости гетерограниц и (*е*) – матричный элемент взаимодействия минизон  $x_{12}=\int u_1^* (\partial u_2 / \partial k) dz$ . Сплошные линии – симметричное уширение барьера  $(db_R+db_L)$ , штриховые линии – несимметричное  $(db_R=5 \text{ Å}), db_2=db_R+db_L$ 

Для сравнения с экспериментом были рассчитаны энергии и вероятности электрон-дырочных переходов для выращенной методом MOC-гидридной эпитаксии GaAs(65 Å) – Al<sub>0.45</sub>Ga<sub>0.55</sub>As (43 Å) CP [8]. На рисунке 2 приведен её измеренный при 77 К спектр фотолюминесценции (ФЛ). В таблице 1 приведены значения энергий переходов между подзонами электронов и тяжелых (hh) и лёгких (lh) дырок, измеренные экспериментально и рассчитанные с помощью уравнений (1)–(3) для различных форм барьера. Дополнительный пик ФЛ при 1.68 eV может быть связан с 12hh переходом, который становится возможным из-за нарушения симметрии и смещения «центра тяжести» волновых функций.



Рисунок 2. Спектральные зависимости фотолюминесценции, измеренные при 77 К

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН, РФФИ (грант 13-02-00734).

Таблица 1. Энергии межминизонных переходов.

Переход	Теория	ФЛ	<b>Теория</b> b∟=b <sub>R</sub> =10Å	b <sub>L</sub> =b <sub>R</sub> =20Å	b∟=25Å b <sub>R</sub> =5Å
11hh, eV	1.58655	1.59	1.57	1.56	1.58
11Lh, eV	1.61342	1.68		1.62	1.62
12hh, eV		1.68			1.66
12hh, eV	1.8	1.68	1.9	1.97	1.95

- Ю.Ю. Романова, Е.П. Додин, Ю.Н. Ноздрин и др. // ФТП, Т. 49, 122 (2015).
- P.N. Brounkov, T. Benyattou, G. Guillot // J. Appl. Phys., V. 80, 564–871 (1996).
- С.В. Хазанова, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков и др. // ФТП, Т. 46, 1510 (2012).
- K.H. Yoo, L.R. Ram-Mohan, D.F. Nelson // Physical Review B, V. 39, 12808 (1989).
- Н.В. Павлов, Г.Г. Зегря // Письма в ЖТФ, Т. 40, 1 (2014).
- В.Я. Демиховский, Г.А. Вугальтер. Физика квантовых низкоразмерных структур. М.: Логос, 2000.
- G. Bastard. Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures. New York, 1988.
- Н.В. Байдусь, А.А. Бирюков, Е.П. Додин и др. // ФТП, Т. 46, 1593 (2012).

### Анализ роли отрицательных эффективных масс в формировании проводимости полупроводниковых сверхрешеток

#### Ю. Ю. Романова<sup>1,\*</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\* jul@ipmras.ru

В настоящей работе исследуется влияние закона дисперсии электрона и, в частности, относительной доли области отрицательных эффективных масс, на дифференциальные и абсолютную отрицательные проводимости полупроводниковой сверхрешетки. Рассмотрены особенности реализации негармонического закона дисперсии на примере конкретных СР с различным профилем легирования.

#### Введение

Наличие в минизоне полупроводниковой сверхрешетки (СР) областей отрицательных эффективных масс (ОЭМ) существенно для формирования отрицательной проводимости только в СР с гармоническим законом дисперсии. Ранее нами было показано [1-2], что для получения высокочастотной генерации в отсутствие низкочастотной доменной неустойчивости наиболее перспективны СР с *квазипараболическим* законом дисперсии, в которых эффективная масса электрона уменьшается к границам минизоны, оставаясь положительной в большей её части. Разделение областей высоко- и низкочастотной неустойчивости в таких СР связано с ангармонизмом блоховских колебаний, экспериментально наблюдавшимся в [3].

#### Постановка задачи

Квазипараболический закон дисперсии в СР может быть достигнут разными способами. Например, в СР со сложной элементарной ячейкой [4, 5] или в СР с б-легированными ямами (рис. 1). Известно [6], что максимального влияния на закон дисперсии можно достичь, помещая б-слой в максимум волновой функции соответствующей минизоны. В настоящей работе мы рассмотрим оба варианта. Изменением степени б-легирования и размеров слоёв можно добиться существенного уменьшения области ОЭМ (рис. 1в,г).

Представим СР как совокупность парциальных минизон шириной  $\Delta_n$  с гармоническим законом дисперсии:  $\varepsilon_3(k_3) = 0.5 \sum \Delta_v [1 - \cos(vk_3d)]$ . Здесь d – период СР,  $k_3$  – волновой вектор вдоль оси СР.



Рисунок 1. (а) - Потенциальный рельеф и нормированный закон дисперсии в СР с δ-легированной ямой. Стрелкой указано смещение границы области отрицательных эффективных масс. (б) - Влияние положения точки перегиба на начало области статической ОДП: 1 - квазисинусоидальный, 2 сверхпараболический законы дисперсии; Влияние высоты барьера в СР с δ-легированной ямой (в) и ширины второй ямы в СР со сложной элементарной ячейкой (г) на положение границы области ОЕМ

Блоховские колебания электронов в гармоническом поле вида  $E(t)=E_c+E_l\cos(\omega t-\delta)$  тоже будут содержать ряд гармоник:

 $V(k_0, t_0, t) =$ 

$$= V_{m} \left[ C_{S}(k_{0},t_{0}) \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \cos[\nu(n_{1}\delta_{1}-n_{2}\delta_{2})] J_{-n_{1}\nu}(g_{1}) J_{n_{2}\nu}(g_{2}) + C_{A}(k_{0},t_{0}) \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \sin[\nu(n_{1}\delta_{1}-n_{2}\delta_{2})] J_{-n_{1}\nu}(g_{1}) J_{n_{2}\nu}(g_{2}) \right],$$

).

где V – скорость электрона,  $k_0$  – начальное значение его квазиимпульса,  $J_s$  – функция Бесселя *s*-го порядка. Из решения кинетического уравнения Больцмана в  $\tau$  - приближении [7] получим выражения для статического тока и тока на частоте  $\omega_1$ 

$$j_C = \sum_{\nu=1}^N \sigma_c^{(\nu)} E_C, \ j_{\omega}(t) = \operatorname{Re} \sum_{\nu=1}^N \sigma^{(\nu)}(\omega) E_1 e^{-i(\omega_1 t - \delta_1)}$$

которые полностью определяются несинхронными нелинейными парциальными проводимостями:

$$\operatorname{Re} \sigma^{(\nu)}(\omega_{\alpha}) = \sigma_{0\nu} / (\nu \Omega_{\alpha})^{2} \cdot \cdot \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} J_{\mu}^{2}(\nu g_{1}) 2 \mu \omega (\nu \Omega_{C} + \mu \omega) / (1 + (\nu \Omega_{C} + \mu \omega)^{2} \tau^{2})^{2}$$

#### Результаты и обсуждение

1. Квазипараболический закон дисперсии со значительной долей положительной эффективной массы в минизоне может быть реализован, например, как в СР со сложной элементарной ячейкой (пары с близкими, но не равными по толщине барьерами и ямами), так и в СР с простой элементарной ячейкой (рис. 1).

2. Наличие областей ОЭМ не является необходимым для существования отрицательной высокочастотной проводимости. В частности, при определенных условиях (рис. 2) даже в СР с параболическим законом дисперсии формируется самоиндуцированная прозрачность – т.е. одновременное исчезновение всех гармоник тока в СР при воздействии на неё переменного электрического поля. При этом электроны совершают колебания с максимальной амплитудой:

$$\overline{V(k_0)} = V_c \sum (-1)^{\nu} \nu^{-1} \sin(\nu k_0 d) J_0(\nu g) \neq 0$$

3. Уменьшение доли области ОЕМ в законе дисперсии ведет к сдвигу области статических ОДП к большим напряжениям (рис. 1б), а динамической – к меньшим (рис. 3), т.е. эти области можно разнести по статическому электрическому полю.

4. В сверхрешетках с двумя и более минизонами появляются дополнительные области положительной статической проводимости, на которых также может наблюдаться динамическая ОДП.

5. Изменяется характер энергообмена между статическим и гармоническим полями. В частности, с уменьшением области ОЭМ в минизоне увеличиваются области абсолютной отрицательной проводимости (АОП), т.е. области полей, в которых СР неустойчива к генерации статических, целочисленно квантованных полей.



Рисунок 2. Зависимость амплитуд гармоник тока, генерируемых в модельной СР с параболическим законом дисперсии гармоническим полем.



**Рисунок 3**. Дифференциальная проводимость СР с квазипараболическим законом дисперсии в максимуме статического тока (а) и при  $\Omega_0/\Delta_{21}=2$  (b). (*a*) – слабое и (*б*) – сильное рассеяние на оптических фононах  $k_id$ : (1) – 0.3  $\pi$ ; (2) – 0.5  $\pi$ ; (3) – 0.8  $\pi$ ; (4) –  $\pi$ .

Всё это делает СР с негармоническим законом дисперсии перспективным объектом для получения генерации в терагерцевом диапазоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН, РФФИ (грант 13-02-00734).

- Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова // ФТТ, Т. 46, 162 (2004).
- Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова // ФТП, Т. 39, 162 (2005).
- К.Л. Литвиненко, Л. Кехлер, К. Лео и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 67, 820 (1998).
- J.Yu. Romanova, E.V. Demidov, L.G. Mourokh, Yu.A. Romanov. // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 305801 (2011).
- 5. Б.Н. Захарьев, В.М. Чабанов. Послушная квантовая механика. М., 2002.
- Yu.A. Romanov, J.Yu. Romanova, L.G. Mourokh. // Phys. Rev. B, V. 79, 245320 (2009).

### Фотолюминесценция глубоких центров в широкозонных твердых растворах HgCdTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в среднем ИК-диапазоне

В.В. Румянцев<sup>1,2</sup>\*, С.В. Морозов<sup>1,2</sup>, А.В. Антонов<sup>1,2</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>1,2</sup>, А.М. Кадыков<sup>1</sup>, С.М. Сергеев<sup>1</sup>, Д.И. Курицын<sup>1</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, 607680, Н. Новгород.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 603950, Н. Новгород.

3 Инстиут физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск.

\*rumyantsev@ipmras.ru

В ходе изучения спектров фотолюминесценции (ΦЛ) структур с квантовыми ямами Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/Cd<sub>y</sub>Hg<sub>1-y</sub>Te при импульсном оптическом возбуждении помимо межзонных переходов в квантовой яме была обнаружена полоса излучения в окрестности 3 мкм с долговременной кинетикой ~ 7 мкс. Интенсивность данной полосы нарастает во времени вплоть до спада межзонной ΦЛ в барьерах, что указывает на ее связь с глубокими центрами, которые эффективно захватывают свободные носители из барьеров. Яркой особенностью полосы является возникновение на её фоне при T = 18 К узкой линии излучения (< 20 см<sup>-1</sup>), исчезающей при повышении температуры до нескольких десятков градусов К.

#### Введение

Твердые растворы HgCdTe активно исследуются уже свыше сорока лет, т.к. этот материал широко применяется для создания приемников и приемных матриц среднего инфракрасного (ИК) диапазона. Благодаря прогрессу, достигнутому в последние годы в технологии роста методом молекулярнолучевой эпитаксии (МЛЭ), качество материалов на основе HgCdTe значительно возросло. Так, в объемных слоях Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с x ~ 0.2, выращенных методом МЛЭ, обнаружена межзонная фотолюминесценция (ФЛ) вплоть до длин волн ~ 26 мкм [1], что создает предпосылки для разработки на основе таких структур лазеров на диапазон 15 – 30 мкм, недоступный для приборов на основе A3B5 материалов в силу сильного решеточного поглощения.

Очевидно, что для создания длинноволновых лазеров следует использовать структуры с несколькими квантовыми ямами (КЯ), расположенными в волноведущем слое из широкозонного  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . Однако в ходе изучения спектров ФЛ гетероструктур  $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$  с КЯ с типичным составом твердого раствора в барьерах у ~ 0.7 помимо излучательных переходов в КЯ были обнаружены интенсивные полосы излучения в окрестности 3 мкм, изучению которых посвящена данная работа.

#### Методика эксперимента

Спектры ФЛ были получены с помощью фурьеспектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Образец располагался в криостате замкнутого цикла с возможностью регулировки температуры от 18 К до 150 К. В качестве источника возбуждающего излучения использовался Nd:YAG лазер ( $\lambda = 1064$  нм, длительность импульса 10 нс, частота повторения 10 Гц) и регенеративный усилитель «Spitfire» ( $\lambda = 800$ нм, длительность импульса ~ 1 пс, частота повторения 5 кГц). Временное разрешение методики определялось полосой усилителя и составляло ~ 1 мкс.

Исследуемые гетероструктуры (№100707-1 и №110621) были выращены в ИФП СО РАН методом МЛЭ на подложках GaAs(013) с *in situ* эллипсометрическим контролем толщины и состава слоев. Структуры имеют близкие значения ширины запрещенной зоны, однако существенно различаются по дизайну: состав твердого раствора в барьерах для обеих структур одинаков и составляет ~ 0.7, но структура №110621 содержит узкую (4.8 нм) яму из чистого HgTe, а структура №100707-1 – относительно широкую яму (30 нм) из твердого раствора Hg<sub>0.814</sub>Cd<sub>0.186</sub>Te.

#### Результаты и обсуждение

Спектры ФЛ для обеих структур сходны и содержат три полосы (рис. 1). Полоса 1 соответствует межзонным переходам в КЯ, полоса 3 – в барьерах (коротковолновый край полосы 3 определяется поглощением фильтра из Ge, используемого для отсечения возбуждающего излучения). Общность полосы 2 для двух структур с разными КЯ указывает на то, что она обусловлена излучательными переходами с участием глубоких центров в барьерах. На рис. 2 видно, что сигнал ФЛ для полосы 2 нарастает до тех пор, пока наблюдается сигнал ФЛ линии 3. Таким образом, центр, ответственный за линию 2, сначала аккумулирует носители из состояний континуума путем безызлучательного захвата, и лишь затем происходит их излучательная рекомбинация с данного уровня.

Спектральное положение полосы 2 соответствует переходу с энергией, близкой к половине ширины запрещенной зоны твердого раствора Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te, из которого состоят барьеры. Подобные центры (D1), уровень которых отстоит от потолка валентной зоны на 0.4Eg, наблюдались в более узкозонных составах HgCdTe и являются «универсальными» для данного материала, т.к. наблюдаются даже в нелегированных образцах (как и в нашем случае). В работе [2] указывается, что их концентрация пропорциональна концентрации дырок, поэтому данные центры ассоциируют с комплексами, связанными с вакансиями катионов. Экстраполируя линию тренда для составов x = 0.2 - 0.4, взятую из обзора [2], получаем, что для состава x = 0.7 центр D1 отстоит от валентной зоны на 340 мэВ, что хорошо согласуется с экспериментальными данными (рис. 3).

Особенностью полосы 2 является узкая линия на её коротковолновом краю, которую нельзя объяснить переходами с глубокого уровня на мелкий возбужденный уровень того же центра, т.к. в этом случае данная линия должна была бы располагаться на длинноволновом краю полосы переходов между состоянием центра и континуума, что противоречит эксперименту. Предварительно линия связывается со стимулированным излучением, в пользу чего свидетельствует и длительная кинетика спада сигнала ФЛ в этой линии -- 7 мкс.

Работа поддержана грантами РФФИ №14-02-01229, №13-02-01154 и РАН.



Рисунок 1. Спектр ФЛ, разрешенный по времени для структуры №100707-1 (Т = 18К).



Рисунок 2. Кинетики различных линий ФЛ (см. рис. 1)



Рисунок 3. Спектры ФЛ структуры №100707-1 при Т = 18К в различные моменты времени (см. рис. 1)

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

- Morozov, S.V., et al. // Applied Physics Letters, 2014. 104(7): p. 072102.
- Lischka, K. // Physica status solidi (b), 1986. 133(1): p. 17–46.

### Электронные состояния немагнитных дефектов в 2D топологических изоляторах

#### В. А. Сабликов<sup>\*</sup>, А. А. Суханов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. академика Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190. \*sablikov@gmail.com

Показано, что немагнитные дефекты с короткодействующим потенциалом в двумерных топологических изоляторах создают два состояния, отличающиеся псевдоспиновой структурой и пространственным распределением электронной плотности. При взаимодействии дефекта с границей образуются краевые состояния, обтекающие дефект, которые характеризуются резонансами спектральной плотности числа электронов, аккумулированных вблизи дефекта. Взаимодействие резонансов разных типов приводит к образованию связанных состояний в непрерывном спектре.

#### Введение

В докладе изучаются электронные состояния, индуцированные немагнитными дефектами в 2D топологических изоляторах (ТИ). Интерес к этой проблеме связан с нетривиальной физикой образования локализованных состояний в ТИ, выяснением роли эванесцентных состояний в формировании электронной структуры дефекта, а также с изучением возможных механизмов рассеяния электронов в краевых состояниях. Расчеты проводятся для немагнитных дефектов с короткодействующим потенциалом в рамках континуальной модели Берневига–Хьюза–Чжана [1]. Рассматриваются как изолированные дефекты в объеме, так и дефекты, взаимодействующие с краевыми состояниями.

#### Связанные состояния на дефектах в объеме 2D ТИ

Для дефекта, расположенного вдали от границы в объеме 2D ТИ, получены следующие результаты [2]. Дефект, при любом знаке его потенциала, создает два связанных состояния для каждой ориентации спина, а не одно, как в тривиальном случае. Состояния отличаются псевдоспиновой структурой и классифицируются как состояния электронного и дырочного типа в зависимости от того, какая из компонент псевдоспина обращается в ноль на дефекте. В свою очередь как электроноподобные, так и дырочноподобные состояния могут быть двух типов, которые различаются пространственным распределением электронной плотности. В состояниях первого типа плотность имеет максимум в месте расположения дефекта, а в состояниях второго типа плотность достигает минимума в центре.

Необычный вид имеет зависимость энергии связанных состояний от потенциала дефекта (рис. 1). При малом потенциале дырочноподобные состояния первого типа возникают с энергией на дне запрещенной зоны, а электроноподобные состояния первого типа – на потолке. С ростом потенциала их энергия изменяется до некоторого предельного уровня, лежащего для дырочноподобных состояний вблизи потолка запрещенной зоны,  $E_h$ , а для электроноподобных состояний –  $E_e$ , вблизи дна. Энергия состояний второго типа изменяется в более узком интервале между уровнем предельной энергии для электроно- или дырочноподобных состояний и ближайшим краем запрещенной зоны.



Рисунок 1. Энергия связанных состояний в объеме 2D TИ в зависимости от потенциала дефекта.  $\varepsilon_{e1}$ ,  $\varepsilon_{e2}$  – энергии электроноподобных состояний первого и второго типа,  $\varepsilon_{eh1}$ ,  $\varepsilon_{h2}$  – энергии дырочноподобных состояний. На вставках показана радиальная зависимость плотности частиц  $|\Psi|^2$ для соответствующих состояний.

Наличие связанных состояний двух типов является следствием того факта, что в 2D ТИ имеются два механизма образования локализованных состояний. Один связан с захватом на дефект носителя заряда из валентной зоны или из зоны проводимости в зависимости от того, для каких носителей потенциал дефекта является притягивающим. Другой механизм является специфическим для ТИ. Он может быть интерпретирован как образование краевых состояний, циркулирующих вокруг дефекта.

#### Состояния, индуцированные дефектами, связанными краевыми состояниями

Дефект, находящийся на конечном расстоянии от границы, взаимодействует с краевыми состояниями, в результате чего формируются краевые состояния, обтекающие дефект [3]. Они имеют резонансы спектральной плотности числа электронов, аккумулированных на эванесцентных состояниях вблизи дефекта.

Резонансы сохраняют основные черты связанных состояний в объеме. В частности, они также классифицируются как электроно- и дырочноподобные резонансы, которые в свою очередь могут быть состояниями первого и второго типа в зависимости от пространственного распределения плотности частиц. Обтекающие дефект состояния с энергией, близкой к резонансу первого типа, имеют максимум электронной плотности в центре, тогда как в резонансах второго типа плотность в центре минимальна (рис. 2).



Рисунок 2. Пространственное распределение плотности частиц в резонансных состояниях, обтекающих дефект, первого (а) и второго (b) типа.

Энергия резонансов изменяется с расстоянием между дефектом и границей таким образом, что при приближении дефекта к границе резонансы сдвигаются к соответствующим краям щели. При этом состояния второго типа исчезают, если это расстояние достаточно мало.

Рассеяние электронов из краевых состояний в эванесцентные состояния вокруг дефекта приводит к накоплению значительного заряда в области расположения дефекта. Величина накопленного заряда зависит от заполнения краевых состояний. Если уровень химического потенциала лежит выше резонанса, то накапливается заряд порядка одного элементарного заряда. Потенциал, создаваемый таким зарядом, оказывается достаточно большим и в реальных условиях сопоставимым с энергетической щелью. В таком случае становится существенным межэлектронное взаимодействие, влияющее на структуру краевых состояний, обтекающих дефект, и их заполнение.

Краевые состояния, обтекающие дефект, несут ток, противоположный по направлению для каждой ориентации спина. Пространственная конфигурация поля вектора тока имеет две компоненты, одна из которых соответствует токам, циркулирующим вокруг дефекта, а другая – обтекающим его (рис. 3).



**Рисунок 3.** Поле плотности тока в резонансных состояниях первого (а) и второго (b) типа.

Еще одно качественно новое свойство электронных состояний, индуцированных дефектом, возникает в условиях, когда энергии резонансов электронного и дырочного типа близки. Это происходит в небольшом интервале величины потенциала дефекта. Взаимодействие резонансов снимает их вырождение. В результате резонансные уровни расталкиваются. Но возникает и еще один совершенно нетривиальный эффект. В дополнение к краевым состояниям, обтекающим дефект, образуется локализованное состояние с квадратично интегрируемой волновой функцией и с определенной энергией в континууме краевых состояний. Связанное состояние в континууме формируется вследствие деструктивной интерференции резонансов.

- B. A. Bernevig, T. L. Hughes, S. C. Zhang // Science, V. 314, 1757 (2006).
- V. A. Sablikov, A. A. Sukhanov // Phys. Status Solidi, V. 8, 853 (2014).
- V. A. Sablikov, A. A. Sukhanov // Phys. Rev. B (accepted).

### Ge/GeSn наноструктуры с высоким содержанием олова, выращенные на подложках(001) GaAs и Si

### В. П. Мартовицкий<sup>1</sup>, Ю. Г. Садофьев<sup>1,3\*</sup>, А. В. Клековкин<sup>1</sup>, В. В. Сарайкин<sup>2</sup>, И. С. Васильевский<sup>3</sup>

1 Физический институт РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

2 Научно-исследовательский институт физических проблем, 4-й Западный проезд, 5, Москва, Зеленоград, 124460.

3 Научно-исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409. \*sadofyev@hotmail.com

Методом МПЭ получены гетероструктуры Ge/GeSn на пластинах кремния и арсенида галлия ориентации (001) с отклонением от точной ориентации от 0 до 10°. Максимальное значение мольной доли олова в псевдоморфных слоях GeSn достигало 0.185. Изучено влияние температурных воздействий на устойчивость полученных метастабильных твердых растворов. Обнаружены проявления хрупко-пластического механизма релаксации гетероэпитаксиальных напряжений и фазового распада GeSn с преимущественным выходом олова на поверхность структуры в виде аморфной фазы.

#### Введение

Твердые растворы GeSn рассматривают в качестве материала, перспективного для получения прямозонных полупроводников на основе элементов IVA группы периодической системы. Теория предсказывает достижение прямой структуры зон в образцах GeSn с мольной долей олова, превышающей 0.2. Однако в условиях термодинамического равновесия растворимость олова в германии ограничена пределом в 0.5 ат. %. Поэтому получение эпитаксиальных слоев GeSn с большей мольной долей олова возможно только в далеких от термодинамического равновесия условиях, при пониженных температурах эпитаксии. Молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ) удовлетворяет этим условиям.

#### Результаты экспериментов

В данной работе набор структур Ge/GeSn с высокой мольной долей олова был выращен на пластинах кремния и арсенида галлия ориентации (001), покрытых буферным слоем германия толщиной 0.5 - 1 мкм в той же установке МПЭ. Использованы пластины с отклонением от точной ориентации в пределах  $0 - 10^{\circ}$ . Отклонение способствует лучшему вхождению в эпитаксиальный слой элемента с большим атомным радиусом и повышает устойчивость структур к пластической релаксации [1,2]. Повышенный уровень дефектности буферных слоев германия, выращенных на кремнии, не позволяет регистрировать тонкие эффекты, сопровождающие процесс релаксации гетероэпитаксиальных напряжений метастабильных слоев GeSn. Из-за близости размеров элементарных ячеек германия и арсенида галлия эта проблема не столь актуальна в случае выращивания буферных слоев германия на пластинах GaAs. На германиевом буфере выращивали слой GeSn толщиной 5-20 нм и покровный слой германия толщиной 10 нм. Температура эпитаксии была близка к 150°С, скорость осаждения германия ~ 3 нм/мин. Управление мольной долей олова в слоях осуществляли за счет изменения температуры молекулярной ячейки олова в пределах 980°-1040°С. Молекулярный пучок германия получали электронно-лучевым испарением. Для контроля особенностей эпитаксии in-situ использовали метод отражательной дифракции быстрых электронов (RHEED). Постростовой контроль структур проводили с помощью рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения (HRXRD), масс-спектроскопии вторичных ионов (SIMS), электронной, оптической и атомно-силовой микроскопии, ожеспектроскопии. Для изучения устойчивости полученных структур использовали быстрый термический отжиг в атмосфере особо чистого азота при температурах в пределах 300°-500°С.

Слои GeSn толщиной 20 нм, выращенные при температуре источника олова до 1000°С включительно, были псевдоморфными, а мольная доля олова в них достигала 0.15. При более высоких температурах на картинах RHEED наблюдался срыв псевдоморфного роста при некоторой толщине слоя GeSn. Максимальная мольная доля олова x = 0.185 была достигнута в структуре со слоем GeSn толщиной 5.5 нм, выращенным при температуре источника олова 1030°C на пластине арсенида галлия, отклоненной от (001) на ~ 1.8°.

На кривых качания рефлекса (004), снятых непосредственно после роста, наблюдаются пики подложки, буферного слоя германия и слоя GeSn, смещенного в область малых углов из-за увеличенного размера кристаллической решетки в направлении роста, а<sub>⊥</sub>. Латеральный параметр решетки слоя а соответствовал параметру а буферного слоя. По полуширине пика слоя и сателлитам удается оценить толщину слоя с точностью до 0.1 нм. По мере увеличения температуры отжига пик GeSn смещается к большим углам вследствие обеднения слоя оловом и частичной пластической релаксации, а затем полностью исчезает. Температура, при которой это достигается, тем ниже, чем выше мольная доля олова в твердом растворе. Исчезновение пика GeSn на рентгеновских дифрактограммах соответствует распаду твердого раствора с последующим выходом олова в аморфном состоянии на поверхность структуры.



Рис. 1. Профиль распределения олова в структуре Ge/GeSn/Ge/GaAs, полученный после выращивания (1) и отжига в течение 2 минут при температуре 400°С (2)/

Измерение профиля распределения олова в структуре методом SIMS показало (рис. 1), что исходно близкий к П-образному профиль (кривая 1) при отжиге размывается (кривая 2) с сильно выраженной тенденцией к выходу олова на поверхность структуры. Диффузия олова в буферный слой германия также имеет место. Выход олова на поверхность подтверждают также и данные электронной микроскопии и оже-спектроскопии. Данные HRXRD показывают, что фазовый распад твердого раствора происходит до завершения стадии пластической релаксации гетероэпитаксиальных напряжений, при ее величине на уровне ~ 20%. Влияние выхода олова на микрорельеф поверхности зависит от общего количества олова в структуре. Для тонких (≤ 20 нм) слоев GeSn этот эффект незначителен.

В структурах со слоями GeSn на пластинах арсенида галлия зафиксирован эффект хрупкопластической релаксации встроенных напряжений, наблюденный ранее для структур Si/GeSi [3]. Эффект проявляется появлением микротрещин, регистрируемых оптической микроскопией и методом HRXRD по расщеплению пика подложки.

Рост упруго напряженного эпитаксиального слоя на подложке GaAs (001), разориентированной на 10° к [111]<sub>A</sub>, помимо тетрагональной деформации решетки слоя приводит еще и к моноклинной деформации, которую удобно описывать одновременным искажением двух углов решетки  $\beta$  и  $\gamma$  для того, чтобы не изменять установку кристаллографических осей. В данной работе для слоя Ge<sub>0.848</sub>Sn<sub>0.152</sub> толщиной 20 нм получены рекордные значения как упругой деформации решетки [( $a_{relax}-a_{\parallel}$ )/ $a_{relax}$ ] × × 100%=2.17%, так и величины искажения от прямого угла  $\beta=\gamma=89.366^{\circ}$ .

Структуры, выращенные на пластинах кремния и арсенида галлия, различаются по силе проявления эффекта поверхностной сегрегации олова при их выращивании. При использовании кремниевых пластин, в силу повышенной концентрации прорастающих дислокаций в эпитаксиальных слоях, ожеспектроскопия регистрирует интенсивные линии олова на поверхности покровного слоя германия, тогда как при эпитаксии структур на пластинах арсенида галлия эти линии лишь слегка превышают уровень шума.

- Jongwon Lee // Thin Solid Films, V. 320, 173 (1998).
- S. Orsila, A. Tukiainen, P. Uusimaa et al. // J. Crystal Growth, V. 249, 227 (2001).
- В.П. Мартовицкий, В.С. Кривобок // ЖЭТФ, V. 140, 330 (2011).

### Оптимизация InGaP/GaAs/InGaAsгетеролазеров с туннельно-связанными волноводами

Б. Н. Звонков <sup>1</sup>, С. М. Некоркин <sup>1</sup>, Н. В. Дикарева <sup>1</sup>, И. В. Самарцев <sup>1\*</sup>, Д. А. Колпаков <sup>1</sup>, В. Я. Алешкин <sup>2</sup>, А. А. Дубинов <sup>2</sup>

1 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950. 2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680. \*woterbox@mail.ru

Проведена оптимизация конструкции InGaAs/GaAs/InGaP-лазеров с туннельно-связанными волноводами. Получена стабильная лазерная генерация на длине волны 958 нм, расходимость излучения лазеров составила 22° в плоскости, перпендикулярной p-n переходу.

#### Введение

В настоящее время для решения проблемы расходимости излучения полупроводниковых лазеров чаще всего применяются алюминий-содержащие конструкции гетеролазеров с асимметричными либо с градиентными волноводами. Однако большая скорость окисления алюминия способствует снижению порога катастрофической деградации лазерных зеркал и ужесточает требования, предъявляемые к материалам и способу нанесения диэлектрических покрытий. В этом отношении весьма перспективны InGaP/GaAs-лазеры, но ограниченная растворимость компонентов твердого раствора In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>P не позволяет создавать варизонные слои, главным образом, за счет того, что состав раствора In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>P, согласованного по параметры решетки с подложкой GaAs, попадает в область неустойчивости на фазовой диаграмме [1]. Успешным решением этой проблемы стали гетероструктуры с туннельно-связанными волноводами. Впервые такие лазеры были представлены еще в прошлом десятилетии [2, 3], однако расходимость их излучения оставалась все еще довольно большой, что сдерживает применение таких лазеров в ряде современных приложений.

В настоящей работе была проведена оптимизация InGaP/GaAs/InGaAs лазерных структур с туннельно-связанными волноводами с целью улучшения их пространственных характеристик.

#### Методика эксперимента

Исследуемые лазерные InGaP/GaAs/InGaAsструктуры были выращены методом МОС- гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в горизонтальном кварцевом реакторе на подложке n-GaAs. Теоретические расчеты гетероструктуры с туннельно-связанными волноводами приведены на рисунке 1.



Рисунок 1. Зависимость порогового усиления основной (1) и второй (2) поперечных мод и ширины диаграммы направленности излучения на полувысоте  $\Theta_{0.5}$  (3) от толщины активного волновода при толщине разделительных слоев 0.25 мкм, пассивных волноводов 0.7 мкм и квантовых ям 0.007 мкм.

По сравнению с конструкцией, представленной в работе [2], были уменьшены толщина активного волновода и число квантовых ям в активной области. Соотношение толщин пассивного и активного волновода составило ~ 1:1. Кроме этого, была увеличена в 1,4 раза толщина ограничивающих n- и p-InGaP-слоев.

На основе выращенных гетероструктур были изготовлены лазерные диоды с шириной полоскового контакта 100 мкм и длиной резонатора 1 мм. Спектральные и пространственные характеристики лазерных диодов измерялись в импульсном режиме накачки при частоте 1,43 кГц и длительности импульса 180 нс при температуре 300 К.

#### Результаты и обсуждение

Результаты исследования спектральных и пространственных характеристик показывают наличие устойчивой лазерной генерации на длине волны 958 нм и малой расходимости излучения (рисунок 2, кривая 1). Диаграмма направленности излучения гетеролазера в плоскости, перпендикулярной p-n переходу, составляет 22°, что значительно меньше, чем в ранее представленной работе [2].



**Рисунок 2.** Диаграмма направленности излучения лазера в плоскости, перпендикулярной p-n переходу: 1 – при толщине слоя  $n^+$ -GaAs – 0.7 мкм, 2 – при толщине слоя  $n^+$ -GaAs – 0.75 мкм, длина волны генерации 898 нм.

По-видимому, соотношение толщин активного и пассивного волноводов в равной пропорции способствует отсечке симметричной волноводной моды второго порядка [2], дающей вклад в расходимость излучения.

В ходе экспериментальных исследований было выявлено, что характеристики лазерных диодов такого типа очень чувствительны к изменению параметров структуры. Так, увеличение толщины слоя n<sup>+</sup>-GaAs на 7% приводит к появлению дополнительной линии лазерной генерации на длине волны 898 нм (рисунок 3, кривая 2), причем расходимость излучения на данной длине волны значительно больше, максимум смещен в сторону подложки на 18° (рисунок 2, кривая 2), а диаграмма направленности излучения на длине волны 958 нм подобна кривой 1 (рисунок 2).



Рисунок 3. Спектральная характеристика гетеролазера с туннельно-связанными волноводами при толщине слоя п<sup>+</sup>-GaAs 0.75 мкм. 1 – ток накачки 7 А, 2 – ток накачки 10 А.

Таким образом, проведенная оптимизация гетероструктуры позволила уменьшить расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной p-n переходу, до 22°, а также выявить сильную зависимость излучательных свойств лазерных диодов In-GaP/GaAs/InGaAs с туннельно-связанными волноводами от конструктивных параметров структуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 14-02-31287 мол а, 15-42-02327 р поволжье а).

- Т. П. Сушкова, Г. В. Семенова, Е. Ю. Кононова // Вестник ВГУ, серия: химия, биология, фармация, № 2. С. 60–66 (2011).
- И. А. Авруцкий, Е. М. Дианов, Б. Н. Звонков и др. // Квантовая Электроника, Т. 24, № 2. С. 123–126 (1997).
- Н. Б. Звонков, С. А. Ахлестина, А. В. Ершов, и др. // Квантовая Электроника, Т. 26. № 3. С. 217–218 (1999).

### Фотолюминесценция дисковых резонаторов, сформированных на базе светоизлучающих структур SOI/n(Ge QDs-Si)

С.М. Сергеев<sup>1,2\*</sup>, М.В. Степихова<sup>1,2</sup>, А.В. Новиков<sup>1,2</sup>, В.А. Вербус<sup>1</sup>, J. Schilling<sup>3</sup>, М.В. Шалеев<sup>1</sup>, Е.В. Скороходов<sup>1</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1,2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 ННГУ им. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Martin-Luther-University Halle-Wittenberg, ZIK SiLi-nano, Halle, Germany, 06120.

\*sj@ipmras.ru

В работе приводятся результаты исследований дисковых микрорезонаторов, сформированных на базе светоизлучающих структур SOI/n(Ge QDs-Si). Исследования проводились методом микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) в диапазоне длин волн 1,3 – 1,7 мкм, соответствующем диапазону излучательной способности структур с наноостровками Ge(Si) (Ge QDs). В сигнале ФЛ исследуемых структур обнаружен вклад резонансного характера, связываемый с модами шепчущей галереи. Приводятся результаты теоретического расчета дисковых микрорезонаторов SOI/n(Ge QDs-Si), полученные методом конечно-разностных элементов (FEM), определены значения их добротности. Для микрорезонаторов с диаметрами 30 и 40 мкм экспериментально полученные значения добротности составили Q ~ 300–500.

Интерес, проявляемый в последнее время к оптическим микрорезонаторам, связан с возможностью их использования в устройствах современной оптоэлектроники. Развитие оптоэлектроники на кремнии представляет особый интерес, что обусловлено, прежде всего, прогрессом в развитии компьютерных технологий, телекоммуникационных систем связи и др. [1].

В данной работе приводятся результаты исследований дисковых микрорезонаторов, изготовленных на базе светоизлучающих кремниевых структур, в частности структур с низкоразмерными островками Ge(Si), представляющими интерес с точки зрения возможностей создания на их основе активных элементов кремниевой оптоэлектроники.

#### Методика эксперимента

В работе исследовались структуры SOI/n(Ge QDs-Si), выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии [2,3]. С целью ограничения излучения в активном, светоизлучающем слое, структуры выращивались на подложках SOI (кремний на изоляторе [4]) и представляли собой последовательность чередующихся слоев наноостровков Ge(Si) и промежуточных слоев Si толщиной 17 нм, число пар Ge QDs-Si n = 20.

Дисковые микрорезонаторы формировались методом плазмохимического травления в атмосфере SF<sub>6</sub>/CHF<sub>3</sub>/Ar в сочетании с методикой УФ-литографии. Травление проводилось на полную глубину активного слоя (~ 700 нм). Были получены дисковые резонаторы с диаметрами 30 и 40 мкм. Расстояние между резонаторами, сформированными на одной пластине, составляло 90 мкм и 120 мкм. Снимки микрорезонаторов, полученные методом электронной микроскопии, приведены на рисунке 1.



Рисунок 1. Снимки дисковых микрорезонаторов, сформированных на базе светоизлучающих структур SOI/n(Ge QDs-Si), полученные методом растровой электронной микроскопии. На рисунке приведены резонаторы с диаметрами 30 мкм (а) и 40 мкм (б), снимки получены на электронном микроскопе SUPRA 50 VP.

В соответствии с задачами исследования был разработан экспериментальный стенд, позволяющий проводить измерения методом микро-ФЛ с пространственным разрешением менее 5 мкм, спектральное разрешение системы - 0.1 см<sup>-1</sup> [5]. Ниже приводятся результаты измерений микро-ФЛ, полученные при комнатной температуре.

#### Результаты и обсуждение

Спектры микро-ФЛ дисковых резонаторов SOI/n(Ge QDs-Si) с диаметрами 30 и 40 мкм приве-

дены на рисунке 2. Наблюдаемые спектры представлены широкой линией ФЛ в диапазоне длин волн 1,3 - 1,7 мкм, соответствующей люминесцентному отклику наноостровков Ge(Si) [2]. На фоне широкой линии ФЛ наблюдаются спектральные особенности резонансного характера, которые связаны с собственными модами дискового резонатора. Межмодовое расстояние возрастает с уменьшением диаметра диска. В спектрах дисковых микрорезонаторов с диаметрами 30 и 40 мкм параметр FSR (free spectral range - область дисперсии резонатора) варьировался в диапазоне от 7 до 10 нм (рис. 2). Заметим, что отклик резонансного характера наблюдался лишь в спектрах микро-ФЛ резонаторов хорошего качества: без подтравов, царапин и сколов.



Рисунок 2. Спектры ФЛ дисковых микрорезонаторов с диаметрами 30 мкм и 40 мкм, сформированных на базе светоизлучающих структур SOI/n(Ge QDs-Si).

Интенсивность сигнала ФЛ резонансного спектра пороговым образом зависела от интенсивности возбуждения. При определенных уровнях возбуждения (~ 30 мВт) наблюдалось резкое изменение наклона степенной зависимости сигнала ФЛ от интенсивности возбуждения. При низких и высоких уровнях возбуждения зависимости описывались функциями  $y \sim x^{0.2}$  и  $y \sim x^{0.7}$ , соответственно.

Можно показать, что наблюдаемый в спектрах микро-ФЛ резонансный отклик хорошо описывается в рамках теории мод шепчущей галереи. Результаты теоретического расчета дискового микрорезонатора с диаметром 30 мкм, выполненные методом конечно-разностных элементов (FEM), приведены на рисунке 3. На рисунке показано спектральное распределение наиболее добротных мод микрорезонатора (в данном случае: моды шепчущей галереи с радиальным индексом q = 1 [6]). Распределение электромагнитного поля мод этого типа в резонаторе показано на вставках к рисунку. Теоретически полученные значения добротности ( $Q \sim 200$ ), а также межмодовые расстояния в спектрах мод шепчущей галереи хорошо согласуются с полученными экспериментальными данными. Из эксперимента значения добротности, полученные из ширины линии ФЛ резонансного пика ( $Q = \lambda/\Delta\lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны максимума резонансного пика,  $\Delta\lambda$  – ширина линии ФЛ резонансного пика на уровне ½), составили ~ 300–500.



Рисунок 3. Результаты расчета модового состава дискового резонатора с диаметром 30 мкм. На рисунке приведено спектральное положение мод, характеризуемых максимальной добротностью. На вставках показаны результаты расчета распределения электромагнитного поля мод, распространяющихся в дисковом резонаторе.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования и результаты теоретических расчетов показывают, что в спектрах микро-ФЛ дисковых резонаторов SOI/n(Ge QDs-Si) наблюдается отклик, связанный с модами шепчущей галереи. Достаточно низкий уровень наблюдаемого резонансного сигнала объясняется низкой добротностью резонаторов: Q ~ 300–500.

Работа поддержана РФФИ (проект #15-02-05272).

- N. Daldosso, L. Pavesi // Laser & Photon Review, 3, No. 6, 508 (2009).
- Z.F. Krasilnik et al. // Semiconductor Science and Technology, 26, 014029 (2011).
- D.N. Lobanov et al. // Semiconductors, 46(11), 1418 (2012).
- B. Ghyselen et al. // Solid-State Electronics, 48, 1285 (2004).
- С.М. Сергеев, М.В. Степихова, А.В. Новиков // Материалы Международной научнотехнической конференции, 1-5 декабря 2014 г. Москва, МИРЭА. INTERMATIC – 2014, ч.4, с. 138-141.
- А.В. Виноградов, А.Н. Ораевский // Соросовский образовательный журнал, 7(2), 96 (2001).

### Влияние компонентного состава и деформаций на расщепление ядерных спиновых состояний в (In,As)Ga/GaAs квантовой точке

#### П. С. Соколов<sup>\*</sup>, М. Ю. Петров

Лаборатория Оптики спина имени И.Н. Уральцева, ул. Ульяновская, 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504. \*paul.sokolov@yandex.ru

Вычислены тензоры деформаций Коши–Грина и градиента электрического поля одиночной (In,As)Ga/GaAs квантовой точки путём обработки изображения просвечивающей электронной микроскопии с использованием метода геометрического фазового анализа. Разработана модель, позволяющая определить величину квадрупольного и зеемановского расщеплений ядерных спиновых состояний в напряженной квантовой точке. Смоделированные спектры ядерного магнитного резонанса использованы для оценки величины неоднородного уширения и нахождения запрещенных переходов в квантовой точке (In,As)Ga/GaAs в присутствии внешнего магнитного поля.

#### Введение

Самоорганизованные полупроводниковые квантовые точки из соединений химических элементов групп III-V представляют огромный интерес для ряда приложений оптоэлектроники, например, для производства качественных и недорогих лазеров, оптических логических элементов, а также нового поколения фотодетекторов. Для возможного использования квантовых точек в качестве элементарных ячеек хранения информации необходимо детальное понимание протекающих процессов внутри них и возможность прецизионного контроля их оптических и электронных характеристик. Важными параметрами, определяющими как оптические, так и электронные свойства квантовой точки являются распределение механических напряжений в объеме квантовой точки и локальный химический состав.

#### 1. Определение механических деформаций и концентрации индия в одиночной (In,As)Ga/GaAs квантовой точке

Просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения (HRTEM) в совокупности с компьютерным алгоритмом обработки микроскопического изображения геометрического фазового анализа (GPA) является мощным инструментом исследования различных полупроводниковых наноструктур (квантовых точек, квантовых ям и нанонитей). GPA-алгоритм позволяет найти все самые важные компоненты тензора деформаций Коши– Грина напрямую из HRTEM-изображения с пространственным разрешением около 1 нм.

В данной работе проведено исследование локальных механических напряжений, деформаций и компонентного состава одиночной (InAs)Ga квантовой точки (рис. 1). Двумерное распределение компонент тензора Коши–Грина получено в кристаллографической плоскости (1<sup>1</sup>0).



Рисунок 1. HRTEM-изображение одиночной (InAs)Ga/GaAs квантовой точки в матрице из GaAs получено с атомным разрешением. Параметры а<sub>□</sub>, a<sub>⊥</sub>, a<sub>tr</sub> недеформированной решетки GaAs показаны на нижней вставке.

Локальный химический состав получен с помощью двух методик: HAADF-детектора в сканирующем режиме электронного микроскопа (STEM) и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS). Эти два метода дали близкие значения максимальной концентрации индия в квантовой точке 35 и 30 процентов соответственно. Величина физической деформации найдена из закона Вегарда и выражения, связывающего её с компонентами тензора деформации Лагранжа [1].

#### 2. Квадрупольное и зеемановское расщепления ядерных спиновых состояний

В линейном приближении теории упругости компоненты  $V_{ij}$  тензора градиента электрического поля в любой ортогональной системе координат можно выразить через тензор деформации второго ранга є и тензор упругости S четвёртого ранга следующим образом:  $V_{ij} = \Sigma^6_{k,l=l} S_{ijkl} \epsilon_{kl}$ .

Гамильтониан, описывающий величину расщепления ядерных спиновых состояний, складывается из зеемановского и квадрупольного взаимодействий

$$\hat{\mathbf{H}} = \hat{\mathbf{H}}_{Z} + \hat{\mathbf{H}}_{Q} = -\gamma \hbar \, \mathcal{Y} \cdot \mathbf{B}_{0} + \frac{1}{6} \sum_{\alpha,\beta} \mathbf{V}_{\alpha\beta} \mathcal{Q}_{\alpha\beta} \,, \qquad (2.1)$$

где  $\gamma$  - гиромагнитное отношение,  $\Upsilon$  - безразмерный оператор спина,  $B_0$  - внешнее магнитное поле, а

 $Q_{lphaeta}$  - тензор квадрупольного момента ядра.

В качестве объекта исследования взята одиночная (In,As)Ga/GaAs квантовая точка в матрице из GaAs. Образец отожжен при температуре 920 градусов Цельсия - часть механических напряжений и деформаций в квантовой точке релаксировала за счёт диффузии атомов галлия в объем квантовой точки. Ядро  $_{^{69}Ga}$  было выбрано для оценки величины квадрупольного расщепления, это объясняется тем, что в эксперименте именно галлий даёт основной вклад в спектре оптически детектируемого ЯМР для ансамблей отожженных квантовых точек [2]. В присутствии внешнего магнитного поля ( $B_0 = 0.3$ 

Тл) получен спектр расщепления ядерных спиновых состояний для ядра <sup>69</sup> Ga (рис. 2).



Рисунок 2. Зеемановское расщепление спиновых состояний ядра  ${}^{69}G_a$  во внешнем поле, ориентированном вдоль оси роста квантовой точки (геометрия Фарадея).

Из рисунка 2 видно, что при нарастании величины магнитного поля энергия состояний +3/2 растёт быстрее, чем +1/2, из-за большего квадрупольного взаимодействия. В области малых полей состояния пересекаются ввиду их взаимодействия. Внешнее поле совпадает с квадрупольными осями ядер - система теряет двуосный характер, ядро слабо прецессирует вокруг магнитного поля и старается выровняться с магнитной осью. Для геометрии Фогта ось внешнего поля перпендикулярна к квадрупольной оси ядра. Это приводит к смешиванию ядерных спиновых состояний, что можно увидеть из спектра ЯМР [2]. Спектр поглощения радиочастотного поля для ядра <sub>69</sub> показан на рисунке 3. Начальное распределение заселенности всех спиновых состояний предполагалось равным друг другу, все возможные переходы считались разрешенными с учётом правила отбора  $\Delta m = \pm 1$ . Вероятности перехода между состояниями также учитывались.



**Рисунок 3.** ЯМР-спектр ядра  ${}_{^{69}}Ga$ , внешнее поле ориентировано вдоль оси роста квантовой точки (геометрия Фарадея).

Из рисунка 3 видно, что переходы  $+3/2 \rightarrow +1/2$  и  $+1/2 \rightarrow -1/2$ сильно уширены даже в малых магнитных полях за счёт деформации кристаллической решетки в квантовой точке. Переход  $-1/2 \rightarrow -3/2$  является наиболее четким и выраженным - это связано с тем, что квадрупольное взаимодействие мало (рис. 2).

Исследования показали эффективность обработки НRTEM изображений алгоритмом GPA для количественного анализа величины и направлений тензора деформаций Коши–Грина и получения значений градиентов электрических полей, обусловливающих неоднородное по квантовой точке квадрупольное расщепление ядерных спиновых состояний, приводящее к неоднородному уширению линий ЯMP в ансамблях квантовых точек.

#### Литература

1. A. Rosenauer, Springer, 2003.

2. M. S. Kuznetsova et al. // PRB 89, 125304 (2014).

# Поглощение света неравновесными носителями заряда в квантовых точках Ge/Si

#### Л.Е. Воробьев<sup>1</sup>, Д.А. Фирсов<sup>1</sup>, А.Н. Софронов<sup>1\*</sup>, Р.М. Балагула<sup>1</sup>, А.А. Тонких<sup>2</sup>

1 Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251. 2 Max Planck Institute of Microstructure Physics, Weinberg 2 D-06120, Halle (Saale), Germany. \*sofronov@rphf.spbstu.ru

Исследовано фотоиндуцированное поглощение поляризованного света среднего инфракрасного диапазона в структурах с квантовыми точками Ge/Si при межзонном возбуждении неравновесных носителей заряда как в стационарном, так и в нестационарном режиме. Спектры стационарного изменения поглощения света, поляризованного вдоль оси роста структуры, демонстрируют разный знак в разных спектральных диапазонах. Низкотемпературные кривые релаксации поглощения имеют быструю и медленную составляющие, соответствующие разным каналам межзонной рекомбинации, локализованных в точках неравновесных дырок.

#### Введение

Наноструктуры с квантовыми точками Ge/Si в настоящее время считаются перспективными материалами для разработки новых приборов оптоэлектроники ближнего и среднего инфракрасного диапазона, что связано с комплексом их оптических свойств. Одним из часто указываемых в литературе преимуществ этой системы материалов является потенциальная возможность интеграции в существующую кремниевую технологию.

Данная работа посвящена изучению оптических свойств структур с квантовыми точками Ge/Si в среднем инфракрасном диапазоне в условиях неравновесного заполнения состояний энергетического спектра носителей заряда с помощью дополнительной межзонной подсветки.

#### Образцы и методы исследований

В работе исследованы специально не легированные структуры с квантовыми точками Ge/Si, аналогичные описанным в [1]. Исследования фотоиндуцированного поглощения света выполнены как в стационарном режиме при CW-накачке, так и в динамике в условиях мощной импульсной накачки. Зондирующее излучение (от глобара) распространялось в образце в многопроходной геометрии [1]. Его спектральный состав контролировался призменным монохроматором, а поляризация – сеткойполяризатором на основе ZnSe. Параметры оптической межзонной накачки: длина волны 532 нм, режимы генерации – CW/импульсный (10 нс, 10 Гц, до 9 мДж).

Измерения спектров стационарного фотоиндуцированного поглощения проводились с одновременной механической модуляцией накачивающего и зондирующего излучений на разных частотах, что позволяло одновременно измерять как величину равновесного пропускания T, так и величину  $\Delta T$  изменения пропускания под действием накачки.

Кривые релаксации при импульсной накачке измерялись цифровым осциллографом с временным разрешением, намного превышающим быстродействие используемого фотоприемника InSb.

### Спектры стационарного фотоиндуцированного поглощения

Полученный в стационарном режиме спектр относительного изменения пропускания зондирующего излучения под действием межзонного излучения, создающего неравновесные носители заряда, представлен на рисунке 1. Спектр демонстрирует увеличение поглощения в длинноволновой области (~ 0,3 эВ) и уменьшение поглощения в коротковолновой области спектра (~0,45 эВ). Поглощение в области ~ 0,3 эВ соответствует выбросам неравновесных дырок из квантовых точек при взаимодействии с зондирующим излучением (стрелка 1 на вставке к рис. 1). Просветление структуры в области ~0,45 эВ может быть связано с гашением межзонного поглощения в условиях заполнения основного состояния квантовой точки неравновесными дырками, когда поглощение света с образованием электрона в кремнии и дырки в квантовой точке (стрелка 2 на вставке к рис. 1) становится невозможным.



Рисунок 1. Спектр фотоиндуцированного поглощения для света, поляризованного вдоль оси роста, при температуре 79 К и интенсивности подсветки 20 мВт. На вставке показана схема переходов.

Наличие поляризационной зависимости поглощения при межзонных переходах может быть объяснено сложным строением профиля потенциала зоны проводимости кремния на интерфейсе квантовой точки [2], при котором встроенные механические напряжения приводят к формированию пространственно-неоднородной локализации электронов вокруг квантовой точки.

Измеренная температурная зависимость стационарного фотоиндуцированного поглощения демонстрирует снижение величины эффекта с ростом температуры.

#### Динамика релаксации фотоиндуцированного поглощения

Получено семейство кривых релаксации фотоиндуцированного поглощения после воздействия короткого импульса накачки при различных температурах. Подобные измерения позволяют оценить изменение степени заполнения локализованных состояний КТ во времени. Типичные кривые спада  $\Delta T$ , измеренные при энергии кванта зондирующего излучения 0,3 эВ (соответствующей максимуму фотоиндуцированного поглощения), показаны на рисунке 2 для комнатной и азотной температур.

Высокотемпературная кривая представляет собой спад с характерным временем около 10 мкс во всем доступном временном интервале. Низкотемпературная кривая демонстрирует два участка с характерными «быстрым» и «медленным» спадом сигнала. «Быстрая» составляющая имеет характерные времена единицы мкс, в то время как «медленная»



**Рисунок 2.** Зависимость величины фотоиндуцированного поглощения при энергии кванта 0,3 эВ от времени для двух температур.

составляющая имеет характерные времена десятки мкс.

Наблюдаемый двухэтапный ход кривых затухания характерен и для межзонной фотолюминесценции в подобных структурах (см., например, [3,4]) и связан с наличием двух каналов межзонной рекомбинации локализованных в квантовых точках дырок. Первый из них определяется прямыми в реальном пространстве переходами с рекомбинацией электрона и дырки внутри точки, второй – непрямыми переходами с рекомбинацией дырки внутри точки и электрона, локализованного вокруг точки.

Таким образом, наблюдаемая в нашем эксперименте быстрая составляющая спада поглощения обусловлена прямой рекомбинацией локализованных дырок с электронами в квантовой точке, а медленная составляющая определяется существенно менее вероятными процессами непрямой в пространстве рекомбинации локализованных дырок с электронами вне квантовой точки.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-12203.

- В.Ю. Паневин и др. // Физика и техника полупроводников, том 47, 1599 (2013).
- A.I. Yakimov, et al. // Phys. Rev. B, V. 73, 115333 (2006).
- B.V. Kamenev, et al. // Physical Review B, V. 72, 193306 (2005).
- B. Julsgaard, et al. // Applied Physics Letters, V. 98, 093101 (2011).

### Люминесцентные свойства эпитаксиальных слоев германия на кремнии, выращенных методом химического газофазного осаждения с горячей проволокой

М. В. Степихова<sup>1,2\*</sup>, П. А. Юнин<sup>1</sup>, З. Ф. Красильник<sup>1,2</sup>, С. А. Денисов<sup>2</sup>, В. Ю. Чалков<sup>2</sup>, Д. В. Гусейнов<sup>2</sup>, Д. И. Тетельбаум<sup>2</sup>, В. Г. Шенгуров<sup>2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

\*mst@ipm.sci-nnov.ru

В работе исследованы люминесцентные свойства эпитаксиальных слоев германия на кремнии, выращенных методом химического газофазного осаждения с горячей проволокой. Легирование эпитаксиальных слоев осуществлялось методом ионной имплантации с последующей процедурой отжига. Показано, что используемые технологии роста и легирования позволяют получать слои Ge с высокой степенью растяжения кристаллической решетки (ε ≤ 0.18%) и высоким уровнем легирования (n ≤ 1.8·10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup>). Наблюдаемый в этих структурах сигнал фотолюминесценции в диапазоне энергий ~ 0.77 эВ объясняется прямыми (в *Г*-долине) межзонными переходами в германии.

Проблема создания светоизлучающих компонент на кремнии является основным сдерживающим фактором в развитии кремниевой оптоэлектроники. Здесь особый интерес представляют эпитаксиальные слои германия на кремнии. Будучи технологически совместимыми с основными компонентами интегральной микроэлектроники и вследствие особенностей "псевдо-прямой" запрещенной зоны [1], слои германия интересны с точки зрения возможностей создания на их основе интегральных фотодетекторов, электрооптических модуляторов и др. Немаловажно создание лазера на Ge [2]. Ключом к формированию эффективно излучающих слоев германия с высокими коэффициентами оптического усиления (до 400 см<sup>-1</sup>) является инженерия зонной структуры Ge, где основную роль играют деформации растяжения кристаллической решетки Ge и уровень легирования эпитаксиального слоя [3].

В данной работе рассмотрены люминесцентные свойства эпитаксиальных слоев Ge, выращенных методом химического газофазного осаждения с горячей проволокой. С целью контроля уровня легирования и степени растяжения эпитаксиальных слоев Ge в работе использовалась ионная имплантация с последующей процедурой отжига.

#### Методика эксперимента

Слои Ge с толщинами от 0.3 до 1.5 мкм выращивались на подложках Si(100) методом химического газофазного осаждения с горячей проволокой при температуре роста ~ 350°С. Как показано в работе [4], данная методика позволяет выращивать структурно-совершенные слои германия на кремниевых подложках с рекордно низкой плотностью прорастающих дислокаций (<  $10^6 \text{ см}^{-2}$ ). Имплантация ионами Р<sup>+</sup> проводилась на установке ИЛУ-200 с дозами, варьируемыми в интервале от  $0.4 \cdot 10^{14}$  до  $1.5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>, в одно- (с энергией 60 кэВ) и двухстадийном (с энергиями 80 кэВ и 30 кэВ) режимах. После процедуры имплантации слои Ge покрывались слоем оксида кремния толщиной ~ 0.25 -0.3 мкм. Отжиг имплантированных слоев проводился на установке «Изоприн» при температурах 700 - 750°С в течение 30 минут, атмосфера отжига – Ar, воздух.

Полученные структуры анализировались методами фотолюминесценции (ФЛ), рентгеновской дифракции (РД) и эффекта Холла. В работе были задействованы: рентгеновский дифрактометр Bruker D8 Discover, установка холловских измерений. Фотолюминесцентные измерения проводились на фурьеспектрометре BOMEM DA3 с разрешением до 0.1 см<sup>-1</sup>. Сигнал ФЛ возбуждался Nd:YAG лазером с длиной волны излучения 532 нм.

#### Результаты и обсуждение

Параметры полученных образцов Si/Ge приведены в Таблице 1. Как показали результаты исследова-
ний, задействованные технологии роста и легирования позволяют получать слои Ge с величинами растяжения кристаллической решетки  $\varepsilon \leq 0.18\%$  при полуширине кривой качания РД  $\Delta \omega_{1/2} = 0.06 - 0.17^{\circ}$  и уровнем легирования n  $\leq 1.8 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>.

В исследованных структурах наблюдалась интенсивная люминесценция в области энергий ~ 077 эВ (рис. 1). В образцах с высокими уровнями легирования и степенью растяжения эпитаксиального слоя Ge интенсивность сигнала ФЛ при комнатной температуре лишь незначительно уступала по интенсивности сигналу ФЛ монокристаллического германия (Ge марки ГДГ-40, рис. 1).



**Рисунок 1.** Спектральные зависимости сигнала ФЛ эпитаксиальных слоев Ge, измеренные при T = 300K.

Заметим, что наблюдаемый сигнал ФЛ носил термоактивированный характер: сигнал ФЛ эпитаксиальных слоев Ge не наблюдался при T = 77 К (в отличие от монокристаллического Ge). Другой особенностью наблюдаемого люминесцентного отклика в диапазоне 0.77 эВ является сверхлинейная зависимость сигнала ФЛ от интенсивности возбуждения (рис. 2).



Рисунок 2. Зависимость интенсивности сигнала ФЛ образца Sh11-544 от интенсивности возбуждения.

Все перечисленное выше, очевидно, можно связать с ожидаемыми особенностями излучательных переходов в *Г*-долине германия [3].

Таким образом, развиваемые структуры могут представлять интерес для приборных применений.

#### Литература

- D. Ahn, C.Y. Hong, J.F. Liu et al. // Optics Express, V. 15, 3916 (2007).
- R.E. Camacho-Aguilera, Y. Cai et al. // Optics Express, V. 20, 11316 (2012).
- B.J.F. Liu, X.C. Sun, D. Pan et al. // Optics Express, V. 15, 11272 (2007).
- В.Г. Шенгуров, С.А. Денисов, В.Ю. Чалков и др. // Письма в ЖТФ, Т. 41(1), 71 (2015).

Образец	Параметры слоя Ge (по данным РД)			Уровень легирования	Условия отжига	
	Растяжение слоя в плоскости (ε)	Ширина кривой качания (Δω)°	Толщина слоя (d <sub>Ge</sub> , µm)	TRIM / Холл (n, cm <sup>-3</sup> )	Температура (°C)	Время / атмосфера
Sh11-544	0.16%	$\Delta\omega_{1/2}$ =0,07°	~ 0.55	n ~ 8.4·10 <sup>19</sup> см <sup>-3</sup> (TRIM)	750	30 min / Ar
Sh11-548	0.18%	$\Delta\omega_{1/2}=0,17^{\circ}$	~ 0.35	n ~ 1.8·10²⁰ см⁻³ (TRIM)	700	30 min / Ar
Sh11-561(4)	0.13%	$\Delta\omega_{1/2}=0,06^{\circ}$	~ 1.1	n ~ 8.5·10 <sup>19</sup> см <sup>-3</sup> (TRIM)	750	30 min /Ar
Sh11-561(6)	0.12%	$\Delta \omega_{1/2}=0,06^{\circ}$	~ 1.1	n ~ 5.8·10 <sup>19</sup> см⁻³ (Холл)	750	30 min /Ar
Sh11-561(8)	0.07%	$\Delta \omega_{1/2}=0,06^{\circ}$	~ 1.1	n ~ 2.9·10 <sup>19</sup> см⁻³ (Холл)	750	30 min /Ar

Таблица 1. Параметры исследованных образцов Si/Ge.

Примечание: "TRIM" – программа расчета концентрационных профилей имплантированных примесей.

### Измерение фотопроводимости в сильных магнитных полях в полупроводниковых гетероструктурах

Ю.Б. Кудасов <sup>1,2,\*</sup>, В.В. Платонов <sup>1,2</sup>, О.М. Сурдин <sup>1,2,§</sup>, Д.А. Маслов <sup>1,2</sup>

1 Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, ул. Духова, 6, г. Саров, 607188.

2 Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, пр. Мира, 37, г. Саров, 607188.

\*yu\_kudasov@yahoo.com, §mossom1@rambler.ru

Разработана методика измерения импеданса тонкопленочных образцов в сильном импульсном магнитном поле. Особенностью методики является возможность одновременного измерения комплексной проводимости на нескольких частотах в диапазоне от 100 кГц до 3 МГц. В гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te измерена частотная зависимость фотопроводимости в магнитном поле до 40 Тл при температурах до 77 К. Образец подсвечивался лазером с длиной волны 10,6 мкм. Обсуждаются результаты эксперимента.

### Эффекты примесного спин-зависимого рассеяния в транспорте и спиновом резонансе электронов проводимости в кремнии, легированном висмутом

А.В. Сухоруков<sup>1\*</sup>, Д.В. Гусейнов<sup>1</sup>, А.В. Кудрин<sup>1</sup>, С.А. Попков<sup>1</sup>, А.А. Деточенко<sup>1</sup>, А.В. Королева<sup>1</sup>, А.А. Ежевский<sup>1</sup>, А.А. Конаков<sup>1</sup>, В.А. Бурдов<sup>1</sup>, Н.В. Абросимов<sup>2</sup>, Н. Riemann<sup>2</sup>

1 Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. 2 Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str. 2 D-12489 Berlin, Germany. \*soukhorukov@phys.unn.ru

Методами холловской спектроскопии и спектроскопии электронного спинового резонанса исследуются транспортные и спинрелаксационные характеристики электронов проводимости в образцах кремния, легированного висмутом, в диапазоне концентраций доноров 1.1 \* 10<sup>13</sup> – 7.7 \* 10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>. В диапазоне температур 10 – 80 К обнаружено отклонение зависимости холловского сопротивления от линейной по магнитному полю, что является проявлением аномального эффекта Холла. Относительный вклад аномальной составляющей в полное холловское сопротивление уменьшается с ростом концентрации висмута, а также с увеличением температуры. При исследовании зависимости магнетосопротивления в образцах кремния с висмутом обнаружено, что с увеличением тока магнетосопротивление может меняться с положительного на отрицательное, что проявляется особенно ярко при увеличении концентрации висмута до 7.7 \* 10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>. Полученные результаты могут быть объяснены в рамках представлений о спин-зависимом рассеянии, индуцированном тяжелыми примесными центрами висмута.

#### Введение

Одной из ключевых задач в области спиновой физики полупроводников является поиск структур, обладающих большими временами жизни спиновых возбуждений и совместимых с компонентной базой микроэлектроники. Кремний - материал со слабым в сравнении с типичными прямозонными полупроводниками спин-орбитальным взаимодействием и, как следствие, меньшими скоростями спиновой релаксации – удачно удовлетворяет этим требованиям. Однако слабое спин-орбитальное взаимодействие в кремнии затрудняет эффективную поляризацию спинов в нем. Возможным решением проблемы является использование кремния, легированного тяжелыми донорами V группы, такими как сурьма или висмут, приводящими к сильному спин-зависимому рассеянию, которое могло бы способствовать ориентации спиновых токов. Наличие примесного спин-зависимого рассеяния может быть установлено в ходе магнитотранспортных и магниторезонансных измерений.

### Экспериментальные результаты и обсуждение

В настоящей работе методами холловской спектроскопии и спектроскопии электронного спинового резонанса исследуются транспортные и спинрелаксационные характеристики электронов проводимости в образцах кремния, легированного висмутом, в диапазоне концентраций доноров  $1.1 * 10^{13} - 7.7 * 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. В ходе измерений эффекта Холла в диапазоне температур 10 - 80 К обнаружено отклонение зависимости холловского сопротивления от линейной по магнитному полю, что является проявлением аномального эффекта Холла. Относительный вклад аномальной составляющей в полное холловское сопротивление уменьшается с ростом концентрации висмута, а также с увеличением температуры (рис. 1).

В то же время исследованы зависимости магнетосопротивления в образцах кремния с висмутом. Обнаружено (рис. 2 и 3), что с увеличением тока магнетосопротивление может меняться с положительного на отрицательное, что проявляется особенно ярко при увеличении концентрации висмута до 7.7 \*  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Заметим, что отрицательное магнетосопротивление в кремнии с примесью фосфора возникает только при концентрациях выше 3 \*  $10^{18}$ см<sup>-3</sup> [1,2], т.е. в области концентраций примеси, соответствующих переходу «металл-диэлектрик». Полученные нами результаты могут быть объяснены в рамках представлений о спин-зависимом рас-



**Рисунок 1.** Зависимость величины холловского сопротивления от магнитного поля в образцах кремния с висмутом (а - N<sub>d</sub>=7.2·10<sup>13</sup> cm<sup>-3</sup>; b - N<sub>d</sub>=7.7·10<sup>15</sup> cm<sup>-3</sup>).

сеянии, индуцированном тяжелыми примесными центрами висмута.

Кроме того, в образцах Si:Bi, легированных дополнительно литием (примесью с наименьшим спинорбитальным потенциалом [3]) с концентрацией на уровне  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> для заброса электронов в зону проводимости, выявлено драматическое уширение линии электронного спинового резонанса при концентрации висмута ~ 2 \*  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>, что является следствием сильной спиновой релаксации по механизму Эллиотта–Яфета [4,5], индуцированной центрами висмута. Такое увеличение скорости спиновой релаксации объясняет наблюдаемое уменьшение относительного вклада аномальной составляющей в полное холловское сопротивление с ростом концентрации висмута.



Рисунок 2. Зависимость магнетосопротивления в образцах кремния с висмутом от магнитного поля ( $N_d{=}7.7\cdot10^{15}~cm^{-3}$ ).



**Рисунок 3.** Зависимость магнетосопротивления в образцах кремния с висмутом от магнитного поля  $(N_d=7.7\cdot 10^{15}~cm^{-3})$ .

- O.N. Tubate, E.L. Stelzer // Phys. Rev., V. 139, A265 (1965).
- A.S. Troup, J. Wunderlich, D.A. Williams // J. Appl. Phys., V. 101, 033701 (2007).
- A.A. Ezhevskii, S.A. Popkov, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, A.A. Konakov, N.V. Abrosimov, H. Riemann // Solid State Phenomena, Vols. 205-206, 191-200 (2014).
- 4. R.J. Elliott // Phys. Rev., V. 96, 266 (1954).
- Yafet // in: Solid State Physics, edited by F. Seitz and D. Turnbull, V. 14, 1 (1963).

### Ионно-лучевой синтез GaN в кремнии

Д. И. Тетельбаум\*, А. Н. Михайлов, А. И. Белов, Д. С. Королев, А. Е. Смирнов, В. К. Васильев, Д. В. Гусейнов, Д. Е. Николичев, Р. Н. Крюков, В. Н. Трушин, А. С. Маркелов, А. В. Нежданов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород, 603950. \*tetelbaum@phys.unn.ru

Проведено комплексное исследование структуры, химического и фазового состава слоев кремния, имплантированных ионами галлия и азота с последующим отжигом при 900 °C. Полученные результаты свидетельствуют о возможности ионно-лучевого синтеза композитных наноструктур на основе GaN в кремний-совместимых материалах.

#### Введение

Широкозонный полупроводник GaN привлекает внимание как источник коротковолнового оптического излучения (светодиоды и лазеры), а также в связи с возможностью его интегрирования в оптоэлектронные устройства нового поколения на базе кремния. Интегрирование GaN с подложками кремния, наряду с использованием уникальных свойств этого полупроводника, дало бы возможность сохранить огромные достижения традиционной кремниевой технологии, в том числе по выращиванию слитков большого диаметра, требующегося для высокой степени интеграции. Попытки выращивания качественных эпитаксиальных пленок GaN на кремнии наталкиваются на трудности вследствие большого рассогласования решеток и различия коэффициентов теплового расширения двух материалов. В связи с этим актуальна задача синтеза включений GaN в кремниевой матрице, что делает необходимым изучение свойств и путей применения такого композитного материала. В настоящей работе изучается возможность синтеза включений GaN в матрице Si путем двойной ионной имплантации галлия и азота с последующим отжигом.

#### Методика эксперимента

Образцы Si (100) марки КЭФ-4,5 облучались последовательно ионами Ga<sup>+</sup> (80 кэВ) и N<sub>2</sub><sup>+</sup> (40 кэВ) в следующих вариантах, отличающихся порядком имплантации и дозой внедряемых ионов: 1) Ga<sup>+</sup> (5·10<sup>16</sup> cm<sup>-2</sup>)  $\rightarrow$  N<sub>2</sub><sup>+</sup> (2,5·10<sup>16</sup> cm<sup>-2</sup>);

2) 
$$N_2^+$$
 (2,5·10<sup>16</sup> cm<sup>-2</sup>)  $\rightarrow$  Ga<sup>+</sup> (5·10<sup>16</sup> cm<sup>-2</sup>);

3) 
$$\operatorname{Ga}^{+}(1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}) \rightarrow \operatorname{N}_{2}^{+}(5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}).$$

Энергии и дозы ионов подбирались таким образом, чтобы распределения Ga и N по глубине были практически одинаковыми в каждом варианте. Облученные образцы подвергались отжигу при 900 °С (30 мин) в атмосфере N<sub>2</sub>. Структура, химический состав имплантированных слоев и состояние внедренных атомов анализировались методами электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) с профилированием по глубине, рентгеновской дифракции (РД) в геометрии Брэгта–Брентано и конфокальной рамановской микроскопии/спектроскопии.

#### Результаты и обсуждение

Данные ЭПР позволили установить, что при облучении поверхностный слой кремния переходит в аморфное состояние (концентрация оборванных связей составила 5·10<sup>17</sup>–6·10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup> в зависимости от порядка и дозы облучения). В результате отжига при 900 °С концентрация центров снижается, но остается заметной, что свидетельствует о неполной рекристаллизации в условиях преципитации примеси (при высокой концентрации – выше предела растворимости примеси) и наличия больших внутренних напряжений.

Спектры РФЭС образца Si, облученного Ga<sup>+</sup> и N<sub>2</sub><sup>+</sup> (вариант 1), снятые при послойном травлении, показали приблизительное соответствие распределений атомов Ga и N расчетным профилям ионов. При этом даже без отжига ~ 13 ат.% азота оказывается связанным с кремнием. Это обусловлено, вероятно, более прочной связью Si-N по сравнению со связью Ga-N. Ввиду этого галлий находится преимущественно в несвязанном состоянии (~ 10 ат.%), а концентрация Ga, связанного с азотом, составляет менее 3 ат.%. В результате отжига интегральное содержание галлия существенно уменьшается (рис. 1), то есть происходит его испарение, а концентрация Ga, связанного с азотом, составляет 1–2 ат.%. Остальной галлий находится в несвязанном виде – он либо диспергирован в матрице в виде отдельных атомов, либо (что более вероятно) существует в форме кластеров. Таким образом, высокотемпературный отжиг приводит к распаду даже того (небольшого) количества фазы GaN, которая сформировалась непосредственно во время ионной имплантации.



Рисунок 1. Распределения по глубине элементов, входящих в состав образца Si, облученного Ga и N (вариант 1), после отжига при 900 °C.

Данные РД не выявили каких-либо кристаллических фаз в имплантированном слое Si до отжига. После отжига степень дефектности снижается, образуются дополнительные кристаллиты (из аморфной части слоя), не имеющие преимущественной ориентации, что приводит к появлению пика от кремния с индексами (111) для меньшей дозы (рис. 2). Для большей дозы, как и по данным ЭПР, кристаллизация выражена слабее. На месте линии от GaN выделяемого на фоне шума пика практически не заметно, что и следовало ожидать по данным РФЭС (доля фазы GaN слишком мала).

Эти данные не являются свидетельством отсутствия нановключений GaN, а говорят лишь о том, что либо их объемная доля мала, либо они аморфны. Результаты исследования имплантированных и отожженных при 900 °C слоев Si методом рамановской спектроскопии, которые также не выявили ярко выраженного пика рассеяния света кристаллической фазой GaN (рис. 3), свидетельствует в пользу сделанного предположения.

Таким образом, совместная имплантация ионов галлия и азота в кремний приводит к созданию внутри матрицы кремния связей GaN уже в отсутствие отжига. Отжиг при 900 °C приводит к уменьшению их концентрации.



Рисунок 2. Дифрактограммы образцов Si, облученных Ga и N (варианты 1-3), после отжига при 900 °C.



Рисунок 3. Рамановский спектр образца Si, облученного Ga и N (вариант 1), после отжига при 900 °C. На вставке: морфология поверхности (размер кадра 50×50 мкм<sup>2</sup>).

Пока не ясно, формируются ли и при каких условиях компактные нановключения GaN и, если формируются, то каковы их морфология и структура. Для решения этих вопросов требуются дальнейшие исследования, в том числе с применением малоугловых дифракционных методик и просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Ввиду обнаружения большой потери имплантированного галлия требуются специальные меры для снижения этой потери путем нанесения покрытия и/или повышения дозы галлия, а также снижение температуры отжига.

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки РФ (уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI58414X0008).

### Особенности поведения МДП-структур на основе эпитаксиальных слоев с пассивированной нанослоем InP поверхностью GaAs

#### С. В. Тихов<sup>1\*</sup>, О. Н. Горшков<sup>1,2</sup>, А. П. Касаткин<sup>1</sup>, И. Н. Антонов<sup>2</sup>, М. Н. Коряжкина<sup>1</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. 2 Нижегородский исследовательский физико-технический институт, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

\*tikhov@mail.ru

Показано, что на покрытой нанослоем InP поверхности слоя GaAs в МДП-структуре со слоем стабилизированного оксидом иттрия диоксида циркония в качестве диэлектрика наблюдается открепление уровня Ферми. Определены параметры уровней на границе раздела диэлектрик/полупроводник. Установлено, что происходит захват дырок поверхностными состояниями на границе раздела диэлектрик/полупроводник. Определены параметры центров дырочного захвата.

#### Введение

МДП-транзисторы на основе GaAs могут существенно превосходить аналогичные транзисторы на основе Si по техническим показателям. Однако до сих пор такие транзисторы не созданы вследствие низкого качества границы раздела диэлектрик/GaAs, обусловленного наличием высокой плотности поверхностных состояний (ПС). Попытки пассивации поверхности GaAs, например тонким эпитаксиальным слоем In<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>P [1] или ультратонкой прослойкой InP [2], привели к снижению плотности ПС в МДП-структуре. В последнее время МДП-структуры, в том числе на основе GaAs [3], используются наряду с МДМ-структурами при изучении эффектов резистивного переключения и памяти, исследования которых включены в Международный план по развитию полупроводниковой технологии в связи с созданием устройств памяти нового поколения [4]. В настоящей работе исследованы МДП-структуры на основе эпитаксиальных слоев GaAs с пассивированной нанослоем InP поверхностью.

#### Методика эксперимента

МДП-структуры получены на монокристаллической подложке n+-GaAs. Слой n-GaAs с концентрацией равновесных электронов  $n_0 \approx 8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, покрытый пассивирующим слоем из InP толщиной 1,5 нм, получен на поверхности подложки методом МОС-гидридной эпитаксии. Слой стабилизированного оксидом иттрия (12 мол. % Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) диоксида циркония (YSZ) толщиной 40 нм осажден на полупроводник методом ВЧ-магнетронного распыления на установке MagSputt-3G–2 при температуре подложки 200 °C. Верхние электроды из Ni площадью  $S = 10^{-2}$  см<sup>2</sup> сформированы методом термического испарения. Омический контакт с подложкой создавался методом вплавления Sn с помощью электрического разряда.

С помощью анализатора параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500A в автоматическом режиме для сформированных структур измерялись зависимости от напряжения U малосигнальной (дифференциальной) ёмкости С (СU) и проводимости G (GU) в интервале частот  $f = 10^3 -$ 2·10<sup>6</sup> Гц, малосигнальные частотные характеристики адмиттанса структур в том же интервале частот при отсутствии напряжения смещения на структуре, вольт-амперные характеристики. Для определения потенциала поверхности полупроводника измерялись значения конденсаторной фотоэдс насыщения при потоке света ~ 10<sup>20</sup> квантов/см<sup>2</sup>с, которые в этих условиях совпадали по значению с потенциалом поверхности полупроводника в темноте. Измерения проводились в интервале температур 77 – 500 К.

#### Результаты и обсуждение

В барьере Шоттки Ni/InP/n-GaAs наблюдалось открепление уровня Ферми, приводящее к значению контактной разности потенциалов  $U_k = 0,55$  В (для границы Ni/n-GaAs при таком уровне легирования  $U_k$  в используемых эпитаксиальных слоях ~1 В). Нанесение диэлектрика и создание МДПструктуры с YSZ приводило к некоторому изменению положения уровня Ферми на поверхности полупроводника. Измерения фотоэдс насыщения в МДП-структуре показали, что значение темнового поверхностного потенциала полупроводника (≈ 0,48 В) оказалось значительно меньше значения поверхностного потенциала GaAs с пиннингом уровня Ферми (~ 0,8 В). Это обусловлено возникновением ПС, которые проявлялись в частотных зависимостях адмиттанса (рис. 1). На рис. 1 показаны частотные зависимости ёмкости С и приведенной к круговой частоте  $\omega$  проводимости G исследуемой МДП-структуры при нулевом управляющем напряжении и различных температурах.



**Рисунок 1.** Частотные зависимости *С* (1-6) и *G/w* (7-12), полученные при *U* = 0 и температурах *T*, К: 490 (1, 12); 452 (2, 11); 417 (3,10); 382 (4,9); 350 (5,8); 315 (6,7). Теоретически полученные зависимости в случае моноуровня ПС при T = 417 К показаны штриховой линией.

Теоретический анализ частотных и температурных зависимостей, представленных на рис. 1, показал, что они удовлетворительно описываются наличием на поверхности полупроводника моноуровня ПС. Об этом свидетельствует также и вид диаграммы Коула-Коула [5], приведенной на рис. 2: ее форма является близкой к полуокружности, что соответствует одному типу релаксаторов.

Количественные параметры этого уровня могут быть найдены по пику приведенной проводимости [6] и по температурной зависимости времени релаксации  $\tau$  [7], определяемого с помощью выражения  $\tau = 1/2\pi f_m$ , где  $f_m$  — частота максимума зависимости  $G_p/\omega$  от f. Энергия ПС составляет  $E_c$ -0,44 эВ ( $E_c$  – энергия дна зоны проводимости GaAs), концентрация ~ 2,5·10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>эВ<sup>-1</sup>, сечение захвата – 1,1·10<sup>-19</sup> см<sup>2</sup>. Определены также основные параметры оксида: диэлектрическая проницаемость ( $\varepsilon = 29$ ) и тангенс угла диэлектрических потерь ( $tg\delta = 0,044$ ) при частоте f = 1 кГц, удельное сопротивление ( $\rho = 2 \cdot 10^{13}$  Ом·см) и поле пробоя (2·10<sup>6</sup> В/см).



**Рисунок 2.** Диаграмма Коула-Коула для структуры при температуре *T* = 350 К.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за проведение МОС-гидридной эпитаксии слоев InP/n-GaAs. Работа поддержана Министерством образования и науки России в рамках государственного задания №2014/134 (код проекта 2591)

- И.А. Карпович и др. // ФТП, Т. 27, В.10, 1736 (1993).
- S. Kundu, et al. // Journal of applied physics, V. 112, 034514-1 (2012).
- 3. С.В. Тихов и др. // ПЖТФ, Т. 40, 18 (2014).
- P.R. Mickel, et al. // Mod. Phys. Lett. B, V. 28, 1430003-1 (2014).
- П.Т. Орешкин. Физика полупроводников и диэлектриков / П.Т. Орешкин. – Москва: Высшая школа, 1977. – 448 с.
- В.Н. Овсюк. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда / В.Н. Овсюк. – Новосибирск: Наука (Сибирское отделение), 1984. – 252 с.
- Л.С. Берман. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках / Л.С. Берман, А.А. Лебедев. – Ленинград: Наука (Ленинградское отделение), 1987. – 176 с.

### Нелинейный транспорт и шумовая термометрия в баллистическом шарвиновском контакте

#### Е.С. Тихонов<sup>1,2</sup>, М.Ю. Мельников<sup>1</sup>, Д.В. Шовкун<sup>1,2</sup>, Л. Сорба<sup>3</sup>, Д. Биасиол<sup>4</sup>, В.С. Храпай<sup>1,2</sup>

1 ИФТТ РАН, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д. 2, 142432, Россия.

2 МФТИ (ГУ), Долгопрудный, Московская область, Институтский пер., 9, 141700, Россия.

3 NEST, Istituto Nanoscienze-CNR and Scuola Normale Superiore, Piazza San Silvestro 12, I-56127 Pisa, Italy.

4 CNR-IOM, Laboratorio TASC, Area Science Park, I-34149 Trieste, Italy.

Мы экспериментально изучаем транспорт и дробовой шум квазиклассического точечного контакта, выполненного в двумерной электронной системе в GaAs с электронной концентрацией  $9.6 \times 10^{10} \, \text{сm}^{-2}$  и подвижностью  $4 \times 10^6 \, \text{сm}^2/\text{B} \cdot \text{c}$  при температуре 0.5 К. При не слишком больших тянущих напряжениях шумовая температура определяется рассеиваемым джоулевым теплом и практически не зависит от сопротивления сужения, что отражает разогрев электронной системы. По мере увеличения тянущего напряжения на фоне перегрева наблюдается избыточный шум, сопровождаемый уменьшением дифференциального сопротивления точечного контакта. Спектральная плотность этого избыточного шума грубо линейно связана с нелинейной частью тока соотношением  $\delta S \approx 2F^* |e\delta I|$  с эффективным фактором Фано  $F^* < 1$ , указывая на то, что имеет место случайный процесс рассеяния. Подавление неупругих вкладов в шум и сопротивление в слабом магнитном поле подтверждает происхождение эффекта.

В недавней теоретической работе [1] было показано, что электрон-электронное рассеяние дает основной вклад в нелинейную часть проводимости классического контакта и, что нетривиально, приводит к ее увеличению. Своего рода эффект увлечения, происходящий из рассеяния электронов, уже прошедших через контакт, на налетающих электронах, должен приводить к близкой к линейной зависимости дифференциального сопротивления контакта от напряжения и возникновению дробового шума баллистического шарвиновского контакта. В данной работе мы наблюдаем отличительные признаки данного эффекта [2].

#### Описание эксперимента

Образцы изготовлены на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом с глубиной залегания 200 нм. Длина свободного пробега электрона при T = 4.2 К составляет 20 мкм. Мы исследовали три образца — литографической ширины 600 нм и 260 нм в симметричной и Тобразной геометрии соответственно. Сопротивление точечного контакта в линейном режиме  $R_0$  контролируется приложением затворного напряжения к металлическому расщепленному затвору, определяющему сужение. Эксперимент был выполнен в <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He криостате растворения (образец 1) и во вставке с откачкой паров <sup>3</sup>He (образец 2) при тем-

пературах T = 0.1 К и T = 0.5 К соответственно. При шумовых измерениях сигнал сначала фильтровался в районе центральной частоты 13 МГц при помощи резонансного LC-контура, а затем детектировался после усиления низкотемпературным усилителем и набором комнатных усилителей. Калибровка установки выполнялась посредством измерения теплового шума Джонсона–Найквиста.

#### Результаты и обсуждение



Рисунок 1. Нелинейный транспортный режим в квазиклассическом точечном контакте (образец 1). R<sub>diff</sub> (линии, шкала слева) и T<sub>N</sub> (символы, шкала справа) построены как функция тянущего напряжения точечного контакта. Сплошная линия и круги соответствуют нулевому магнитному полю, пунктирная линия и треугольники — перпендикулярному магнитному полю 67 мТ.

На рисунке 1 мы демонстрируем, что линейная зависимость дифференциального сопротивления от напряжения действительно наблюдается экспериментально. Здесь же показана спектральная плотность токового шума S<sub>I</sub>, выраженная через шумовую температуру  $T_N = S_I R_{diff}/4k_B$ , где  $k_B$  – постоянная Больцмана. Видно, что R<sub>diff</sub> падает грубо линейно с увеличением тянущего напряжения. Качественно это наблюдение аналогично температурной зависимости сопротивления точечного контакта в линейном режиме [3] и отражает вклад процессов электрон-электронного рассеяния в проводимость  $|\delta I| \sim V^2$ . Падение дифференциального сопротивления сопровождается одновременным ростом T<sub>N</sub> с близкой к линейной зависимостью от | V / при не слишком больших значениях | V / и дополнительным нелинейным вкладом при / V / > 0.5 мВ.

Мы показываем, что шум точечного контакта определяется двумя эффектами. Во-первых, при небольших значениях V увеличение шумового сигнала определяется разогревом двумерной системы вблизи точечного контакта. На рисунке 2 показана  $T_N^2$  как функция джоулевой мощности J, выделяемой на контакте, для двух образцов. При небольших значениях J данные для обоих образцов описываются линейной зависимостью, почти независимой от линейного сопротивления контакта  $R_0$ . Такое поведение описывается балансом выделяющегося джоулева тепла и охлаждением, контролируемым законом Видемана–Франца:

$$T_N^2 \approx T_0^2 + R_{2DES} L^{-1} J,$$

где  $T_0$  – температура ванны,  $R_{2DES}$  – сопротивление подводящих частей двумерного газа в параллель, L – число Лоренца.

Кроме того, при увеличении тянущего напряжения близкое к универсальному поведение пропадает и на фоне перегревного сигнала наблюдается избыточный шум, связанный со случайными флуктуациями (следствие электрон-электронного рассеяния) числа прошедших через контакт электронов и качественно согласующийся с предсказанием теории [1]. На вставке на рисунке 2 показана спектральная плотность этого избыточного шума  $\delta S$  как функция нелинейной составляющей тока через сужение  $\delta I = I - V/R_0$ . Наше основное наблюдение состоит в том, что при достаточно больших  $V \delta S$ 

грубо линейно зависит от  $\delta I$ , т.е.  $\delta S$  и  $\delta I$  функционально одинаково зависят от тянущего напряжения. В пределе больших значений  $\delta I$  наклон кривых соответствует значению Фано-фактора  $F^* \approx 0.9$ , что подразумевает присутствие случайного процесса рассеяния между падающими с разных сторон на точечный контакт электронными пучками.

Несмотря на хорошее качественное согласие с теорией в области больших значений /  $\delta I$  /, при малых значениях /  $\delta I$  / наблюдается существенное расхождение. Оценка длины электрон-электронного рассеяния при энергии / eV / = 0.5 мэВ дает 2 мкм, что на порядок меньше упругой длины свободного пробега, и поэтому идеи [1] применимы лишь качественно.



**Рисунок 2.** Квадрат шумовой температуры как функция джоулевой мощности для двух образцов. Открытые символы соответствуют образцу 1 ( $R_0 \approx 2 k\Omega$ ), закрытые — образцу 2 (коричневый — 0.5 kΩ, зеленый — 1.5 kΩ, оранжевый — 3.4 kΩ). Пунктирные линии — экстраполяция линейной зависимости  $T_N^2$ - $T_0^2 \approx J$  при небольших значениях J, где  $T_0 = 0.1$  K — температура ванны для образца 1 и  $T_0 = 0.5$  K для образца 2. Данные для образца 1 сдвинуты по вертикали для наглядности.

- K.E. Nagaev, T.V. Krishtop, N.Yu. Sergeeva // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 94, 53 (2011).
- E.S. Tikhonov, M.Yu. Melnikov, D.V. Shovkun, L. Sorba, G. Biasiol, and V.S. Khrapai // Phys. Rev. B 90, 161405(R) (2014).
- M.Yu. Melnikov, J.P. Kotthaus, V. Pellegrini, L. Sorba, G. Biasiol, and V.S. Khrapai // Phys. Rev. B 86, 075425 (2012).

### Кинетика экситонной рекомбинации в искусственных и естественных квантовых ямах Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N (x<y~0.7)

### А. А. Торопов<sup>1, \*</sup>, Е. А. Шевченко<sup>1</sup>, Т. В. Шубина<sup>1</sup>, В. Н. Жмерик<sup>1</sup>, Д. В. Нечаев<sup>1</sup>, G. Pozina<sup>2</sup>, J. P. Bergman<sup>2</sup>, B. Monemar<sup>2</sup>, S. Rouvimov<sup>3</sup>, С. В. Иванов<sup>1</sup>

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

2 Department of Physics, Chemistry and Biology, Linköping University, Linköping S-581 83, Sweden.

3 University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA.

\*toropov@beam.ioffe.ru

Экспериментально показано, что спонтанная модуляция состава твердого раствора AlGaN с содержанием Al порядка 60–70% приводит к образованию своеобразной наноструктуры типа апериодической сверхрешетки. Флюктуирующий потенциал экситонной локализации для этой области составов оказывается максимальным, что обеспечивает рекордно большую величину внутреннего квантового выхода излучения порядка 35% при 300 К.

Полупроводниковые наноструктуры на основе твердых растворов AlGaN рассматриваются в настоящее время как наиболее перспективные материалы для конструирования светоизлучающих приборов области среднего ультрафиолета (УФ). В частности, покрытие диапазона длин волн 220-280 нм, используемого для "солнечно-слепых" оптических линий связи, требует использования AlGaN с содержанием Al порядка 70%. Такие материалы обладают уникальными оптическими характеристиками, определяемыми большим значением энергии связи экситона (~70 мэВ) и еще большей величиной (~100 мэВ) характерной энергии локализации экситона флюктуациями состава твердого раствора [1]. Последняя особенность связана как с исключительно малым боровским радиусом экситона (<2 нм), так и с предрасположенностью твердого раствора AlGaN в данном диапазоне составов к спонтанному упорядочению в процессе эпитаксиального роста [2]. В настоящей работе кинетика экситонной рекомбинации и микроструктура на атомном уровне исследованы в гетероструктурах Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N (0.5<x<0.8), изготовленных методом молекулярно-пучковой эпитаксии.

#### Образцы и экспериментальные методики

Образцы, выращенные на подложках с-сапфира с использованием AlN буферных слоев, содержали квантовые ямы вида Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/Al<sub>x+0.1</sub>Ga<sub>0.9-x</sub>N тол-

щиной 2 нм, изготовленные с использованием техники субмонослойной дискретной эпитаксии [3] в сильно металл-обогащенных условиях. Часть образцов выращивалась без вращения подложки в условиях градиента интенсивности молекулярных потоков и температуры в радиальном направлении сапфировой подложки. Такой режим роста приводил к формированию соответствующего градиента состава слоев AlGaN, что позволяло получать линейку образцов, фактически отличающихся только этим параметром. Гетероструктуры с квантовыми ямами исследовались методами импульсной фотолюминесцентной (ФЛ) спектроскопии с пикосекундным временным разрешением и высокоугловой кольцевой темнопольной сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (HAADF STEM).

#### Результаты и обсуждение

Как видно на рис. 1, помимо преднамеренно выращенной "искусственной" квантовой ямы гетероструктура AlGaN включает "естественные" квантовые ямы толщиной 1–2 монослоя и апериодические сверхрешетки, спонтанно образующиеся в объемных барьерных слоях. Как искусственные, так и естественные квантовые ямы демонстрируют яркую экситонную ФЛ с характерным временем жизни порядка 200–300 пс в широком диапазоне температур от 5 К до 300 К (см. рис. 2).



**Рисунок 1.** Изображение поперечного сечения AlGaN-гетероструктуры, полученное методом HAADF STEM. Справа показана развертка интенсивности, усредненная по изображению: большая интенсивность соответствует большему содержанию Ga в AlGaN. Скобкой выделена область одиночной квантовой ямы толщиной 2 нм.



**Рисунок 2.** Спектры ФЛ, измеренные при разных температурах в условиях непрерывного возбуждения (а). Кривые затухания ФЛ в максимуме пика ФЛ барьерных слоев (b).

В зависимости от среднего состава квантовых ям и барьеров, а также от условий роста линии излучения искусственной и естественных квантовых ям могут как полностью разделяться, так и спектрально перекрываться. Наибольший внутренний квантовый выход ФЛ при 300 К (~35%) наблюдался в спектральной области, соответствующей излучению экситонов, локализованных в естественных квантовых ямах, сформированных в барьерных слоях (правый пик на рис. 2а). Это значение является рекордно высоким для гетероструктур AlGaN, выращенных на коммерчески доступных сапфировых подложках, что свидетельствует о хороших перспективах использования естественных наноструктур, полученных в результате спонтанной модуляции состава твердого раствора AlGaN, для разработки светоизлучающих приборов среднего УФ-диапазона.

Работа была выполнена при поддержке РНФ, грант № 14-22-00107.

- N. Nepal, J. Li, M.L. Nakarmi, J.Y. Lin, et al. // Appl. Phys. Lett., V. 88, 062103 (2006).
- M. Gao, S.T. Bradley, Y. Cao, et al. // J. Appl. Phys., V. 100, 103512 (2006).
- V.N. Jmerik, A.M. Mizerov, A.A. Sitnikova, et al. // Appl. Phys. Lett., V. 96, 141112 (2010).

### Тандемные фотовольтаические ячейки с композитным соединительным слоем

#### В. В. Травкин<sup>1\*</sup>, Г. Л. Пахомов<sup>1,2</sup>, А. Ю. Лукьянов<sup>1</sup>, П. А. Стужин<sup>3</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Ивановский государственный химико-технологический университет, пр. Шереметьевский, д. 7, Иваново, 153000.

\*trav@ipmras.ru

Были изготовлены тандемные фотовольтаические ячейки, содержащие последовательно соединенные субъячейки с барьером Шоттки «молекулярный слой/металл», и измерены их характеристики. Для согласования субъячеек использовался полупрозрачный композитный металл-металлоксидный слой Al/MoO<sub>3</sub>. Полученные тандемные ячейки преобразуют излучение в широком диапазоне длин волн — от 300 до 1000 нм со спектром поглощения, максимально приближенным к спектру солнечного излучения. Э. д. с. холостого хода **U**<sub>oc</sub> тандемных ячеек достигает 1,1 В за счёт вкладов каждой из субъячеек.

#### Введение

В фотовольтаических ячейках с барьером Шоттки на основе фталоцианиновых металлокомплексов могут быть достигнуты более высокие э. д. с. холостого хода  $U_{oc}$ , чем в ячейках, содержащих молекулярный гетеропереход [1]. Однако такие однослойные ячейки имеют узкий диапазон оптической активности. Расширение диапазона может быть достигнуто в тандемной схеме фотопреобразователя, содержащего субъячейки, поглощающие фотоны различных участков спектра солнечного излучения.

В предыдущей работе [2] были изготовлены тандемные фотовольтаические ячейки с полупрозрачным композитным соединительным слоем Al/NcVO (NcVO = нафталоцианин ванадила). Недостаток такого слоя состоит в образовании барьеров на границе «Al/NcVO» и/или NcVO/PcVO, и, следовательно, в снижении  $U_{oc}$  в верхней субъячейке [2]. В данной работе были изготовлены тандемные фотовольтаические ячейки с металл-металлоксидным соединительным слоем Al/MoO<sub>3</sub>, который успешно применяется в качестве анода в светоизлучающих диодах [3] и фотовольтаических ячейках [4 – 6].

#### Эксперимент

Многослойные тонкопленочные фотовольтаические ячейки были изготовлены методом термического испарения в вакууме (5•10<sup>-6</sup> Topp) на установке ВУП-5М в режиме последовательного нанесения слоёв. Были использованы низкомолекулярные фотоактивные комплексы — субфталоцианин хлорида бора SubPc, фталоцианины олова SnPc и ванадила PcVO. Компонентами полупрозрачного композитного соединительного слоя были оксид молибдена МоО<sub>3</sub> и Аl; сплав магний-серебро Mg:Аg применялся для непрозрачного биметаллического катода. Таким образом, ITO и Al образуют анод и катод в нижней субъячейке тандемной структуры слой Al, модифицированный МоО3 и слой Mg:Ag — анод и катод верхней субъячейки, соответственно. Толщина каждого из фотоактивных слоёв — 50 нм, толщина алюминия и оксида молибдена — 15 и 7 нм, соответственно, толщина слоя Mg:Ag — 80 нм. В качестве подложек использовались стеклянные пластины, покрытые прозрачным проводящим оксидом индия-олова ITO (Aldrich). Спектры оптического поглощения и внешней квантовой эффективности были получены с использованием монохроматора МДР-41 ЛОМО. Измерение вольтамперных характеристик образцов проводилось в темноте и при освещении (35 мВт/см<sup>2</sup>) в инертной атмосфере на характериографе Keithley SCS 4200.

#### Результаты и обсуждение

Было изготовлено несколько серий ячеек: тандемные ячейки «стекло/ITO/SubPc/Al/MoO<sub>3</sub>/PcVO/Mg:Ag», а также субъячейки: нижняя «стекло/ITO/SubPc/Al» и верхняя «стекло/Al/MoO<sub>3</sub>/PcVO/Mg:Ag». Дополнительно каждая из субъячеек измерялась при оптическом или электрическом выключении.

На рис. 1 представлена диаграмма энергетических уровней молекул-фотоабсорберов SubPc и PcVO, оксида молибдена, а также работы выхода для материалов электродов. Предполагается, что взаимодействие оксида молибдена с алюминием в композитном слое Al/MoO<sub>3</sub> формирует интерфейсный диполь, изменяющий работу выхода металла до величины, близкой к работе выхода ITO [6]. Вследствие близости уровня валентной зоны MoO<sub>3</sub> (5,3 эВ) и высшей занятой молекулярной орбитали PcVO (5,2 эВ) обеспечивается транспорт основных носителей заряда – дырок – к слою алюминия, где происходит их рекомбинация с электронами, образующимися при распаде экситонов в поле барьера Шоттки «SubPc/Al» в нижней субъячейке.



**Рисунок 1.** Диаграмма энергетических уровней используемых материалов.

В то же время значительная разница (1,2 эВ) между краем зоны проводимости МоО3 и низшей вакантной молекулярной орбиталью PcVO обеспечивает блокирование френкелевских экситонов на границе «МоО<sub>3</sub>/PcVO» в верхней субъячейке. За счёт большой разницы работы выхода электронов из контактов не только нижней, но и верхней субъячейки обеспечивается высокий встроенный потенциал, повышающий эффективность сбора носителей заряда. На рис. 2а представлены вольтамперные характеристики (BAX) тандемной ячейки и двух субъячеек, а на рис. 26 — IV квадрант ВАХ. В темноте соотношение между плотностями токов при прямом и обратном смещении не превышает одного-двух порядков. При освещении ток короткого замыкания J<sub>SC</sub> в тандемных ячейках значительно превышает (см. рис. 2а, б) сумму токов каждой из субъячеек, измеренных раздельно, и равен 0,07 мА/см<sup>2</sup>. Известно, что фототок зависит от количества поглощенных и преобразованных ячейкой фотонов. Ультратонкая полупрозрачная металлическая пленка соединительного слоя выполняет роль оптического микрорезонатора (спейсера) [3], эффективно рассеивая проходящий через тандемную фотовольтаическую ячейку свет в объём слоя SubPc. А наличие в тандемной ячейке двух фотоактивных слоёв SubPc и PcVO, интенсивно поглощающих в области 500-650 и 600-950 нм, обеспечивает захват фотонов большей части видимого и ближнего ИК-диапазонов.



Рисунок 2а, б. Вольтамперные характеристики тандемной ячейки (круг) субъячеек — верхней (ромб) и нижней (треугольник), измеренные при освещении в инертной атмосфере.

Полоса Сорэ PcVO определяет ненулевое фотопреобразование в синей части видимой области. Э. д. с. холостого хода  $U_{oc}$  в тандемной ячейке приближается к 1,1 В вследствие сложения  $U_{oc}$  каждой из субъячеек.

- 1. S. Antohe // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, V. 2, 498 (2000).
- V. V. Travkin, G. L. Pakhomov, A. Y. Luk'yanov, et al. // Synthetic Metals, V. 200, 99 (2015).
- D. Lei, Z. Fanghui, M. Ying, et al. // Journal of Semiconductors, V. 33, 013003 (2012).
- S. E. Morris, M. Shtein // Organic Electronics, V. 15, 3795 (2014).
- D. W. Zhao, X. W. Sun, C. Y. Jiang, et al. // Applied Physics Letters, V. 93, 083305 (2008).
- J. C. Ke, Y. H. Wang, K. L. Chen, et al. // Solar Energy Materials & Solar Cells, V. 133, 248 (2015).

### Нетривиальная динамика экситонов в высококачественной InGaAs/GaAs квантовой яме

### А. В. Трифонов<sup>1,\*</sup>, С. Н. Коротан<sup>1</sup>, А. С. Курдюбов<sup>1</sup>, И. Я. Герловин<sup>1</sup>, И. В. Игнатьев<sup>1</sup>, Ю. П. Ефимов<sup>2</sup>, С. А. Елисеев<sup>2</sup>, Ю. К. Долгих<sup>2</sup>, В. В. Овсянкин<sup>3</sup>, А. В. Кавокин<sup>1</sup>

1 Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504.

2 Ресурсный центр «Нанофотоника», Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504.

3 Физический факультет, Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504.

4 Школа физики и астрономии, Университет Саутгемптона, Саутгемптон S017 1BJ, Великобритания.

\*arthur.trifonov@gmail.com

Экспериментально изучены спектры экситонной фотолюминесценции (ФЛ) и отражения высококачественной полупроводниковой гетероструктуры с InGaAs/GaAs квантовой ямой шириной ~95 нм в температурном диапазоне 4-30 К. Обнаружено, что спектральная ширина экситонных пиков практически не зависит от температуры при слабом оптическом возбуждении и носит необычный немотонный характер при более сильных накачках. В сигнале кинетики фотоотражения, изученной методом накачки-зондирования, наблюдаются две компоненты с различным временем затухания, связанные с радиационным распадом экситонов (~5 пс) и с формированием долгоживущего резервуара неизлучающих экситонов (~15 нс). Установлено, что немонотонная температурная зависимость спектральной ширины пиков в спектрах ФЛ определяется рассеянием излучающих экситонов неизлучающими, концентрация которых немонотонно зависит от температуры. В температурном интервале 4-15 К концентрация этих экситонов растет в связи с ростом средней кинетической энергии. При больших температурах происходит диссоциация экситонов, приводящая к уменьшению концентрации неизлучающих экситонов.

#### Введение

Скорость радиационного распада экситонов в квазидвумерных полупроводниковых структурах с квантовыми ямами (КЯ) сильно зависит от локализации экситонов. В высококачественных наноструктурах радиационный распад экситонов возможен, только если компонента их волнового вектора, направленная вдоль слоя КЯ, не превышает волнового вектора излучаемого фотона. Сила осциллятора всей экситонной дисперсионной ветви аккумулируется в ее маленьком участке (световом конусе), и скорость радиационного распада может достигать единиц пикосекунд. Экситоны, движущиеся вдоль слоя КЯ с волновым вектором за пределами светового конуса, образуют резервуар долгоживущих неизлучающих экситонов [1].

В этой работе мы представляем экспериментальные данные о совместной эволюции излучающих и неизлучающих экситонных состояний в высококачественной гетероструктуре, содержащей относительно широкую InGaAs/GaAs KЯ.

### Экспериментальная установка и образец

Исследуемый образец выращен методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs. Структура содержит широкую InGaAs КЯ толщиной около 95 нм и концентрацией In ~2 %. Для экспериментов образец помещался в оптический гелиевый криостат замкнутого цикла. Температура варьировалась в диапазоне 4 – 30 К.

Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась непрерывным перестраиваемым титан-сапфировым лазером резонансно в один из уровней (восьмой) размерного квантования экситона в широкой КЯ. ФЛ регистрировалась при помощи 0.55 м монохроматора, оснащенного ПЗС-матрицей. Лазерное излучение фокусировалось в пятно диаметром около 50 мкм.

Исследование кинетики фотоотражения проводилось при помощи методики «накачка-зондирование». Мы использовали излучение фемтосекундного титан-сапфирового лазера, разделенного на лучи накачки и зондирования. Луч накачки пропускался через акусто-оптический перестраиваемый фильтр, вырезающий спектрально узкий пикосекундный импульс.

#### Экспериментальные результаты

На рисунке 1 приведены типичные спектры ФЛ и отражения, измеренные в одной точке. Спектр ФЛ

состоит из набора узких пиков, связанных с уровнями размерного квантования экситона в КЯ. Важно отметить, что положение особенностей в спектрах ФЛ и отражения совпадает. Это, как и чрезвычайно малая ширина линий ФЛ (полуширина на полувысоте нижайшего состояния 123 мкэВ, следующих трех возбужденных ~ 60 мкэВ), показывает высокое качество исследуемого образца и высокую скорость радиационного распада (~10 пс для нижайшего состояния).



Рисунок 1. (а) - типичный спектр ФЛ. Синяя кривая экспериментальный спектр, красная - подгонка лоренцианами. (б) - типичный спектр отражения (синяя кривая) и его подгонка (красный кривые).

Анализ спектров ФЛ, измеренных при различных температурах и мощностях накачки, показал сублинейную зависимость полуширины линий от мощности накачки и ее немонотонное изменение при повышении температуры. Так, при повышении температуры от 4 до 16 К полуширина линий увеличивается. При дальнейшем увеличении температуры до 30 К полуширина уменьшается. Зависимость интегральной интенсивности ФЛ от температуры описывается кривой Аррениуса с энергиями активации, совпадающими с величинами энергий связи экситона и высотой барьера. Результаты исследования динамики фотомодулированного отражения для нижайшего экситонного состояния при различных температурах показаны на рисунке 2. Сигнал фотоотражения состоит из быстрой и медленной компонент. Быстрая компонента практически не зависит от температуры, и ее время затухания составляет  $5 \pm 1$  пс. Время жизни медленной компоненты (15 нс при 4 К) сравнимо с периодом следования импульсов (12.5 нс) и увеличивается до 45 нс при росте температуры до 15 К, что наблюдается как постоянная подставка сигнала. Дальнейшее увеличение температуры приводит к сокращению времени жизни и концентрации экситонов в резервуаре.



Рисунок 2. Зависимости фотоотражения от задержки между импульсами накачки и зондирования, измеренные при различных температурах.

#### Обсуждение

Наблюдаемые в эксперименте температурные особенности уширения экситонных линий объясняются столкновениями с экситонами резервуара, концентрация которых на несколько десятичных порядков больше, чем излучающих экситонов при температуре T < 15 К. Дальнейшее увеличение температуры приводит к распаду неизлучающих экситонов, и их влияние на излучающие экситоны уменьшается.

#### Литература

 S. W. Koch, M. Kira, G. Khitrova, and H. M. Gibbs // Nature Mat. 5, 523 (2006).

### Генерация терагерцевого излучения в периодическом ансамбле полупроводниковых нитевидных нанокристаллов на основе GaAs

В. Н. Трухин<sup>1,2\*</sup>, А. Д. Буравлев<sup>1</sup>, И. А. Мустафин<sup>1,2</sup>, J.P. Kakko<sup>3</sup>, T. Huhtio<sup>3</sup>, H. Lipsanen<sup>3</sup>

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

2 НИУ ИТМО, Кронверкский пр-т, 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 Department of Micro- and Nanosciences, Micronova, Aalto University, P.O. Box 13500, FI-000a76 Aalto, Finland.

\*valera.truchin@mail.ioffe.ru

В настоящей работе приведены результаты исследования генерации ТГц-излучения упорядоченным массивом полупроводниковых нитевидных нанокристаллов на основе GaAs, отличающихся геометрическими параметрами, при возбуждении сверхкороткими оптическими импульсами. Показано, что эффективность ТГц-генерации определяется возможностью усиления электромагнитного поля за счет возбуждения цилиндрических волновых мод в нанопроводе и достигает оптимума при значении расстояния между нанопроводами порядка длины волны возбуждающего света.

Использование квазиодномерных наноструктур, таких как нитевидные нанокристаллы (ННК), в качестве терагерцевых (ТГц) излучателей является перспективным направлением совершенствования существующих эмиттеров терагерцевого излучения ввиду уникальности их электрических и оптических свойств. Для сравнения эффективности ТГцгенерации в структурах на основе ННК с эффективностью ТГц-генерации в объемном материале необходимо экспериментально исследовать ТГцгенерацию в структурах с различной плотностью нанопроводов, фактор заполнения которых составлял бы величину от одной тысячной до нескольких десятых. Настоящая работа посвящена решению этого вопроса.

GaAs нитевидные нанокристаллы (ННК) выращивались на подложках GaAs p-типа с кристаллографической ориентацией (111)В методом МОVPE. Для фотовозбуждения наноструктур использовался титан-сапфировый лазер, генерирующий оптические импульсы (длина волны 795 нм) с частотой повторения 80 МГц. Длительность световых импульсов составляла 15 фс. Регистрация ТГцизлучения осуществлялась методом электрооптического стробирования.

Были проведены эксперименты по регистрации волновых форм ТГц-импульсов и определены зависимости величины амплитуды электрического поля ТГц-импульса от плотности нанопроводов для различных массивов ННК. На рис. 1 представлена зависимость максимальной амплитуды ТГц-поля, генерируемого массивом ННК, от величины объемной доли нанопроводов при одинаковых высотах. Нанокристаллы в этих массивах имели диаметр d=80 нм и высоту h~1100 нм. На представленной кривой наблюдается пик эффективности генерации ТГц-излучения при расстоянии *а* между нанопроводами порядка длины волны возбуждающего света.



**Рисунок 1.** Максимальная амплитуда ТГц-поля, генерируемого массивом ННК с различной плотностью.

При *а* больше длины волны экспериментальные точки ложатся практически на прямую, а это свидетельствует о том, что эффективность ТГцгенерации определяется плотностью нанопроводов, т.е. мы регистрируем сумму вкладов электромагнитного излучения от каждого нанопровода. При *а* меньше длины волны ТГц-поле убывает. Таким образом, предположение авторов ряда публикаций [1-3] о росте эффективности ТГц-генерации полупроводниковыми ННК при увеличении фактора заполнения при  $a < \lambda$  представляется несостоятельным. Необычное поведение зависимости величины ТГц-поля от фактора заполнения нанокристаллов удалось объяснить на основе результатов исследо-

вания зависимости генерации ТГц-излучения массивом ННК от поляризации возбуждающего излучения. Оказалось, что при определенных условиях эффективность ТГц-генерации становится больше для поляризации возбуждающего оптического излучения, направление которой перпендикулярно оси нанопровода. На рис. 2 представлены зависимости соотношения между максимальными амплитудами ТГц-импульса для ТМ-поляризации и ТЕполяризации возбуждающего излучения от расстояния между нанопроводами. Угол падения составлял 45°. Из этого рисунка видно, что в интервале величин а, когда ТГц-поле является суммой вкладов от одиночных нанопроводов, максимальная аплитуда ТГц-поля, генерируемого от массива ННК с диаметром d=160 нм, для ТЕ-поляризации примерно в два раза больше, чем для ТМ-поляризации. Тем не менее, для массива ННК с диаметром d=80 нм соответствующее соотношение значений амплитуд ТГц-полей прямо противоположно. Эти экспериментальные результаты вполне интерпретируются в рамках физического процесса, связанного с возбуждением цилиндрических волновых мод при падении света на диэлектрический цилиндр [4].



Рисунок 2. Зависимость соотношения между максимальными амплитудами ТГц-импульса для ТМ-поляризации и ТЕ-поляризации возбуждающего света от расстояния между нанопроводами.

Отметим, что подобное резонансное поглощение при иследовании фотоэдс в структурах на основе GaAs HHK наблюдалось в работе [5]. Используя данные для комплексного показателя преломления GaAs, мы вычислили сечение поглощения света при наклонном падении на цилиндр. На рис. 3 представлена зависимость сечения поглощения света от величины kr при угле падения 45°. Видно, что поглощение света примерно в два раза больше для TE-поляризации по сравнению с TM- поляризацией при значении kr = 0.63 (d = 160нм). При kr = 0.31 (d = 80 нм) наблюдается противоположная картина. Величина ТГц-поля, генерируемого в процессе движения неравновесных носителей заряда, пропорциональна концентрации фотовозбужденных носителей заряда [6]. Соответственно, значение ТГц-поля будет коррелировать с величиной поглощения света. Таким образом, экспериментальные результаты можно объяснять в рамках модели возбуждения цилиндрических волновых мод в нанопроводе. Так же, с привлечением этой модели, можно объяснить экспериментальные результаты, связанные с определением максимальной эффективности генерации ТГц-излучения массивом HHK.



Рисунок 3. Спектры сечения поглощения для ТМ-поляризации и ТЕ-поляризации.

Действительно, при увеличении плотности нанопроводов взаимодействие этих точечных диполей между собой можно в первом приближении учесть, вводя эффективный показатель преломления среды, в которой излучает точечный диполь. Можно показать, что будет наблюдаться красный сдвиг резонансной частоты и величина поля внутри нанопровода будет уменьшаться. Естественно, данное рассмотрение выполняется при условии  $\lambda > a$ . Следовательно, при этих условиях эффективность ТГцгенерации будет спадать более интенсивно, чем при учете только изменения прохождения излучения в окружающее пространство из слоя массива ННК. Потому максимальная эффективность генерации ТГц-излучения массивом ННК, по-видимому, будет при условии  $\lambda \sim a$  и соответствующих значениях d и λ, когда возникает резонансное возбуждение цилиндрических волновых мод в нанопроводе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и программы фундаментальных исследований Президиума РАН.

- G. B. Jung, Y. J. Cho, Y. Myung, et al. // Optics Express 18, 16353 (2010).
- P. Hoyer, M. Theuer, R. Beigang, et al. // Appl. Phys. Lett. 93, 091106 (2008).
- D. V. Seletskiy, M. P. Hasselbeck, J. G. Cederberg, et al. // Phys. Rev. B 84, 115421 (2011).
- 4. Wait J. R., Can. J. // Phys. 33, 189 (1955).
- 5. Shu Hu, Chun-Yung Chi, Katherine T. Fountaine, et al. // Energy Environ. Sci. 6, 1879–1890 (2013).
- V. N. Trukhin, A. V. Andrianov, N. N. Zinov`ev // Phys. Rev. B 78, #155325 (2008).

### Начальные стадии роста тройных сплавов Si-Ge-Sn на Si(100), выращенных методом низкотемпературной МЛЭ

#### А. Р. Туктамышев<sup>\*</sup>, В. А. Тимофеев, В. И. Машанов, А. И. Никифоров, М. Ю. Есин

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090. \*tuktamyshev@isp.nsc.ru

Экспериментально определена зависимость толщины смачивающего слоя пленок Ge<sub>1-5x</sub>Si<sub>4x</sub>Sn<sub>x</sub> в диапазоне температур 150 – 450 °C. Данная зависимость имеет немонотонный характер, подобна зависимости толщины смачивающего слоя от температуры при росте чистого Ge на Si(100) и обусловлена изменением механизма двумерного роста. Получены зависимости среднего размера, плотности островков, а также отношение высоты островков к их поперечному размеру методами атомно-силовой и сканирующей туннельной микроскопии. С увеличением температуры роста от 200 до 400 °C увеличивается средний размер наноостровков от 4,7 до 23,6 нм.

#### Введение

Теоретические исследования и экспериментальные данные, показывающие твердые растворы Si<sub>x</sub>Sn<sub>y</sub>Ge<sub>1-x-y</sub> как потенциальные прямозонные полупроводники, демонстрируют, что гетеросистема Si-Ge-Sn интересна для создания излучающих приборов для опто- и наноэлектроники [1]. Наиболее важным свойством тройных растворов Si<sub>x</sub>Sn<sub>y</sub>Ge<sub>1-x-y</sub> является независимая регулировка ширины запрещенной зоны и параметра постоянной решетки.

Эпитаксиальный рост сплавов Si<sub>x</sub>Sn<sub>y</sub>Ge<sub>1-x-y</sub> осложнен рассогласованием в постоянных решетки между Sn и Ge (15%), Sn и Si (19%), маленькой равновесной растворимостью Sn в Si и Ge (<1%), а также тенденцией к поверхностной сегрегации Sn [2]. Низкотемпературная МЛЭ как методика неравновесного роста может решить вышеуказанные проблемы.

#### Результаты и обсуждение

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии были выращены пленки тройного раствора  $Si_{4y}Sn_yGe_{1-5y}$ (у может меняться от 0 до 0,2) в диапазоне температур 150 – 450 °C. С помощью дифракции быстрых электронов в процессе эпитаксиального роста была определена критическая толщина перехода от двумерного к трехмерному росту для структур  $Si_{4y}Sn_yGe_{1-5y}/Si(100)$ , которая зависит от температуры роста (рисунок 1).

Температурная зависимость толщины смачивающего слоя при концентрации германия 60% и 80% имеет немонотонный характер с максимумом. Поведение обусловлено сменой механизмов роста изза нуклеации и слияния двумерных островков на поверхности. Для сравнения приведена температурная зависимость 2D-3D-перехода для роста чистого германия на поверхности кремния (100) [3].



**Рисунок 1.** Температурная зависимость 2D-3D-перехода при эпитаксии  $Si_{4v}Sn_vGe_{1-5v}$  на Si(100).

При низких температурах адатомы из-за малой подвижности не могут достигнуть края 2D-островков, которые растут дальше, заполняя следующий слой на поверхности островка. Далее многоуровневые островки трансформируются в трехмерные островки, вызывая высокую поверхностную шероховатость. При увеличении температуры роста плотность многоуровневых островков (и, как следствие, шероховатость поверхности) уменьшается, за счет чего увеличивается толщина смачивающего слоя.

При увеличении температуры роста происходит уменьшение толщины смачивающего слоя, связан-

ное с уменьшением плотности двумерных островков. В результате происходит уменьшение степени релаксации, приводящее к уменьшению толщины перехода от двумерного к трехмерному росту. При дальнейшем повышении температуры происходит переход на механизм роста за счет движения атомных ступеней. Смена механизмов роста подтверждается наличием и отсутствием осцилляций зеркального рефлекса во время роста тройного сплава Si<sub>0.16</sub>Sn<sub>0.04</sub>Ge<sub>0.8</sub> при температурах 150 °C и 350 °С соответственно. Переход между механизмами роста для тройных сплавов происходит при меньшей температуре по сравнению с процессом роста германия на кремнии. Уменьшение температуры происходит из-за присутствия олова в тройном сплаве, действующего в качестве сурфактанта, который ускоряет поверхностную диффузию адатомов германия и кремния.

Методами сканирующей туннельной (СТМ) и атомно-силовой (АСМ) микроскопии получены поверхности изображения тройных сплавов Si<sub>4v</sub>Sn<sub>v</sub>Ge<sub>1-5v</sub> и проведен анализ этих изображений в области трехмерного роста. На поверхности наблюдаются SiGeSn-островки. Были получены зависимости среднего размера и плотности островков при различных температурах роста и для различных составов тройного раствора Si<sub>4v</sub>Sn<sub>v</sub>Ge<sub>1-5v</sub>. На рисунке 2 представлено СТМ-изображение пленки Si<sub>0.32</sub>Sn<sub>0.08</sub>Ge<sub>0.6</sub>, выращенной при температуре 250 °C, и распределение числа островков в зависимости от размера основания островка.



Рисунок 2. (а) СТМ-изображение Si<sub>0.32</sub>Sn<sub>0.08</sub>Ge<sub>0.6</sub>пленки, выращенной при температуре 250 °C; (б) зависимость числа островков от поперечного размера.

Для определения влияния состава и температуры роста на свойства массива наноостровков SiGeSn была построена зависимость размеров островков от температуры роста и состава сплава тройного раствора Si<sub>4y</sub>Sn<sub>y</sub>Ge<sub>1.5y</sub>, которая представлена на рисунке 3. Путем анализа изображений АСМ и СТМ показано, что с увеличением температуры роста размер основания островка увеличивается, а плотность, соответственно, уменьшается. Надо отметить, что размеры островков при температурах 250 °C, 300 °C практически одинаковые, хотя концентрация германия в тройном сплаве отличается на 20%.



**Рисунок 3.** Распределение размеров островков SiGeSn от температуры роста.

Из данных СТМ было получено отношение высоты островков к поперечному размеру в зависимости от поперечного размера. Такое отношение, но для германиевых квантовых точек, широко описано в литературе [4]. Для pre-pyramids и hut-кластеров соотношение размеров приблизительно равно 0,05 - 0,15. GeSiSn-островки, выращенные при температуре  $250^{\circ}$ С, имеют схожее отношение размеров (0,06 – 0,14).

- J. Kouvetakis, J. Menendez, A. V. G. Chysmeshya // Annual Review of Materials Research, V. 36, 497 (2006).
- O. Gurdal, P. Desjardins, J. R. A. Carlsson, N. Taylor, H. H. Radamson, J.-E. Sundgren, J. E. Greene // Journal of Applied Physics, V. 83, 162 (1998).
- A. I. Nikiforov, V. V. Ulyanov, V. A. Timofeev, O. P. Pchelyakov // Microelectronics Journal, V. 40, 782 (2009).
- A. Vailionis, B. Cho, G. Glass, P. Desjardins, D G. Cahill, J. E. Greene // Physical Review Letters, V. 85, 3672 (2000).

### Плазмонный резонанс в новых металлополупроводниковых метаматериалах AsSb-AlGaAs

### В. И. Ушанов<sup>1, \*</sup>, В. В. Чалдышев<sup>1, §</sup>, Н. А. Берт<sup>1</sup>, В. Н. Неведомский<sup>1</sup>, Н. Д. Ильинская<sup>1</sup>, Н. М. Лебедева<sup>1</sup>, М. А. Яговкина<sup>1</sup>, В. В. Преображенский<sup>2</sup>, М. А. Путято<sup>2</sup>, Б. Р. Семягин<sup>2</sup>

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090. \*ushanovvi@mail.ioffe.ru, §chald.gvg@mail.ioffe.ru

Исследовалось оптическое поглощение в металлополупроводниковом метаматериале на основе матрицы AlGaAs, содержащей хаотические массивы металлических нановключений AsSb, модифицирующих её диэлектрические свойства. Показано, что наличие таких массивов приводит к резонансному поглощению света поверхностными плазмонами в AsSb-нановключениях в диапазоне энергий падающих фотонов 1.37–1.77 эВ. В экспериментальных спектрах коэффициента экстинкции при энергии 1.48 эВ наблюдается резонансный пик, полуширина которого равняется 0.18 эВ. По теории Ми выполнен расчет коэффициента экстинкции для нановключений AsSb в матрице AlGaAs. Его спектр также содержит резонансный пик, энергия и полуширина которого равняются 1.48 и 0.18 эВ соответственно. Соответствующая расчетная величина плазменной энергии для свободных нановключений в вакууме составляет 7.38 эВ.

#### Введение

Метаматериалы, состоящие из металла и полупроводника, представляют большой интерес для фотоники, поскольку в таких материалах имеет место усиленное взаимодействие света с веществом, проявляющееся в резонансном поглощении и рассеянии света за счёт возникновения поверхностных плазмонов на границах раздела сред металлполупроводник. Появление плазмонного резонанса таких средах определяется условием в  $Re(\epsilon_m+2\epsilon_s)=0$ , где  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_m$  – диэлектрические функции полупроводниковой и металлической компонент метаматериала.

Целью данной работы являлось создание и оптическое исследование новых метаматериалов на основе полупроводниковой матрицы AlGaAs, содержащей неупорядоченные массивы металлических нановключений AsSb.

#### Образцы и методика эксперимента

Исследуемая структура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низкой температуре (200°С) на подложке полуизолирующего арсенида галлия с ориентацией (001). Структура представляла собой твёрдый раствор AlGaAs(Sb) толщиной 1 мкм с концентрациями алюминия и сурьмы 26% и 0.2% соответственно. Низкая температура роста обеспечивала захват в растущий

слой избыточного мышьяка в форме антиструктурных дефектов  $As_{Ga}$  в концентрации 1% [1]. Выращенный образец был разделен на четыре части, три из которых были подвергнуты отжигу при температурах 400, 500 и 600°С в течение 15 минут, что приводило к самоорганизации трёхмерных неупорядоченных массивов нановключений AsSb в объеме эпитаксиального слоя AlGaAs. Исследования выращенных образцов с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) показали, что после отжига при 600°С средний радиус нановключений составлял 4 нм (рисунок 1).



Рисунок 1. ПЭМ-изображение хаотических массивов нановключений AsSb в матрице AlGaAs для образца, отожженного при температуре 600°C.

#### Результаты и обсуждение

Были исследованы спектры оптического отражения и пропускания метаматериала AsSb-AlGaAs. В полученных в результате этих измерений спектрах оптической экстинкции для всех образцов наблюдался пик резонансного поглощения света, энергия которого в максимуме составила 1.48 эВ с полной шириной на половине высоты 0.18 эВ. Этот пик мы связываем с плазмонным резонансом в металлополупроводниковом метаматериале AsSb-AlGaAs. Положение данного пика практически не зависело от размера нановключений, что хорошо согласуется с теорией Ми для случая частиц, малых по сравнению с длиной волны света.

Для количественного описания экспериментальных данных по оптической экстинкции был выполнен расчёт по теории Ми. Коэффициент экстинкции для случая, когда размер нановключений много меньше длины волны света, даётся выражением [2]

$$\alpha_{ext} = 3 fnk_{vac} \operatorname{Im}\left(\frac{\varepsilon_m - \varepsilon_s}{\varepsilon_m + 2\varepsilon_s}\right),\tag{1}$$

где  $f \ll 1$  – объёмная доля наночастиц, n – коэффициент преломления среды,  $k_{vac}$  – волновое число для света в вакууме,  $\varepsilon_m$  и  $\varepsilon_s$  – диэлектрические функции металлических нановключений и полупроводниковой матрицы соответственно, Іт обозначает мнимую часть аргумента.

Доля объема, занимаемая наночастицами, была определена по измерениям концентрации антиструктурных дефектов до отжига и составила f = 0.17%. Зависимости коэффициента преломления n и диэлектрической проницаемости матрицы AlGaAs(Sb)  $\varepsilon_s = n^2$  от энергии света при комнатной температуре были получены с помощью аппроксимации [3]. Диэлектрическая проницаемость нановключений AsSb  $\varepsilon_m$  была рассчитана с использованием модели Друде.

На рисунке 2 представлены экспериментальный и расчётный спектры экстинкции для образца, отожжённого при температуре 600°С.



**Рисунок 2.** Экспериментальный (сплошная линия) и расчетный (штриховая линия) коэффициенты оптической экстинкции в зависимости от энергии фотонов.

В качестве подгоночных параметров в расчёте выступали плазменная частота для наночастиц AsSb в вакууме и время затухания плазмонного возбуждения. Величина плазменной энергии составила 7.38 эВ, в то время как константа затухания равнялась 3 фс. Большая диэлектрическая проницаемость полупроводниковой матрицы AlGaAs смещает плазмонный резонанс для наночастиц AsSb в область меньших энергий. Из сравнения расчетных и экспериментальных спектров оптической экстинкции видно, что энергия плазмонного резонанса составляет 1.48 эВ, а полная ширина на половине высоты – 0.18 эВ. Амплитуда пика экстинкции не была подгоночным параметром и оказалась для расчетного спектра выше, чем для экспериментального.

Таким образом, нами впервые обнаружен плазмонный резонанс в металлополупроводниковом метаматериале AsSb-AlGaAs и определены его параметры.

- 1. H.A. Берт и др. // ФТТ, 35, 2609 (1993).
- К. Борен, Д. Хаффмен. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 171-172 (1986).
- 3. S. Adachi // J.Appl. Phys., 58, 3 (1985).

## Нецентросимметричные плазмонные моды в двумерном плазмонном кристалле

#### Д. В. Фатеев<sup>1, \*</sup>, В. В. Попов<sup>1</sup>, Е. Л. Ивченко<sup>2</sup>

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019.

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021. \*FateevDV@yandex.ru

Теоретически исследованы нецентросимметричные плазмонные моды, возбуждаемые нормально падающим терагерцевым излучением в плазмонном кристалле, состоящем из двумерной электронной системы и периодического решеточного затвора с асимметричной элементарной ячейкой. Выяснено, что нецентросимметричная геометрия элементарной ячейки плазмонного кристалла не обязательно приводит к возбуждению нецентросимметричных плазмонных мод. Показано, что плазмонные моды без центра инверсии могут быть возбуждены в режиме резонансного взаимодействия различных плазмонных мод в планарном плазмонном кристалле с асимметричной элементарной ячейкой.

#### Введение

Теоретически [1] и экспериментально [2] было показано, что в планарном плазмонном кристалле в виде двумерной электронной системы (2МЭС) с решеточным затвором с асимметричной элементарной ячейкой возникает сильный фотогальванический отклик на терагерцевых (ТГц) частотах. Терагецевый фотоотклик в плазмонном кристалле возникает в результате пондеромоторных нелинейностей движения свободных электронов в 2МЭС [3-5], когда центросимметрия элементарной ячейки кристалла нарушается при протекании постоянного тока через двумерную электронную систему [6,7] или из-за геометрической асимметрии элементарной ячейки решеточного затвора [1]. Плазмонный ТГц-фотоотклик в плазмонном кристалле с асимметричной элементарной ячейкой может возникать вследствие действия двух различных физических механизмов [8]: плазмонного увлечения электронов и эффекта плазмонного храповика. Оба эти механизма основаны на асимметричном профиле поля плазмона в элементарной ячейке плазмонного кристалла. Однако наличие геометрической асимметрии в плазмонном кристалле не всегда приводит к возбуждению плазмонов с асимметричным полем и, следовательно, к эффекту плазмонного выпрямления ТГц-излучения. К тому же резонансное возбуждение плазмонных мод не гарантирует резонансного усиления асимметрии плазмонных полей.

Данная работа направлена на выяснение картины возбуждения плазмонных мод, обладающих значительной асимметрией полей, в плазмонном кристалле с асимметричной элементарной ячейкой.

#### Результаты и их обсуждение

Плазмонный кристалл с асимметричной элементарной ячейкой представляет собой однородную 2МЭС с двойным встречно-штыревым решеточным затвором. Электроды подрешеток имеют ширину соответственно  $w_1$  и  $w_2$  при ширине зазоров между ними соответственно  $s_1$  и  $s_2$ . Рассматривается плазмонный кристалл с 2МЭС на основе гетероструктуры AlGaN/GaN: толщина барьерного слоя между решеточным затвором и 2МЭС d = 30 нм, время электронного рассеяния  $\tau = 7 \times 10^{-11}$ с. Нормально падающая ТГц-волна, электрическое поле  $E_x(x,t)$ которой поляризовано поперек полосок решетки, возбуждает плазмонные моды в плазмонном кристалле.



**Рисунок 1.** Спектр поглощения плазмонного кристалла с асимметричной элементарной ячейкой (*s*<sub>1</sub> = 1 мкм, *s*<sub>2</sub> = 2 мкм) в зависимости от *w*<sub>2</sub> для фиксированного значения *w*<sub>1</sub> = 2 мкм.

В рамках строгого электродинамического подхода, основанного на методе интегрального уравнения,

вычислены спектры коэффициента поглощения для рассматриваемого плазмонного кристалла в зависимости от величины w<sub>2</sub> (рис. 1). В плазмонном кристалле возбуждаются плазмонные моды с волновыми векторами k, определяемыми длинами подзатворных участков 2МЭС:  $k = n\pi / w_{1,2}$ , где  $n - m_{1,2}$ целое число. В центросимметричном плазмонном кристалле могут возбуждаться только «оптически активные» плазмонные моды с нечетными значениями *n*, так как из-за наличия центра симметрии в структуре дипольный момент мод с четными значениями *n* равен нулю. Частоты плазменных резонансов на рис. 1, не зависящие от  $w_2$  и пропорциональные 1/w<sub>2</sub>, соответствуют возбуждению экранированных плазмонов на различных подзатворных участках 2МЭС шириной соответственно w<sub>1</sub> и w<sub>2</sub>.

Вдали от режимов антипересечения плазмонных резонансов плазмонные поля являются симметричными даже в нецентросимметричной системе, так как возбуждается плазменное колебание только под электродами одной из подрешеток. В случае взаимодействия «оптически активных» плазмонных мод (с нечетными индексами n) их частоты сильно расталкиваются, в результате чего на данной частоте резонансно возбуждается только одна из связанных «оптических активных» мод и, таким образом, симметрия плазмонной моды не нарушается. При антипересечении «оптически активных мод» амплитуда пространственной фурье-гармоники электрического поля плазмона с индексом p равна амплитуде с индексом -p (рис. 2).



**Рисунок 2.** Спектры различных пространственных фурьегармоник электрического поля плазмонных мод вблизи антипересечения между «оптически активными» модами с индексами *n*<sub>1</sub> = 3 и *n*<sub>2</sub> = 1 в плазмонном кристалле с асимметричной элементарной ячейкой при *w*<sub>2</sub> = 628 нм.

В режиме взаимодействия «оптически активных» (нечетные *n*) и «темных» (четные *n*) плазмонных

мод «оптически активная» плазмонная мода, возбуждаемая под электродом одной подрешетки, играет роль «вынуждающей силы», действующей на «темную» моду под электродом другой подрешетки. В этом случае разность амплитуд положительных и отрицательных фурье-гармоник электрического поля плазмона является наибольшей (рис. 3), что должно приводить к сильному ТГц фотогальваническому отклику.



**Рисунок 3.** Спектры различных пространственных фурьегармоник электрического поля плазмонных мод при резонансном возбуждении «темной» моды *n*<sub>1</sub> = 2, управляемой «оптически активной» модой *n*<sub>2</sub> = 1 при *w*<sub>2</sub> = 1.1 мкм.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-02-02989.

- V.V. Popov, D.V. Fateev, T. Otsuji, Y.M. Meziani, D. Coquillat, W. Knap // Appl. Phys. Lett., V. 99, 243504 (2011).
- S. Boubanga-Tombet, Y. Tanimoto, A. Satou, T. Suemitsu, Y. Wang, H. Minamide, H. Ito, D.V. Fateev, V.V. Popov, T. Otsuji // Appl. Phys. Lett., V. 104, 262104 (2014).
- V.V. Popov // J. Infrared Millim. Terahertz Waves, V. 32, 1178 (2011).
- M. Dyakonov, M. Shur // IEEE Trans. Electron Devices, V. 43, 380 (1996).
- 5. Е.Л. Ивченко // ФТТ, Т. 56, 2426 (2014).
- G.R. Aizin, V.V. Popov, O.V. Polischuk // Appl. Phys. Lett., V. 89, 143512 (2006).
- G.R. Aizin, D.V. Fateev, G.M. Tsymbalov, V.V. Popov // Appl. Phys. Lett., V. 91, 163507 (2007).
- V.V. Popov // Appl. Phys. Lett., V. 102, 253504 (2013).

# Response of asymmetric carbon nanotube devices to THz radiation

### G. Fedorov,<sup>1,2\*</sup>, I. Gayduchenko<sup>1,3</sup>, A. Kardakova<sup>1</sup>, B.M. Voronov<sup>1</sup>, M. Finkel<sup>1</sup>, G.N. Goltsman<sup>1</sup>

Physics Department, Moscow State Pedagogical University, Moscow, 119991, Russia.
 Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudny, 141700, Russia.
 National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123128, Russia.

\*gefedorov@mail.ru

In this work we investigate different mechanisms underlying the response of asymmetric carbon nanotube (CNT) based devices to sub-terahertz and terahertz radiation. We conclude that the DC voltage response observed in our structures is mostly diode and thermal in origin. Room temperature responsivity of our devices is close to the values that are attractive for commercial applications. Further optimization of the device configuration may result in appearance of novel terahertz radiation detectors.

#### Introduction

Increased sensitivity of detection of THz signals can be achieved by reducing the size of the sensitive element. Therefore it is expected that recent advances in nanotechnology may result in cost-effective solutions for new THz detectors. Most attractive are solutions, which can be based on chemically processed nanoscale objects minimizing the use of relatively expensive fabrication procedures. One particular route is the use of carbon nanotubes (CNTs) [1]. Several device configurations have been suggested [2-3] while recent experiments have brought very encouraging results even at room temperature [4-7].

Here we report on DC voltage response of asymmetric CNT devices to sub-THz and THz radiation.

#### Experimental

The carbon nanotubes are grown by CVD method on Si/SiO<sub>2</sub> substrates using methane as a carbon feedstock. The catalyst is bimetallic suspension of Fe(NO<sub>3</sub>)<sub>3</sub>9H<sub>2</sub>O and MoO<sub>2</sub>(acac)<sub>2</sub> with alumina (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) nanoparticles in methanol. The substrate is boron–doped silicon covered with 250 nm of thermally grown SiO<sub>2</sub>. The dopant concentration is such that the silicon substrate is practically transparent for radiation in the used frequency range while room temperature resistivity of the silicon is 10  $\Omega$ ·cm, and its conductivity down to liquid helium temperatures is high enough to use it as a backgate. Most of the nanotubes are single walled CNT's with diameters between 1.5 and 2.3 nm. Metal electrodes are formed using e-beam evaporation and lift-off. The devices are coupled to the radiation with a logarithmic spiral antenna which also serves for DC contacts.



**Figure 1.** Schematic representation of the sensing element of the Type A and Type B devices.

In this paper we will present results obtained with asymmetric devices of two different configurations type A and type B. Type A devices are made in such a way that one of the electrodes makes contact to the dense CNT-network, partially overlapping the catalyst island, while the other one contacts the CNTs located outside this island. Type B asymmetric devices are made so that both electrodes contact only CNTs lying on SiO<sub>2</sub> (see Fig. 1) but the contact material is different for source and drain electrodes.

#### **Results and discussion**

IV-curves of our devices measured at room temperature with and without radiation are illustrated in the Fig. 2a. Both devices have resistance of about 10 k $\Omega$ . Exact resistance values are given in the Table 1. The IV-curves of the devices are not perfectly linear. The nonlinearity is characterized by the value of the second derivative of the current  $d^2I/dV^2$ , the values of which are given in the table 1.

As any of the devices is exposed to radiation with a power of 200  $\mu$ W at a frequency of 140 GHz the IV curve shifts to the left in case of Type A devices and to the right in case of Type B device. The zero-current crossing occurs at a bias voltage V<sub>0</sub> of -2 mV to 1 mV. This clearly indicates the appearance of a DC voltage induced by the radiation equal to -V<sub>0</sub>, which we further refer to as the response voltage V<sub>RESP</sub>. At the same time at room temperature no significant change in differential conductance caused by the radiation, is observed.

The asymmetry incorporated into our devices may result in two effects that in turn may lead to observed DC voltage response to incident radiation at room temperature. One related to the nonlinearity of the IV curve – so called diode type response. The values of the second derivative of the current along with the responsivity values calculated using this formula and experimentally measured at room temperature are provided in the Table 1.

Table 1. Resistance, second derivative of the current, calculated responsivity  $S_{\rm C}$  and measured responsivity  $S_{\rm M}$  of the studied samples.

Sample	RS, kOhm	d²l/dV², 10 <sup>-5</sup> A/V²	Sc	S <sub>M</sub>
Туре А	14.2	7 ± 0.5	-19 ± 2	-10
Туре В	9.1	-8 ± 2.5	14 ± 5	5 ± 0.5

It can be estimated as

$$S_C = -\frac{1}{4} \frac{d^2 I}{dV^2} R_S Z_A$$

The thermal contribution is unveiled when the gate voltage dependence of the response voltage is studied. Details will be discussed in our talk. The figures 2b and 2c illustrate the gate voltage dependence of the response of studied structures to the radiation with a frequency of 2.5 THz.



**Figure 2.** (a) IV curves of a type A device with and without radiation. Gate voltage dependence of the response voltage of devices type A (b) and type B (c) to the radiation with a frequency of 2.5 THz.

#### Conclusion

To summarize we observed the DC voltage response to sub-terahertz and terahertz radiation of asymmetric CNT based devices. Diode and thermal mechanism contribute to the response at room temperature. Room temperature responsivity of our devices is close to the values that are attractive for commercial applications. Further optimization of the device configuration may result in appearance of novel terahertz radiation detectors.

#### References

 R. Saito, G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus, Physical Properties of Carbon Nanotubes; Imperial College Press: London, 1998.

- V.G. Leiman, M. Ryzhii, A. Satou, et al. // J. Appl. Phys. 104, 024514 (2008).
- K. G. Batrakov, O. V. Kibis, P. P. Kuzhir, et al. // J. Nanophoton. 4(1), 041665 (2010).
- K. Fu, R. Zannoni, C. Chan, S.H.Adams, J. Nicholson, E. Polizzi and K.S. Yngvesson // Appl. Phys. Lett., 92, 033105 (2008).
- M. Rinzan, G. Jenkins, H. D. Drew, S. Shafranjuk, and P. Barbara // Nano Lett., 2012, 12 (6), pp 3097–3100.
- G. Fedorov, A. Kardakova, I. Gayduchenko, et al. // Appl. Phys. Lett. 103, 181121 (2013).
- X. He, N. Fujimura, J. M. Lloyd, K. J. Erickson, et al. // Nano Letters 14, 3953 (2014).

### Влияние поперечного электрического поля и температуры на поглощение света в туннельно-связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs

Д. А. Фирсов<sup>1, \*</sup>, Л. Е. Воробьев<sup>1</sup>, М. Я. Винниченко<sup>1</sup>, Р. М. Балагула<sup>1</sup>, М. М. Кулагина<sup>2</sup>, А. П. Васильев<sup>2</sup>

1 Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Политехническая ул., 29, С.-Петербург, 195251.

2 Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, С.-Петербург, 194026. \*dmfir@rphf.spbstu.ru

Приведены результаты исследования оптических свойств структур с туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. Исследовано влияние поперечного электрического поля и температуры на поглощение света среднего ИК-диапазона, обнаружено изменение межподзонного поглощения при переходах электронов между первой и третьей подзонами размерного квантования. Данное явление объясняется перераспределением электронов между первой и второй подзонами, а также влиянием температуры и электрического поля на энергетический спектр электронов.

Исследования электрооптических свойств наноструктур с квантовыми ямами (КЯ), связанных с межподзонными переходами носителей заряда, актуальны в связи с возможностью разработки новых оптоэлектронных приборов (источников, приемников, модуляторов излучения) среднего ИК-диапазона спектра. Поперечное электрическое поле, приложенное вдоль оси роста структуры, изменяя ее потенциальный профиль, влияет на оптические свойства КЯ. Однако в одиночных прямоугольных КЯ этот эффект невелик и составляет единицы мэВ [1, 2]. Существенное влияние поперечного электрического поля на оптические свойства КЯ можно наблюдать в двойных туннельно-связанных КЯ. Поперечное электрическое поле, изменяя профиль потенциала туннельно-связанных КЯ, приводит не только к перераспределению электронов между близкими по энергиям подуровнями размерного квантования, но и к спектральному сдвигу пиков межподзонного поглощения и изменению спектральной ширины пика [3]. Изменение действительной части диэлектрической проницаемости КЯ под воздействием поперечного электрического поля может быть использовано, например, для быстрой частотной модуляции излучения квантового каскадного лазера с распределенной обратной связью или брэгговскими зеркалами, что улучшает характеристики систем связи по сравнению с использованием модуляции интенсивности излучения

#### Образец и методика экспериментов

Структура для исследований была выращена методом MBE на полуизолирующей подложке GaAs и содержала 100 пар двойных туннельно-связанных КЯ GaAs/Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>As. Ширины и составы твердых растворов слоев структуры были подобраны так, чтобы в паре туннельно-связанных КЯ наблюдались три уровня размерного квантования. Энергия переходов электронов е1-е3 и е1-е2 составляла около 125 и 30 мэВ, соответственно. Широкая КЯ была селективно легирована в центральной области. Активная область структуры помещалась между легированными контактными слоями GaAs. Для проведения селективного травления в нижний легированный слой встраивался стоп-слой Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As. Для приложения поперечного электрического поля образец изготавливался в виде мезы. Детали постростовой обработки (создание мезы, нанесение контактов) описаны в работе [4].

Для характеризации структуры проводились исследования межзонной фотолюминесценции (ФЛ) с помощью монохроматора Horiba Jobin Yvon FHR640 в паре с CCD-камерой Symphony II. Для регистрации спектров межподзонного поглощения света использовался автоматизированный вакуумный фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v. Образец помещался в криостат замкнутого цикла Janis, который поддерживал температуру в диапазоне 4-320 К.

#### Результаты и обсуждение

С целью определения энергетического спектра носителей заряда были измерены спектры межзонной ФЛ в широком диапазоне мощностей оптической накачки и температур (77-300 К). Поскольку сильнолегированный поверхностный слой значительно влиял на положение и форму спектра ФЛ, он был удален. В результирующих спектрах ФЛ при комнатной температуре присутствуют два пика, соответствующих рассчитанным энергиям переходов e1-hh1 и e2-hh2. При низких температурах пик e2hh2 отсутствует, что объясняется перераспределением носителей заряда между уровнями размерного квантования в широкой и узкой ямах. Смещение пика ФЛ, соответствующего переходам e1-hh1, в коротковолновую область при уменьшении температуры связано с увеличением ширины запрещенной зоны.

Спектры межподзонного поглощения света двух поляризаций (s и p) исследовались в диапазоне температур 4-300 К в многопроходной геометрии. На рис. 1 представлены спектры межподзонного поглощения света. В спектре присутствует пик, положение которого соответствует рассчитанной энергии переходов e1-e3. Уменьшение поглощения с ростом температуры связано с изменением функции распределения электронов и перераспределением электронов между уровнями размерного квантования в парах туннельно-связанных квантовых ям. Подобное изменение межподзонного поглощения было ранее обнаружено в аналогичной структуре [4].



**Рисунок 1.** Спектры межподзонного поглощения света при разных температурах. *L* – оптическая длина пути, *α* – коэффициент поглощения.

В поперечном электрическом поле были измерены спектры изменения поглощения p-поляризованного света. На рис. 2 представлен результат нормировки спектров при разных значениях поперечного электрического поля на спектр поглощения без поля. Видно уменьшение поглощения в области энергий кванта порядка 130 мэВ, что соответствует переходам e1-e3 (см. рис. 1). Это связано с перераспределением электронов между уровнями e1 и e2 в электрическом поле (см. вставку к рис. 2). Спектры изменения поглощения при напряжениях 20 и 25 В почти идентичны, что связано с насыщением концентрации электронов на уровне e1. В электрическом поле другой полярности значительных изменений в поглощении обнаружено не было.



Рисунок 2. Спектры изменения поглощения света при разных значениях поперечного электрического поля *U*. На вставке показано перераспределение электронов между уровнями размерного квантования КЯ при приложении внешнего поперечного электрического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 14-02-31489, 14-02-00336) и Минобрнауки России (государственное задание).

- 1. Д.Н. Бычковский, Т.П. Воронцова, О.В. Константинов // ФТП, **26** (12), 2118-2128 (1992).
- K. Bajema, R. Merlin, F.-Y. Juang et al. // Physical Review B, 36(2), 1300-1302 (1987).
- E. Dupont, D. Delacourt, V. Berger et al. // Appl. Phys. Lett., 62, 1907 (1993).
- D.A. Rybalko, M.Ya. Vinnichenko, L.E. Vorobjev et al. // Journal of Physics: Conference Series, 541, 012081 (2014).

### Циклотронная динамика электронных волновых пакетов в топологических диэлектриках, находящихся во внешнем магнитном поле

#### Е.В. Фролова, Н.А. Кравец

Нижегородский государственный университет им Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.

Топологические изоляторы - особый тип материала, который внутри объёма представляет собой диэлектрик (изолятор), а на поверхности проводит электрический ток. В соответствии с этим, квантовые состояния топологических изоляторов подразделяются на объемные и поверхностные. Объемные состояния топологических диэлектриков характеризуются энергетическим спектром, который имеет запрещенную зону. Поверхностные же состояния являются бесщелевыми и локализованными вблизи границ двумерного или трехмерного газа. В такой ситуации электроны, лежащие на поверхности изолятора, находятся в проводящем состоянии, а электроны в объеме не проводят электрический ток.

В последние годы возрос интерес к изучению свойств двухмерных и трехмерных топологических изоляторов [1-3]. Так, для экспериментального исследования поверхностных состояний рассматриваемых структур применялась техника спектроскопии с угловым разрешением ARPES, а также методы СТМ, СТС и ряд оптических методов. Подобное активное исследование этих материалов связано с их необычной зонной структурой [2-8]. Последнее приводит к тому, что поляризованные по спину электроны практически не рассеиваются на дефектах и неровностях поверхности диэлектрика. Это свойство представляет большой интерес в практическом плане для создания устройств спинтроники с малой диссипацией. В этой связи, несомненно, важным представляется исследование динамики электронных волновых пакетов в данных структурах.

В настоящей работе изучается пространственновременная эволюция гауссовых волновых пакетов, сформированных из поверхностных электронных состояний в топологическом диэлектрике, находящемся в магнитном поле B = (0,0,B), перпендикулярном плоскости 2D электронного газа.

Эффективный гамильтониан данной системы имеет следующий вид [3]:

$$H_{eff} = v_F[(hk_x - eBy)\sigma_y + ih\partial_y\sigma_x] + \Delta\sigma_z. (1)$$

В данном случае для векторного потенциала *А* была выбрана калибровка Ландау:

$$A = (-By, 0, 0).$$

Тогда собственные функции (2) и собственные значения (3) гамильтониана (1) имеют следующий вид:

$$|n,\alpha\rangle = \begin{pmatrix} \sin\theta_{n,\alpha} | n-1 \rangle \\ \cos\theta_{n,\alpha} | n \rangle \end{pmatrix},$$
(2)

$$E_{n,\alpha} = \alpha v_F \sqrt{2ehB(n+m_0^2)} .$$
<sup>(3)</sup>

Здесь  $|n\rangle$  - состояние гармонического осциллятора,

$$\theta_{n,\alpha} = \frac{\sqrt{n}}{\alpha \sqrt{n + m_0^2 - m_0}}, \quad m_0 = \frac{\Delta}{\sqrt{2h} \nu_F / l_B}, \quad \text{где } \Delta - \frac{\Delta}{\sqrt{2h} \nu_F / l_B}$$

энергия Зеемана,  $l_B = \sqrt{h/eB}$  - магнитная длина (будем работать в системе, в которой скорость света равна единице c=1). Коэффициент  $\alpha = \pm 1$ отражает наличие двух, противоположных по знаку, ветвей энергетического спектра (3), а именно зоны проводимости и валентной зоны.

Рассмотрим в качестве начального состояния двумерный гауссов волновой пакет ширины d, со средним значением импульса  $p_{0x} = \hbar k_0$  и с произвольной начальной поляризацией спина:

$$\Psi(\vec{r},0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi l_B^2}} \exp\left(-\frac{r^2}{2l_B^2} + \frac{ip_{0x}x}{h}\right) \cdot \varphi_S = f(\vec{r}) \cdot \varphi_S, \quad (4)$$
$$\varphi_S = \frac{1}{\sqrt{|c_1|^2 + |c_2|^2}} \binom{c_1}{c_2}.$$

Коэффициенты  $C_1$  и  $C_2$  определяют начальную поляризацию спина электронного пакета. Рассмотрим случай начального спина волнового пакета, параллельного оси OZ, т.е.

$$\varphi_{S} = (1 \quad 0)^{T} \, .$$



волнового пакета (4) в моменты времени t=6, t=10, t=22.

Для нахождения компонент спинора в произвольный момент времени воспользуемся методом функции Грина:

$$\Psi_i(\vec{r},t) = \int G_{i\nu}(\vec{r},\vec{r}',t) \Psi_\nu(\vec{r},0) dr, \qquad (5)$$

i, v = 1, 2 - матричные индексы, соответствующие верхней и нижней компонентам  $\psi_i(\vec{r},t)$ .

В свою очередь, матричные элементы функций Грина определяются из спектра гамильтониана (1). Проведя несложные аналитические вычисления, можно получить выражения для компонент волновой функции в произвольный момент времени, для случая начальной поляризации спина вдоль оси OZ:

$$\psi_1(\vec{r},t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi l_B}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_{n+1}(t)}{2^n n!} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(\varphi(x,y,u)) (-u)^n H_n\left(\frac{y}{l_B} - u\right) du \\ \psi_2(\vec{r},t) = \frac{1}{2\pi l_B} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{g_{n+1}(t)}{2^n n! \sqrt{n+1}} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(\varphi(x,y,u)) (-u)^n H_{n+1}\left(\frac{y}{l_B} - u\right) du$$

где введены следующие функции:

$$f_n(t) = \cos \Omega \sqrt{n + m_0^2} t - i \frac{m_0}{\sqrt{n + m_0^2}} \sin \Omega \sqrt{n + m_0^2} t,$$
  

$$g_n(t) = \sqrt{1 - \frac{m_0^2}{n + m_0^2}} [-i \sin \Omega \sqrt{n + m_0^2} t],$$
  

$$\varphi(x, y, u) = i \frac{u}{l_B} x - \frac{(u - l_B k_{0x})^2}{2} - \frac{u^2}{4} - \frac{(y - y_0)^2}{2l_B^2},$$
  

$$\Omega = \sqrt{2} v_F / l_B.$$

Для визуализации полученных результатов удобно координаты х и у измерять в единицах магнит-

Рис.1. Полная электронная плотность (6) начального Рис.2. Распределение компонент спиновой плотности в момент времени t=5.

ной длины  $l_B$ , время в единицах  $\Omega^{-1}$ ; кроме того, введем безразмерный параметр  $a = l_B k_{0x}$ .

На рисунке 1 представлено распределение полной электронной плотности

$$\rho(\vec{r},t) = |\psi_1(\vec{r},t)|^2 + |\psi_2(\vec{r},t)|^2$$
(6)

в топологическом диэлектрике при *a*=6 в сильном магнитном поле *B*=10 Т в различные моменты времени.

Видно, что начальный волновой пакет (4) с начальной поляризацией спина, параллельной оси ОΖ, с течением времени расщепляется на части, которые вращаются по циклотронной орбите. В некоторые моменты времени расщепившиеся части пакета восстанавливаются в свое первоначальное состояние. Однако с течением времени вследствие несоразмерности циклотронных частот и пакетного расплывания электронная плотность распределяется по всей циклотронной орбите.

Обладая явным видом выражений для компонент спинорной волновой функции (5), найдем распределение пространственных компонент спиновых плотностей в различные моменты времени, используя следующие определения:

$$S_{x} = 2 \operatorname{Re}(\psi_{2}^{*}\psi_{1}), S_{y} = -2 \operatorname{Im}(\psi_{2}^{*}\psi_{1}),$$
$$S_{z} = |\psi_{1}|^{2} - |\psi_{2}|^{2}.$$

На рисунке 2 представлены распределения плотности спина в момент времени t=5, в случае если начальная поляризация спина была направлена вдоль оси ОZ. Видно, что спиновая плотность также расщепляется на несколько частей, подобно тому, как это происходит для полной электронной плотности. Эти части вращаются по циклотронной орбите, затем полностью распределяются по ней.

Аналогичным образом можно исследовать пространственно-временную эволюцию распределений полной плотности вероятности и спиновых плотностей для поляризации спина начального волнового

Sv

пакета (4) вдоль других осей координат. Для этих поляризаций также проявляется подобная нестандартная динамика электронной и спиновой плотности, характеризующаяся в общем случае мультипольной структурой распределения спина.

Во всех рассматриваемых случаях пространственно-временная эволюция определена спецификой краевых состояний топологических диэлектриков, начальными характеристиками и спиновой поляризацией волнового пакета.

- 1. M. Konig, H. Buhmann, L.W. Molenkampet et al. // Phys. Soc. Jpn., 77, 031007 (2008).
- 2. M. Z. Hasan and C. L. Kane // Reviews of Modern Physics, 82, 3045 (2010).

- 3. S.Q. Shen. Topological Insulators. Dirac Equation in Condensed Matters. Springer Series in Solid-State Sciences (2012).
- J. E. Moore // Nature, 464, 194 (2010); Nature Phys., 5, 378 (2009).
- H. L. Qi and S.H. Zhang // Rev. Mod. Phys., 83, 1057 (2011).
- M. Konig, S. Wiedmann, C. Brne et al. // Science, 318, 766 (2007).
- 7. В.Я. Демиховский, А.В. Тележников // Письма в ЖЭТФ, т. 99, вып. 2, с. 110-114 (2014).
- G.M. Maksimova, V.Ya. Demikhovskii, and E.V. Frolova // Physical Review B, 78, 235321 (2008).

### Исследование электрофизических и транспортных свойств гетероструктур InGaAs/GaAs с δ-легированием

#### С. В. Хазанова<sup>1, \*</sup>, В. Е. Дегтярев<sup>1</sup>, Н. В. Байдусь<sup>2</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 603950, Нижний Новгород

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород \*Khazanova@phys.unn.ru

Теоретически и экспериментально исследованы гетероструктуры InGaAs/GaAs со встроенными б-слоями. Проведены численные расчеты дифференциальной ёмкости и концентрации электронов в случае различного взаимного расположения квантовой ямы и б-слоя. Выявлены закономерности поведения профилей концентрации в зависимости от геометрии структуры, температуры, степени легирования.

#### Введение

Гетероструктуры на основе А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup> с квантовыми ямами широко используются в современной электронике для создания источников излучения среднего и дальнего ИК-диапазона, транзисторов с высокой подвижностью носителей заряда (НЕМТ). Введение б-легированных слоев в данные структуры позволяет увеличить концентрацию носителей в двумерном канале, но приводит к усложнению интерпретации вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Известно, что взаимное расположение квантовой ямы и δ-слоя оказывает влияние на значение концентрации и подвижности носителей в двумерном канале [1]. Экспериментальные данные по электролюминесценции и измерению подвижности также подтверждают различие в характеристиках структур с различным расположением б-слоя. Таким образом, оптимизация и предварительный расчет параметров НЕМТ-структур и технологии их роста остается актуальной задачей [2].

#### Расчёт и исследуемые структуры

В данной работе были исследованы гетероструктуры  $In_xGa_{1-x}As/Ga_{1-x}As$  (x = 0,17), состоящие из  $\delta$ -легированного слоя Si и одиночной KЯ (шириной 10 нм). В одном случае  $\delta$ -слой встраивался ближе к поверхности на расстоянии порядка 10 нм ( $\delta$ -слой / KЯ), в другом — ближе к подложке, на том же расстоянии 10 нм (KЯ /  $\delta$ -слой). Зонные профили приведены во вставках рисунка 1. Концентрация легирующего слоя N<sub>S</sub> менялась в пределах от  $10^{11}$ см<sup>-2</sup> до  $10^{13}$ см<sup>-2</sup>. Исследуемые структуры выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке AIX 200RF.

С помощью процедуры решения одномерного одноэлектронного уравнения Шрёдингера, согласованного с уравнением Пуассона, рассчитаны профили зоны проводимости и ВФХ в структурах КЯ /  $\delta$ -слой и  $\delta$ -слой/ КЯ. Форма эффективного потенциала V(z) является функцией напряжения смещения U, приложенного к диоду Шоттки перпендикулярно слоям структуры [2].



Рисунок 1. Рассчитанные вольт-фарадные характеристики структур: а) КЯ / δ-слой; б) δ-слой / КЯ для температур T =77 K, 300 K; во вставке — профиль зоны проводимости в окрестности КЯ и δ-слоя.

Дифференцированием ВФХ получены эффективные профили концентрации электронов в зависимости от координаты вдоль структуры (рис. 2 -4):

$$n_{app}(d) = \frac{2}{e \varepsilon_0 S^2} \left( \frac{\partial}{\partial U} \left( \frac{1}{C} \right)^2 \right)^{-1}, d = S \varepsilon_0 \frac{1}{C}. \quad (\phi 1)$$

В работе исследовано влияние степени легирования δ-слоя, его геометрического положения, а также температуры и толщины покровного слоя L.

#### Результаты расчетов

Из рис.1 видно, что «ступеньки», обусловленные опустошением КЯ и δ-слоя, наблюдаются при разных напряжениях смещения для двух типов конфигураций. Различие в поведении емкостных характеристик структур с разным расположением δ-слоя приводит и к различию в эффективных профилях концентрации носителей.



**Рисунок 2.** Зависимости *n<sub>аpp</sub>(d)* для конфигурации КЯ/ δслой, рассчитанные при различном легировании δ-слоя. Во вставке — профиль для температур T = 300 K, 77 K

При малом легировании  $\delta$ -слоя аккумуляция заряда наблюдается в области КЯ (рис. 2). С ростом степени легирования наблюдается раздвоение эффективного профиля концентрации, связанное с перераспределением заряда между ямой и слоем. При этом более высокий и узкий пик соответствует заряду в  $\delta$ -слое. При другой конфигурации максимум, соответствующий заряду в КЯ, не смещается, а пик, соответствующий  $\delta$ -слою, наблюдается с правой стороны от КЯ (рис. 4). Сделана оценка порогового легирования, при котором возможно возникновение параллельной проводимости структуры по легирующему слою N<sub>S</sub>~3×10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>.



Рисунок 3. Зависимости  $n_{app}(d)$  для разной толщины покровного слоя L. Во вставке — ВФХ с разной толщиной покровного слоя.

Положения максимумов эффективных профилей распределения заряда приблизительно совпадают с геометрическим положением КЯ и легирующего слоя. Уменьшение расстояния между δ-слоем и КЯ приводит к сближению соответствующих пиков (рис. 4). При изменении толщины покровного слоя качественный вид эффективного профиля не меняется (рис. 3), однако профиль смещается по глубине структуры пропорционально L.



Рисунок 4. Зависимости n<sub>аpp</sub>(d), полученные моделированием при различном расстоянии δ-слоя относительно КЯ (D = 1, 3, 5 нм). 1- КЯ/ δ-слой, 2 – δ-слой/КЯ.



Рисунок 5. Профили концентрации, полученные экспериментально для мезадиодов с различной конфигурацией δ-слоя. 1- КЯ/ δ-слой, 2 – δ-слой/КЯ.

Более высокая аккумуляция заряда в КЯ наблюдается для структуры в конфигурации КЯ / δ-слой. Кроме того, наличие встроенного δ-слоя между поверхностью и КЯ ухудшает возможность управления двумерным каналом, частично экранируя его. Таким образом, с точки зрения электрофизических и транспортных свойств более выгодной можно считать конфигурацию КЯ / δ-слой. Результаты численных расчетов согласуются с экспериментальным измерением эффективных профилей концентрации носителей в данных структурах (рис.5).

- И.С. Васильевский и др. // ФТП. 2008, Т.42, В.9, С.1102.
- П.Н. Брунков, А.А. Гуткин и др. // ФТП. 2011, Т. 45, В. 6, С.829.

# Энергетический спектр электронов в InAs квантовых нитях с поперечным сечением реальной формы

#### С. В. Хазанова<sup>1, \*</sup>, В. Е. Дегтярев<sup>1</sup>, Н. В. Демарина<sup>2</sup>

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород.

2 Институт П. Грюнберга - 2, Научно-исследовательский центр г. Юлих, Германия \*khazanova@phys.unn.ru

В данной работе с помощью согласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона на двумерной сетке проведен численный расчет энергетического спектра и концентрации электронов в i-InAs-нанопроволоках с гексагональным и тригональным поперечными сечениями различного размера. Показано, что электроны в структурах с тригональным сечением характеризуются более разреженным энергетическим спектром по сравнению с электронами в нанопроволоках с гексагональным сечением. В структурах обоих типов наблюдается локализация электронов вблизи поверхности нанопроволок. С увеличением поперечного сечения цилиндрическое распределение электронов вдоль поверхности становится неоднородным с появлением дополнительной локализации электронов в вершинах.

#### Введение

Интерес к исследованию транспортных и оптических свойств полупроводниковых нанопроволок обусловлен их высокой чувствительностью даже к незначительным внешним воздействиям, а следовательно, возможностью их дальнейшего использования в качестве активных элементов при конструировании полевых транзисторов, электрических сенсоров, светодиодов и детекторов оптического излучения [1]. Также благодаря высокой подвижности электронов из-за низкой эффективной массы электронов и наличию большого значения gфактора нанопроволоки на основе InAs представляют особый интерес для их дальнейшего использования в приборах спинтроники. Квантовые нити на основе InAs в зависимости от метода выращивания могут иметь сечение правильной шестиугольной или треугольной формы [2, 3], что определяет энергетический спектр, а следовательно, распределение концентрации носителей заряда в нанопроволоке. Таким образом, теоретический расчет и анализ энергетического спектра электронов в нанопроволоках с различным поперечным сечением является необходимым инструментом исследования и прогнозирования характеристик выращиваемых структур.

#### Модель расчета

В данной работе рассматриваются однородные по составу InAs-нанопроволоки с собственным типом проводимости, имеющие бесконечную длину и по-

перечное сечение гексагональной и тригональной формы. Поперечный размер нанопроволоки описывается расстоянием от центра до вершины угла в каждом сечении, как показано на рис. 1, которое принимается за эффективный радиус нанопроволоки R (R = 20 - 60 нм). Огибающие волновых функций, положения энергетических уровней в зоне проводимости рассчитываются с помощью численного решения двумерного уравнения Пуассона, согласованного с уравнением Шрёдингера в рамках приближения эффективной массы [4]. Электростатический заряд в уравнении Пуассона определяется концентрацией электронов на уровнях размерного квантования. Предполагается, что огибающие волновых функций электронов обращаюся в ноль на поверхности нанопроволоки. Граничное условие для решения уравнения Пуассона определяется закреплением уровня Ферми на поверхности нанопроволоки на 160 мэВ выше дна зоны проводимости, что соответствует плотности поверхностных состояний больше 10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>.



**Рисунок 1.** Изображение нанопроволок с различным поперечным сечением.

При решении уравнений используется двумерная пространственная дискретизация с ячейкой в форме параллелограмма. На основе данной модели проведены численные расчеты спектра энергетических состояний и распределения концентрации носителей заряда в зависимости от формы и размера поперечного сечения для температур T = 10 K и 300 K.

#### Результаты расчетов

На рисунке 2 показан энергетический спектр электронов в нанопроволоках с тригональным и гексагональным поперечными сечениями. Часть энергетических уровней в структурах обоих типов двукратно вырождена благодаря симметрии структуры. В структурах с радиусом 20 нм энергетический спектр сильно разрежен, только один уровень энергии, расположенный ниже уровня Ферми, заселен электронами. Увеличение радиуса до 60 нм приводит к значительному учащению энергетического спектра, таким образом, вклад в электронную плотность нанопроволоки начинают давать около 5 - 6 уровней. В целом, электроны в структурах с тригональным сечением характеризуются более разреженным энергетическим спектром по сравнению с электронами в нанопроволоках с гексагональным сечением.



Рисунок 2. Энергетический спектр электронов в нанопроволоках гексагонального и тригонального сечения (R = 20 и 60 нм) при T = 300 К.

Электронная концентрация в структурах рассчитывалась с привлечением функции одномерной плотности квантовых состояний со значениями положений уровней энергии и квадрата волновых функций. Двумерное распределение концентрации электронов для структур с радиусом  $\mathbf{R} = 40$  нм приведено на рисунке 3. Благодаря электрическому полю положительного заряда поверхностных состояний, приводящему к изгибу зоны проводимости вниз, в структурах обоих типов наблюдается локализация электронов вблизи поверхности нанопроволок. Для структур с R = 20 нм распределение носителей заряда близко к цилиндрическому. Для радиуса, превышающего 20 нм, распределение электронов вдоль поверхности становится неоднородным с появлением дополнительной локализации электронов в вершинах сечения.



Рисунок 3. Двумерное распределение концентрации электронов в структурах с гексагональным и тригональным поперечным сечением (T = 300 K).

В структурах с треугольным сечением локализация электронов в вершинах выражена сильнее, чем в структурах с гексагональным сечением, благодаря дополнительному квантовому ограничению в плоскости сечения вследствие уменьшения размера угла.

Максимальная концентрация электронов вблизи вершины нанопроволок не превышает максимальной концентрации вблизи середины ребра больше чем на 50% для обоих типов структур, что не позволяет сделать вывод о формировании выраженных проводящих каналов в вершинах структур.

- Ch. M. Lieber //MRS Bulletin 36, 2011, pp. 1052– 1063.
- S. Wirths, et al. //J. Appl. Phys. 110, 2011, pp. 53709–53715.
- K.Sladek, et al. //J. Crys. Growth 370, 2013, pp. 141–145.
- A. Trellakis, A.T. Galick et al. // J. Appl. Phys. 81, 1997, pp. 7880–7884.
# Электронные состояния с управляемой локализацией в двойной квантовой точке с магнитными барьерами на краю топологического изолятора

### Д.В. Хомицкий\*, А.А. Чубанов, А.А. Конаков

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950. \*khomitsky@phys.unn.ru

Построена модель двойной квантовой точки на краю топологического изолятора HgTe/CdTe, ограниченная магнитными барьерами различной ориентации. Найдены квантовые состояния и их спиновая поляризация. Показано, что изменением намагниченности барьеров можно изменять локализацию электронных состояний в левой или правой точке, что может быть использовано для новых схем адиабатических квантовых вычислений.

### Введение

В последние годы в физике конденсированного состояния значительное внимание уделяется исследованиям нового класса систем, получивших название «топологические изоляторы» (ТИ) [1]. В таких структурах уровень Ферми в объёмном образце находится в запрещённой зоне и вклад объёмных состояний в проводимость невелик. В то же время на границе образца возникают краевые состояния с законом дисперсии дираковского типа, энергетические зоны которых располагаются в запрещённой зоне объёмного материала и могут эффективно переносить электрические и спиновые токи. С недавних пор возник интерес и к компактным объектам на базе ТИ, таким как квантовые точки (КТ) [2]. Такие системы необходимы для использования нетривиальных транспортных эффектов, возникающих в ТИ, для прикладных задач физики наноструктур, а также перспективных квантовых вычислений. В нашей недавней работе [3] мы рассмотрели обобщение модели [2] одномерной КТ на краю двумерного ТИ на основе квантовой ямы (КЯ) HgTe/CdTe. Нами была учтена конечная проницаемость окружающих КТ магнитных барьеров и рассчитана динамика электронных состояний во внешнем периодическом поле.

#### Модель и основные результаты

В данной работе мы представляем дальнейшее развитие модели [3] для КТ на краю двумерного ТИ HgTe/CdTe и рассматриваем структуру из двух квантовых точек, ограниченных магнитными барьерами слева и справа вдоль направления формирования КТ (в данном случае *Oy*) и разделённых барьером в центре (рис.1а). Гамильтониан такой системы может быть записан в форме

$$H = H_0 + H_1 + H_b + H_2 \tag{1}$$

где

$$H_0 = Ak_v \sigma_z \tag{2}$$

есть гамильтониан Вейля, описывающий распространяющиеся вдоль Oy одномерные краевые состояния. Вклады  $H_1$  от левого,  $H_b$  от центрального и  $H_2$  от правого магнитных барьеров в (1) имеют следующий вид:

$$H_{1} = -M_{1} \mathcal{G}(-L_{1} - L_{b} - y) \cdot \left(\sigma_{x} \cos \theta_{1} + \sigma_{y} \sin \theta_{1}\right), (3a)$$
$$H_{b} = -M_{b} \left(\mathcal{G}(y + L_{b}) - \mathcal{G}(y - L_{b})\right) \cdot \left(\sigma_{x} \cos \theta_{b} + \sigma_{y} \sin \theta_{b}\right), (36)$$

$$H_2 = -M_2 \mathcal{G}(y - L_b - L_2) \cdot \left(\sigma_x \cos \theta_2 + \sigma_y \sin \theta_2\right).$$
(3B)

Здесь  $M_{1,b,2}$  и  $\theta_{1,b,2}$  пропорциональны модулю и ориентации намагниченности (в плоскости (x, y)) в каждом из барьеров, вклад которого в потенциальную энергию записывается через ступенчатую функцию  $\mathcal{P}(y)$ . Для структуры на основе квантовой ямы HgTe/CdTe параметр A = 360 meV·nm. Амплитуды потенциальных ступенек в барьерах  $M_{1,b,2}$  для структуры HgTe/CdTe с запрещённой зоной 40 meV выбраны равными 20 meV. Каждая из компонент спинорной волновой функции электрона на всех четырёх границах яма/барьер, как это следует из гамильтониана (1), является непрерывной. Из системы уравнений для граничных условий, решая секулярное уравнение, мы находим

энергетический спектр. На рис.1а схематически показаны уровни энергии  $E_1...E_7$  для антипараллельной ориентации центрального барьера относительно крайних барьеров,  $\theta_{1,2} = 0$  и  $\theta_b = \pi$ , при размерах КТ  $L_1 = L_2 = 2L_b = 100$  nm и амплитудах барьеров  $M_{1,b,2} = 20$  meV. Дисперсионные кривые для гамильтониана Вейля (2) схематически показаны на рис.1а как пара пересекающихся прямых линий. На рис.1б показано пространственное распределение плотности вероятности вдоль структуры для уровня  $E_3$ , вместе с ненулевыми компонентами спиновой плотности. Отметим, что спиновая поляризация располагается в плоскости ТИ, а компонента  $S_7$  всюду равна нулю.



**Рисунок 1.** (а) Потенциальная энергия в двойной одномерной квантовой точке на краю топологического изолятора HgTe/CdTe с магнитными барьерами и уровни энергии  $E_1...E_7$  для ориентации намагниченности в барьерах  $\theta_{1,2} = 0$  и  $\theta_b = \pi$ . (б) Пространственная зависимость для плотности заряда и ненулевых компонент спиновой плотности для уровня энергии  $E_3$ .

Если же ориентации  $\theta_{1,2}$  намагниченности крайних барьеров на рис.1 имеют противоположные значения,  $\theta_1 = 0$  и  $\theta_2 = \pi$ , то изменение намагниченности центрального барьера  $\theta_b$  от 0 до  $\pi$  приводит к интересному эффекту смены пространственной локализации для электронных волновых функций. Именно, максимумы собственных функций оказываются расположенными в той КТ, ориентации ограничивающих барьеров для которой имеют противоположные значения. Так, при  $\theta_b = 0$  в данном примере этому условию удовлетворяет правая КТ, а при  $\theta_b = \pi$  – левая КТ. При непрерывном изменении ориентации  $\theta_b$  от 0 до  $\pi$  максимумы переходят из правой точки в левую, как это видно на рис.2, где у<sub>1,2</sub> обозначают координаты середин левой и правой КТ. Данный эффект может быть использован для управления локализацией электронов со спектром Вейля при создании новых схем адиабатических квантовых вычислений [4], когда начальное и конечное состояния являются основными состояниями разных гамильтонианов, переход между которыми происходит непрерывно. Изменение ориентации среднего барьера, как показывают наши расчёты, сохраняет щель между основным и первым возбуждённым состоянием спектра, т.е. является таким адиабатическим переходом. Данный эффект принципиально пригоден для создания схемы адиабатических квантовых вычислений.

Работы выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-02-04028-а, 14-02-316376-мол-а, Программы совместных лабораторий ННГУ и институтов РАН, и Фонда «Династия».



Рисунок 2. Управление положением максимума электронной плотности (светлые участки) при изменении ориентации центрального барьера  $\theta_b$  от 0 до  $\pi$  (см. рис.1), при противоположных ориентациях крайних барьеров  $\theta_1 = 0$ ,  $\theta_2 = \pi$ .

- X.-L. Qiand S.-C. Zhang // Rev. Mod. Phys., V.83, 1057 (2011); B.A. Bernevig. Topological Insulators and Topological Superconductors. Princeton University Press, 2013.
- C. Timm // Phys. Rev. B, V.86, 155456 (2012);
  G. Dolcetto, N. Traverso-Ziani, M. Biggio, et al. // Phys. Rev. B, V.87, 235423 (2013).
- D.V. Khomitsky, A.A. Chubanov, A.A. Konakov // arxiv:1408.1544 (2014).
- E. Farhi, J. Goldstone, S. Gutmann, et al. // Science, V.292, 472 (2001); A. Mizel, D.A. Lidar, M. Mitchell // Phys. Rev. Lett., V.99, 070502 (2007).

### Метод детектирования протяженных поверхностных состояний в кристаллических топологических изоляторах Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se с помощью лазерного терагерцевого излучения

С.Г. Егорова<sup>1</sup>, В.И. Черничкин<sup>1</sup>, Л.И. Рябова<sup>2</sup>, Е.П. Скипетров<sup>1</sup>, Л.В. Яшина<sup>2</sup>, С.Н. Данилов<sup>3</sup>, С.Д. Ганичев<sup>3</sup>, Д.Р. Хохлов<sup>1, 4</sup> \*

1 Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991.

2 Химический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.3, Москва, 119991.

3 Faculty of Physics, University of Regensburg, Universitaetstrasse 33, Regensburg, D-93053 Germany.

4 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991.

\*khokhlov@mig.phys.msu.ru

В работе предложен метод детектирования протяженных поверхностных электронных состояний, включая топологические. Метод основан на измерениях фотоэлектромагнитного эффекта с использованием импульсного терагерцевого лазерного излучения. В отличие от обычных транспортных измерений, метод нечувствителен к объемной проводимости. Метод продемонстрирован на примере кристаллических топологических изоляторов Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se. Показано, что протяженные поверхностные электронные состояния присутствуют в Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Se как в области прямого, так и инверсного энергетического спектра.

### Введение

Теоретическое предсказание наличия топологических фаз на поверхности целого ряда полупроводников инициировало активные экспериментальные исследования, направленные на обнаружение этих фаз. Основным методом исследования, позволившим получить убедительное экспериментальное подтверждение наличия указанных фаз, стало изучение поверхностных состояний с применением фотоэлектронной спектроскопии. На следующем этапе можно было ожидать обнаружение особенностей электронного транспорта, связанных с топологическими состояниями. Однако до настоящего времени обнаружить особенности в транспортных свойствах, которые можно было бы однозначно связывать с топологическими состояниями, не удавалось. Настоящая работа направлена на выявление причин, обусловливающих отсутствие явных проявлений влияния топологических состояний на электронный транспорт.

#### Методика эксперимента

Для исследования был выбран метод, позволяющий анализировать характер диффузионных потоков, направленных от поверхности в объем полупроводника, при возбуждении носителей импульсами терагерцевого лазера в условиях приложенного магнитного поля до 7 Тл. Терагерцевое возбуждение осуществлялось мощными импульсами газового терагерцевого лазера с длиной волны 90 и 148 мкм и с длительностью около 100 нс. Температура образца изменялась от 4.2 до 20 К. Диффузионный поток возникал вследствие теплового возбуждения носителей в приповерхностном слое. Вектор магнитного поля, направленный перпендикулярно потоку падающего излучения, обеспечивал отклонение диффундирующих носителей в направлении силы Лоренца, создавая разность потенциалов, знак и напряженность которой зависят от направления и скорости диффузионного потока и приложенного магнитного поля. Геометрия эксперимента представлена на вставке к рис.1. Данный эффект называется фототермоэлектромагнитным (ФТЭМ).

В качестве объекта исследований выбраны твердые растворы  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  в диапазоне составов x, включающих как область прямого (x<0.15), так и инверсного (x>0.15) спектра. Образцы представляли собой монокристаллы, ориентированные по направлению <100>. Все образцы обладали проводимостью n-типа, концентрация свободных электронов изменялась от 10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup> до 3·10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>. Подвижность носителей заряда при низких температурах составляла от  $10^4$  до  $2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с. Расположение уровня Ферми в образцах разного состава представлено на вставке к рис. 2.

### Экспериментальные результаты

Характерный вид кинетики сигнала ФТЭМ-эффекта представлен на рис.1 вместе с временным профилем интенсивности лазерного импульса.



Рисунок 1. Типичная кинетика ФТЭМ-эффекта и временной профиль лазерного импульса. На вставках – геометрия эксперимента и температурная зависимость амплитуды ФТЭМ-эффекта.



**Рисунок 2.** Зависимость амплитуды ФТЭМ-эффекта от магнитного поля для образцов разного состава *x* (цифры у кривых). На вставке показана энергетическая диаграмма исследованных образцов, точками обозначено положение уровня Ферми.

Видно, что временной профиль ЭДС сигнала практически повторяет профиль лазерного импульса. Амплитуда сигнала экспоненциально падает при повышении температуры. Знак эффекта изменяется при смене полярности магнитного поля, полевые зависимости амплитуды эффекта симметричны в полях противоположной полярности (рис.2).

Важно отметить, что во всех исследованных образцах, как в области прямого, так и в области инверсного спектра, поток неравновесных носителей направлен от поверхности в глубь образца.

### Обсуждение результатов

Диффузионный поток неравновесных носителей может быть обусловлен двумя факторами: генерацией дополнительных носителей на поверхности и разогревом электронного газа. Учитывая, что энергия кванта использованного в настоящей работе лазерного излучения с длиной волны 90 мкм составляет 13.8 мэВ, что меньше, чем ( $E_{\rm f}$ - $E_{\rm c}$ ) во всех исследованных образцах, в образце генерационные процессы невозможны. Диффузионный поток обусловлен разогревом электронного газа (без разогрева решетки) мощным лазерным излучением. Важно, что знак эффекта соответствует направлению диффузионного потока от поверхности в объем, что соответствует существованию слоя с повышенной подвижностью на поверхности образцов.

Если бы поток носителей в глубь образца наблюдался исключительно в образцах с инверсным спектром, можно было бы предположить, что топологический слой, где эффективные массы носителей могут быть чрезвычайно малыми, оказывает влияние на характер диффузионных потоков. Однако эффекты в прямом и инверсном спектре твердых растворов оказались полностью аналогичными. Это указывает, что даже в отсутствие топологических фаз на поверхности наблюдаются процессы, которые могут обеспечить повышенную подвижность неравновесных носителей. Не исключено, что именно наличие этих процессов существенно затрудняет обнаружение возможного влияния топологического слоя на электронный транспорт в рассматриваемых системах.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов DFG (SPP 1666), Elite Network of Bavaria (K-NW-2013-247), грантов РФФИ ## 13-02-00580-а, 14-02-00250-а. О.И. Хрыкин<sup>1,\*</sup>, Ю.Н. Дроздов<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>1</sup>, П.А. Юнин<sup>1</sup>, В.И. Шашкин<sup>1</sup>, С.А. Богданов<sup>2</sup>, А.Б. Мучников<sup>2</sup>, А.Л. Вихарев<sup>2</sup>, Д.Б. Радищев<sup>2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 607680, Россия 2 Институт прикладной физики РАН, ГСП - 120, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия \*khrykin@ipmras.ru

В докладе обсуждается метод получения монокристаллических слоев GaN/AIN на подложке из поликристаллического алмаза. Исследуется структурное качество полученных слоев GaN. Показано, что предложенный подход позволяет получать структуры GaN/AIN/poly-Diamond.

### Введение

В будущем алмаз, получаемый из газовой фазы (CVD методом), может стать важным материалом для рабочих слоев силовой электроники, поскольку он превосходит широко используемые материалы, такие как кремний и карбид кремния, по своим характеристикам [1]. CVD-алмаз весьма привлекателен и в качестве подложечного материала, поскольку его теплопроводность заметно выше, чем у других материалов, однако монокристаллы алмаза размером более одного дюйма и пригодные для использования в электронных приборах пока недоступны из-за слишком высокой стоимости. Более доступны нанокристаллические алмазные слои, которые по теплопроводности почти не уступают монокристаллу, хотя очевидно, что они не могут быть использованы для эпитаксиального наращивания рабочих слоев и изготовления мощных высокочастотных приборов [1]. В докладе обсуждается способ получения монокристаллических слоев GaN на подложках из поликристаллического CVD алмаза.

### Эксперимент

Основные этапы технологического процесса получения монокристаллических слоев GaN на подложках из поликристаллического CVD-алмаза приведены на рис. 1. На первом этапе процесса на монокристаллической подложке Si(111) выращивается эпитаксиальный монокристаллический слой гексагонального AlN с ориентацией (0001) и толщиной 40-50 нм. Рост проводился в реакторе MOCVD пониженного давления с использованием в качестве источников триметилалюминия, триметилгаллия и аммиака [2]. Ширина рентгенодифракционной кривой качания отражения AlN(0002) довольно большая,  $\Delta \omega \sim 1^\circ$ , что характерно для тонких слоев на сильно рассогласованных подложках.

На втором этапе на поверхности монокристаллического AlN выращивается нанокристаллическая алмазная пленка толщиной больше 0.3 мкм. Использован реактор MPACVD, частота 2.45 GHz, рабочая смесь (H<sub>2</sub> + CH<sub>4</sub>). Метод подробно описан в [3]. Дифрактограмма для образца 1357 «poly-Diamond/AlN/Si(111)» приведена на рис.2.



**Рисунок 1.** Основные этапы технологического процесса получения монокристаллического слоя GaN на подложке из поликристаллического алмаза.



Рисунок 2. Дифрактограмма для образца 1357 – «poly-Diamond/AIN/Si(111)».

На дифрактограмме видны пики подложки Si(111), эпитаксиального слоя AlN(0002) и слабый пик поликристаллического алмаза C(111). Оценка размеров кристаллитов в алмазной пленке ~ 40 нм.

На третьем этапе подложка Si стравливалась до слоя AlN методом селективного жидкостного травления. На последнем этапе в реакторе MOCVD на очищенной травлением поверхности AlN выращивался гетероэпитаксиальный монокристаллический слой GaN толщиной 0.5 мкм. Таким образом формируется структура с монокристаллическими слоями GaN/AlN на подложке из поликристаллического CVD алмаза.



Рисунок 3. Кривые качания отражения (0002) GaN для образцов 1417 и 1418 и КК отражения (111) алмазной подложки.

Для дальнейшего формирования приборных структур очень важно кристаллическое качество слоев GaN. Поскольку слой AIN на границе с кремнием обычно имеет низкое совершенство, которое улучшается с толщиной, а в нашем случае рост толстого слоя GaN проводился как раз на поверхности, изначально граничившей с кремниевой подложкой, важно проверить, что слой GaN имеет приемлемое структурное качество. Исследование полученных слоев на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover показало, что слои GaN эпитаксиально сопряжены с AlN и имеют ширину рентгенодифракционной кривой качания (0002) менее 1°. Для улучшения структурного совершенства слоя GaN была проведена попытка роста с использованием дополнительного низкотемпературного буфера. На рис. 3 приведены кривые качания отражения (0002) слоев GaN для двух образцов – с низкотемпературным буфером (1418) и без него (1417). При одинаковой ширине кривой качания отражения (0002) подслоя AlN (~1,5°) ширина кривой качания слоя GaN в образце с буфером составляет 0,35°, а в образце без буфера – 1°. Использование низкотемпературного буфера и увеличение толщины GaN позволит получать слои GaN/AlN/poly-Diamond, conoставимые по структурному качеству с буферами GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и пригодные для дальнейшего роста приборных структур на основе GaN.

Таким образом, созданы монокристаллические слои GaN/AlN на поликристаллической алмазной подложке. Использование дополнительного низкотемпературного буфера улучшает их кристаллическое качество, что указывает на перспективность использованного подхода.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ по постановлению 220, договор № 14.В25.31.0021 с ведущей организацией ИПФ РАН. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

- D.C. Dumka, T.M. Chou, D. Francis et al. // IEEE Electronics Letters, V. 43, No 20, P. 1298 (2013).
- О.И. Хрыкин, А.В. Бутин, Д.М. Гапонова и др. // ФТП, Т. 39, С. 21 (2005).
- М.П. Духновский, Е.Н. Куликов, А.К. Ратникова и др. // Электронная техника. Серия 1 СВЧтехника, вып. 3(518), С. 40-46 (2013).

### Влияние сверхтонких пленок фуллеренов С<sub>60</sub> на поверхностную проводимость подложки Si(111) с упорядоченными реконструкциями адсорбатов

Д. А. Цуканов<sup>1,2,\*</sup>, М. В. Рыжкова<sup>1</sup>, Е. А. Борисенко<sup>1</sup>, М. В. Иванченко<sup>1,2</sup>, Д. В. Грузнев<sup>1,2</sup>

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041.

2 Дальневосточный федеральный университет, ул. Суханова, 8, Владивосток, 690090.

\* tsukanov@iacp.dvo.ru

Четырехзондовым методом в условиях *in situ* экспериментально исследовано влияние сверхтонких пленок фуллеренов (покрытие от 0,1 до 6 монослоев) на поверхностную проводимость подложек Si(111) с упорядоченными реконструкциями адсорбатов (Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Au, Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ag, Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Au,Na)). Продемонстрировано, что при осаждении натрия на поверхность Si(111)-*h*- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Au,Na), предварительно покрытую 6 MC фуллеренов, на подложке Si(111) возможно формирование сверхтон-ких плёнок фуллеридов NaC<sub>60</sub> и Na<sub>2</sub>C<sub>60</sub>.

### Введение

В зависимости от характера взаимодействия с поверхностью фуллерены обладают уникальной способностью влиять на перенос заряда в приповерхностной области полупроводниковых подложек, что делает их перспективным материалом для использования в молекулярной электронике. Кроме того, дополнительные возможности для управления свойствами гибридных наноструктур открываются при взаимодействии фуллеренов с металлическими плёнками на поверхности кремния. В этом случае фуллерены обычно выступают в качестве акцептора, и при этом, с одной стороны, обедняется заряд в поверхностных состояниях, а с другой стороны, фуллереновые пленки получают дополнительное количество носителей заряда, что приводит к возрастанию их электрической проводимости.

В работе обсуждается взаимодействие фуллеренов с поверхностными реконструкциями на Si(111), сформированными атомами Au, Ag, Na, и их влияние на поверхностную проводимость образцов, а также представлены результаты исследования электрической проводимости подложек с предварительно осажденными слоями фуллеренов после осаждения на них атомов благородных и щелочных металлов. Результаты представляют интерес в связи с возможностью формирования таким образом на поверхности кремния сверхтонких слоев фуллеридов типа  $A_x C_{60}$  (A – щелочной металл: Na, K, Cs,

Rb) с полупроводниковым либо металлическим типом проводимости.

### Методика эксперимента

Эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной камере RIBER DEL-300 с рабочим давлением ~10<sup>-9</sup> Торр. Установка оснащена методом дифракции медленных электронов и четырехзондовой головкой для проведения электрических измерений. Головка размещена на выдвижном манипуляторе, вольфрамовые зонды расположены по углам квадрата с межзондовым расстоянием 0,6 мм. Измерения поверхностной проводимости образцов проводились в условиях сверхвысокого вакуума при комнатной температуре.

В качестве образцов использовались прямоугольные пластины кремния Si(111) размером 15×5×0,45 мм<sup>3</sup>, легированные фосфором, с удельным сопротивлением 10-25 Ом-см. Очистка поверхности образца проводилась путем быстрого кратковременного отжига до 1250°С пропусканием переменного тока. Для осаждения фуллеренов использовалась ячейка Кнудсена, нагреваемая постоянным током. Скорость осаждения фуллеренов составляла ~0,1 монослоя в минуту и была определена путем осаждения фуллеренов на поверхность Si(111)-α√3×√3-Аи с образованием фуллеритоподобной решетки (1 монослой соответствует концентрации фуллеренов 1,15×10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup>) [1]. Наблюдение кристаллической структуры поверхности

осуществлялось с помощью метода дифракции медленных электронов.



Рисунок 1. Изменение проводимости подложки при напылении натрия на поверхность Si(111)-h-√3×√3-(Au,Na) с предварительно осаждённым 1 МС и 3 МС фуллеренов со структурой поверхности плёнки 3√3×3√3 и 1×1, соответственно.

### Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны изменения поверхностной проводимости подложки Si(111)-h-√3×√3-(Au,Na) с предварительно сформированными плёнками фуллеренов со структурой 3√3×3√3 (покрытие фуллеренов 1 MC) и 1×1 (покрытие фуллеренов 3 MC) после осаждения на них атомов натрия. В случае с поверхностью 3√3×3√3 видно, что проводимость при увеличении дозы натрия уменьшается до уровня, соответствующего проводимости атомарночистой подложки, что объясняется тем, что атомы натрия, проникая сквозь слой С<sub>60</sub>, разрушают поверхностную фазу Si(111)-h- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Au,Na), в результате чего канал проводимости, образованный этой фазой, исчезает. Наблюдения картин ДМЭ показали, что рефлексы 3√3×3√3 постепенно затухают, но незначительно. Однако при напылении натрия на фуллереновый слой с более высоким покрытием С<sub>60</sub>, формирующий картину ДМЭ 1×1, изменения проводимости выглядят иначе: сначала идёт небольшой рост проводимости, затем проводимость уменьшается и выходит на насыщение при покрытии адсорбированного натрия около 0,6 МС. На графике показаны картины ДМЭ в четырёх точках A, B, C и D, которые соответствуют картинам, представленным на рис. 2а, 2б, 2в и 2г. Видно, что в точке В проводимость достигает наивысшего значения, а на экране ДМЭ наблюдается картина 1×1 с точечными рефлексами, в отличие от исходной поверхности 1×1 (точка А), где рефлексы были более слабыми. Однако при дальнейшем напылении натрия в точке С наблюдается диффузное размытие рефлексов ДМЭ. Такое размытие рефлексов наблюдалось, например, в работе [2] при полимеризации плёнки Li<sub>4</sub>C<sub>60</sub>, кроме того, сообщалось [3], что полимеризация характерна и для фуллеридов NaC<sub>60</sub> и Na<sub>4</sub>C<sub>60</sub>. Принимая во внимание, что фуллереновая плёнка может взаимодействовать с атомами натрия, как прибывающими сверху при напылении, так и находящимися на поверхности Si(111)-h- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -(Au,Na) (около 0,1 МС натрия), можно оценить приблизительное соотношение атомов натрия и молекул фуллерена как 0,94, что близко к стехиометрическому составу фуллерида NaC<sub>60</sub> – 1:1.

### Литература

- 1. A. V. Matetskiy, D. V. Gruznev, A. V. Zotov et al. // Phys. Rev. B, V. 83, 195421 (2011).
- 2. R. Macovez, R. Savage, L. Venema et al. // J. Phys. Chem. C, V. 112, 2988 (2008).
- 3. A.V. Egorov, I. V. Arkhangelsky, E. V. Skokan et al. // ECS Meeting Abstracts, V. 1, 47 (2006).



Рисунок 2. Картины ДМЭ (35 эВ), наблюдаемые после осаждения (а) 0 МС, (б) 0,2 МС, (в) 0,3 МС и (г) 0,45 МС натрия на поверхность 1×1-С<sub>60</sub>/Si(111), соответственно.

702

# Наноструктурированный графен на поверхности SiC(001)

A. H. Чайка<sup>1,\*</sup>, O. B. Молодцова<sup>2</sup>, C. Бабенков<sup>2</sup>, A. Захаров<sup>3</sup>, Yuran Niu<sup>3</sup>, Д. Марченко<sup>4,5</sup>, J. Sánchez-Barriga<sup>4</sup>, P. Mandal<sup>4</sup>, A. Варыхалов<sup>4</sup>, B. E. Murphy<sup>6</sup>, B. Ю. Аристов<sup>1,2,§</sup>

1 Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия

2 HASYLAB at DESY, D-22607 Hamburg, Germany

3 MAX-lab, Lund University, Box 118, 22100 Lund, Sweden

4 Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie, D-12489 Berlin, Germany

5 Freie Universität Berlin, D-14195 Berlin, Germany

6 CRANN, School of Physics, Trinity College, Dublin 2, Ireland

\*chaika@issp.ac.ru, §victor.aristov@gmail.com

Атомная и электронная структура графена, синтезированного на низкоиндексной и вицинальной поверхностях SiC(001), изучена с помощью сканирующей туннельной микроскопии, электронной микроскопии низких энергий, дифракции медленных электронов и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением. Полученные результаты демонстрируют возможность синтеза сплошного и однородного покрытия толщиной в несколько атомных слоев, состоящего из нанолент шириной 5-20 нм с одним предпочтительным направлением междоменных границ, которое определяется кристаллической структурой подложки.

Уникальные физические свойства графена делают его перспективным материалом для элементной базы микро- и наноэлектроники. Ранее была продемонстрирована возможность синтезировать графен [1,2] на поверхности тонких (микронной толщины) монокристаллических пленок кубического карбида кремния SiC(001), выращенных на стандартных пластинах кремния Si(001) большого диаметра (> 300 мм). Пластины SiC(001)/Si(001) коммерчески доступны и совместимы с современными кремниевыми технологиями, поэтому синтез графена на них представляет собой шаг на пути массового производства графена для электроники.

В докладе представлены результаты исследований атомной и электронной структуры графена, синтезированного на низкоиндексной и вицинальной поверхностях SiC(001). Работа выполнена с использованием сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) атомарного разрешения, дифракции медленных электронов (ДМЭ), электронной микроскопии низких энергий (LEEM), микро-ДМЭ и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением. Графеновое покрытие синтезировалось на поверхностях SiC(001) в условиях сверхвысокого вакуума (p<1×10<sup>-10</sup> Topp) с помощью сублимации атомов кремния при высоких температурах (900-1300°С) и графитизации поверхности SiC(001)с(2×2) с помощью кратковременных (10-15 секунд) вспышек до 1300-1350°С.

Полученные данные демонстрируют возможность синтеза непрерывного и однородного покрытия графена толщиной от одного до нескольких монослоев на тонких пленках кубического карбида кремния SiC(001)/Si(001) миллиметрового размера [3,4]. В качестве примера на рис. 1(а-с) показаны изображения LEEM, полученные после синтеза графена на вицинальном образце с отклонением 2° от плоскости SiC(001). Однородность толщины покрытия подтверждается спектрами отражения, измеренными в различных участках образца (Рис. 1d), которые демонстрируют 3 минимума, отвечающие трем монослоям графена на поверхности SiC [5,6]. Графеновое покрытие непрерывно на границах антифазных доменов, разделяющих светлые и темные области микронного размера на темнопольных изображениях LEEM (рис. 1b и с). Картины микро-ДМЭ (врезки на рис. 1b и с) с различных участков поверхности демонстрируют 12 рефлексов, расположенных в вершинах двух шестиугольников, повернутых на 27°. Картины, измеренные в темных и светлых областях, развернуты друг относительно друга на 90°. С помощью СТМ высокого разрешения и электронной спектроскопии показано, что графеновое покрытие на базальной и вицинальной поверхностях SiC(001) состоит из системы нанодоменов (Рис. 1f), с границами раздела (GB), ориентированными вдоль двух ортогональных направлений [110] и [1-10]. Согласно данным СТМ и фотоэлектронной спектроскопии, отдельные домены демонстрируют атомную структуру и электронный спектр квазисвободного трехслойного графена ABA-типа [3,4,7]. Кристаллические решетки в нанодоменах повернуты на угол ±13.5° относительно направлений [110] и [1-10].

При использовании вицинальной поверхности SiC(001) удается синтезировать графеновое покрытие, состоящее из нанолент с одним предпочтительным направлением границ раздела нанодоменов, которое совпадает с направлением ступеней на поверхности до синтеза графена (Рис. 1е). Этот результат представляется исключительно важным, так как системы нанополос графена с развернутыми друг относительно друга кристаллическими решетками и одним предпочтительным направлением границ раздела на полупроводниковой подложке могут характеризоваться наличием транспортной щели и, возможно, непосредственно использоваться для создания основного элемента интегральных схем - полевого транзистора. Работа выполнена при поддержке программ Президиума РАН, грантов РФФИ (проекты № 14-02-01234, 14-02-00949) и гранта Марии Кюри Европейской рамочной программы FP7.

- 1. V.Yu. Aristov, G. Urbanik, K. Kummer et al. // Nano Letters, V. 10, 992 (2010).
- A. Ouerghi, M. Ridene, A. Balan et al. // Phys. Rev. B, V. 83, 205429 (2011).
- A.N. Chaika, O.V. Molodtsova, A.A. Zakharov et al. // Nano Res., V. 6, 562 (2013).
- A.N. Chaika O.V. Molodtsova, A.A. Zakharov et al. // Nanotechnology, V. 25, 135605 (2014).
- H. Hibino, H. Kageshima, F. Maeda et al. // Phys. Rev. B, V. 77, 075413 (2008).
- C. Riedl, C. Coletti, T. Iwasaki et al. // Phys. Rev. Lett., V. 103, 246804 (2009).
- H.-C. Wu, A. N. Chaika, A. Syrlybekov et al. // Nature Commun., submitted.
- A. Fasolino, J.H. Los, M.I. Katsnelson // Nature Mater., V. 6, 858 (2007).



**Рисунок 1.** (а-с) Светлопольное (а) и темнопольные (b,c) изображения LEEM вицинальной поверхности SiC(001) после синтеза графена. Темнопольные изображения получены из рефлексов картин микро-ДМЭ, показанных как вставки на панелях (b) и (c). Врезки: картины микро-ДМЭ, полученные при энергии падающих электронов *E*=45 эВ из области размером 5×5 мкм<sup>2</sup> (а) и светлых областей, показанных на панелях (b) и (c). (d) Спектры отражения, измеренные на участках поверхности 1-4 панели (a). (e) СТМ-изображение поверхности SiC(001), демонстрирующее моноатомные ступени (врезка) и реконструкцию 3×2 на террасах. (f) СТМ-изображение нанополос графена на SiC(001) с кристаллическими решетками, развернутыми на 13.5° по (Gr<sub>R</sub>) и против (Gr<sub>L</sub>) часовой стрелки относительно направления [110], совпадающего с направлением ступеней на вицинальной поверхности (e). Изображения, измеренные в центрах доменов (врезка), демонстрируют искажения решетки типа пчелиных сот, типичные для квазисвободного графена [8].

### Механизмы безызлучательной рекомбинации экситонов в полумагнитных квантовых точках

### А. В. Черненко

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432. chernen@mail.ru

Хорошо известно, что фотолюминесценция полумагнитных квантовых точек на основе Cd(Mn)Se/Zn(Mn)Se оказывается значительно подавленной в случае, когда энергия оптического перехода, которая зависит от размеров точек и доли марганца, начинает превышать 2.1 эВ - энергию внутреннего перехода ионов Mn. Оказалось, однако, что интенсивность люминесценции восстанавливается в достаточно сильном магнитном поле, перпендикулярном плоскости структур. Такое поведение можно объяснить тем, что доминирующим механизмом передачи оптического возбуждения КТ в марганец является спин-зависимый обменный механизм. На основе анализа экспериментальных данных построена теоретическая модель безызлучательной рекомбинации экситонов в квантовых точках, которая включает в себя основные механизмы - диполь-дипольный и обменный, причём последний обусловлен не только прямым обменным взаимодействием между 3d-электронами марганца и зонными электронами и дырками, но и косвенным процессом, характерным для полумагнитных полупроводников и связанным с sp-dсмешиванием. Оценка эффективности этого процесса показывает, что он может быть доминирующим в полумагнитных квантовых точках.

### Введение

Тот факт, что введение марганца в полупроводниковые структуры на основе II-VI соединений (CdS, CdSe, ZnSe и др.) приводит к полному гашению экситонной люминесценции даже при низкой доле марганца, хорошо известен и многократно наблюдался в объемных полумагнитных полупроводниках и низкоразмерных структурах на их основе.

В структурах, содержащих квантовые точки ZnSe/Zn(Mn)Se, полное гашение люминесценции наблюдается при доле марганца 1-3% [1].

Гашение происходит из-за эффективной передачи оптического возбуждения квантовых точек (КТ) ионам марганца и наблюдается тогда, когда энергии рекомбинации экситонов (трионов) в КТ превосходят энергию внутреннего перехода марганца между основным и нижайшим возбужденным состоянием.

Несмотря на известность этого явления и разнообразие его деталей, детальный анализ механизмов, ответственных за передачу возбуждения, до недавнего времени не привлекал внимания исследователей.

Интерес к этой теме возник после работы [2], где был обнаружен весьма интересный факт: рост интенсивности фотолюминесценции КТ в магнитном поле, перпендикулярном плоскости структуры (вдоль оси 0z). Он был объяснен подавлением безызлучательной рекомбинации экситонов в квантовых точках (КТ) и связан с правилами отбора по полному спину. Это возможно тогда, когда доминирующим механизмом безызлучательной рекомбинации является обменный, поскольку кулоновский механизм не накладывает никаких ограничений на спины взаимодействующих экситонов и ионов марганца. До этого момента основным механизмом безызлучательной рекомбинации обычно считался дальнодействующий кулоновский, который сводится к диполь-дипольному. Короткодействующий обменный механизм обычно не рассматривался. Отметим, что вывод правил отбора, приведенный в статье [2], выполнен не до конца последовательно, что породило желание получить их более ясным и точным способом [3,4,5].

Более того, внимательный анализ механизмов безызлучательной рекомбинации показывает, что кроме двух упомянутых выше существует ещё один механизм, характерный для полумагнитных полупроводников и связанный с sp-d-смешиванием 3d и зонных состояний.

Целью настоящей работы являлось построение модели процесса безызлучательной передачи энергии ионам марганца, которая объединяла бы все перечисленные механизмы безызлучательной рекомбинации.

### Модель безызлучательной рекомбинации экситонов в КТ

В данном докладе рассматривается квантово-механическая модель системы, состоящей из одиночной квантовой точки, содержащей единственный ион марганца (или много не взаимодействующих между собой ионов). Она описывается гамильтонианом типа Андерсона Н=H<sub>OD</sub>+H<sub>Mn</sub>+H<sub>hyb</sub>+H<sub>Col</sub>, который учитывает смешивание (гибридизацию) локализованных и зонных электронных состояний. Здесь H<sub>OD</sub> - гамильтониан квантовой точки, H<sub>Mn</sub> гамильтониан иона марганца, Н<sub>hyb</sub> – гамильтониан, описывающий смешивание электронов 3dоболочки марганца и валентной зоны, H<sub>Col</sub> - гамильтониан кулоновского взаимодействия между ионами марганца и зонными электронами.

Детальное рассмотрение предложенной модели действительно приводит к трем упомянутым выше механизмам безызлучательной рекомбинации: (i) диполь-дипольному, который известен в молекулярной физике как механизм Форстера; (ii) прямому обменному (механизм Декстера); (iii) косвенному обменному механизму, связанному с sp-dгибридизацией.

Суть последнего механизма иллюстрирует схема на рис.1, где рассматривается рекомбинация «темного» экситона с проекцией полного момента на ось 0z  $J_z=2$  через возбуждение иона марганца  $Mn^{2+}$ с проекцией полного спина S<sub>z</sub>=-5/2, поскольку это состояние является основным для системы ион марганца+темный экситон в магнитном поле В ИСг. Возбуждение иона марганца происходит через последовательный захват электрона/дырки на промежуточный уровень 3d-оболочки марганца, что приводит к рекомбинации экситона и переводу марганца в возбужденное состояние в соответствии с законом сохранения проекции спина системы в данном процессе  $S_z+s_z=S'_z$ , где  $S_z$  и  $S'_z$  - проекции спинов основного и возбужденного состояния иона марганца на ось 0z, s<sub>z</sub> - проекция спина (но не полного момента) экситона на Оz. Для светлого она равна 0, для темного ±1.

Оценка матричных элементов диполь-дипольного и sp-d механизмов рекомбинации показывает, что последний механизм, хотя и является короткодействующим, эффективен и вполне может быть доминирующим механизмом переноса энергии от фотовозбужденных КТ ионам марганца.



Рис. 1. Схема процесса безызлучательной рекомбинации темного экситона (с полным моментом 2) через захват электрона/дырки и образование промежуточного состояния 3dоболочки иона марганца.

- F. Henneberger and J. Puls // in Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors, (Springer Series in Materials Science 144, Spriger-Verlag, Berlin 2010).
- M. Nawrocki, Yu.G. Rubo, J.P. Lascaray and D. Coquillat // Phys. Rev. B, 52 R2241 (1995).
- A.V. Chernenko A.S. Brichkin, N.A. Sobolev and M.C. Carmo // Phys.: Condens. Matter, 22 355306 (2010).
- H. Falk, J. Hubner, P.J. Klar and W. Heimbrodt // Phys. Rev. B, 68 165203(2003).
- A.V. Chernenko, P. S. Dorozhkin, V. D. Kulakovskii, A. S. Brichkin, S. V. Ivanov and A. A. Toropov // Phys. Rev. B, 72 045302 (2005)
- J.W. Allen // J. Phys. C: Solid State Phys., 19 6287 (1986).

### Получение легированных мышьяком эпитаксиальных слоев твердого раствора кадмий-ртуть-теллур MOCVD-методом

### А. В. Чилясов<sup>1, \*</sup>, А. Н. Моисеев<sup>1</sup>, Б. С. Степанов<sup>1</sup>, В. С. Евстигнеев<sup>1</sup>, М. Н. Дроздов<sup>2</sup>, П. А. Юнин<sup>2</sup>

1 Институт химии высокочистых веществ им. Г. Г. Девятых РАН, ГСП-75, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603950. 2 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603950. \*tchilyasov@ihps.nnov.ru

Изучено вхождение примеси мышьяка из [(CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>N]<sub>3</sub>As в эпитаксиальные слои CdTe и Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te в MOCVD-процессе. Обнаружена сильная зависимость внедрения As в слои от кристаллографической ориентации роста. Эффективность вхождения увеличивается в ряду: (111)B<(100)<(310). Зависимость вхождения мышьяка от соотношения MOC кадмия и теллура говорит о преимущественном встраивании примеси в подрешетку теллура. Получены эпитаксиальные слои легированного мышьяком Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te на подложках GaAs (310), (100), (111)B с концентрацией дырок в диапазоне 1·10<sup>16</sup> – 1·10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>.

#### Введение

Осаждение эпитаксиальных слоев  $Cd_xHg_{1-x}Te$ (ЭС КРТ) из паров металлорганических соединений (МОС) и ртути (МОСVD-метод) позволяет получать качественные гетероструктуры на большинстве доступных и оптически прозрачных в ИКдиапазоне подложках большого диаметра с высокой однородностью свойств [1]. Метод позволяет проводить контролируемое легирование слоев акцепторными и донорными примесями и получать многослойные p-n структуры разного состава с возможностью осаждения в едином процессе пассивирующего покрытия из теллурида кадмия, что позволяет, в конечном итоге, изготавливать высококачественные, в том числе, многоспектральные фотодиодные матрицы [2].

Целью работы являлось исследование закономерностей вхождения и поведения примеси мышьяка в ЭС КРТ.

#### Методика эксперимента

Осаждение ЭС КРТ проводили в вертикальном кварцевом реакторе с нагретыми стенками МОСVD-IMP-методом на подложках полуизолирующего GaAs при температуре 350 °C в потоке водорода при 0,2 атм [3].

Процесс получения гетероэпитаксиальных слоев КРТ включал в себя стадии предростового отжига подложки, выращивания буферного слоя из CdTe и осаждения ЭС КРТ послойным нанесением тонких (< 0,1 мкм) чередующихся слоев CdTe и HgTe. Осаждение буферного слоя и подслоев CdTe вели из паров диметилкадмия (ДМК) и диэтилтеллура (ДЭТ), а подслоев HgTe из паров ртути и диизопропилтеллура (ДиПТ). Для легирования мышьяком использовали трис-диметиламиноарсин [(CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>N]<sub>3</sub>As (ТДМАА).

Состав ЭС КРТ и толщину гетероструктур определяли из спектров ИК-пропускания, полученных на спектрометре «Nicolett – 6700» (Thermo Fisher Scientific Inc). Для элементного анализа, определения профиля состава (х) гетероструктур и профиля распределения примеси мышьяка по толщине слоев использовали масс-спектрометр вторичных ионов TOF.SIMS-5 с времяпролетным масс-анализатором. Электрофизические параметры ЭС КРТ определяли из измерений эффекта Холла в магнитном поле напряженностью от 0,1 до 1,0 Тл методом Ван-дер-Пау.

### Результаты и обсуждение

При осаждении ЭС КРТ MOCVD-IMP-методом вхождение мышьяка происходит практически только на стадии роста подслоя CdTe. Поэтому в первой части исследования изучалось вхождение примеси мышьяка в ЭС CdTe.

Показано, что вхождение мышьяка в ЭС CdTe сильно зависит от кристаллографической ориентации слоя, что говорит о кинетическом лимитировании вхождения As (рис. 1). Эффективность вхождения растет в ряду: (111)B<(100)<(310). Степень



Рисунок 1. Зависимость концентрации As в ЭС CdTe/GaAs от кристаллографической ориентации осаждения и соотношения ДЭТ/ДМК (поток ТДМАА– 5·10<sup>-7</sup> моль/мин).



Рисунок 2. Профиль концентрации As в ЭС КРТ (310).

вхождения мышьяка в CdTe зависит от соотношения ДЭТ/ДМК, что указывает на связь эффективности вхождения атомов мышьяка со степенью собственной дефектности. Изменение соотношения ДЭТ/ДМК в газовой фазе с 0,7 до 2 уменьшает концентрацию мышьяка в ЭС CdTe в 3 раза, т. е. Аs преимущественно встраивается в подрешетку теллура. Концентрация As в ЭС CdTe линейно возрастает с увеличением потока ТДМАА до 1·10<sup>-6</sup> моль/мин. Профиль концентрации As в ЭС КРТ (310), полученных при соотношении ДЭТ/ДМК=4.4 представлен на рис. 2. При этом отношении ДЭТ/ДМК снижается влияние легирующего компонента на скорость осаждения ЭС КРТ.

В табл. 1 приведены результаты измерений электрофизических параметров нелегированных и легированных As ЭС КРТ разных кристаллографических ориентаций. Легирование примесью As приводило к получению ЭС КРТ р-типа проводимости с концентрацией п $\cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> на всех изученных ориентациях роста (на ориентациях (111)В и (100) наблюдалась «конверсия»: п $\rightarrow$ р). Концентрация As увеличивается в ряду ЭС КРТ (111)В>(100)>(310), что совпадает с зависимостью вхождения As в слой СdTe соответствующих ориентаций. Отжиг слоев КРТ при 200-250°С в течение 6-10 часов в парах насыщенных ртутью позволял достичь практически 100%-ной активации мышьяка.

В результате работы исследовано вхождение примеси мышьяка из ТДМАА в ЭС СdТе и  $Cd_xHg_{1-x}$ Те в MOCVD-процессе и получены легированные ЭС КРТ с концентрацией дырок в диапазоне  $1\cdot10^{16} - 1\cdot10^{17}$  см<sup>-3</sup>, обусловленной примесью As.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 13-03-97107 р поволжье а.

- C. D. Maxey, J. C. Fitzmaurice, H. W. Lau et al. // J. Electron. Mater., V. 35, p. 1275, (2006).
- C. L. Jones, L. G. Hipwood, J. Price et al. // Proc. of SPIE, V. 6542, 654210, (2007).
- А. В. Чилясов, А. Н. Моисеев, Б. С. Степанов и др. // Успехи прикладной физики. т. 1, № 2, с. 209–215, (2013).

**Таблица 1.** Электрофизические параметры (Т=77 К, В=1Тл) нелегированных и легированных As ЭС КРТ (x=0,37–0,49) для различных кристаллографических ориентаций роста (осаждение подслоя CdTe при ДЭТ/ДМК=4,4, поток ТДМАА – 5·10<sup>-7</sup> моль/мин)

крист. ориентация, условия легирова- ния, состав	(111)B		(100)		(310)	
	Нелегир. x=0,485	Легир. ТДМАА x=0,39	Нелегир. x=0,375	Легир. ТДМАА x=0,43	Нелегир. x=0,407	Легир. ТДМАА x=0,43
ρ, Ом∙см	11,8	1,5	6,7	0,6	2,8	0,6
концентрация, см <sup>-3</sup>	n=2,6E+14	p=2,3E+16	n=3,1E+14	p=7,3E+16	p=9,8E+15	p=7,9E+16
µ, см²/ В∙с	2031	181	3014	136	226	133

### Высокотемпературный отжиг InAs/AIAsструктур с нелегированными и легированными КТ

### Т.С. Шамирзаев<sup>1,2,\*</sup>, В.Е. Никифоров<sup>2</sup>, Д.С. Абрамкин<sup>1</sup>, А.К. Бакаров<sup>1</sup>

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лавреньтьева, 13, Новосибирск, 630090.

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

\*tim@isp.nsc.ru

Изучено влияние высокотемпературного отжига на перемешивание InAs и AIAs в структурах с KT InAs/AIAs. Устойчивость KT к перемешиванию при отжиге уменьшается в ряду структур: легированная примесью р-типа, не легированная, легированная примесью п-типа. Показано, что при фиксированных температуре и времени отжига степень перемешивания InAs и AIAs в структуре определяется изменением вероятности образования вакансий элементов 3 группы при изменении положения уровня Ферми.

### Введение

Высокотемпературный послеростовой отжиг (ВПО) гетероструктур применяется для конструирования твердотельных электронных приборов. В последние годы эта технология широко применяется для модификации свойств полупроводниковых квантовых точек (КТ). В прямозонных КТ отжиг позволяет (1) изменять тонкую структуру экситонных состояний [1], (2) увеличивать эффективную ширину запрещенной зоны при одновременном уменьшении дисперсии энергетических состояний в ансамблях КТ [2]. С другой стороны, для непрямозонных КТ (таких, как, например, InAs/AlAs) ВПО позволяет управлять временем жизни экситона в диапазоне времени десятки наносекунд - сотни микросекунд [3]. Время жизни экситона в таких КТ определяется толщиной размытого (In,Al)As-слоя на гетерогранице КТ/матрица, зависящей от температуры и времен отжига. В данной работе изучено влияние высокотемпературного послеростового отжига на перемешивание InAs и AlAs в нелегированых, n- и р-легированных InAs/AlAs-гетероструктурах с КТ. Мотивацией работы была необходимость увеличевремени жизни локализованных в КТ ния нейтральных и заряженных экситонов для изучения динамики их спиновой релаксации.

### Методика эксперимента

Структуры с InAs/AlAs КТ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (001). Структуры содержали один слой КТ между слоями

AlAs толщиной 60 нм. Для защиты AlAs от окисления выращивался покровный слой GaAs толщиной 20 нм. Для того чтобы избежать влияния приповерхностного поля, покровный слой легировался до уровня 3×10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup> в структурах птипа кремнием, в структурах р-типа – бериллием или углеродом. Изучалось два типа распределения примеси в структурах. В первом типе легирование производилось помещением дельта-слоя кремния (бериллия или углерода) на глубине 2 нм под слоем КТ. Во втором легировались (до уровня 2x10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>) буферный и покровный слои GaAs и 10 нм прилегающего к этим слоям AlAs с тем, чтобы привязать положение уровня Ферми во всей структуре ближе к дну зоны проводимости в структурах п-типа и к потолку валентной зоны в структурах р-типа.



Рисунок 1. Спектры ФЛ нелегированных структур, отожженных при различных температурах, °C: (1) неотожженная, (2) 650, (3) 700, (4) 760.



Рисунок 2. Зависимость положения максимума полосы IQD от температуры отжига для структур с InAs/AIAs KT: (1) р-типа, (2) нелегированная, (3) п-типа. Звездочкой обозначен сдвиг в структуре р-типа с дельталегированием углеродом.

Степень перемешивания анализировалась по сдвигу положения связанной с рекомбинацией экситонов полосы в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) структур, измеренных при температуре жидкого азота. Отжиг проводился в потоке  $H_2$  в течение 10 минут в диапазоне температур 600 – 760°С. Для предотвращения возгонки As с поверхности структур при высоких температурах отжига структуры покрывались защитным слоем SiO<sub>2</sub> толщиной 150 нм.

### Результаты и обсуждение

Типичные спектры ФЛ нелегированных структур, отожженных при различных температурах, показаны на рис. 1. В спектре неотожженной структуры наблюдаются полосы ФЛ, связанные с рекомбинацией экситонов в сосуществующих в ансамбле прямозонных (DQD) и непрямозонных (IQD) КТ [4]. Отжиг при температуре 600°С, на 100°С превышающей температуру роста структур, никак не влиял на спектры ФЛ всех исследованных структур. При дальнейшем повышении температуры отжига интенсивность полосы DQD уменьшается, а полоса IQD начинает смещаться в высоэнергетическую область спектра. Температура ВПО, соответствующая началу смещения полосы IQD, зависела от типа и характера легирования структуры. Как это видно из рис. 2, на котором представлены зависимости положения максимума полосы IQD от температуры отжига, устойчивость InAs/AlAs KT к перемешиванию при отжиге уменьшается в ряду: легированная примесью р-типа, не легированная, легированная примесью п-типа.

Для объяснения зависимости степени перемешивания InAs и AlAs в гетероструктурах с КТ от характера легирования при фиксированных температуре и времени отжига мы предлагаем следующую модель. Перемешивание материалов идет посредством образования вакансий в подрешетке элементов III группы. Между тем известно, что в материалах АЗВ5 вероятность образования вакансий элементов III группы [5] зависит от энергии Ферми. В структурах п-типа, легированных кремнием, положение уровня Ферми на 2.2 эВ выше, чем в структурах р-типа, легированных бериллием и углеродом. Следовательно, изменение степени перемешивания InAs и AlAs при отжиге структур с различным типом легирования определяется изменением вероятности образования вакансий элементов 3 группы при изменении положения уровня Ферми. Уменьшение степени перемешивания при закреплении уровня Ферми в валентной зоне вблизи КТ в дельта-легированных структурах хорошо укладывается в рамки нашей модели.

Работа поддержана РФФИ, проект № 13-02-00073.

- W. Langbein, P. Borri, U. Woggon et al. // Physical Review B, V.69, 161301(R) (2004).
- T. Yang, J. Tatebayashi, K. Aoki, M. Nishioka et al. //Applied Physics Letters, V.90, 111912 (2007).
- T.S. Shamirzaev, J. Debus, D.S. Abramkin et al. // Physical Review B, V.84, 155318 (2011).
- T.S. Shamirzaev, A.V. Nenashev, K.S. Zhuravlev // Applied Physics Letters, V.92, 213101 (2008).
- T. Laine, K. Saarinen, P. Hautojärvi, et al. // J. Apply Physics, V.86, 1888 (1999).

### Внутрицентровое терагерцевое излучение в кремнии с литием при межзонном фотовозбуждении

### А. В. Андрианов<sup>1,\*</sup>, А. О. Захарьин<sup>1</sup>, Р. Х. Жукавин<sup>2, §</sup>, В. Н. Шастин<sup>2, 3</sup>, Н. В. Абросимов<sup>4</sup>, А. В. Бобылев<sup>1, 5</sup>

1 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

2 Институт физики микроструктур РАН, Афонино, Нижегородская область, 603950, Россия.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950, Россия

4 Leibniz Institute for Crystal Growth, Berlin, 12489, Germany

5 Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, 195251, Россия.

\*alex.andrianov@mail.ioffe.ru, §zhur@ipmras.ru

В настоящей работе сообщается об обнаружении и исследовании терагерцевой фотолюминесценции при межзонном фотовозбуждении кристаллов кремния, легированного литием.

### Введение

Источники терагерцевого (ТГц) излучения на примесных переходах в кремнии интересны с той точки зрения, что допускают прямую интеграцию с кремниевой электроникой. Литий в кремнии, имеющий малый ионный радиус, чрезвычайно высокий коэффициент диффузии и образующий междоузельный донор, обладает целым рядом необычных в сравнении с другими донорными примесями свойств. Среди таких свойств можно отметить способность лития образовывать комплексы с другими примесями, имеющимися в кремнии. Энергия ионизации донора лития в кремнии значительно меньше, чем у других доноров, образованных, например, элементами V группы. Необычной оказывается и электронная структура основного состояния донора лития. Имеет место «инвертированное» в сравнении с донорами V группы расположение подуровней основного состояния донора. Литий в кремнии является одним из кандидатов на роль кубита в схеме квантового компьютера со способом считывания информации, использующим внутрицентровые оптические переходы [1]. В этой связи представляет интерес изучение внурицентровой ТГц-люминесценции, связанной с донорами лития в кремнии.

В работе обнаружена и исследована ТГцфотолюминесценция (ФЛ) при межзонном фотовозбуждении кремния с литием при гелиевых температурах.

### Детали эксперимента

Эксперименты были проведены на монокристаллах кремния, легированных литием до уровня 1x10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup> в процессе роста из расплава методом выращивания с пьедестала (вариант бестигельной зонной плавки). В качестве источника межзонного фотовозбуждения использовался непрерывный полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 660 нм и максимальной мощностью порядка 45 мВт. Лазерное излучение после прохождения серии малых диафрагм и фильтров, предотвращающих проникновение в измерительную часть установки теплового фона лазера, фокусировалось на поверхность исследуемого образца в пятно диаметром порядка 2 мм. Интенфотовозбуждения сивность не превышала 1 Вт/см<sup>2</sup>. Основные измерения ТГц-фотолюминесценции проводились в геометрии «на проход», но контрольные эксперименты проводились также и в геометрии «обратного рассеяния». Спектральные измерения проводились с использованием step-scan фурье-спектрометра на область спектра 5-350 см<sup>-1</sup> (0.6-43 мэВ или 0.14-10.4 ТГц). Спектральное разрешение в большинстве случаев составляло 5 см<sup>-1</sup> (0.62 мэВ). Сигнал ТГц-излучения измерялся с помощью охлаждаемого жидким гелием кремниевого болометра методом синхронного детектирования на частоте модуляции лазерного излучения механическим прерывателем (80 Гц).

### Результаты и их обсуждение

На рисунке 1 показан характерный спектр ТГцизлучения, наблюдаемого при межзонном фотовозбуждении кремния с литием.



**Рисунок 1.** Спектр ТГц-фотолюминесценции в Si:Li при T=5 К и интенсивности фотовозбуждения 1 Вт/см<sup>2</sup>.

Как видно из рисунка, наиболее интенсивны линии ТГц-излучения с максимумами при 24.71 и 19.63 мэВ. Спектральное положение данных линий хорошо согласуется с положением линий оптических переходов электронов из возбужденных состояний 2P<sub>±</sub> и 2P<sub>0</sub>, соответственно, на 1S(A<sub>1</sub>)-подуровень основного состояния донора Li в кремнии, известных из результатов исследований ТГц-поглощения в Si:Li [2]. Характер спектра ТГц ФЛ (Рис. 1) свидетельствует о том, что линии переходов из 2Pсостояний на наинизший подуровень 1S(E+T<sub>2</sub>) основного состояния донора лития оказываются значительно подавленными в сравнении с линиями переходов на 1S(A<sub>1</sub>)-подуровень. Слабая линия при 26.9 мэВ и особенность при энергии ~ 21.8 мэВ, проявляющаяся как высокоэнергетическое плечо линии  $2P_0 \rightarrow 1S(A_1)$ -перехода, отмеченные пунктирными стрелками на Рис. 1, возможно, связаны с переходами в основное состояние донора лития 1S(E+T<sub>2</sub>) из 2P<sub>±</sub> и 2P<sub>0</sub> возбужденных состояний, соответственно. Сильное подавление ТГц-излучения, связанного с переходами в 1S(E+T<sub>2</sub>)-состояние, в сравнении с излучением, обусловленным переходами в 1S(A<sub>1</sub>) состояние, можно объяснить влиянием перепоглощения излучения в объеме кристалла. Слабые линии ТГц-излучения в области энергий от 27.5 до 40 мэВ (Рис. 1) мы связываем с внутрицентровыми оптическими переходами в донорах, обусловленных комплексами Li-O, электронная структура которых изучалась методами

ТГц-поглощения в [2]. В спектре ТГц ФЛ можно видеть также особенности при энергиях 12.7 и 15.27 мэВ. Эти особенности не удается связать с внутрицентровыми переходами в донорах лития. В настоящее время нельзя исключать, что за излучение в этой области ответственны внутриэкситонные излучательные переходы и переходы из континуума в основное состояние свободных экситонов. Установлено, что интегральная ТГц ФЛ сублинейно зависит от интенсивности фотовозбуждения  $(I_{PL} \sim I_{exc}^{0.7})$ . Интенсивность ТГц-излучения сильно затухает при увеличении температуры выше гелиевой. При этом обработка температурной зависимости ТГц ФЛ дает две энергии температурного тушения 6.4 и 32.7 мэВ. Энергия 32.7 мэВ хорошо согласуется с энергией связи донора лития в кремнии [2], а энергия 6.4 мэВ согласуется с энергией связи возбужденного состояния 2P<sub>±</sub> [2] и, возможно, связана с температурным выбросом электронов из 2Р-состояний донора лития, оптические переходы из которых дают существенный вклад в наблюдаемое ТГц-излучение.

Механизм формирования основной ТГц ФЛ в кристаллах Si:Li, скорее всего, аналогичен механизму, обусловливающему ТГц ФЛ в других материалах (n-GaAs, n-GaP, см. [3, 4]). Рекомбинация неравновесных электронов и дырок, созданных межзонной накачкой, с участием нейтральных доноров приводит к образованию системы заряженных доноров и свободных электронов в зоне проводимости. Захват электронов на заряженные доноры сопровождается появлением внутрицентрового ТГц-излучения. В работе будут обсуждены и другие возможные механизмы формирования внутрицентровой ТГц ФЛ, и в частности механизмы с участием связанных экситонов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты # 14-02-00121, 14-02-00638), а также при частичной поддержке ряда специальных программ РАН.

### Литература

1. V. N. Smelyanskiy et al.// Phys. Rev. B, V.72, 081304(R) (2005).

2. C. Jagannath et al.// Phys. Rev. B, V. 23, 2082 (1981).

3. A.O. Zakhar'in et al.// Appl, Phys. Lett., V. 96, 211118 (2010).

4. А.О. Захарьин и др.// ФТП, Т. 46, 1158 (2012).

### Формирование металлических наночастиц в стабилизированном диоксиде циркония при имплантации ионов Ag

### М. Е. Шенина, О. Н. Горшков, М. Н. Коряжкина, А. П. Касаткин

НОЦ ФТНС ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950. cyrix@bk.ru

Приведены результаты исследований эволюции параметров металлических наночастиц (МНЧ), сформированных в объёмных монокристаллах стабилизированного диоксида циркония при имплантации ионов серебра в процессе постимплантационных отжигов в атмосферах кислорода и аргона. На основе анализа оптических спектров пропускания найдены пороговые дозы формирования МНЧ, проведены оценки параметров этих наночастиц, показано, что изменения этих параметров в процессе термического отжига обусловлены тремя процессами: окислением МНЧ, формированием из имплантированных атомов серебра новых кластеров, а также их распадом.

#### Введение

В настоящее время интенсивно исследуются формирование и свойства золотых, серебряных и гибридных наночастиц (НЧ) в таких матрицах, как SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [1], а также в полимерных матрицах. Показаны возможности использования устройств на основе матриц с такими частицами в медицине, оптике, электронике, элементах памяти. Среди перспективных матриц для создания НЧ выделяется также семейство кристаллов – фианиты, в частности объемные монокристаллы стабилизированного диоксида циркония (СДЦ), а также тонкие плёнки СДЦ, которые являются перспективными материалами при создании оптоэлектронных устройств.

#### Экспериментальная часть

Образцы представляли собой полированные до оптического качества пластины монокристаллического СДЦ (12 мол. % У2О3), имплантированные ионами серебра со средней зарядностью +2.1 и дозами в интервале (0.5-4)·10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup> на импульсной установке «Радуга-3». С целью выяснения влияния атмосферы на формирование НЧ Ад и их окисление под действием подвижных ионов кислорода матрицы после облучения проводился отжиг образцов в интервале температур 200-1000 °C с шагом 100 °C в воздушной и аргоновой атмосферах [2]. Спектроскопические исследования на просвет были выполнены по двулучевой схеме при нормальных условиях и нормальном падении пучка света на поверхность образца с помощью спектрофотометра Cary 6000і в диапазоне длин волн 200-1600 нм.

### Результаты и обсуждение

На рис. 1 изображены типичные спектры пропускания, полученные для образцов СДЦ, облученных ионами Ag с дозой 2·10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup> и прошедших отжиги при температуре 1000 °C в атмосферах воздуха и аргона.



Рисунок 1.Спектры пропускания исходного СДЦ (1), облученного ионами серебра с дозой 2·10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup> (2) и прошедшего отжиг при температуре 1000 °С в атмосфере воздуха (3) и аргона (4).

Эти спектры содержат полосу потерь при длинах волн от ~ 470 до 522 нм, связанную с плазмонным резонансом (ПР) в наночастицах металла. В приближении плоскопараллельного однородного слоя на подложке из этих спектров были получены спектры поглощения, из которых затем были выделены полосы ПР металлических НЧ (рис. 2).



Рисунок 2. Спектры поглощения СДЦ, облученного ионами серебра с дозой 2·10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup> (1) и прошедшего отжиг при температуре 1000 °С в атмосфере воздуха (2) и аргона (3).

На основе анализа полос поглощения НЧ были определены их параметры [3], что позволило изучить их изменение при изменении температуры отжига.

Оценки пороговой дозы формирования HЧ Ag в процессе имплантации в матрице СДЦ показали, что она составляет ~ $2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. С увеличением температуры последующих отжигов до 800 °C пороговая доза уменьшается до ~ $1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> как в окисляющей, так и в инертной атмосфере.

Изменение параметров металлических нанокластеров Ад в матрице СДЦ в процессе термического отжига обусловлено тремя процессами: окислением НЧ, формированием из имплантированных атомов серебра новых наночастиц, а также их распадом. При увеличении температуры отжига (например, в случае дозы 4·10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup> и атмосферы аргона) в интервале 700-900 °C объёмная доля НЧ увеличивается, то есть происходит формирование НЧ, а при дальнейшем увеличении температуры эта доля уменьшается, что свидетельствует о распаде НЧ. Уменьшение концентрации электронов в НЧ, происходящее в этом случае в интервале температур 200-400 °С, обусловлено окислением НЧ [4]. При этом различия в случае отжигов в атмосфере аргона и воздуха обусловлены тем, что на процессы изменения параметров НЧ в первом случае оказывает

влияние кислород матрицы, а во втором – дополнительно ещё и кислород из атмосферы воздуха. Процесс окисления НЧ приводит к существенному уменьшению размеров образовавшихся при облучении НЧ и концентрации электронов в них в интервале температур 200-400 °С в случае атмосферы аргона и в интервале 200-700 °С в случае воздушной атмосферы. При дальнейшем росте температуры, из-за ускорения диффузии атомов серебра, процесс роста НЧ превалирует над процессом окисления. Вследствие этого происходит увеличение размеров наночастиц и концентрации электронов в них. При этом объёмная доля этих НЧ меняется слабо. Максимум объёмной доли наблюдается при 900 °С, затем она снижается при 1000 °С. Это может быть связано с тем, что в области температур 900-1000 °C важным может оказаться процесс плавления кластеров (температура плавления объёмного серебра составляет 962 °С [5]). Выполненная оценка параметров НЧ позволила оценить долю атомов серебра в составе НЧ, которая не превышает 13% в случае самой высокой эффективности формирования этих НЧ (доза ионов Ag  $4 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>, постимплантационный отжиг при 900 °С в атмосфере аргона).

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Госзадания № 3.2441.2014/К.

- G. Mattei et al. // Topics Appl. Physics, V.116, P. 287–316 (2010).
- О.Н. Горшков и др. // ФТТ. Вестник ННГУ, № 2 (1), С. 39–43 (2012).
- G. Mie // Annalen der physic., B. 3, S. 377–445 (1908).
- Y. Saito et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, V. 206, P. 272–276 (2003).
- Малышев В.М., Румянцев Д.В. Серебро. М.: Металлургия. 2-е изд., перераб. и доп., 1987. 320 с.

### Применение техники годографа к диагностике диодных структур

### В.Б. Шмагин\*, К.Е. Кудрявцев, А.В. Новиков, Д.В. Шенгуров, Д.В. Юрасов, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия. \*shm@ipmras.ru

Приведены примеры использования техники годографа при анализе кремниевых диодных структур. Использование техники годографа позволяет устранить влияние маскирующих элементов, выделить искомую емкость ОПЗ и проанализировать ее изменения при изменении внешних факторов (обратного смещения, температуры).

Проблемы CV-профилирования отчасти связаны с тем, что емкость области пространственного заряда (ОПЗ), которая и является объектом исследования, маскируется импедансом контактов, межслоевых интерфейсов и т.п. В этом случае весьма полезной может оказаться техника годографа. Под годографом понимают траекторию, которую описывает вектор полного импеданса диодной структуры в комплексной плоскости (Re Z, Im Z) при изменении частоты, на которой проводятся измерения. В докладе представлены примеры использования техники годографа при диагностике диодных эпитаксиальных структур на основе кремния.

### Методика эксперимента

Измерения частотных зависимостей адмиттанса кремниевых диодных структур  $n^+np^+$  выполнены с использованием LCR-измерителя Agilent E4980A в диапазоне частот 20 Hz–2 MHz и диапазоне температур T=77–300 К. Результаты измерений анализировались в комплексной плоскости M=j $\omega$ C<sub>0</sub>Z, где  $\omega$  – круговая частота, C<sub>0</sub> – калибровочный коэффициент (по порядку величины – емкость измерительной ячейки, в наших экспериментах C<sub>0</sub>=10 пФ), Z – импеданс диодной структуры. Выбор М-представления обусловлен тем, что в Мпредставлении контрастность элементов годографа определяется соотношением емкостей (а не сопротивлений, как в Z-представлении), что, на наш взгляд, предпочтительнее.

### Результаты и обсуждение

Пример простейшего годографа представлен на рис. 1. Годограф представляет собой практически идеальную полуокружность в координатах (Re M, Im M). Центр полуокружности расположен в точке с координатами ( $C_0/2C$ , 0), радиус  $C_0/2C$ , здесь С – искомая емкость ОПЗ. С ростом частоты конец вектора M описывает полуокружность по часовой стрелке. Такой вид годографа свидетельствует, что электрические свойства структуры определяются ОПЗ, вклад маскирующих элементов мал. Видно, что с ростом обратного смещения ( $U_{rev}$ ) емкость ОПЗ падает.



**Рисунок 1.** Годограф диодной структуры n<sup>+</sup>/n-Si/p<sup>+</sup> при различных значениях обратного смещения. T=300 K.

Пример более сложного годографа и соответствующий этому годографу спектр Im M(F) представлены на рис. 2. На вставке показана предполагаемая эквивалентная схема структуры. Отметим, что в максимуме каждой из линий в спектре Im M(F) выполняется соотношение  $\omega RC=1$ , где R и C есть параметры соответствующей RC-цепи.

Видно, что линия 1 и линия 2 совершенно поразному реагируют на увеличение  $U_{rev}$ . «Голубой» сдвиг линии 1 (рис. 2b) и увеличение радиуса полуокружности 1 (рис. 2a) при увеличении  $U_{rev}$  указывают на уменьшение емкости C1, что позволяет нам связать цепь R1C1 с ОПЗ диодной структуры. В свою очередь, неизменное положение линии 2 в спектре Im M(F) вкупе с постоянством радиуса полуокружности 2 говорят о том, что параметры R2 и C2 не меняются при изменении  $U_{rev}$ . Релаксатор R2C2 мы связываем с возникновением потенциального барьера на одном из контактных интерфейсов структуры. Отметим, что для данной структуры маскирующий эффект очень заметен.



**Рисунок 2.** Годограф и спектр Im M(F) структуры n<sup>+</sup>/n-Si:Er/p<sup>+</sup> (#1) при различных U<sub>rev</sub>. T=300 K.

На рис. 3 приведены вольт-фарадные характеристики (ВФХ) структуры  $n^+/n$ -Si:Er/p<sup>+</sup> (#1). Здесь Ср и Сs – результаты измерения емкости структуры в параллельной и последовательной эквивалентных схемах на частоте 1 MHz, C<sub>fit</sub> – расчет емкости ОПЗ по годографу. Видно, что прямое измерение емкости как в параллельной, так и в последовательной схеме существенно занижает емкость ОПЗ. Отметим, что совпадение Ср и Сs не гарантирует достоверности измерения искомой емкости ОПЗ структуры.

На рис. 4 представлена серия годографов диодной структуры n<sup>+</sup>/n-Si:Er/p<sup>+</sup> (#2), записанных в интервале температур 90–290 К. Годограф представлен полуокружностью (line 1), которую мы связываем

с ОПЗ диодной структуры, и дугой (line 2) - частью полуокружности, центр которой расположен ниже оси Re M. При уменьшении температуры радиус полуокружности возрастает, что свидетельствует об уменьшении емкости ОПЗ. Параметры дуги остаются неизменными. Дополнительные эксперименты показали, что появление дуги связано с наличием потенциального барьера на интерфейсе n<sup>+</sup>-Si/n-Si:Er или плохой проводимостью слоя n<sup>+</sup>-Si. Появление дуги вместо полуокружности говорит о том, что интерфейс n<sup>+</sup>-Si/n-Si:Er неоднороден в латеральной плоскости.



Рисунок 3. ВФХ структуры n+/n-Si:Er/p+ (#1). Т=300 К.



Рисунок 4. Годограф структуры n<sup>+</sup>/n-Si:Er/p<sup>+</sup> (#2).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 13-02-00397, 13-02-12108\_офи\_м) и программ РАН. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

- D.C. Sinclair, A.R. West // J. Appl. Phys., 66, 3850 (1989).
- E. Barsoukov and J.R. Macdonald. Impedance Spectroscopy. Theory, Experiment and Applications. Wiley, New Jersey, 2005.

### Исследование широкозонных полупроводников методом четырехволнового смешения с учетом пространственной дисперсии

Т. В. Шубина<sup>1, \*</sup>, А. Н. Поддубный<sup>1</sup>, Е. Mallet<sup>2,3</sup>, Р. Disseix<sup>2,3</sup>, J. Leymarie<sup>2,3</sup>

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

2 Clermont Université, Institut Pascal (IP), BP 10448, F-63000 Clermont-Ferrand, France.

3 CNRS, Unité Mixte de Recherche 6602, IP, F-63171 Aubiére, France.

\*shubina@beam.ioffe.ru

Методами линейной и нелинейной спектроскопии проведено исследование времени потери когерентности экситонполяритонных мод в широкозонных полупроводниках GaN и ZnO. Показано влияние силы осциллятора резонанса и групповой скорости поляритонных мод на процесс затухания поляризации в среде, возбуждаемой световым импульсом.

Нелинейный метод четырехволнового смешения (four-wave mixing – FWM) широко применяется для исследования оптических свойств полупроводников, в том числе для изучения механизмов релаксации (потери когерентности) экситон-поляритонов. Время релаксации  $T_2$  и соответствующая ему ширина резонансной линии  $\Gamma \propto \hbar/T_2$  определяются, как правило, с использованием модели Yajima & Taira [1], не учитывающей эффекты пространственной дисперсии. В данной работе представлены результаты исследования экситон-поляритонов в широкозонных полупроводниках ZnO и GaN, в которых эффектами оптической дисперсии нельзя пренебречь вследствие большой силы осциллятора резонансов.

### Эксперимент и моделирование

Измерения проводили в геометрии рассеяния назад, используя две разновидности метода вырожденного FWM: 1) Ti-FWM с интегрированием сигнала и 2) Sr-FWM со спектральным разрешением. Исследования были дополнены спектроскопией обычного отражения при непрерывном (сw) возбуждении и автокорреляционными измерениями в геометрии отражения. С помощью модели [1] были определены в первом приближении однородная ширина резонансов в ZnO и GaN (для А-экситона: 0.55 мэВ -ZnO и 0.4 мэВ - GaN) и оценен вклад неоднородной компоненты. Показано, что при низкой температуре в GaN вследствие микроскопического разупорядочения неоднородное уширение может превосходить однородное. Противоположная ситуация реализуется в ZnO, в котором доминирует однородное уширение, определяемое в первую очередь рассеянием на акустических фононах. Были найдены значения температур (~150 K), выше которых когерентность разрушается [2].

Однако оценки однородных ширин экситонных линий, полученные в рамках модели [1], оказываются в несколько раз выше расчетных значений, полученных с учетом рассеяния на акустических фононах для экситон-поляритонных мод около энергии экситонного резонанса  $E_0$ . Кроме того, модель [1] не объясняет различия затухания А- и В-экситонных резонансов (рис. 1a,b), а также наблюдаемого удлинения времен релаксации при отстройке центральной энергии импульса  $E_p$  от максимума резонансных линий (рис. 2).



Рисунок 1. Сигнал Sr-FWM, измеренный в ZnO при центральной частоте импульса (показан пунктиром), совпадающей с (а) А- и (b) В-экситонными резонансами.



**Рисунок 2.** Сигнал Ti-FWM, измеренный в ZnO при различных энергиях  $E_p$ . Характерные времена затухания при  $E_p = 3.380$  эВ (между А- и В-экситонами) в три раза короче, чем при  $E_p = 3.370$  эВ (5 мэВ ниже А-экситона).

Для объяснения этих фактов было сделано предположение о зависимости нелинейного отклика системы от групповой скорости экситонполяритонных мод, vgr, в свою очередь немонотонно зависящей от силы осциллятора резонансов. Была разработана модель, описывающая сигнал FWM в среде с пространственной дисперсией. Полученные соотношения содержат фактор сокращения времени жизни поляритонов. Заметный рост этого фактора наблюдается при параметре замедления с/vgr >100. Вблизи резонансной частоты, где  $c/v_{\rm gr} \sim 10^4$ , затухание значительно; при удалении от нее при увеличении фотонной составляющей поляритона и уменьшении  $c/v_{\rm gr}$  затухание падает. Отметим, что времяпролетная спектроскопия при отстройке центральной частоты импульса от резонанса на несколько мэВ дает значения параметра затухания на 1-2 порядка меньше, чем в резонансе [3].



**Рисунок 3.** Моделирование сигнала FWM при  $E_p = E_0$  для двух значений параметра затухания при спектральной ширине импульса, равной 1.5 мэВ. Остальные расчетные параметры соответствуют данным для ZnO в [3]. Штриховые линии показывают временные зависимости ослабления сигнала, соответствующие  $\exp(-2\Gamma \tau)$ .

Как было показано численным моделированием (рис. 3), при резонансном возбуждении в случае сильного затухания ( $\Gamma = 3$  мэВ) сигнал FWM спадает по зависимости, близкой к  $\exp(-2\Gamma\tau)$ , как следует из модели [1]. Однако при слабом затухании ( $\Gamma = 0.1$  мэВ) ослабление сигнала FWM происходит заметно быстрее, чем ожидалось. Во временных зависимостях появляются биения, отражающие осцилляцию энергии между поляритонными модами [4].

#### Обсуждение результатов

В широкозонных полупроводниках GaN и ZnO доминирует поляритонный механизм распространения импульсов света. Наведенная ими поляризация в некой области образца не является константой, а зависит от частотной и пространственной дисперсии. При измерениях в геометрии рассеяния назад в случае резонансного возбуждения сигнал FWM изза сильного поглощения формируется в приповерхностной области глубиной ~100 нм. При этом регистрируемое время Т<sub>2</sub> определяется не только различными механизмами рассеяния, но и «бегством» поляритонов из этой области, что создает мнимое впечатление быстрого затухания. Фактическое время жизни поляритонных мод может быть значительно больше, чем полученное из подгонки результатов FWM без учета поляритонного характера распространения возбуждения.

В заключение, предложенное рассмотрение позволяет сделать реалистичную оценку времени когерентности поляритонных мод при измерениях методом FWM. Знание этих параметров важно для применения экситон-поляритонных эффектов в нанофотонике, в частности, для создания источников когерентного излучения.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 14-22-00107.

- T. Yajima and Y. Taira // J. Phys. Soc. Jpn., V. 47, 1620 (1979).
- E. Mallet, F. Reveret, P. Disseix, T.V. Shubina, J. Leymarie // Phys. Rev. B, V. 90, 045204 (2014).
- T. V. Shubina, M. M. Glazov, N. A. Gippius et al. // Phys. Rev. B, V. 84, 075202 (2011).
- Л. А. Вайнштейн // Успехи физических наук, Т. 118, 339 (1976).

# Слои CVD Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> для *in situ*-пассивации транзисторных структур на основе GaN

### П.А. Юнин\*, М.Н. Дроздов, С.А. Королев, А.И. Охапкин, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 607680, Россия. \*yunin@ipmras.ru

В докладе описана реализация метода *in situ* пассивации структур на основе GaN нитридом кремния непосредственно в камере роста установки металлоорганической газофазной эпитаксии. Исследуются структурные и электрофизические свойства пассивирующих диэлектрических слоев. Проводится сравнение влияния *in situ*-пассивации и послеростовой пассивации нитридом кремния в установке электронно-лучевого распыления на электрофизические свойства транзисторных структур на основе GaN.

#### Введение

Структуры с рабочими слоями нитридов третьей группы привлекают огромный интерес из-за возможности создания на их основе мощных радиационно- и термостойких приборов для микроволновой электроники. В связи с низким структурным совершенством слоев GaN возникает ряд сопутствующих проблем, которые не позволяют реализовать потенциально высокие электрические характеристики приборов на базе нитрида галлия. Для НЕМТ-структур известны такие проблемы, как высокие токи утечки или «drain-current collapse» эффект [1-2]. Часто для их преодоления применяют тонкие диэлектрические слои в качестве подзатворного диэлектрика или для пассивации поверхности приборной структуры. Обычно их нанесение проводится на другой установке уже после роста самой структуры [2-3]. Единичные группы исследователей реализуют пассивацию структур на основе GaN in situ непосредственно в установке роста [4]. Несмотря на преимущество in situпассивации перед другими методами, она мало распространена из-за невозможности модификации коммерческих установок роста GaN-структур. Поэтому в литературе уделено недостаточно внимания исследованию связи между структурными параметрами пассивирующих слоев и электрофизическими характеристиками получаемых структур. В нашей работе реализован метод in situ-пассивации структур на основе GaN тонкими слоями нитрида кремния в установке газофазной эпитаксии. Проводится исследование свойств пассивирующих слоев и структур с пассивацией. Сравниваются подходы с in situ-пассивацией нитридом кремния и послеростовым нанесением нитрида кремния методом электронно-лучевого распыления.

### Методика эксперимента

Для роста слоев нитрида кремния используется оригинальная установка MOCVD-эпитаксии соединений широкозонных нитридов [5]. Рост проводится в вертикальном кварцевом реакторе с индукционным нагревом подложкодержателя до температур 1050°С при давлении 75 Торр. Источниками Ga, Al и N служат триметилгаллий, триметилалюминий и аммиак. Для осаждения нитрида кремния использовалась смесь 3,8% SiH<sub>4</sub> в H<sub>2</sub>. Использование тех же источников веществ, что и при росте III-нитридов (аммиак и силан), позволяет реализовать in situ-осаждение нитрида кремния. Диагностика выращенных пленок проводилась методами атомно-силовой микроскопии, малоугловой рентгеновской рефлектометрии и вторично-ионной масс-спектрометрии. Для пленок, выращенных на проводящих подложках, измерялись ВАХ и ВФХ для определения характеристик диэлектрика. Для сравнения с in situ-пассивацией в MOCVD-реакторе пленки нитрида кремния выращивались также и методом электронно-лучевого распыления на установке Amod 206.

### Результаты и обсуждение

Рост тестовых пленок SiN осуществлялся на подложках Si и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в диапазоне температур 800-1050°С. Для тонких слоев (~5 нм) методом рентгеновской рефлектометрии были получены значения среднеквадратической шероховатости  $\sigma = 0.5 \pm 0.2$  нм и плотности  $\rho = 2.9 \pm 0.3$  г/см<sup>3</sup> (табличная для Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> – 3,1 г/см<sup>3</sup>). Рентгеновская дифрактометрия не показала наличия пиков кристаллических фаз, что говорит об аморфности полученных пленок. АСМ- исследования свидетельствуют о наличии

гладкой однородной пленки без волнистости с мелкомасштабной шероховатостью на уровне 0,3 нм. Послойный ВИМС-анализ подтвердил формирование слоя нитрида кремния с достаточно резкими передним и задним интерфейсами. Было обнаружено, что слоя толщиной ~6 нм хватает для препятствия диффузии кислорода с поверхности образца к пассивированному интерфейсу. Измерения ВФХ и ВАХ для пленки, выращенной на проводящей подложке, позволили определить характеристики диэлектрика: удельное сопротивление  $\rho = 3 \times 10^{12}$ Ом·см; поле пробоя  $E_{br} = 0.7 \times 10^7$  В/см; статическая диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon = 7,2$ . Эти значения соответствуют табличным [6] для аморфного нитрида кремния Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что в MOCVD-реакторе, предназначенном для роста структур на основе GaN, удается получать гладкие однородные диэлектрические слои нитрида кремния. Для роста достаточно источников веществ, используемых при получении III-N структур – силана и аммиака. Важнейшие структурные и электрофизические параметры полученных слоев соответствуют табличным значениям для аморфного Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Путем варьирования температуры и потоков газов удается управлять скоростью роста пленок и воспроизводимо получать диэлектрические слои с заданными характеристиками.

Проведены также первые попытки in situ-пассивации НЕМТ-структур на основе GaN. Обнаружено, что in situ-пассивация защищает поверхность рабочего слоя AlGaN от неконтролируемых изменений в результате завершения роста в установке и извлечения структуры в атмосферу. Это позволит уменьшить разброс характеристик получающихся структур и контролируемо получать структуры с заданными свойствами. Методом Холла-ван дер Пау в структурах Н1406 (транзисторная без пассивации) и H1411 (аналогичная, но с in situпассивацией слоем SiN толщиной 20 нм) были измерены поверхностное сопротивление канала, подвижность и концентрация электронов в канале. Проведено также сравнение влияния in situ-пассивации и ex situ-пассивации изначально не пассивированной структуры на установке электроннолучевого распыления (образец H1406 ex situ SiN). Полученные данные сведены в таблицу:

	Пов. сопротив-	Подвижность,	Концентрация,	
Образец	ление, Ом	см <sup>2</sup> B <sup>-1</sup> с <sup>-1</sup>	10 <sup>13</sup> см <sup>-2</sup>	
1406	570	1100	0,9	
1411 <i>in situ</i> SiN	560	600	2,0	
1406 <i>ex situ</i> SiN	510	1100	1	

Таблица 1. Электрофизические характеристики транзи-

Было обнаружено, что послеростовая пассивация не меняет исходных свойств структуры и может служить только в качестве защиты интерфейса от дальнейшей деградации при отжиге или травлении. Измерения показывают, что у пассивированных in situ-структур увеличивается концентрация электронов в канале, но при этом уменьшается подвижность. Это может быть объяснено уменьшением плотности поверхностных состояний для in situпассивированного интерфейса Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/AlGaN, что приводит к уменьшению захвата носителей на поверхностных состояниях и увеличению их концентрации в канале, росту рассеяния на носителях и уменьшению их подвижности. Этот эффект необходимо учитывать в дальнейшем при изготовлении структур. Исследование влияния in situ-пассивации на электрофизические свойства структур на основе GaN будет продолжено.

Работа поддержана РФФИ, проект № 14-02-31046, стипендией Президента Российской Федерации для молодых ученых (№ СП-2436.2015.3) и программами Президиума РАН. Исследования выполнены на оборудовании ЦКП ИФМ РАН.

- S. Faramehr, K. Kalna, P. Igić // Semicond. Sci. Technol., V. 29, 025007 (2014).
- C. Bae, C. Krug, G. Lucovsky, et al. // J. Appl. Phys., V. 96, 2674.3 (2004).
- S. Arulkumaran, T. Egawa, H. Ishikawa, et al. // Appl. Phys. Lett., V. 84, 613.5 (2004).
- J. Derluyn, S. Boeykens, K. Cheng, et al. // J. Appl. Phys., V. 98, 054501 (2005).
- О.И. Хрыкин, А.В. Бутин, Д.М. Гапонова и др. // ФТП, Т. 39, 21 (2005).
- S. Wolf, R. Tauber. Silicon Processing for the VLSI Era. Lattice Press, Sunset Beach, California, 1986.

### Релаксированные Ge-слои на Si(001) и их легирование донорными примесями

Д.В. Юрасов<sup>1,2,\*</sup>, Н.А. Байдакова<sup>1</sup>, А.И. Бобров<sup>2</sup>, В.М. Данильцев<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>1,2</sup>, Н.В. Малехонова<sup>2</sup>, А.В. Новиков<sup>1,2</sup>, Д.А. Павлов<sup>2</sup>, М.В. Шалеев<sup>1</sup>, П.А. Юнин<sup>1</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950. \*Inquisitor@ipmras.ru

Исследованы возможности формирования релаксированных Ge-слоев высокого качества на Si(001)-подложках методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Получены слои толщиной ≤1 мкм с плотностью дислокаций на уровне 10<sup>7</sup> см<sup>-2</sup> и среднеквадратичной шероховатостью менее 1 нм. Исследованы сегрегация и диффузия Sb в Ge/Si(001)-слоях в зависимости от температуры. На основе полученных результатов предложена методика роста Ge/Si(001)-слоев, сильно легированных донорной примесью для формирования светоизлучающих структур на длине волны 1.55 мкм.

### Введение

Значительный интерес к SiGe-гетероструктурам с высокой долей (вплоть до 100%) Ge связан с несколькими причинами: более высокой подвижностью носителей заряда обоих знаков в Ge по сравнению с Si, возможностью формирования на Ge светоизлучающих и фотодетектирующих структур для ближнего ИК-диапазона (1.3-1.6 мкм) [1] и гибридных структур типа A<sub>3</sub>B<sub>5</sub> на Si [2]. С целью интеграции приборов на основе слоев Ge с традиционной кремниевой технологией необходимо решить задачу получения на Si(001)-подложках относительно тонких (1 мкм и менее) слоев Ge с малой плотностью дефектов. Создание же на основе германия лазеров ближнего ИК-диапазона требует формирования на кремнии растянутых слоев Ge с высокой концентрацией электронов [1]. Однако решение задачи по получению сильно легированных донорами слоев SiGe и Ge значительно осложняется сильной сегрегацией примесей этого типа в процессе эпитаксиального роста SiGe-гетероструктур. В настоящей работе выполнены исследования возможностей формирования методом МПЭ на Si(001)-подложках релаксированных и растянутых Ge-слоев, характеризующихся низкой плотностью дефектов и высоким уровней легирования донорами.

### Результаты и их обсуждение

Слои Ge выращивались методом МПЭ на Si(001)подложках с помощью методики двухстадийного роста [3]. Суммарная толщина Ge-слоев варьировалась в пределах 0.25-1 мкм. Согласно рентгеноди-

фракционному (РД) анализу в зависимости от условий роста в выращенных Ge/Si(001)-слоях наблюдалась или полная релаксация упругих напряжений, или наличие небольших деформаций растяжения. Селективное травление выращенных структур в растворе CrO<sub>3</sub>:HF:H<sub>2</sub>O=5:40:80 показало наличие в них высокой (3·10<sup>8</sup>-10<sup>9</sup> см<sup>-2</sup>) плотности прорастающих дислокаций. С целью ее снижения проводился отжиг структур различной длительности при температурах 800-850°С в вакууме или в атмосфере водорода. Согласно результатам исследований плотность прорастающих дислокаций в Ge/Si(001)слоях уменьшается после высокотемпературного отжига как в вакууме, так и в H<sub>2</sub>. Однако отжиг слоев в вакууме приводил к значительному увеличению шероховатости их поверхности. Высокая шероховатость поверхности Ge/Si(001)-слоев является нежелательной при формировании на них различных приборных структур. Исследования показали, что наименьшие значения плотности дислокаций и шероховатости поверхности достигаются при кратковременном (5-10 минут) отжиге структур в атмосфере Н<sub>2</sub> при максимальных исследованных температурах (850°С). При этом плотность прорастающих дислокаций снижается до значений порядка единиц  $10^7$  см<sup>-2</sup> (см. рис. 1), а шероховатость поверхности (RMS) остается менее 1 нм. Малое, по сравнению с отжигом в вакууме, значение RMS при отжиге в H<sub>2</sub> связывается с пассивирующим воздействием водорода на поверхность Ge, что препятствует поверхностной диффузии атомов в процессе отжига.

В Ge/Si(001)-слоях, отожженных при высоких температурах, наблюдалась деформация растяжения ( $\epsilon$ ~0.2-0.3%), вызванная разницей коэффициентов температурного расширения Ge и Si. Деформация растяжения в слоях Ge/Si(001) необходима для реализации на их основе излучателей света ближнего ИК-диапазона [1].



Рисунок 1. ПЭМ-снимок структуры с Ge/Si(001)-слоем. На масштабе в несколько мкм видна всего 1 дислокация (отмечена стрелкой).

Для создания таких источников света необходимо также сильное легирование Ge/Si(001)-слоев донорными примесями [1]. Однако в силу слабого встраивания доноров в Ge-слои вследствие их сегрегации для формирования легированных слоев необходим их рост при пониженных температурах (<300°С). В то же время для получения слоев Ge с низкой плотностью дефектов необходимо использование более высоких температур роста [1]. С целью соблюдения этих двух условий была отработана специальная методика формирования сильнолегированных Ge-слоев. Она заключалась в росте части Ge-слоя при низких температурах, при которых происходит встраивание примеси, а остальной части слоя – при более высоких температурах. Внедрение используемой донорной примеси (Sb) в нелегированную часть слоя Ge осуществлялось за счет быстрой объемной диффузии атомов примеси путем кратковременного отжига образцов при температурах 650-750°С (рис. 2). Исследования люминесцентных свойств подобных структур показало наличие сигнала фотолюминесценции (ФЛ) в области 0.7-0.8 эВ (рис. 3). Обнаружено существенное увеличение интенсивности сигнала ФЛ в легированных Ge/Si(001)-слоях по сравнению с нелегированными слоями Ge. Однако интенсивность сигнала от Ge/Si(001)-слоев осталась все же несколько меньшей, чем от Ge(001)-подложки. Данный результат связывается с достаточно высокой дефектностью Ge/Si(001)-слоев и указывает на необходимость дальнейшей оптимизации их параметров с целью улучшения кристаллического качества структур.



Рисунок 2. Распределение Sb в выращенном Ge/Si(001)слое и отожженном при 650°С и 750°С (черный, красный и синий цвета соответственно).



Рисунок 3. Спектры ФЛ Ge/Si(001)-слоев и Ge-подложки, измеренные при комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке Программ Президиума РАН, РФФИ (№ 13-02-12108-офи\_м, 14-02-31880-мол\_а) и стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (№ СП-5485.2013.5). В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

- R. Camacho-Aguilera, *et al.* // Opt. Express 20(10), 11316 (2012).
- M. Richter, et al. // J. Cryst. Growth 387, 323 (2011).
- H.-C. Luan, et al. // Appl. Phys. Lett. 75, 2909 (1999).

## Исследование сегрегации Sb в Ge-слоях, выращенных методом МПЭ

### А. В. Антонов<sup>1</sup>, М. Н. Дроздов<sup>1</sup>, А. В. Новиков<sup>1,2</sup>, Д. В. Юрасов<sup>1,2,\*</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950. \*Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru

В работе исследован процесс сегрегации Sb в Ge при эпитаксиальном росте, в частности, зависимость коэффициента сегрегации от температуры. Найдены условия формирования селективнолегированных Ge:Sb-слоев с резкими границами, а также слоев со сверхвысоким уровнем легирования (>10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>).

### Введение

В настоящее время наблюдается повышение интереса к полупроводниковым структурам на основе Ge. Это вызвано как большими подвижностями носителей заряда в Ge по сравнению с Si, так и небольшим различием в ширинах прямой (0.8 эВ), соответствующей длине волны излучения в 1.55 мкм, и непрямой (0.66 эВ) запрещенных зон Ge. Последнее позволяет надеяться на использование Ge как квазипрямозонного материала для создания светоизлучающих структур на 1.55 мкм, которые могут быть легко интегрированы в традиционную Si-технологию. Одной из идей, высказываемых в литературе для создания лазеров на основе Ge, является использование деформации растяжения и легирования Ge донорами [1]. Однако получению легированных, в том числе селективно, эпитаксиальных Ge-структур препятствует сильная сегрегация доноров в Ge, которая изучена значительно хуже, чем сегрегация доноров в Si. В литературе имеется небольшое количество работ, в которых приведены данные по сегрегации доноров в Ge [2-4]. Однако и среди них наблюдаются сильные количественные расхождения, что указывает на недостаточную проработанность данной проблемы.

В настоящей работе исследован эффект сегрегации Sb в Ge-слоях, выращенных методом МПЭ, и развит метод формирования селективнолегированных Ge-структур.

### Методика эксперимента

Все исследуемые структуры формировались на подложках Ge(001) методом МПЭ на установке Riber SIVA-21. Ge осаждался из электронно-лучевого испарителя, Sb испарялась из эффузион-

ной ячейки. Для определения истинной температуры подложки использовались калиброванная термопара и специализированный ИК-пирометр. Распределение примеси исследовалось с помощью вторично-ионной масс-спектроскопии (ВИМС). Для увеличения чувствительности используемой ВИМС-аппаратуры к атомам Sb в Ge структурах для анализа распределения Sb использовались не ионы Sb, а кластерные ионы, состоящие из одного атома Sb и одного атома Ge. Данный подход позволил уменьшить порог чувствительности используемой ВИМС-аппаратуры к объемной концентрации Sb почти на порядок. Количественная калибровка данных ВИМСа была выполнена за счет роста тестовых структур с Ge:Sb/Ge(001)-слоями и определения концентрации носителей заряда в них из измерений эффекта Холла.

### Результаты и их обсуждение

Для количественного описания эффекта сегрегации в работе используется нормированный коэффициент сегрегации ("segregation ratio"), определяемый как отношение поверхностной концентрации примеси к ее объемной концентрации, деленной на толщину монослоя. Исследования Ge:Sb/Ge(001)структур, выращенных при различных температурах, показало, что коэффициент сегрегации Sb в Ge значительно выше, чем в Si при тех же условиях роста (см. рис. 1). Зависимость коэффициента сегрегации Sb в Ge от температуры (увеличение коэффициента сегрегации с ростом температуры) качественно совпадает с таковой для Si:Sb-слоев в режиме кинетически-ограниченной сегрегации [5]. Температурного режима равновесной сегрегации, для которого коэффициент сегрегации, наоборот, падает с ростом температуры, наблюдавшегося для

кремниевых структур [5], обнаружено не было. Это связано с недостаточной чувствительностью измерительной аппаратуры ВИМС к объемной концентрации Sb в Ge.



**Рис. 1.** Зависимости коэффициента сегрегации Sb от температуры в Ge и в Si.

Полученная резкая зависимость коэффициента сегрегации Sb в Ge-слоях от температуры (изменение значения коэффициента сегрегации на 3 порядка в достаточно узком диапазоне температур роста 175 -325°С) позволяет применить к Ge-структурам разработанный ранее авторами метод селективного легирования Si сурьмой [6]. С его помощью были сформированы селективнолегированные Ge:Sbслои с резкими границами (рис. 2). Градиент распределения Sb в полученных структурах составляет 3 - 5 нм/декаду, то есть изменение объемной концентрации примеси на порядок происходит на толщинах слоев 3 - 5 нм. Данные значения сравнимы со значениями, полученными в [6] для селективнолегированных Si:Sb-слоев. Таким образом, показано, что, используя полученную в работе температурную зависимость коэффициента сегрегации Sb в Ge, возможно формирование селективно легированных Ge:Sb-структур.



**Рис. 2.** Профиль концентрации Sb в Ge-слое, полученный с помощью ВИМС.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 14-02-31880 мол\_а, 14-02-01116 и 13-02-00734) и стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (№ СП-5485.2013.5). Исследования проведены с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН.

- R. Camacho-Aguilera, et al. // Opt. Express 20(10), 11316 (2012).
- K. Nakagawa, et al. // J. Cryst. Growth 201/202, 560 (1999).
- K. Sawano, et al. // Appl. Phys. Lett. 97, 162108 (2010).
- F. Iijima, et al. // J. Phys.: Conf. Series 417, 012008 (2013).
- C.B. Arnold and M.J. Aziz // Phys. Rev B 72, 195419 (2005).
- D.V. Yurasov, et al. // J. Appl. Phys. 109, 113533 (2011).

### Спектры возбуждения и кинетика ФЛ в структурах с самоформирующимися Ge(Si)-наноостровками

### А.Н. Яблонский<sup>1,2,\*</sup>, Н.А. Байдакова<sup>1,2, §</sup>, А.В. Новиков<sup>1,2</sup>, Д.В. Лобанов<sup>1,2</sup>, М.В. Шалеев<sup>1</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, 603950. \*yablonsk@ipmras.ru, §banatale@ipmras.ru

Работа посвящена исследованию спектральных и временных характеристик ФЛ, связанной с излучательной рекомбинацией носителей заряда в многослойных SiGe-структурах с самоформирующимися Ge(Si)-островками. Рассмотрены временные зависимости ФЛ Ge(Si)-островков в широком интервале времен задержки после возбуждающего импульса, а также спектры возбуждения ФЛ Ge(Si)-островков в области межзонной и подзонной оптической накачки.

### Введение

Структуры с самоформирующимися Ge(Si)-наноостровками являются перспективным материалом для создания на кремнии источников света и фотоприемников, работающих в диапазоне 1.3-1.6 мкм. Данная работа посвящена исследованию процессов поглощения света и излучательной рекомбинации носителей заряда в многослойных структурах с Ge(Si)-островками методами спектроскопии ФЛ с временным разрешением и спектроскопии возбуждения ФЛ. В предыдущих работах было показано, что сигнал ФЛ Ge(Si)-островков, связанный с излучательной рекомбинацией пространственно разделенных носителей заряда (дырок в островках и электронов в слоях кремния на границе с островками), наблюдается на временах вплоть до десятков миллисекунд, что значительно превышает характерное время спада межзонной ФЛ кремния в исследованных структурах [1, 2]. Также было показано, что сигнал ФЛ островков наблюдается как при межзонной оптической накачке Si-матрицы, так и при подзонной накачке [1, 3]. В данной работе было проведено исследование спектров возбуждения ФЛ структур с Ge(Si)-островками, соответствующих различным временам задержки после импульса возбуждающего излучения.

### Результаты и обсуждение

Многослойные структуры с самоформирующимися Ge(Si)/Si(001)-островками были получены методом МПЭ. Для возбуждения сигнала ФЛ использовалось импульсное излучение параметрического генератора света MOPO-SL, перестраиваемого в ши-

роком спектральном диапазоне ( $\lambda_{ex} = 400-1600$  нм). Сигнал ФЛ регистрировался с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i, фотоэлектронного умножителя Hamamatsu на основе InP/InGaAs (спектральный диапазон 0.93-1.7 мкм, время отклика ~ 2 нс) и цифрового осциллографа LeCroy. Методика получения спектров возбуждения ФЛ подробно изложена в работе [3]. Измерения проводились при температуре 4.2 К.



Рисунок 1. Спектры возбуждения ФЛ Ge(Si)-островков, полученные для временного интервала т = 0-100 мкс при двух значениях мощности накачки. На вставке: зависимости интенсивности ФЛ от мощности накачки при различных λ<sub>ех</sub>.

В спектрах возбуждения ФЛ Ge(Si)-островков, полученных при интегрировании сигнала ФЛ островков во временном интервале 0-100 мкс после импульса накачки, наблюдается различная зависимость интенсивности сигнала ФЛ от мощности излучения накачки для подзонного ( $\lambda_{ex} > 1060$  нм) и межзонного ( $\lambda_{ex} \le 1060$  нм) возбуждения (рис. 1). Для подзонного возбуждения наблюдается насыщение сигнала ФЛ островков с увеличением мощности накачки, в то время как в области межзонной накачки при тех же значениях мощности наблюдается монотонный рост интенсивности ФЛ островков, и насыщение отсутствует (см. вставку на рис. 1). В то же время, в спектрах возбуждения ФЛ островков, измеренных во временном интервале 0.1-50 мс, соответствующем медленным процессам излучательной рекомбинации в островках, насыщение сигнала ФЛ при высоких мощностях накачки наблюдается как при подзонной, так и при межзонной накачке, и интенсивность ФЛ островков практически не зависит от длины волны возбуждения вплоть до значения  $\lambda_{ex} \sim 1150$  нм (рис. 2). Для λ<sub>ex</sub> > 1150 нм в спектрах возбуждения независимо от выбранного временного интервала интегрирования наблюдается резкое падение интенсивности ФЛ островков, что связывается с достижением края поглощения излучения в Ge(Si)-островках.



Рисунок 2. Спектры возбуждения ФЛ Ge(Si)-островков, полученные для временного интервала т = 0.1-50 мс при различных значениях мощности накачки.

Для установления причин существенного различия спектров возбуждения ФЛ островков, полученных для различных временных интервалов, были исследованы временные зависимости интенсивности ФЛ островков при различных уровнях межзонного ( $\lambda_{ex} = 750$  нм) оптического возбуждения (рис. 3). С целью повышения чувствительности системы регистрации измерение сигнала ФЛ на разных временных интервалах осуществлялось с использованием различных нагрузочных сопротивлений на выходе фотоприемника (50 Ом для интервала 0-50 мкс и 10 кОм для интервала 0.05-50 мс). Обнаружено, что на временных интервалах 0-1 мкс и 0.1-10 мс насыщение ФЛ островков наблюдается уже при малых значениях мощности накачки, в то время как в интервале 1-100 мкс рост интенсивности ФЛ наблюдается до существенно больших значений мощности возбуждения (рис. 3). При этом временной интервал, в котором наблюдается насыщение сигнала ФЛ островков, с увеличением уровня накачки удлиняется от 1 мкс до 10 - 20 мкс.



Рисунок 3. Временные зависимости ФЛ Ge(Si)-островков при различной мощности возбуждения (λ<sub>ex</sub> = 750 нм).

Исследования в межзонной ФЛ кремния показали, что этому же диапазону (от 1 до 20 мкс) соответствует изменение времени жизни неравновесных носителей заряда в матрице Si при увеличении мощности возбуждающего излучения. Таким образом, наблюдаемый эффект зависимости спектров возбуждения ФЛ Ge(Si)-островков от мощности возбуждения связан с "подкачкой" носителей заряда из Si-матрицы в Ge(Si)-островки при высоких уровнях возбуждения. Этим же объясняется дополнительное нарастание сигнала ФЛ островков в области межзонной накачки при регистрации спектров возбуждения во временном интервале 0-100 мкс (рис. 1).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 14-02-01157 и 15-02-05272) и Совета по грантам Президента РФ (СП-6523.2013.5) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

- А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов // ФТП, т. 47 (11), 509 (2013).
- Н.А. Байдакова, А.Н. Яблонский, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков // XVIII Международный симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника", 10-14 марта 2014 г., Нижний Новгород, с.194.
- Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, А.Н. Яблонский // ПЖТФ, т. 38 (18), 7 (2012).

### Кинетика ФЛ в гетероструктурах SiGe/Si с одинарными и двойными квантовыми ямами

### А.Н. Яблонский<sup>1,2,\*</sup>, Р.Х. Жукавин<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>1,2</sup>, М.В. Шалеев<sup>1</sup>, Д.В. Юрасов<sup>1</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, 603950. \*yablonsk@ipmras.ru

Работа посвящена исследованию спектральных и временных характеристик ФЛ, связанной с излучательной рекомбинацией носителей заряда в гетероструктурах SiGe/Si(001) с одинарными и двойными SiGe квантовыми ямами. Исследованы зависимости интенсивности и времени спада ФЛ SiGe квантовых ям от толщины квантовых ям и кремниевого барьера между ними, а также от длины волны возбуждения и температуры измерения.

### Введение

Одним из направлений развития современной кремниевой оптоэлектроники является использование внутризонных оптических переходов для создания квантовых каскадных лазеров. Основой для создания таких приборов может являться система из двух неэквивалентных туннельно-связанных SiGe квантовых ям. Для создания активной среды на основе SiGe/Si-гетероструктур важным является знание процессов туннелирования, как резонансного, так и нерезонансного. Одним из эффективных методов исследования данных процессов является спектроскопия фотолюминесценции с наносекундным временным разрешением. В данной работе были исследованы спектры и временные зависимости ФЛ, соответствующей излучательной рекомбинации носителей заряда в гетероструктурах с одинарными и двойными SiGe квантовыми ямами.

### Результаты и обсуждение

Структуры SiGe/Si(001) с одинарными и двойными SiGe квантовыми ямами выращивались методом MПЭ с использованием установок эпитаксиального роста Balzers UMS-500 и Riber SIVA-21. Исследование спектров ФЛ с наносекундным временным разрешением осуществлялось при возбуждении импульсным излучением параметрического генератора света MOPO-SL ("Spectra-Physics") с длительностью ~ 5 нс, перестраиваемым в спектральном диапазоне 430-900 нм, а также с использованием 3-й гармоники импульсного лазера Nd:YAG (355 нм). Сигнал ФЛ регистрировался с помощью решеточного монохроматора Acton 2300, фотоэлектронного умножителя Hamamatsu H10330А-75 (спектральный диапазон 900-1700 нм, время отклика ~ 2 нс) и цифрового осциллографа LeCroy. Измерения проводились при температурах 4.2-20 К.



Рисунок 1. Спектрокинетические зависимости ФЛ структуры с двумя Si<sub>85</sub>Ge<sub>15</sub> квантовыми ямами толщиной 9 и 3 нм при возбуждении импульсным излучением на длине волны 580 нм (а) и 355 нм (b). T = 4.2 К.

На рис. 1 приведены спектрокинетические зависимости ФЛ структуры SiGe/Si с двумя квантовыми ямами Si<sub>85</sub>Ge<sub>15</sub> толщиной 9 и 3 нм, измеренные при значениях длины волны возбуждения двух  $(\lambda_{ex} = 580 \text{ нм и } \lambda_{ex} = 355 \text{ нм})$  и температуре 4.2 К. В первом случае основной вклад в спектр ФЛ дает излучение экситонов, связанных на мелких примесях в объемном кремнии (1140 нм), поскольку при λ<sub>ex</sub> = 580 нм глубина области генерации носителей заряда (~ 2 мкм) существенно превышает расстояние от квантовых ям до поверхности структуры (0.1 мкм). Помимо экситонной ФЛ в спектре наблюдаются только линии ФЛ широкой квантовой ямы, расположенной ближе к Si-подложке (1250 нм - бесфононная рекомбинация, 1325 нм - рекомби-



Рисунок 2. Спектрокинетические зависимости ФЛ структур с двумя Si<sub>85</sub>Ge<sub>15</sub> квантовыми ямами толщиной 9 и 3 нм. Толщина Si-барьера: (а) 12 нм, (b) 10 нм, (c) 8 нм, (d) 6 нм.

нация с испусканием ТО-фонона). Использование излучения накачки УФ-диапазона (355 нм) с глубиной проникновения в кремнии ~ 0.01-0.1 мкм позволяет существенно снизить вклад экситонной ФЛ и повысить интенсивность ФЛ SiGe-ям за счет локализации области генерации носителей заряда вблизи SiGe-слоев. Кроме того, повышение температуры измерения с 4.2 К до 15-20 К приводит к дополнительному падению интенсивности Экситонной ФЛ и возрастанию интенсивности ФЛ SiGeям за счет увеличения диффузии и захвата носителей заряда из объемного кремния в слои SiGe.

Ранее было обнаружено [1], что характерное время спада сигнала ФЛ SiGe квантовых ям может существенно зависеть от параметров квантовой ямы, в первую очередь – от толщины SiGe-слоя. В данной работе была исследована серия структур с различной толщиной SiGe-слоя и определена зависимость спектрального положения линий ФЛ и характерного времени спада ФЛ от толщины и состава квантовой ямы. Установлено, что время спада ФЛ SiGeямы монотонно спадает с увеличением толщины SiGe-слоя от 200-300 нс при толщине 2-3 нм до 510 нс при толщине 9-15 нм. Данный результат, повидимому, связан с возрастанием в структуре числа центров безызлучательной рекомбинации с увеличением толщины SiGe-ямы.

С целью исследования процессов туннелирования носителей заряда между SiGe квантовыми ямами была исследована серия структур с двойными квантовыми ямами Si<sub>85</sub>Ge<sub>15</sub> фиксированной толщины (9 и 3 нм). Толщина Si-барьера между SiGe-слоями варьировалась от 6 до 12 нм. Как видно из рис. 2, с уменьшением толщины Si-барьера от 12 до 6 нм наблюдается резкое падение интенсивности, а также характерного времени спада ФЛ узкой SiGe-ямы (линия 1140 нм), что свидетельствует о возникновении туннелирования носителей заряда из узкой квантовой ямы в широкую. Таким образом, определена характерная толщина кремниевого барьера, соответствующая установлению эффективного туннелирования носителей заряда между SiGe квантовыми ямами, и исследована зависимость характерного времени туннелирования от толщины Si-барьера. Аналогичное падение интенсивности ФЛ узкой SiGe-ямы в структурах с двойными квантовыми ямами наблюдалось при увеличении температуры измерения в диапазоне от 10 до 130 К. При этом было обнаружено перераспределение интенсивности сигнала ФЛ с ростом температуры от узкой квантовой ямы к широкой. Поскольку данный эффект наблюдался в структурах с двойными SiGe-ямами независимо от толщины Siбарьера между ямами, этот эффект связан, повидимому, с термоактивированным выбросом носителей заряда из узкой ямы с меньшей энергией локализации и их захватом в широкую яму.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 14-02-01157) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

### Литература

 А.Н. Яблонский, Н.А. Бекин, Р.Х. Жукавин, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов // XVIII Международный симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника", 10-14 марта 2014 г., Нижний Новгород, с. 694.

### Релаксация энергии носителей заряда в нанокристаллах кремния

### И.Н. Яссиевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021. irina.yassievich@mail.ioffe.ru

В работе рассмотрены два механизма энергетической релаксации горячих носителей заряда в кремниевых нанокристаллах: за счет электрон-фононного взаимодействия с фононными модами кремниевого нанокристалла и за счет излучения фононов поверхностными автолокализованными экситонами. Моделирование на основе метода Монте-Карло показало, что для потери энергии порядка 1 эВ требуется время порядка 100 пс.

### Введение

Недавние успехи нанотехнологии стимулировали большое число работ в области экспериментального и теоретического исследования наноматериалов с кремниевыми нанокристаллами и их применения в оптоэлектронике, фотонике, фотовольтаике и медицине [1]. При фотовозбуждении кремниевых нанокристаллов (Si-нк) в них генерируются горячие экситоны. При этом преимущественно рождаются горячий электрон и холодная дырка [2]. Эффективное кулоновское взаимодействие приводит к быстрому обмену энергией между электроном и дыркой, но полная энергия при этом не меняется. Если энергия одного из носителей заряда велика, то он может возбудить вторую электрон-дырочную пару [3,4]. Если вторая пара рождается в том же нанокристалле и этот процесс не сопровождается эмиссией фонона, то существует большая вероятность обратного процесса оже-рекомбинации. Возможно также рождение второй пары в соседнем нанокристалле при большой плотности кристаллов. Такой процесс (cutting) привлёк большое внимание из-за возможности использовать его в фотовольтаике для увеличения эффективности квантового выхода фотолюминесценции [5,6].

### Взаимодействие с фононами

Основным механизмом релаксации энергии горячих электронов и дырок в кремниевых нанокристаллах является электрон-фононное взаимодействие. Прежде всего, это взаимодействие между локализованными носителями заряда и фононными модами кремниевого нанокристалла. Основную роль играют моды с большой энергией, соответствующие оптическим модам в объёмном материале. В силу локального характера таких колебаний их выход из нанокристалла затруднён. Это приводит к накоплению оптических фононов в нанокристалле, появлению эффекта перепоглощения и, следовательно, к замедлению скорости энергетической релаксации. Уменьшение скорости энергетической релаксации горячих электронов в результате влияния эффекта «пленения фононов» изучено в [7] на примере нанокристаллов кремния, покрытых водородом. Для таких нанокристаллов развит метод моделирования электронных состояний на основе метода сильной связи. При этом мы использовали вариант метода сильной связи, позволяющий ограничиться взаимодействием только ближайших соседей за счёт учёта большего числа орбиталей. Волновая функция электронов и дырок в этом методе строится как линейная комбинация s-, 3p-, 5dи s\*-орбиталей. Вычисление фононных мод выполнено в модели, где предполагается, что смещение атомов на границе отсутствует. Найдены вероятности распада фононных мод за счёт ангармонизма на две моды с более низкой энергией. Этот процесс определяет времена жизни фононных мод в кремниевых нанокристаллах, покрытых водородом. Рассчитаны вероятности электронных переходов с излучением и поглощением фононов для нанокристаллов с диаметром 2.5 нм. Для таких нанокристаллов методом Монте-Карло проведено моделирование процесса релаксации горячего электрона с энергией, на 3 эВ выше энергии основного состояния в нанокристале для 3 случаев: 1) без учёта эффекта пленения (время жизни испущенного фонона равно нулю), 2) время жизни фонона настолько велико, что намного превосходит времена элекронных переходов (эффект фононного пленения максимален) и 3) время жизни всех фононных мод 1 пс, что соответствует вычисленным временам жизни для «оптических» фононных мод. Результаты



Рисунок 2. Энергетическое распределение горячих экситонов в нанокристалле 5 нм в различные моменты времени.

представлены на рис. 1. Скорость релаксации "горячих" электронов, связанная с эмиссией фононов, существенно замедлена для случаев 2) и 3) вследствие эффективного перепоглощения, и имеет место существенное накопление фононов в нанокристалле.



Рисунок 1. Энергетическая релаксация для Si-нк с диаметром 2.5 нм (343 атома).

В работе [8] был изучен механизм релаксации энергии горячих электронов в кремниевых нанокристаллах в диоксиде кремния за счёт дипольдипольного взаимодействия с локальными оптическими фононами аморфной полярной матрицы, в которую встроены нанокристаллы. Однако этот процесс довольно медленный - время релаксации составляет величину порядка нескольких наносекунд.

### Релаксация с участием STE

Новый эффективный механизм релаксации энергии горячих носителей заряда в нанокристаллах кремния в матрице SiO<sub>2</sub>, приводящий к релаксации горячих экситонов за времена порядка 100 пс, рассмотрен в [9]. В основе этого механизма лежит эффективный туннельный обмен между поверхностным состоянием автолокализованного экситона STE) и состояниями горячего свободного экситона в нанокристалле. Существенная часть энергии теряется за счет эмиссии колебательной энергии дефекта Si-O на поверхности нанокристалла. Методом Монте-Карло было продемонстрировано, что обмен между нанокристаллом и возбужденным автолокализованным состоянием приводит к широкому энергетическому спектру распределения "горячих" носителей в нанокристаллах кремния за несколько десятков пикосекунд после возбуждения, что можно наблюдать по кинетике полосы фотолюминесценции нанокристаллов кремния [3].

- 1. F. Priolo, T. Gregorkiewicz, M. Galli, et al. // Nature Nanotechnology, 9, 19 (2014).
- A.N. Poddubny, A.A. Prokofiev and I.N. Yassievich // Appl. Phys. Lett., 102, 16 (2013); 97, 23 (2010).
- M.C. Beard, K.P. Knutsen, P. Yu, et al. // Nano Lett., 7, 2506 (2007).
- R.D. Schaller, M. Sykora, J.M. Pietryga, et al. // Nano Lett., 6, 424 (2006).
- D. Timmerman, I. Izeddin, P. Stallinga, I.N. Yassievich, et al. // Nature Photonics, 2, 105 (2008).
- D. Timmerman, J. Valenta, K. Dohnalova, et al. // Nature Nanotech., 6, 710 (2011).
- A.A. Prokofiev, A.N. Poddubny and I.N. Yassievich // Phys. Rev. B, 89, 125409 (2014).
- A.N. Poddubny, S.V. Goupalov, V.I. Kozub and I. N. Yassievich // Письма ЖЭТФ, 90, 756 (2009).
- А.В. Герт и И.Н. Яссиевич // Физика и техника полупроводников, 49, 503 (2015).
# Генерация второй гармоники и двухфотонной люминесценции коллоидным раствором золотых наночастиц, содержащим димеры агрегированных наночастиц

## Д. А. Яшунин<sup>\*</sup>, А. И. Корытин, А. И. Смирнов, А. Н. Степанов

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950. \*yashuninda@yandex.ru

Экспериментально исследована генерация второй гармоники (ВГ) и двухфотонной люминесценции (ДФЛ) раствором сферических золотых наночастиц при перестройке длины волны возбуждающего излучения. Измеренные поляризационные и спектральные характеристики нелинейно-оптического отклика показывают, что наблюдаемый нелинейно-оптический сигнал определяется присутствующими в растворе димерами (концентрация около 5%), а не отдельными наночастицами, как обычно считается.

#### Введение

Металлические наночастицы представляют большой интерес для современных приложений нанотехнологий благодаря своим уникальным оптическим свойствам. Нелинейные оптические отклики, такие как генерация второй гармоники (ГВГ) и ДФЛ, очень чувствительны к эффектам локального усиления поля и резонансам поверхностных плазмонов и поэтому успешно используются для исследования металлических наноструктур на различных поверхностях и в растворах.

В отличие от других работ, посвященных изучению нелинейно-оптических откликов растворов наночастиц, в этой работе одновременно исследуется ГВГ и ДФЛ раствором золотых наночастиц при перестройке длины волны возбуждающего излучения. Измерение резонансных и поляризационных свойств нелинейно-оптического отклика позволило показать, что присутствующая изначально в растворе примесь димеров на уровне нескольких процентов определяет наблюдаемый нелинейнооптический сигнал.

# Описание эксперимента и обсуждение результатов

В эксперименте исследовался водный раствор золотых наночастиц сферичной формы. Средний диаметр наночастиц составлял около 50 нм, концентрация частиц в растворе – 4.4•10<sup>10</sup> мл<sup>-1</sup>. Спектр экстинкции коллоидного раствора наночастиц изображен на рисунке 1. Фемтосекундное лазерное излучение, поляризованное вертикально вдоль оси X, направлялось в кювету с раствором золотых наночастиц (рис. 2). Рассеянное наночастицами излучение собиралось в небольшом телесном угле около 5•10<sup>-2</sup> ср под прямым углом к направлению распространения накачки и поступало на спектрометр. Перед собирающей линзой устанавливался клин из исландского шпата для пространственного разделения вертикальной (ось X) и горизонтальной (ось Y) поляризаций рассеянного излучения на камере спектрометра.



Рисунок 1. Спектр экстинкции раствора золотых наночастиц. На вставке изображены золотые наночастицы в просвечивающем электронном микроскопе [1].

На рис. 3 представлена зависимость интенсивности горизонтальной и вертикальной поляризаций ВГ и ДФЛ раствора золотых наночастиц при перестройке длины волны вертикально поляризованного излучения. Эти зависимости показывают, что с ростом длины волны интенсивности ВГ и ДФЛ возрастают, а их излучение поляризовано с преобладанием вертикальной поляризации.



Рисунок 2. Схема эксперимента.

Измеренные поляризационные и спектральные характеристики ВГ и ДФЛ раствора не объясняются излучением отдельных наночастиц сферичной формы. В частности, отклик ВГ сферичных наночастиц должен иметь преобладающую горизонтальную поляризацию [2], а люминесценция должна быть деполяризованной, кроме того, должно наблюдаться резонансное усиление ВГ и ДФЛ в области плазмонного резонанса на 530 нм (рис. 1).



**Рисунок 3.** Зависимость интенсивности ВГ (а) и ДФЛ (б) раствора золотых наночастиц от длины волны.

Обратим внимание на то, что коллоидные растворы наночастиц, как правило, содержат кластеры агрегированных частиц, которые могут эффективно генерировать нелинейно-оптический сигнал. Для исследования состава и концентрации агрегированных наночастиц в растворе частицы равномерно осаждались на поверхность аминированного покровного стекла и затем сканировались атомносиловым микроскопом (ACM). Из рис. 4 видно, что на поверхности наблюдаются преимущественно отдельные наночастицы сферичной формы и незначительное количество димеров. Примесь димеров составила около 5%.



**Рисунок 4.** Топография поверхности аминированного покровного стекла с золотыми наночастицами, полученная с помощью ACM.

Исследования показывают, что благодаря эффекту усиления поля в зазоре между наночастицами димеры на несколько порядков эффективнее генерируют ВГ и ДФЛ, чем отдельные наночастицы [3, 4]. Плазмонный резонанс димеров, находящийся в красной области спектра, а также их дипольный характер излучения ВГ и ДФЛ объясняет поляризационные и спектральные свойства наблюдаемого нелинейно-оптического отклика раствора.

#### Литература

- http://nanocomposix.com/collections/goldspheres/products/50-nm-gold-nanospheres.
- E.C. Hao, et al. // The Journal of Chemical Physics, 117, 5963-5966 (2002).
- 3. Z. Guan, et al. // Journal of the American Chemical Society, 135, 7272-7277 (2013).
- R. Jin, et al. // Journal of the American Chemical Society, 127, 12482-12483 (2005).

## Содержание 2 тома

## 3 секция. Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Dessmann N. Subnanosecond kinetics of photoionized carriers in n- and p-type germanium probed by	
a far-infrared free electron laser	411
Schilling J. Towards Active Silicon Photonics – strain engineering and hybrid approaches	413
Абрамкин Д.С. Энергетический спектр квантовых точек, сформированных в гетеросистеме	
InSb/AlAs	415
Аверин С.В. Селективный детектор UV-излучения на основе низкоразмерной гетероструктуры	
ZnCdS/ZnMgS/GaP	417
Азарова Е.С. Локализационные явления в неупорядоченных графеновых мультибарьерных	
структурах	419
Алешкин В.Я. Перестраиваемые фотодетекторы дальнего инфракрасного диапазона на струк-	
турах с двумя графеновыми слоями	421
Алешкин В.Я. Временная линамика примесной фотопроволимости в GaAs квантовых ямах	423
Андлеев Б.А. Линамика излучения экситонов автолокализованных на состояниях поверхност-	
ных лимеров в нанокристаллах кремния	425
Байдакова H 4 Светоизличающие SiGe-структуры вырашенные на структурах «напряженный	120
иничной нал. Светонулу внощие этое структуры, выращенные на структурах «напряженный	127
$F_{audvet}$ <b>H</b> $B$ Наблиодение зномальной подавизании фотольоминестенний краиторых тонек	427
<b>Баноусь п.в.</b> Паолюдение аномальной поляризации фотолюминесценции квантовых точек	420
IIIAS/GaAS	429
Башоусь н.в. Особенности инжекции и транспорта носителей заряда в гетероструктурах п-	401
InGaAs/GaAs с квантовыми ямами в сильных продольных электрических полях	431
Бекин Н.А. Терагерцевое излучение горячих дырок при латеральном транспорте в гетеро-	
структурах Ge/GeSi с квантовыми ямами	433
Беляков В.А. Моделирование процессов переноса заряда и спина в ансамбле кремниевых	
нанокристаллов	435
Бобров А.И. Исследование деформаций в кристаллической структуре массивов вертикально	
упорядоченых Ge(Si) самоформирующихся островков в кремниевой матрице	437
Бовкун Л.С. Обменное усиление g-фактора в квантовых ямах HgTe	440
Большаков А.С. Исследование структур с множественными квантовыми ямами InAs/GaAs	
методом спектроскопии электроотражения	442
<i>Будкин Г.В.</i> Эффект магнитного храповика в двумерных системах	444
<i>Будкина Н.С.</i> Прикраевое малоугловое рентеновское рассеяние как способ решения пробле-	
мы неопределённости размера/состава кристаллических неолноролностей	445
Кинуйкин П 4. Издулатель ная релаксания и фотопроволимость нитрила индия	445
<b>Водкод В 4</b> . Пре полецетеми пиракорских фермионор в изноперформирорациом графене	440
Волков В.А. две поденетемы дираковских фермионов в наноперфорированном графене	440
волков п.в. Мониторинг температуры подложки в низкотемпературных процессах молеку-	4.40
лярно-пучковои эпитаксии	449
Волкова Н.С. Влияние нанесения кооальта на оптоэлектронные своиства квантово-размерных	4 = 1
гетеронаноструктур In(Ga)As/GaAs	451
Ворошнин В.Ю. Методика синтеза и исследование электронной структуры системы гра-	
фен/Pt/SiC	453
Германенко А.В. Слабая антилокализация в квантовых ямах HgTe	455
Герт А.В. Зонная структура силицена в приближении сильной связи	457
Гисматулин А.А. Электрофизические свойства наноструктур Si/SiO2, полученных методом	
прямого сращивания	459
Головатенко А.А. Энергетическая структура основного состояния дырки, локализованной в	
анизотропной квантовой точке с плавными потенциальными барьерами	461
Грачев Д.А. Нанокристаллы Ge в оксидных матрицах с разной диэлектрической проницаемо-	
стью	463

<i>Григорьев Ф.С.</i> Влияние одноосного давления на экситонные спектры люминесценции квантовой ямы InGaAs/GaAs	465
<i>Гриняев С.Н.</i> Энергетический спектр и туннелирование электронов в наноструктурах GaAs/AlAs и w-InN <sub>*</sub> Ga <sub>1</sub> , N/GaN	467
<i>Гудина С.В.</i> Токовый скейлинг и универсальность критических индексов в квантовом эффекте Ходда в наногетероструктурах p-InGaAs/InAlAs	469
<i>Гусев О.Б.</i> Экситоны в нанокристаллах кремния в матрице аморфного гидрогенизированного кремния	471
<i>Давлетов Э.Т.</i> Влияние отжига в атмосфере водорода на морфологию поверхности и оптиче- ские свойства напряженных пленок Zn(S)Se/GaAs	473
<i>Давлетов Э.Т.</i> Нестандартные механизмы стабилизации многочастичных состояний в SiGe/Si- гетероструктурах II рода	475
<i>Данильцев В.М.</i> Изготовление контактных слоев вольфрама к арсениду галлия в едином про- пессе металлоорганической газофазной эпитаксии	477
<b>Леопенкий СА</b> Наноструктуры НоСоТе для фотоприемников и пазерных излучателей	479
Девизорова Ж.А. Вклад гетероинтерфейса GaAs/AlGaAs в спиновое расщепление спектра 2D-	477
	401
<i>Девятов Э.В.</i> Гранспорт носителей заряда через интерфейс между трехмерным металлом (сверхпроводником или ферромагнетиком) и краем двумерной электронной системы в	40.2
квантовой яме HgTe с инверсией зон	483
<i>Демидов Е.В.</i> НЕМТ с субмикронным затвором на основе гетероструктур AlGaN/GaN	485
<i>Демидов Е.С.</i> Влияние частоты и характера изменения плотности тока при анодном формировании пористого кремния на его люминесцентные, парамагнитные и электротранспортные	
свойства	487
ноизотопном кремнии <sup></sup> S1	489
<i>Дикарева Н.В.</i> Влияние числа квантовых ям на излучательные свойства лазерных гетерострук- тур с вытеканием излучения через подложку	491
Дубинов А.А. Стимулированное излучение из In <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As квантовой ямы в метаморфном слое	
InGaAs на GaAs-подложке	493
<i>Дубинов А.А.</i> Стимулированное излучение в GaAs-структуре на Ge/Si-подложке с волноведу- шими InGaAs квантовыми ямами	495
<i>Европейцев Е.А.</i> Кинетика релаксации и транспорта фотовозбуждённых носителей в перемен- но-напряжённых сверхрешётках ZnS <sub>x</sub> Se <sub>1-x</sub> /CdSe (x = 0.3 – 0.4) с расширенной квантовой ямой	497
<i>Ермачихин А.В.</i> Шумовая спектроскопия структуры с квантовыми ямами и слоями квантовых точек на основе InAs/InGaAs/GaAs	499
<b>Ермолаев</b> Л М Влияние шины затвора на терагершевый отклик	501
<i>Ершов А.В.</i> Формирование резонаторных структур с нанокристаллами кремния в диэлектрике	503
<i>Жолудев М.С.</i> Расщепление линий магнитопоглощения, вызванное асимметрией элементарной ячейки, в квантовых ямах HgTe/CdHgTe(013)	505
<i>Жукавин Р.Х.</i> Влияние примесного дельта-слоя на вертикальный транспорт в напряженных SiGe/Si гетероструктурах	507
Жуков А.А. Исследование локальных свойств электронной системы в нанопроволках InAs ме-	500
тодом подвижного затвора при гелиевых температурах	509
Заоолотных А.А. Закон дисперсии краевых плазмон-поляритонов	511
Заицев С.В. Геометрический фактор в люминесценции наносфер Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> – ZnO, Eu	513
<i>Зиновьева А.Ф.</i> Пространственно упорядоченные структуры с квантовыми точками: формирование, спиновые и транспортные свойства	515
Иконников А.В. Многочастичные эффекты в циклотронном резонансе электронов в узкозон-	
ных квантовых ямах	517
спонтова и л. Спиновый фильтри на основе системы с квантовой точкой в присутствии спин-	510
<i>Казанов Д.Р.</i> Температурное переключение резонаторных мод в микрокристаллах InN	519

Калентьева И.Л. Оптические и магнитотранспортные свойства структур	
InGaAs/GaAsSb/GaAs, легированных магнитной примесью	523
Капаев В.В. Эффекты узкополосного перестраиваемого по частоте усиления и детектирования	
терагерцевого излучения в двухъямных резонансно-туннельных наноструктурах	525
Клоков А.Ю. Исследование упругих свойств нанокристаллического CVD-алмаза методом пи-	
косекундной акустики	527
Козлов В.А. Высокочастотный отклик нанометровых диодов, вызываемый динамикой образо-	
вания кластеров радиационных дефектов	529
Козлов Д.В. Терагерцевая фотолюминесценция и фотопроводимость двухзарядных акцепторов	
в узкозонных КРТ-структурах	531
Козулин А.С. Уровни Ландау на поверхности трехмерного топологического изолятора: свой-	
ства одночастичных квантовых состояний и циклотронное поглощение	533
Колпаков Д.А. Полупроводниковый лазер с туннельным p-n-переходом и выходом излучения	
через подложку	535
Конаков А.А. Электронная структура нанокристаллов кремния, покрытых атомами галогенов	537
Королев Д.С. Исследование влияния отжига в окислительной атмосфере на дислокационную	
люминесценцию в кремнии, имплантированном Si <sup>+</sup>	539
Королев С.А. Детектирование на полевом транзисторе с низкобарьерным контактом Шоттки	541
Коряжкина М.Н. Электрофизические процессы в структурах металл – диэлектрик – полупро-	
водник, проявляющих эффекты резистивного переключения и памяти	543
Krishtopenko S.S. Electronic states in Double HgTe/CdHgTe quantum well	545
Krishtopenko S.S. Hydrostatic pressure induced topological phase transitions in HgCdTe-based he-	
terostructures	547
<i>Крыжков Д.И.</i> Температурная зависимость спектров ФЛ структур с КЯ GaAsSb/GaAs и двой-	
ной КЯ InGaAs/GaAsSb/GaAs излучающих в районе 1–1.2 мкм	549
<i>Кудрявцев К.Е.</i> Сечение усиления и инверсная населенность ионов Er <sup>3+</sup> в волноводных струк-	
турах Si:Er/SOI	551
Кудрявцев К.Е. Флуктуации зонного потенциала в эпитаксиальных слоях Si:Er	553
Кудряшов М.А. Комбинационное рассеяние света нанокомпозитов Ag/ПАН	555
Кукушкин В.А. Использование поляризационных измерений для определения эффективности	
возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов квантовыми точками	557
Кукушкин В.А. Расчёт профиля дельта-легированного слоя алмаза, обеспечивающего высокую	
подвижность дырок	559
Кунцевич А.Ю. Измерение энтропии в двумерной системе	561
Лобанов Д.Н. Особенности роста InN методом МПЭ с плазменной активацией азота при раз-	
личных соотношениях потоков элементов III и V групп	563
<i>Логунов А.А.</i> Влияние полиоксоаниона фосфорновольфрамовой кислоты в пористом слое TiO <sub>2</sub>	
на основные фотовольтаические характеристики солнечных элементов Гратцеля	565
Малышев А.И. Провалы кондактанса в неоднородном волноводе со спин-орбитальным взаи-	
модействием Рашбыа и Дрессельхауза	567
Mantsevich V.N. The role of Coulomb correlations in the non-equilibrium charge redistribution tuned	
by the tunneling current	569
Маремьянин К.В. Инжекционные лазеры терагерцевого диапазона на основе PbSnSe и их ис-	
пользование для магнитоспектроскопии полупроводников	571
Маремьянин К.В. Детектирование терагерцевого излучения с помощью MODFET-транзистора	
с напряженным кремниевым каналом	573
Миньков Г.М. Проводимость латерального p-n-перехода в двумерных структурах HgTe с ин-	
вертированным спектром: роль краевых состояний	575
Михайлов А.В. Экспериментальное исследование осцилляций Раби методом время-разрешен-	
ного керровского вращения	577
Моргун Л.А. Необычный режим магнитопроводимости в параллельном магнитном поле во	
взаимодействующей двумерной системе	579
Морозов М.Ю. Низкопороговое усиление терагерцевых плазмонов в графене с диффузионной	
накачкой из полупроводниковой подложки	581

Морозов С.В. Оптические свойства эпитаксиальных пленок и структур с квантовыми ямами на	
основе HgCdTe в среднем и дальнем ИК-диапазоне	. 583
Морозов С.В. Исследование спектров фотолюминесценции сверхрешеток II-типа InAs/GaSb в	
среднем ИК-диапазоне	. 585
Мурель А.В. Диоды Шоттки с резистивным металлическим электродом	. 587
<i>Мухаматчин К.Р.</i> Электронная структура вакансионных комплексов (филаментов) в пленках пиркония	589
Назаев КЭ Продолимость кразиолиомерного электроиного газа с рассемрателем при наличии	. 507
взаимодействия	. 591
Неверов В.Н. Анизотропия электросопротивления в зависимости от направления тока в парал-	
лельной плоскости гетероструктуры в магнитном поле	. 593
Nezhdanov A.V. Electropolymerized highly photoconductive thin films of cyclometallated complexes	. 595
<i>Нежданов А.В.</i> Влияние условий получения на свойства нанокристаллов кремния в системах SiO <sub>2</sub> SiO <sub>2</sub> и a-Si SiO <sub>2</sub>	597
Hornkor A B Особенности релаксации упругих напряжений в сжатых и растянутых SiGe споях	599
Новиков В.4. Исспедование распределения поверхностного потенциала эпитаксиальных пле-	
ное Санате	601
O for $C = 0$ Transformer of the transformer of	. 001
тирах при различиощном роздействии	602
Турах при радиационном возденствии	. 005
<b>Оболенскии С.В.</b> Исследование процессов в Gan- и GaAs-структурах при воздействии гамма-	<i>C</i> 0 <i>E</i>
неитронного оолучения	605
Орлова Е.Е. Фокусировка излучения проволочных лазеров	607
<i>Орлова Е.Е.</i> Измерение времен жизни примесных состоянии методом накачки и прооного	600
импульса в условиях двухступенчатои фотоионизации	609
Перов А.А. Магнитные блоховские состояния носителей и вольт-амперные характеристики	
полупроводниковых решеточных структур п-типа со спин-орбитальным взаимодействием	
Рашоя в электронном газе	611
Пирогов А.В. Эпитаксиальный рост гексагональной модификации кремния на сапфире	613
Планкина С.М. Использование спектроскопии комоинационного рассеяния для анализа влия-	
ния упругих напряжений на магнитные свойства слоев GaMnAs	. 615
Платонов В.В. Циклотронный резонанс в гетероструктурах Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te с квантовыми ямами в	
сильных магнитных полях	. 618
Полищук О.В. Сверхизлучательное усиление терагерцевого излучения при возбуждении плаз-	
монных мод в инвертированном графене с планарным распределенным брэгговским мик-	
рорезонатором	. 620
Попов В.Г. Туннельная спектроскопия поляронов и их возбуждений в магнитном поле	622
Попов В.П. Квантовые размерные эффекты в двухзатворных КНИ-транзисторах с толщиной	
канала от 20 до 200 нм	624
Попов В.П. Нанометровые эпитаксиальные слои графита и рекристаллизация внутри алмаза	. 626
Попов М.Р. Температурный скейлинг в квантовом эффекте Холла в квантовых ямах	
HgCdTe/HgTe с инвертированным энергетическим спектром	. 628
Пошакинский А.В. Резонансное мандельштам-бриллюэновское рассеяние экситонных поля-	
ритонов в структурах с квантовыми ямами	. 630
Протогенов А.П. Универсальные свойства материалов с дираковским законом дисперсии низ-	
коэнергетических возбуждений	. 632
Пушкарев С.С. Анизотропные свойства гетероструктур (In, Ga, Al)As на подложках (1 0 0)	
GaAs	. 634
Пушкарев С.С. Характеризация HEMT-наногетероструктур InAlAs/InGaAs/InAlAs на подлож-	
ках InP с нановставками InAs в квантовой яме	. 636
Редьков А.В. Морфологическая устойчивость поверхности эпитаксиальной пленки, растущей	
из многокомпонентного пара при химической реакции. Модель образования V-дефектов	
на поверхности GaN	. 638
Романова Ю.Ю. Влияние нерезкости гетерограниц на энергетический спектр электронов в	
полупроводниковых сверхрешетках	. 640

Романова Ю.Ю. Анализ роли отрицательных эффективных масс в формировании проводимо-	(10)
сти полупроводниковых сверхрешеток	642
Румянцев В.В. Фотолюминесценция глуооких центров в широкозонных твердых растворах	<i>с</i> 1 1
Сандте, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в среднем ик-диапазоне	644
Саоликов В.А. Электронные состояния немагнитных дефектов в 2D топологических изолято-	616
pax	040
Саоофьев Ю.1. Ge/GeSn наноструктуры с высоким содержанием олова, выращенные на под-	C 1 0
$\mathcal{L}_{\mathcal{L}}$	048
Самарцев и.в. Оптимизация поар/баАз/поаАз-тетеролазеров с туннельно-связанными вол-	650
новодами	630
Сергеев С.М. Фотолюминесценция дисковых резонаторов, сформированных на оазе светоиз-	650
лучающих структур $SOI/II(Ge QDS-SI)$	032
Соколов п.с. Блияние компонентного состава и деформации на расщепление ядерных спино-	654
вых состоянии в (III, AS) Od/OdAS квантовой точке $Cadnouse A H$ Портание арага исполнования нарионали нарион	054
Софронов А.П. Поглощение света неравновесными носителями заряда в квантовых точках	656
	050
степихови м.в. люминссцентные своиства эпитаксиальных слосв термания на кремнии, вы-	658
Сурдин О М. Измерение фотопроволимости в сили или магнити и полях в полупроволициов их	058
суронн С.н. Измерение фотопроводимости в силвных магнитных полях в полупроводниковых	660
Curanization $A B$ Addentia management of the second paragraphic products of the seco	000
пероизисе электронов продолимости в кремции легировациом висмутом	661
Татальбаум Л И Ионно-пушевой синтез GaN в кремнии	001
<i>Тихов С В</i> Особенности повеления МЛП-структур на основе эпитаксиальных слоев с пассиви-	005
пованной нанослоем InP поверхностью GaAs	665
Тихонов F C Непинейный транспорт и шумовая термометрия в баллистическом шарвинов-	005
ском контакте	667
Топопов А.А. Кинетика экситонной рекомбинации в искусственных и естественных квантовых	007
$s_{\text{Max}} A_{\text{I}} Ga_{1} N_{\text{A}} N_{\text{A} N_{\text{A}} N_{\text{A}} N_{\text{A}} N_{\text{A}} N_$	669
<i>Травкин В.В.</i> Тандемные фотовольтаические ячейки с композитным соединительным слоем	671
<i>Трифонов А.В.</i> Нетривиальная динамика экситонов в высококачественной InGaAs/GaAs кван-	
товой яме	673
<i>Трухин В.Н.</i> Генерация терагерцевого излучения в периодическом ансамбле полупроводнико-	
вых нитевидных нанокристаллах на основе GaAs	675
Туктамышев А.Р. Начальные стадии роста тройных сплавов Si-Ge-Sn на Si(100), выращенных	
методом низкотемпературной МЛЭ	678
Ушанов В.И. Плазмонный резонанс в новых металло-полупроводниковых метаматериалах	
AsSb-AlGaAs	680
Фатеев Д.В. Нецентросимметричные плазмонные моды в двумерном плазмонном кристалле	682
Fedorov G.E. Response of asymmetric carbon nanotube devices to THz radiation	684
Фирсов Д.А. Влияние поперечного электрического поля и температуры на поглощение света в	
туннельно-связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs	686
Фролова Е.В. Циклотронная динамика электронных волновых пакетов в топологических ди-	
электриках, находящихся во внешнем магнитном поле	688
Хазанова С.В. Исследование электрофизических и транспортных свойств гетероструктур	
InGaAs/GaAs с δ-легированием	691
Хазанова С.В. Энергетический спектр электронов в InAs квантовых нитях с поперечным сече-	
нием реальной формы	693
Хомицкий Д.В. Электронные состояния с управляемой локализацией в двойной квантовой	
точке с магнитными барьерами на краю топологического изолятора	695
Хохлов Д.Р. Метод детектирования протяженных поверхностных состояний в кристаллических	
топологических изоляторах Pb <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Se с помощью лазерного терагерцевого излучения	697
Хрыкин О.И. Монокристаллические слои GaN/AlN на подложке нанокристаллического CVD-	
алмаза	699

<i>Цуканов Д.А.</i> Влияние сверхтонких пленок фуллеренов С <sub>60</sub> на поверхностную проводимость	
подложки Si(111) с упорядоченными реконструкциями адсорбатов	701
Чайка А.Н. Наноструктурированный графен на поверхности SiC(001)	703
Черненко А.В. Механизмы безызлучательной рекомбинации экситонов в полумагнитных	
квантовых точках	705
Чилясов А.В. Получение легированных мышьяком эпитаксиальных слоев твердого раствора	
кадмий-ртуть-теллур MOCVD-методом	707
Шамирзаев Т.С. Высокотемпературный отжиг InAs/AlAs-структур с нелегированными и леги-	
рованными КТ	709
Шастин В.Н. Внутрицентровое терагерцевое излучение в кремнии с литием при межзонном	
фотовозбуждении	711
Шенина М.Е. Формирование металлических наночастиц в стабилизированном диоксиде цир-	
кония при имплантации ионов Ад	713
Шмагин В.Б. Применение техники годографа к диагностике диодных структур	715
Шубина Т.В. Исследование широкозонных полупроводников методом четырехволнового	
смешения с учетом пространственной дисперсии	717
<i>Юнин П.А.</i> Слои CVD Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> для <i>in situ</i> -пассивации транзисторных структур на основе GaN	719
<i>Юрасов Д.В.</i> Релаксированные Ge-слои на Si(001) и их легирование донорными примесями	721
Юрасов Д.В. Исследование сегрегации Sb в Ge-слоях, выращенных методом МПЭ	723
Яблонский А.Н. Спектры возбуждения и кинетика ФЛ в структурах с самоформирующимися	
Ge(Si)-наноостровками	725
Яблонский А.Н. Кинетика ФЛ в гетероструктурах SiGe/Si с одинарными и двойными кванто-	
выми ямами	727
Яссиевич И.Н. Релаксация энергии носителей заряда в нанокристаллах кремния	729
Яшунин Д.А. Генерация второй гармоники и двухфотонной люминесценшии коллоилным рас-	
твором золотых наночастиц, содержащим димеры агрегированных наночастиц	731

## Список участников

- **Croitoru Mihail Dmitrievich** University of Antwerp; +32 (3) 2653430; mikhail.croitoru@uni-bayreuth.de; Gratiekapelstraat, 10, Antwerpen, BE 2000, Belgium.
- **Dessmann Nils** German Aerospace Center, Institute of Planetary Research; +49 (30) 670557921; Nils.Dessmann@dlr.de; Rutherfordtrasse 2, Berlin, 12489, Germany.
- Knap Wojciech Université Montpellier 2 Sciences et Techniques; +33 (0) 467144518; knap.wojciech@gmail.com; Place Eugène Bataillo, Montpellier, 34095, France
- Kuzmin Leonid Sergeevich Chalmers University of Technology; +46 (31) 7723608; kuzmin@chalmers.se; Gothenburg, SE-412 96, Sweden
- Lento Raffaella University of Calabria; +39 (329) 3983918; raffaella\_lento@yahoo.it; via Pietro Bucci, Arcavacata di Rende (CS), 87036, Italy
- Lyubomirskiy Mikhail European Synchrotron Radiation Facility; +33 (0) 476882563; mikhail.lyubomirskiy@ esrf.fr; rue Jules Horowitz, 6, Grenoble, F-38043, France
- Schilling Joerg Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg; +49 (345) 5528653; joerg.schilling@physik.unihalle.de; Karl-Freiherr-von-Fritsch-Str. 3, D - 06120 Halle (Saale)
- Абрамкин Демид Суад Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3304475; dalamber.07@mail.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
- Аверин Станислав Владимирович Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (496) 5649395; sva278@ire216.msk.su; пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
- Аверкиев Никита Сергеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927155; averkiev@les.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Азарова Екатерина Сергеевна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (902) 7892561; azarova.ekaterin@yandex.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Акзянов Рамиль Шарифуллович Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова; +7 (926) 1416431; apexgreen57@ gmail.com; ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия
- Аладышкин Алексей Юрьевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385185; aladyshkin@yandex.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Алешкин Владимир Яковлевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; aleshkin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Альперович Виталий Львович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3309874; alper\_v@mail.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
- Андреев Борис Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179481; boris@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Аплеснин Сергей Степанович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М. Ф. Решетнева»; +7 (391) 2919028; apl@iph.krasn.ru; пр. им. газеты «Красноярский рабочий», 31, Красноярск, 660014, Россия
- Ахсахалян Арам Давидович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385313; akh@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Нов-город, 603950, Россия
- Багаев Тимур Анатольевич Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»; +7 (495) 333325; tim\_himik@mail.ru; РФ, 117342, Москва, ул.Введенского, 3
- Багдинов Антон Витальевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1326424; bagdinov@sci.lebedev.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

- Байдакова Наталия Алексеевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385555; banatale@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Байдусь Николай Владимирович Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4623190; bnv@nifti.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Бакурский Сергей Викторович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»; +7 (495) 9392588; r4zz@mail.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Батов Игорь Евгеньевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28198; batov@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
- Бекин Николай Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179479; nbekin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Беллюстина Валентина Григорьевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179494 +207; bell@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Бельков Василий Валентинович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927989; bel@epi.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Беляков Владимир Алексеевич Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4656255; dragon\_bel@mail.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Беляков Владимир Алексеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау Российской академии наук; +7 (499) 1373244; bel@landau.ac.ru; пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
- Беспалов Алексей Викторович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики»; +7 (917) 5281032; bespalov\_a@mirea.ru; пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия
- Бобков Александр Михайлович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28203; bobkov@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
- Бобкова Ирина Вячеславовна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28203; bobkova@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
- Бобров Александр Игоревич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»; +7 (920) 0353537; bobrov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Бовкун Леонид Сергеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482 +262; EvilRa66it@gmail.com; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Богачев Сергей Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1326597; bogachev@lebedev.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Большаков Андрей Сергеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (911) 9117310; bolsh\_as@ mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Будкин Григорий Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физикотехнический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2972245; gbudkin@gmail.com; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Будкина Наталья Сергеевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (906) 2552784; budkinans@ mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Бурмистров Игорь Сергеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л. Д. Ландау Российской академии наук; +7 (909) 9884331; burmi@itp.ac.ru; пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
- Бурмистрова Ангелина Владимировна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9392588; burangelina@yandex.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

- Бухараев Анастас Ахметович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук; +7 (843) 2319107; a\_bukharaev@kfti.knc.ru; ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029,
- Россия Бушуев Владимир Алексеевич – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 3967380; vabushuev@yandex.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Бушуйкин Павел Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179481; bushuikinp@mail.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Быков Виктор Александрович Закрытое акционерное общество «НТ-МДТ»; +7 (985) 2113544; vbykov@ntmdt.ru; Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия
- Вадимов Василий Львович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (908) 2359945; vvadimov93@gmail.com; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Вальков Валерий Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (391) 2494506; ; v@iph.krasn.ru; Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
- Варнаков Сергей Николаевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (391) 2494556; vsn@iph.krasn.ru; Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
- Вдовичев Сергей Николаевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179489; vdovichev@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Винников Лев Яковлевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (496) 5228295; vinnik@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
- Вишняков Евгений Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (903) 2886415; juk301@mail.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Водолазов Денис Юрьевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (8314) 179485; vodolazov@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Волков Петр Витальевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179491; volkov@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Волков Владимир Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293394; volkov.v.a@gmail.com; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
- Волкова Наталья Сергеевна Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4658709; volkovans88@mail.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Володин Александр Петрович KU Leuven; +32 (16) 327681; Alexander.Volodin@fys.kuleuven.be; Oude Markt 13, Leuven, Bus 5005 3000, Belgium
- Воробьева Наталья Викторовна Федеральное государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы»; +7 (347) 2723528; vnv@anrb.ru; ул. Октябрьской революции, 3a, Уфа, 450000, Россия
- Ворошнин Владимир Юрьевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»; 007 (8981) 8610631; V1.Voroshnin@yandex.ru; Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
- Гавриленко Владимир Изяславович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179462; gavr@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Гадиев Радик Мансафович Федеральное государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы»; +7 (927) 9458206; gadiev.radik@gmail.com; ул. Октябрьской революции, 3a, Уфа, 450000, Россия
- Гайкович Петр Константинович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (951) 9097082; gaikovich@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

- Галиев Галиб Бариевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук; +7 (499) 1236222; galiev\_galib@ mail.ru; Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия
- Галин Михаил Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179484; galin@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Гапонов Сергей Викторович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179465; svg@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Нов-город, 603950, Россия
- Германенко Александр Викторович Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»; +7 (343) 2617436; alexander.germanenko@urfu.ru; ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
- Герт Антон Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2976132; anton.gert@ mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Гисматулин Андрей Андреевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3332470; anjgis@yandex.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
- Головатенко Александр Анатольевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (904) 6361480; toodtoof@gmail.com; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Голубев Дмитрий Сергеевич Physikalisches Institut; +49 (721) 60826386; Dmitrii.Golubev@kit.edu; Wolfgang-Gaede-Strasse, 1, Karlsruhe, 76131, Germany
- Голубов Александр Авраамович Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»; +7 (909) 9532112; a.golubov@utwente.nl; ул. Керченская, 1a, корп. 1, Москва, 113303, Россия
- Гольцман Григорий Наумович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет»; +7 (499) 2461202; goltsman10@mail.ru; ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
- Горбунков Михаил Валерьевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (495) 7833709; gorbunk@sci.lebedev.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Гордеева Анна Валерьевна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный технический университет им. P.E. Алексеева»; +7 (910) 3836060; anna.gord@list.ru; ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Горев Роман Валерьевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +790929581 (831) 4300998; roma\_valerievich@mail.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Грачев Денис Александрович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (910) 7973896; grachov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Гращенко Александр Сергеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем машиноведения РАН; +7 (953) 3566813; asgrashchenko@bk.ru; В.О.Большой проспект,61,Санкт-Петербург,199178, Россия
- Григорьев Филипп Сергеевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»; +7 (921) 1234567; philipp0grigoriev@gmail.com; Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
- Гринберг Яков Семенович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Новосибирский государственный технический университет»; +7 (913) 9357613; greenbergy@online.nsk.su; пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия
- Гриняев Сергей Николаевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет»; +77 (3822) 265325; gsn@phys.tsu.ru; пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия
- Гришин Максим Вячеславович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук; +7 (495) 9397259; mvgrishin68@yandex.ru; ул.Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия

- Гудина Светлана Викторовна Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук; +7 (343) 3783788; svpopova@imp.uran.ru; ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия
- Гусев Никита Сергеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179488; gusevns@bk.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Гусев Олег Борисович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (981) 7469168; oleg.gusev@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Гусев Сергей Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179465; gusev@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Гусев Николай Александрович Российский квантовый центр; +7 (495) 5571214; cg48@yandex.ru; ул. Новая, 100, БЦ «Урал», дер. Сколково, Московская обл., Россия
- Давлетов Эмиль Тимурович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1357941; kolob7040@gmail.com; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Далидчик Фёдор Иванович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук; +7 (965) 4032704; domfdal@mail.ru; ул.Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия
- Данилов Юрий Александрович Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4623120; danilov@nifti.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Данильцев Вячеслав Михайлович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179450; danil@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Дворецкий Сергей Алексеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3304967; dvor@isp.nsc.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
- Девизорова Жанна Алексеевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (915) 4335680; DevizorovaZhanna@gmail.com; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
- Девятов Эдуард Валентинович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (916) 0419538; dev@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
- Девятов Игорь Альфатович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9392588; igor-devyatov@yandex.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Демидов Евгений Валентинович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385037; demidov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Демидов Евгений Сергеевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623308; demidov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Демиховская Наталья Николаевна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 2152801; demi-luba@yandex.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Демиховский Валерий Яковлевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н И. Лобачевского»; +7 (831) 2152801; Demi@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Денисенко Марина Валерьевна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (910) 8926041; mar.denisenko@gmail.com; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Деточенко Александра Петровна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623302; DetochenkoSasha@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Дикарева Наталья Васильевна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623190; dnat@ro.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

- Дорохин Михаил Владимирович Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4623120; dorokhin@nifti.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Дровосеков Алексей Борисович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук; +7 (499) 1376820; drovosekov@ kapitza.ras.ru; ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия
- Дубинов Александр Алексеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; sanya@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Европейцев Евгений Андреевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; 7 (812) 2927124; evropeitsev@ beam.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Ельцов Константин Николаевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук; +7 (499) 5038769; eltsov@kapella.gpi.ru; ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
- **Еремеев Сергей Владимирович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (952) 8852940; eremeev@ispms.tsc.ru; пр. Академический, 2/4, Томск, 634021, Россия
- Ермачихин Александр Валерьевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Рязанский государственный радиотехнический университет»; +7 (4912) 460366; al.erm@mail.ru; ул. Гагарина, 59/1, Рязань, 390005, Россия
- Ермолаев Денис Михайлович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (926) 3879021; Yermolayev.Denis@gmail.com; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
- Ермолаева Ольга Леонидовна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385555; Ermolaeva@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Ершов Петр Александрович Балтийский Федеральный Университет им. Иммануила Канта; +7 (921) 2605349; fofan89@gmail.com; ул. А. Невского, 14, Калининград, Россия
- Ершов Алексей Валентинович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лоба-чевского»; +7 (831) 4623306; ershov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Жолудев Максим Сергеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (904) 0530147; zholudev@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Жукавин Роман Хусейнович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179479; zhur@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Жуков Алексей Алексеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28341; azhukov@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
- Заболотных Андрей Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293394; zabolotnyh\_andre@mail.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
- Загороднев Игорь Витальевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (917) 5563494; igor.zagorodnev@gmail.com; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
- Зайцев Сергей Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (496) 5228328; szaitsev@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
- Зайцев-Зотов Сергей Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293394; serzz@cplire.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
- Здороейщев Антон Владимирович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лоба-чевского»; +7 (910) 8986824; zdorovei@gmail.com; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

- Зиганшина Суфия Асхатовна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук; +7 (843) 2319107; sufia@mail.ru; ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия
- Зиновьева Айгуль Фанизовна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3332624; aigul@isp.nsc.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
- Зорина Мария Владимировна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385313; mzor@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Зотов Андрей Вадимович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук; +7 (4232) 310412; zotov@iacp.dvo.ru; ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
- Зотова Анна Николаевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 2795798; zotova@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Зуев Сергей Юрьевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385313; zuev@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Иконников Антон Владимирович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; antikon@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Исупова Галина Геннадьевна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623304; isupova@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Каверин Борис Сергеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук; +7 (831) 4627370; kaverin@iomc.ras.ru; ул. Тропинина, 49, ГСП-445, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Казанов Дмитрий Робертович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (921) 3035613; kazanovdr@gmail.com; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Калентьева Ирина Леонидовна Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского; +7 (831) 4656365; Istery@rambler.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Камелин Дмитрий Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179494; kent@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Капаев Владимир Васильевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 7108665; kapaev@sci.lebedev.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Караштин Евгений Анатольевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179488; eugenk@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Кардакова Анна Игоревна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет»; +7 (499) 2468899; kardakova@rplab.ru; ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
- Кимель Алексей Вольдемарович Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики; +31 (24) 3653026; a.kimel@icloud.com; Проспект Вернадского, д.78 Москва Россия
- Кислинский Юлий Вячеславович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6297431; yulii@hitech.cplire.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
- Кленов Николай Викторович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»; +7 (495) 9392588; nvklenov@nm.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Клоков Андрей Юрьевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1358005; klokov@sci.lebedev.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

- Клушин Александр Моисеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179483; a\_klushin@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Кожевников Игорь Викторович Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН; +7 (499) 1355100; ivk@crys.ras.ru; Ленинский пр-т, 59, Москва, 119333, Россия
- Козлов Дмитрий Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4384045; dvkoz@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Козлов Владимир Анатольевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; kozlov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Козулин Александр Сергеевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лоба-чевского»; +7 (831) 9159375269; SashaKozulin@yandex.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Козьмин Александр Михайлович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»; +7 (917) 5699861; nodanceak@mail.ru; проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
- Колмычек Ирина Алексеевна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»; +7 (495) 9393669; irisha@shg.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Колпаков Дмитрий Андреевич Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4623190; kolpdm@gmail.com; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Конаков Антон Алексеевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»; +7 (910) 3910467; konakov\_anton@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Королев Сергей Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; 8 (831) 4179492; PESH@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Королев Дмитрий Сергеевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»; +7 (920) 2527352; dmkorolev@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Коряжкина Мария Николаевна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»; +7 (831) 4623718; mahavenok@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Красильник Захарий Фишелевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179473; zfk@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Краснов Владимир Михайлович** Физический Департамент; +46 (8) 55378606; vladimir.krasnov@fysik.su.se; Fysikum, AlbaNova University Center, SE-10691 Stockholm, Sweden
- Крейнес Наталия Михайловна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук; +7 (499) 1376820; kreines@kapitza.ras.ru; ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия
- Кривулин Николай Олегович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4656475; Krivulin@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Криштопенко Сергей Сергеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (960) 1601834; ds\_a-teens@mail.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Крыжков Денис Игоревич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385037; krizh@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Кугель Климент Ильич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук; +7 (495) 9306007; kugel@orc.ru; ул. Ижорская, 13, Москва, 125412, Россия
- Кудасов Юрий Бориславович Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики; +7 (83130) 27239; yu\_kudasov@yahoo.com; пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия

- Кудрявцев Константин Евгеньевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385037; konstantin@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Кудряшов Михаил Александрович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лоба-чевского»; +7 (831) 4623314; Kudryashov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Кузин Сергей Вадимович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1326949; kuzin@sci.lebedev.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Кузнецов Владимир Иванович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44022; kvi@iptm.ru; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
- Кукушкин Владимир Алексеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук; +7 (831) 4164894; vakuk@appl.sci-nnov.ru; ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Кунцевич Александр Юрьевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1326992; kuntsevich.alexander@gmail.com; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Курин Владислав Викторович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179452; kurin@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Курицын Дмитрий Игоревич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385037; dk@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Латышев Александр Васильевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3309055; latyshev@isp.nsc.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
- **Лобанов Дмитрий Николаевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179465; dima@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Логунов Александр Александрович** Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (920) 2980133; logunov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Лопатин Алексей Яковлевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385313; lopatin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Лукьянов Андрей Юрьевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179496; luk@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Ляпилин Игорь Иванович** Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук; +7 (343) 3783730; Lyapilin@imp.uran.ru; ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия
- **Мазов Лев Сергеевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4383272; mazov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Мазуркин Никита Сергеевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»; +7 (962) 9460603; mazurkin-n@yandex.ru; проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
- Малофеев Роман Станиславович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4606018; malofeev@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Малышев Александр Игоревич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лоба-чевского»; +7 (831) 4623304; malyshev@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Малышев Илья Вячеславович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 2921128; ilya-malyshev-wot@ya.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Малышева Евгения Игоревна Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) 4623120; malysheva@phys.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

- Мамин Ринат Файзрахманович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук; +7 (843) 2319123; mamin@kfti.knc.ru; ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия
- Манцевич Владимир Николаевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»; +7 (495) 9392502; vmantsev@spmlab.phys.msu.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- **Маремьянин Кирилл Владимирович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; kirillm@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Мастеров Дмитрий Вячеславович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179491; masterov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Мельников Александр Сергеевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179456; melnikov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Миляев Михаил Анатольевич Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук; +7 (343) 3783881; milyaev@imp.uran.ru; ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия
- Миньков Григорий Максович Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук; +7 (343) 3783563; grigori.minkov@imp.uran.ru; ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия
- **Миронов Сергей Викторович** LOMA, University of Bordeaux; +33 (667) 980511; sermironov@rambler.ru; 351, Cours de la Liberation, Talence cedex, France
- **Миронов Алексей Юрьевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3306733; lexw@rambler.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
- **Миронов Виктор** Леонидович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179488; mironov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Митрофанов Александр Викторович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1358081; mitrofa@sci.lebedev.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- **Михайленко Михаил Сергеевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (920) 0330986; mishamars202@gmail.com; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Михайлов Андрей Валерьевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»; +7 (812) 4284546; mikhailovav@yandex.ru; Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
- Моисеев Александр Николаевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых Российской академии наук; +7 (831) 4626497; moiseev@ihps.nnov.ru; ул. Тропинина, 49, ГСП-75, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Моргун Леонид Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (926) 4572704; morgunl@gmail.com; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Морозов Михаил Юрьевич Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (8452) 511179; mikkym@mail.ru; ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
- **Морозов Сергей Вячеславович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +790566256 (905) 6625685; more@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Мотова Елена Сергеевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179465; es@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Нов-город, 603950, Россия
- Музыченко Дмитрий Анатольевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9392502; mda@spmlab.phys.msu.su; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- **Мурель Аркадий Викторович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179496; murel@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

- Мурзина Татьяна Владимировна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9393669; murzina@mail.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Мухаматчин Камиль Рафаилович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лоба-чевского»; +7 (910) 3835092; myKamil@yandex.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Мыльников Василий Михайлович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +796771090 (831) 4688637; arvasm@mail.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Нагаев Кирилл Эдуардович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293459; nag@cplire.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
- Неверов Владимир Николаевич Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук; +7 (343) 3783788; neverov@imp.uran.ru; ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия
- Нежданов Алексей Владимирович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лоба-чевского»; +7 (920) 0240282; nezhdanov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Некипелов Сергей Вячеславович Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Белгородский государственный национальный исследовательский университет»; +7 (8212) 237098; NekipelovSV@mail.ru; ул. Победы, 85, Белгород, 308015, Россия
- Никитов Сергей Аполлонович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6293387; nikitov@cplire.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
- Никулов Алексей Васильевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44135; nikulov@iptm.ru; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
- Новиков Вадим Александрович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет»; +7 (905) 0896145; novikovvadim@mail.ru; пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия
- Новиков Алексей Витальевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179480; anov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Нургазизов Нияз Ильгизович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук; +7 (843) 2319107; niazn@mail.ru; ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия
- Оболенская Елизавета Сергеевна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лоба-чевского»; +7 (920) 0290811; bess009@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Оболенский Сергей Владимирович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»; +7 (831) 9524721946; obolensk@rf.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Овсянников Геннадий Александрович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (495) 6297431; gena@hitech.cplire.ru; ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
- **Овчинников Сергей Геннадьевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (3912) 432906; sgo@iph.krasn.ru; Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
- **Орлова Екатерина Евгеньевна** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (8312) 675037; orlova@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Панкратов Андрей Леонидович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (905) 1913223; alp@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Панкратова Евгения Валерьевна Федеральное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Волжская государственная академия водного транспорта»; +7 (903) 8469621; pankratova\_e.v@mail.ru; ул. Нестерова, 5А, Нижний Новгород, 603950, Россия

- **Парафин Алексей Евгеньевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385535; parafin@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Парьев Дмитрий Евгеньевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (904) 3993492; pariev@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Перов Анатолий Александрович** Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (920) 2992054; 19perov73@gmail.com; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Пестов Евгений Евгеньевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179485; pestov@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Пестов Алексей Евгеньевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179476; aepestov@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Петров Станислав Игоревич** Закрытое акционерное общество «Научное и технологическое оборудование»; +7 (812) 6010605; petrov@semiteq.ru; пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, 194156, Россия
- **Петрова Мария Геннадьевна** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1326869; arwen-mipt@yandex.ru; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Пирогов Алексей Владимирович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лоба-чевского»; +7 (920) 0608608; pirogov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Планкина Светлана Михайловна** Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623310; plankina@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Платонов Вадим Васильевич** Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики; +7 (83130) 27239; platonovv@yahoo.com; пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия
- **Погосов Вальтер Валентинович** Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова; +7 (926) 3596034; wpogosov@mail.ru; ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия
- **Полищук Ольга Витальевна** Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (8452) 511179; polischuk.sfire@mail.ru; ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
- Полковников Владимир Николаевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; (8) 9030601487; polkovnikov@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Попов Владимир Павлович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3305292; ророу@isp.nsc.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
- **Попов Михаил Рудольфович** Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук; +7 (343) 89506323486; rafaelp@yandex.ru; ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, Екатеринбург, 620041, Россия
- Попов Владимир Геннадьевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44016; popov@iptm.ru; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
- Пошакинский Александр Валерьевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927155; poshakinskiy@ gmail.com; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- **Преображенский Роман Юрьевич** Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»; +7 (499) 7206907; cogtepsum@gmail.com; проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
- **Приходько Кирилл Евгеньевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»; +7 (499) 1969215; prihodko\_ke@nrcki.ru; пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
- **Прозорова** Людмила Андреевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук; +7 (499) 1370998; prozorova@kapitza.ras.ru; ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

750

- **Протогенов Александр Павлович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук; +7 (831) 4164891; alprot@appl.sci-nnov.ru; ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Пугач Наталия Григорьевна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9392435; pugach@magn.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Пунегов Василий Ильич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАНления РАН; +7 (8212) 246242; punegv@rambler.ru; ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
- Путилов Алексей Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (909) 2982681; alputilov@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Пушкарев Сергей Сергеевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук; +7 (499) 1236222; s\_s\_e\_r\_p@mail.ru; Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия
- Рагозин Евгений Николаевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1326329; enragozin@gmail.com; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Разумов Дмитрий Дмитриевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 9159587006; ddrazumov@gmail.com; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Ревин Леонид Сергеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (920) 2577978; rls@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Редьков Алексей Викторович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем машиноведения РАН; +7 (952) 2424332; red-alex@mail.ru; В.О. Большой проспект, 61,Санкт-Петербург, 199178, Россия
- Репин Евгений Витальевич Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»; +7 (963) 6268677; repin@itp.ac.ru; ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
- Родина Анна Валерьевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (921) 6501352; anna.rodina@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Романова Юлия Юрьевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; jul@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Нов-город, 603950, Россия
- Рощупкин Дмитрий Валентинович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44058; rochtch@iptm.ru; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
- Ружицкий Всеволод Игоревич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»; +7 (965) 1907969; vse5432@mail.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Румянцев Владимир Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 2554040; rumyantsev@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Русина Галина Геннадьевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (3822) 286943; rusina@ispms.tsc.ru; пр. Академический, 2/4, Томск, 634021, Россия
- Рыжов Денис Андреевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179459; ryzhov@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Рыков Артём Владимирович Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (950) 3694410; rikov@nifti.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Рыльков Владимир Васильевич Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»; +7 (499) 1967100доб.3293; vvrylkov@mail.ru; пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
- Рябкова Мария Сергеевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (987) 5536912; m.rjabkova@gmail.com; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

- Рязанов Валерий Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (496) 5222574; ryazanov@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
- Сабликов Владимир Алексеевич Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (496) 5644519; sablikov@gmail.com; пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
- Савинов Денис Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385185+257; savinovda@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Савицкий Арсений Олегович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук; 8 (916) 7484431; sao1992@mail.ru; ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия
- Садофьев Юрий Григорьевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П Н. Лебедева Российской академии наук; +7 (499) 1326686; sadofyev@hotmail.com; Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Салащенко Николай Николаевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179458; salashch@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Самарцев Илья Владимирович Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (905) 1924187; woterbox@mail.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Самохвалов Алексей Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385037; samokh@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Сапожников Максим Викторович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179485; msap@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Саранин Александр Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук; +7 (423) 2310426; saranin@iacp.dvo.ru; ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
- Сатанин Аркадий Михайлович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»; +7 (831) 4656255; sarkady@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Свечников Михаил Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (920) 0466691; svch1991@gmail.com; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Свечникова Екатерина Константиновна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (920) 0449104; kttts@mail.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Семенов Александр Владимирович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет»; +7 (915) 1445145; a\_sem2@mail.ru; ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
- Сергеев Сергей Михайлович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; sj@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Нов-город, 603950, Россия
- Сивков Виктор Николаевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАН; +7 (8212) 246242; sivkovvn@mail.ru; ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
- Сидоров Дмитрий Сергеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +798774660 (831) 4625913; dmitrisidoroff@rambler.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Силаев Михаил Андреевич Физический Департамент; +46 (910) 8761366; msilaev@mail.ipm.sci-nnov.ru; Fysikum, AlbaNova University Center, SE-10691 Stockholm, Sweden
- Скороходов Евгений Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385555; evgeny@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Смирнов Константин Владимирович Закрытое акционерное общество «Сверхпроводниковые нанотехнологии»; +7 (499) 2452968; smirnov@scontel.ru; ул. Россолимо, 5/22, стр.1, Москва, 119021, Россия
- Смирнова Ирина Алексеевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (496) 5228273; irina@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

- Снигирев Анатолий Александрович European Synchrotron Radiation Facility; +33 (4) 76882627; snigirev@esrf.fr; rue Jules Horowitz, 6, Grenoble, F-38043, France
- Соколов Павел Сергеевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»; +7 (931) 2714737; paul.sokolov@yandex.ru; Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
- Соловьев Игорь Игоревич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»; +7 (495) 9392588; igor.soloviev@gmail.com; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Софронов Антон Николаевич Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»; +7 (812) 5529671; sofronov@rphf.spbstu.ru; ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия
- Стеблий Максим Евгеньевич Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Дальневосточный федеральный университет»; +7 (902) 4882557; stebliyme@gmail.com; ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия
- Степихова Маргарита Владимировна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; mst@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Стогний Александр Иванович ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»; +375 (17) 2841306; stognij@ifttp.bas-net.by; ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072, Республика Беларусь
- Сурдин Олег Михайлович Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики; +7 (83130) 27146; mossom1@rambler.ru; пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия
- Суханова Татьяна Евгеньевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт высокомолекулярных соединений Российской академии наук; +7 (812) 3288503; tat\_sukhanova@mail.ru; Большой пр. В.О., 31, Санкт-Петербург, 199004, Россия
- Сухоруков Андрей Владимирович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623120; soukhorukov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Таланов Юрий Иванович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физикотехнический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук; +7 (843) 2319123; talanov@kfti.knc.ru; ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия
- Тарасов Сергей Анатольевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)»; +7 (911) 2601290; SATarasov@mail.ru; ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия
- Тарасова Елена Александровна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (8312) +79101202550; thelen@yandex.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Тархов Михаил Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»; +7 (499) 1969215; evgenia-orm@yandex.ru; пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
- Татарский Дмитрий Аркадьевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179488; tatarsky@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Телятник Родион Сергеевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем машиноведения РАН; +7 (812) 3214784; statphys@ya.ru; В.О. Большой проспект, 61, Санкт-Петербург, 199178, Россия
- **Темирязев Алексей Григорьевич** Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (916) 3069408; temiryazev@gmail.com; пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
- **Темирязева Марина Павловна** Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (916) 5289530; mtemiryazeva@gmail.com; пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
- **Тетельбаум** Давид Исаакович Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; 7 (831) 4623188; tetelbaum@phys.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Тихов Станислав Викторович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (951) 9044363; tikhov@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

- **Тиходеев Сергей Григорьевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук; +7 (916) 3852262; tikh@gpi.ru; ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
- **Тихонов Евгений Сергеевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28335; tikhonov@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
- **Торопов Алексей Акимович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927124; toropov@beam.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- **Торопов Михаил Николаевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179476; write75@rambler.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Травкин Владислав Владимирович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179465; trav@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Трифонов Артур Валерьевич** Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»; +7 (981) 7452935; trifart90@gmail.com; Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
- **Трухин Валерий Николаевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927936; valera.truchin@mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- **Трушин Владимир Николаевич** Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ; +7 (831) +79036030749; trushin@phys.unn.ru; пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Туктамышев Артур Раисович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3333286; artur.tuktamyshev@gmail.com; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
- Усеинов Ниазбек Хамзович Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»; +7 (843) 2337779; nuseinov@mail.ru; ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия
- Ушанов Виталий Игоревич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927393; Decorus2009@mail.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Фатеев Денис Васильевич Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (8452) 511179; FateevDV@yandex.ru; ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
- Федоров Георгий Евгеньевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет»; +7 (916) 3144740; gefedorov@mail.ru; ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1, Москва, 119991, Россия
- Филимонов Юрий Александрович Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (8452) 272401; yuri.a.filimonov@gmail.com; ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
- Филянина Мария Валерьевна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»; +7 (951) 6677466; rusinovamarie@mail.ru; Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
- Фирсов Дмитрий Анатольевич Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»; +7 (812) 5529671; dmfir@rphf.spbstu.ru; ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия
- Фомин Лев Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук; +7 (49652) 44255; fomin@iptm.ru; ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
- Фраерман Андрей Александрович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4324043; andr@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Фролова Елена Владимировна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лоба-чевского»; +7 (831) 4656255; frolova\_el@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Хаджийский Федор Юрьевич Общество с Ограниченной Ответственностью «РнД-ИСАН»; +7 (915) 3848062; khadfedor@gmail.com; Сиреневый бульвар, 1, Троицк, 142191, Россия.

- Хазанова Софья Владиславовна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4623308; khazanova@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Хаймович Иван Михайлович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (965) 1767132; hai@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Нов-город, 603950, Россия
- Ханипов Тимур Фаритович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физикотехнический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук; +7 (905) 3171686; timurkhanipov@gmail.com; ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия
- Хвальковский Алексей Васильевич Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»; +7 (495) 408–81–88; alhv@yandex.ru; ул. Керченская, 1a, корп. 1, Москва, 113303, Россия
- Хивинцев Юрий Владимирович Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; +7 (8452) 266774; khivintsev@gmail.com; ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
- Хомицкий Денис Владимирович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лоба-чевского»; +7 (831) 4623304; khomitsky@phys.unn.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Хохлов Дмитрий Ремович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»; +7 (495) 9391151; khokhlov@mig.phys.msu.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- **Хрыкин Олег Игоревич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179450; khrykin@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Цуканов Дмитрий Анатольевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук; +7 (423) 2320510; tsukanov@iacp.dvo.ru; ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
- Цыбин Николай Николаевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385555; tsybin@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Чайка Александр Николаевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (496) 5228369; chaika@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
- **Черненко Александр Васильевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук; +7 (49652) 28288; chernen@issp.ac.ru; ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия
- **Чигинев Александр Валерьевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179486; chig@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Чилясов Алексей Викторович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых Российской академии наук; +7 (831) 4627602; tchilyasov@ ihps.nnov.ru; ул. Тропинина, 49, ГСП-75, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Чхало Николай Иванович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4385603; chkhalo@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Шамирзаев Тимур Сезгирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук; +7 (383) 3304475; tim@isp.nsc.ru; пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
- Шампоров Василий Александрович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»; +7 (831) 4633257; bacek94@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Шапиро Дмитрий Сергеевич Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научноисследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова; +7 (926) 1598247; shapiro.dima@gmail.com; ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия
- Шапошников Роман Анатольевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лоба-

чевского»; +7 (903) 6042699; shaposhnikov-roma@mail.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

- Шарафутдинов Азат Уралович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л. Д. Ландау Российской академии наук; +7 (916) 9752343; shazat@itp.ac.ru; пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
- Шастин Валерий Николаевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179479; shastin@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Шашкин Владимир Иванович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179455; sha@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Шенина Мария Евгеньевна Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»; +7 (950) 6163118; epsilonbox@yandex.ru; пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Шикин Александр Михайлович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»; +7 (950) 0267453; ashikin@inbox.ru; Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
- Шмагин Вячеслав Борисович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179481; shm@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Шубин Андрей Борисович Закрытое акционерное общество «НТ-МДТ»; +7 (916) 6786200; shubin@ntmdt.ru; Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия
- Шубина Татьяна Васильевна Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физикотехнический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2928924; shubina@ beam.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- Шукринов Юрий Маджнунович Объединённый институт ядерных исследований; +7 (496) 2163844; shukrinv@theor.jinr.ru; ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
- Шур Владимир Яковлевич Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»; +7 (343) 2617436; vladimir.shur@urfu.ru; ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
- Щеголев Андрей Евгеньевич Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»; +7 (495) 3141286; tanuior@gmail.com; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Щелкачев Николай Михайлович California State University, Northridge; +7 (495) 7029317; nms@itp.ac.ru; California State University, Northridge 18111 Nordhoff Street Northridge, CA 91330
- Шербаков Максим Радикович Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»; +7 (916) 0353050; shcherbakov@nanolab.phys.msu.ru; Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
- Щербаков Александр Викторович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (908) 2359713; a41862@pochta.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Юнин Павел Андреевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; 8 (831) 4179491; yunin@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- Юрасов Дмитрий Владимирович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Яблонский Артем Николаевич** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук; +7 (831) 4179482; yablonsk@ipmras.ru; ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
- **Яссиевич Ирина Николаевна** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; +7 (812) 2927974; irina.yassievich@ mail.ioffe.ru; ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
- **Яшунин Дмитрий Александрович** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук; +7 (831) 4164907; yashuninda@yandex.ru; ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

# Авторский указатель

### A

Abrosimov N.V. 411, 489 Adachi T. 111 Adam A.J.L. 609 Andrianov E.S. 313 Arseyev P.I. 569

#### B

Balanta M.A.G. 164 Beloborodov I.S. 129 Belyakov V.A. 319 Bending S.J. 89 Bergman J.P. 669 Bianco F. 413 Blackman J.A. 190 Bobkov A.M. 13 Bobkova I.V. 13 Bobkova I.V. 13 Borgwardt N. 11 Brasil M.J.S.P. 164 Burnell G. 89 Buzdin A.I. 63

#### С

Carder D.A. 609 Cazzanelli M. 413 Chepugov A. 306 Chidichimo G. 555 Chou J.P. 264 Chtchelkatchev N.M. 129, 313 Clerico V. 573 Cooper J.F.K. 89 Coumou P.C.J.J. 40 Cunningham T.C. 89 Curran P.J. 89

#### D

Danilov Yu.A. 164 Demina P.B. 164 Deßmann N. 411 Diez E. 573 Disseix P. 717 Dorokhin M.V. 164

#### Е

Eaves L. 622 Eschrig M. 89

#### F

Fedorov G. 684 Fedorov S.A. 129 Filpo G. De 555 Finkel M. 684 Flokstra M.G. 89

#### G

Gayduchenko I. 684

#### Gertz F. 218 Godbert N. 595 Goldberg S. 21 Golemme A. 595 Golod T. 21 Goltsman G.N. 684 Golubev D.S. 25 Gruetzmacher D. 11 Grundler D. 224 Grushko V. 306 Guenel H.Y. 11

#### Н

Haesendonck C.Van 278 Hardtdegen H. 11, 256, 509 Heath M. 224 Heimes A. 25 Heitmann J. 413 Henini M. 622 Hovenier J.N. 609 Hsing C.-R. 287 Huber R. 224 Hübers H.-W. 411 Huhtio T. 675

#### I

Iikawa F. 164 Ionescu A. 595 Isidori A. 89

### J

Jusserand B. 630

## K

Kakko J.P. 675 Kardakova A. 684 Khaymovich I.M. 113 Khitun A. 218 Kim J. 89 Kimel A.V. 172 Kinane C. 89 Klaassen T.O. 609 Klapwijk T.M. 40 Knap W. 517, 547 Koike Y. 111 Kopasov A.A. 99 Korolkov A.E. 129 Koski J. 113 Kovalevsky K.A. 411 Krasnikov S.A. 306 Krasnov V. 21 Kravtsov V.E. 113 Krishtopenko S.S. 545, 547 Kruglyak V. 224 Kudriashov M.A. 595

### L

Langridge S.J. 89 Lee S.L. 89 Lento R. 595 Leymarie J. 717 Lipsanen H. 675 Lübben O. 306 Lysenko O. 306

#### М

Macha P. 121 Maisi V.F. 25 Makarovskiy O.N. 622 Mallet E. 717 Malysheva E.I. 164 Mandal P. 703 Mantsevich V.N. 569 Marthaler M. 25 Mashin A.I. 595 Maslova N.S. 569 Mel'nikov A.S. 63, 99 Meziani Y.M. 573 Mironov S.V. 63 Mitin V. 421 Mitskevich E. 306 Mittendorf M. 411 Monemar B. 669 Murphy B.E. 306, 703

## Ν

Nezhdanov A.V. 595 Noji T. 111 Nolte P. 413 Novikov N. 306

## 0

Orlita M. 517 Otsuji T. 421, 620

## Р

Panaitov G. 11 Pavesi L. 413 Pavlov S.G. 411 Pekola J.P. 25, 113 Phillips P.J. 609 Pohl A. 411 Portal J.-C. 622 Pozina G. 669 Pugach N. 89 Pukhov A.A. 313

## R

Radican K. 306 Redlich B. 609 Riemann H. 489, 661 Rouvimov S. 669 Ryzhii M. 421 Ryzhii V. 421

### S

Saira O.-P. 113 Samoylova L. 342 Sánchez-Barriga J. 703 Satchell N. 89 Savinov D.A. 99 Schaepers Th. 11, 256, 509 Schilling J. 413, 652 Schön G. 25 Schouteden K. 278 Schriever C. 413 Schwarze T. 224 Seidel P. 123 Shastin V.N. 411 Shengurov D.V. 411 Shur M. 421 Shvets I.V. 306 Siewert F. 342 Sinn H. 342 Siprova S.V. 595 Sladek K. 11 Snider G. 559 Störmer M. 342

## Т

Teppe F. 517, 531, 547 Termine R. 595 Tiedtke K. 342 Tsyplenkov V.V. 411

## U

Udalov O.G. 129

## V

Velazquez J.E. 573 Vinh N.Q. 609 Volk Ch. 256, 509 Voronov B.M. 684

#### W

Wang Y.L. 264 Wei C.M. 264, 287 Winden A. 256, 509 Winnerl S. 411

## Y

Yuran Niu 703

## Z

Zeldov E. 21 Zhou S. 166, 201 Zhukavin R.Kh. 411 Zvonkov B.N. 164

## A

Абашин А.Е. 27 Абраменко Д.Б. 384 Абрамкин Д.С. 415, 709 Абросимов А.С. 487 Абросимов Н.В. 661, 711 Аверин С.В. 417 Азарова Е.С. 419 Акзянов Р.Ш. 7 Аладышкин А.Ю. 282 Алексеев А.А. 287 Алешкин В.Я. 421, 423, 493, 495, 535, 650 Алкеев Н.В. 417 Алтухов И.В. 609 Альперович В.Л. 229 Аминев Д.Ф. 527 Андреев А.Н. 42 Андреев Б.А. 425, 446, 551, 563 Андрианов А.В. 711 Антипов А.В. 105 Антонов А.В. 433, 440, 531, 571, 583, 585, 609, 644, 723 Антонов В.А. 624 Антонов И.Н. 382, 543, 665 Апель П.Ю. 350 Аплеснин С.С. 133 Арапов Ю.Г. 469, 628 Аристов В.Ю. 306, 703 Артёмова Т.М. 21 Ахсахалян А.А. 348 Ахсахалян А.Д. 317, 348 Ахундов И.О. 229

## Б

Бабенков С. 703 Бабичев А.В. 442 Багаев В.С. 473, 475 Багдинов А.В. 135, 280 Байдакова Н.А. 427, 721, 725 Байдусь Н.В. 429, 431, 491, 557, 640, 691 Бакаров А.К. 415, 709 Бакурский С.В. 9, 44 Балагула Р.М. 656, 686 Балашов Е.М. 250 Барышев А.В. 174 Батов И.Е. 11 Батурина Т.И. 61 Бекин Н.А. 433, 507 Белёвский П.А. 431 Белов А.И. 539, 663 Белолипецкий А.В. 471 Белотелов В.И. 156 Беляев Б.А. 142 Беляков В.А. 435 Беляков В.Ф. 485 Бенедек Дж. 284 Бергман П. 497 Берт Н.А. 680 Беспалов А.В. 138, 214 Беспалов В.А. 501 Бессонов Е.Г. 332 Биасиол Д. 667 Бизяев Д.А. 140

Благов А.Е. 636 Благодатков Д.В. 188, 205 Бобков А.М. 15 Бобкова И.В. 15 Бобров А.И. 427, 437, 613, 721 Бобылев А.В. 711 Бовкун Л.Е. 571 Бовкун Л.С. 440 Богачев С.А. 322, 344 Богданов С.А. 559, 699 Боголюбский А.С. 593 Божко С.И. 300, 306 Бойко М.Е. 445 Большаков А.С. 442 Бондаренко Л.В. 264, 287 Борин А.В. 591 Борисенко Е.А. 195, 701 Борисенко И.В. 42 Борисова С.Д. 284 Буданов Б.А. 250 Будашов В. 23 Будкин Г.В. 444 Будкина Н.С. 445 Будько Т.О. 138 Буздин А.И. 101 Бузмаков А.В. 342 Буравлев А.Д. 675 Бурдов В.А. 435, 661 Бурмистров И.С. 561 Бурмистрова А.В. 17, 31 Бухараев А.А. 140, 231, 262 Бушуев В.А. 324 Бушуйкин П.А. 446, 563 Быков В.А. 233

## B

Вайнер Ю.А. 390 Валидов А.А. 111 Вальков В.В. 19 Варнаков С.Н. 142 Варыхалов А. 703 Васильев А.Л. 201 Васильев А.П. 686 Васильев В.К. 79, 663 Васильевский И.С. 469, 634, 648 Вахтомин Ю.Б. 105 Вдовин В.Ф. 237 Вдовичев С.Н. 144, 146, 158, 207, 211, 237 Веденеев А.С. 201 Ведь М.В. 168, 184 Вербус В.А. 652 Веселова Л.П. 382 Виниченко А.Н. 469, 634 Винников Л.Я. 21 Винниченко В.Ю. 222 Винниченко М.Я. 686 Виноградов А.В. 332 Винославский М.Н. 431 Вихарев А.Л. 699

Вихрова О.В. 160, 168, 199, 491, 523, 549, 613 Вишняков Е.А. 326, 366 Войцеховский А.В. 601 Волков В.А. 448, 481, 511 Волков П.В. 348, 449 Волкова Е.В. 529 Волкова Н.С. 451 Володин А.П. 240 Володин Б.А. 346 Вопилкин Е.А. 115 Воробьев Л.Е. 656, 686 Воробьева Н.В. 148, 150 Ворошнин В.Ю. 453 Востоков Н.В. 485, 541 Вылегжанина М.Э. 292 Высоцкий С.Л. 224 Вялых Д.В. 374

## Γ

Гавриленко В.И. 440, 501, 517, 531, 571, 573, 583, 585, 618, 644 Гайкович П.К. 328, 330, 338 Галиев Г.Б. 634, 636 Галин М.А. 23 Галяс А.И. 133 Ганичев С.Д. 697 Ганьшина Е.А. 160 Гатин А.К. 154, 244, 246, 248 Герловин И.Я. 673 Германенко А.В. 455, 575 Герт А.В. 457 Гисматулин А.А. 459 Гладышева Н.Б. 417 Глебовский В.Г. 306 Гойхман А.Ю. 334 Голикова О.Л. 138, 214 Головатенко А.А. 461 Голуб Л.Е. 444 Голубов А.А. 9, 44 Гольцман Г.Н. 40, 105 Голяшов В.А. 304 Гончаров Б.В. 87 Гончарова Д.А. 87 Горбачук В.В. 262 Горбунков М.В. 332 Гордеева А.В. 27, 50, 93 Горев Р.В. 152, 211 Горшков А.П. 451 Горшков О.Н. 543, 589, 665, 713 Горюнов А.В. 348, 449 Грачев Д.А. 425, 463, 503 Гращенко А.С. 242 Грибко В.В. 382 Грибков Б.А. 144 Григорьев Д.В. 601 Григорьев Ф.С. 465 Гринберг Я.С. 29 Гриняев С.Н. 467

Гришин М.В. 154, 244, 246, 248 Гронин С.В. 497 Грузинцев А.Н. 513 Грузнев Д.В. 264, 287, 701 Гудина С.В. 593, 628 Гудовских А.С. 442 Гурович Б.А. 87 Гуртовой В.Л. 67 Гусев Н.А. 156 Гусев Н.С. 144, 146, 158, 207, 237, 254 Гусев О.Б. 425, 471, 503 Гусев С.А. 144, 158, 207, 266, 374.378 Гусейнов Д.В. 489, 658, 661, 663 Гутаковский А.К. 272, 415, 626

## Д

Давлетов Э.Т. 473, 475 Давоян А.Р. 581 Давыдов В.Ю. 446, 521 Далидчик Ф.И. 250 Данилов С.Н. 697 Данилов Ю.А. 160, 168, 523 Данильцев В.М. 477, 587, 721 Дворецкий С.А. 440, 455, 479, 483, 575, 583, 601, 618, 644 Двуреченский А.В. 515 Девизорова Ж.А. 481 Девятов И.А. 17, 31, 33 Девятов Э.В. 483 Дегтярев В.Е. 691, 693 Дейнека А. 135, 280 Демарина Н.В. 693 Демидов В.В. 195 Демидов Е.В. 477, 485 Демидов Е.С. 162, 487 Демидова Н.Е. 487 Демина П.Б. 168, 199, 523 Демихов Е.И. 135, 280 Лемиховский В.Я. 35 Денисенко М.В. 38, 103 Денисов С.А. 658 Деточенко А.А. 661 Деточенко А.П. 489 Джумалиев А.С. 220 Дивочий А.В. 105 Дикарева Н.В. 491, 493, 535, 650 Дмитриев А.Ю. 260 Долгих Ю.К. 465, 673 Домантовский А.Г. 87 Дорохин М.В. 168, 184, 199, 523 Дохликова Н.В. 244 Дровосеков А.Б. 166, 205 Дроздов М.Н. 378, 427, 449, 477, 485, 507, 699, 707, 719, 721, 723 Дроздов Ю.Н. 160, 394, 477, 507, 615, 699

Дубинов А.А. 421, 493, 495, 535, 583, 650 Дудин Ю.А. 160 Дудко Г.М. 218 Дулина Н.А. 513 Дюжев Н.А. 182, 197, 268

#### Е

Европейцев Е.А. 497 Евстигнеев В.С. 707 Егоркин В.И. 501, 525 Егоров С.В. 483 Егорова С.Г. 697 Ежевский А.А. 489, 661 Елисеев А.А. 256 Елисеев С.А. 465, 673 Емельченко Г.А. 513 Еремеев С.В. 252, 287, 304 Ермачихин А.В. 499 Ермолаев Л.М. 501 Ермолаева О.Л. 144, 146, 158, 207, 213, 254, 513 Ермолаева Ю.В. Ерофеева И.В. 168 Ершов А.В. 425, 461, 503, 597 Ершов П.А. 334 Есин М.Ю. 678 Ефимов Ю.П. 465, 673

## Ж

Жарков С.М. 142 Житов В.А. 417 Жмерик В.Н. 521, 669 Жолудев М.С. 440, 505, 618 Жукавин Р.Х. 433, 507, 711, 727 Жуков А.А. 85, 256, 509

## 3

Забавичев И.Ю. 529 Заболотных А.А. 511 Забродин И.Г. 340, 392 Зайцев С.В. 258, 513 Зайцев-Зотов С.В. 260 Засавицкий И.И. 571 Захаров А.А. 220, 703 Захаров Л.Ю. 417 Захарьин А.О. 711 Звездин А.К. 156 Зверев Д.Г. 489 Зверькова И.И. 513 Звонков Б.Н. 160, 431, 491, 463, 495, 523, 535, 549, 615, 650 Здоровейщев А.В. 168, 184, 451, 523 Земляков В.Е. 501, 605 Зенкевич А.В. 201 Зиганшин М.А. 262 Зиганшина С.А. 262 Зиновьев В.А. 515 Зиновьева А.Ф. 515 Злотников А.О. 19

Зорина М.В. 336, 351, 355, 372 Зотов А.В. 264, 287 Зуев С.Ю. 338, 340, 346, 357, 386, 388, 390 Зыков Г.С. 160

### И

Иванов В.А. 605 Иванов С.В. 497, 521, 669 Иванченко М.В. 701 Ивченко Е.Л. 682 Игнатьев И.В. 577, 673 Иконников А.В. 440, 517, 571, 618 Ильинская Н.Д. 680 Ильичев Е.В. 107 Ильницкий М.А. 624 Имамов Р.М. 636 Истомин Л.А. 451 Исупова Г.Г. 519

## К

Каверин Б.С. 266, 374 Каверина Л.Б. 266 Кавокин А.В. 577, 673 Каган М.С. 609 Кадыков А.М. 531, 583, 644 Казанов Д.Р. 521 Казанцев Д.М. 229 Кайбышев В.Х. 521 Калентьева И.Л. 523 Камаев Г.Н. 459 Капаев В.В. 525 Капельницкий С.В. 166 Карабанова И.А. 503 Караштин Е.А. 170, 191, 209 Кардакова А.И. 40 Карзанов В.В. 162, 207, 487 Карпов А.В. 363 Касаткин А.П. 543, 665, 713 Каськов И.А. 340, 392 Квон З.Д. 483 Кетков С.Ю. 266 Кецко В.А. 138, 214 Кирсанкин А.А. 244 Кислинский Ю.В. 42 Клековкин А.В. 648 Кленов Н.В. 9, 44, 46, 95, 107, 109, 125, 127 Климко Г.В. 497 Климов А.Ю. 144, 146, 207, 237, 507 Климов Е.А. 634, 636 Климовских И.И. 304, 308, 453 Клоков А.Ю. 527 Клочков А.Н. 636 Клушин А.М. 23, 48, 81 Клюенков Е.Б. 346, 378 Ковалева Н.Н. 135, 280 Ковалевский К.А. 433 Ковалевский С.А. 250

Ковальчук А.В. 501 Кожевников А.В. 218 Кожевников И.В. 342 Кожухов А.С. 229 Кожушнер М.А. 154, 246 Козлов В.А. 529 Козлов Д.В. 433, 507, 531 Козловский В.И. 473 Козулин А.С. 533, 567 Козьмин А.М. 268 Колесников А.О. 366 Колмычек И.А. 174, 191 Колпаков Д.А. 535, 650 Комаров Д.А. 87 Конаков А.А. 435, 489, 533, 537, 661, 695 Кононов А. 483 Константинян К.И. 42, 71 Коптева Н.Е. 577 Копьев П.С. 521 Королев Д.С. 79, 539, 663 Королев С.А. 79, 270, 541, 719 Королева А.В. 661 Коротан С.Н. 673 Коршунов А.С. 618 Корытин А.И. 731 Коряжкина М.Н. 543, 665, 713 Косолобов С.С. 272 Котов В.М. 417 Котомина В.Е. 382 Kox K.A. 304 Кочелап В.А. 431 Кравец Н.А. 688 Кравцов Е.А. 205 Красильник З.Ф. 425, 427, 493, 549, 551, 553, 652, 658, 715 Красильникова Л.В. 551 Крейнес Н.М. 166, 205 Кремлев К.В. 266, 374 Кретинин В.В. 133 Кривобок В.С. 473, 475 Кривулин Н.О. 613 Кривцун В.М. 384 Криницина Т.П. 188 Криштопенко С.С. 440, 517 Крутянский В.Л. 191 Крыжков Д.И. 549 Крюков Р.Н. 168, 663 Кугель К.И. 176 Кудасов Ю.Б. 178, 618, 660 Кудренко Е.А. 513 Кудрин А.В. 160, 168, 615, 661 Кудрявцев К.Е. 493, 495, 551, 553, 583, 585, 644, 715 Кудряшов Д.А. 442 Кудряшов М.А. 555 Кузин С.В. 322, 344, 392 Кузнецов А.В. 46 Кузнецов В.И. 52 Кузнецов П.И. 417, 473 Кузнецов С. 276

Кузнецов С.М. 334 Кузнецова Н.В. 521 Кузнецова Т.А. 292 Кузьмин Л.С. 27, 50, 93, 107 Кузьмичев С.А. 31 Кукушкин В.А. 557, 559 Кукушкин С.А. 242, 296, 638 Кулагина М.М. 686 Кулак А.И. 244 Кулаков А.Б. 115 Кулатов Э.Т. 201 Кулешова Е.А. 87 Кулик Л.В. 515 Куликов К.В. 123 Кулин Г.В. 324 Кунцевич А.Ю. 561, 579 Кунькова З.Э. 160 Куприянов И.Н. 626 Куприянов М.Ю. 9, 44 Курдюбов А.С. 673 Курин В.В. 54 Курицын Д.И. 585, 644 Курова Н.В. 435, 537, 589 Кутин А.А. 292 Кутузов Л.В. 87 Кучинская П.А. 515 Л Лаврухин Д.В. 636 Ладенков И.А. 485 Латышев А.В. 229, 272, 479 Латышев Ю.И. 448 Лачинов А.А. 150 Лачинов А.Н. 150 Лебедева Н.М. 680 Левичев М.Ю. 48, 81 Левичев С.Б. 451 Левкович Н.В. 350 Леонов А.В. 624 Лесников В.П. 160, 162 Литвинов В.Г. 499 Лихачев И.А. 201 Лобанов Д.В. 725 Лобанов Д.Н. 507, 563 Логинов Д.К. 465 Логунов А.А. 565 Лозовик Ю.Е. 85 Лопатин А.Я. 346, 378, 386 Лукьянов А.Ю. 348, 449, 671 Лучин В.И. 346, 378, 386 Любомирский М. 276 Ляпилин И.И. 180 Лященко С.А. 142

## Μ

Мазов Л.С. 57 Мазуркин Н.С. 182, 197 Майзлах А.А. 258 Макаров И.В. 618 Максимова Г.М. 419 Малеев Н.А. 501 Малехонова Н.В. 437, 721 Малышев А.И. 519, 567 Малышев И.В. 380 Малышева Е.И. 184, 199 Мамин Г.В. 489 Мамин Р.Ф. 186 Маремьянин К.В. 440, 501, 571, 573 Маркелов А.С. 382, 663 Мартовицкий В.П. 648 Марченко Д. 703 Марычев П.М. 97 Маслов Д.А. 178, 618, 660 Маслова Ю.Я. 332 Мастеров Д.В. 59, 79, 93 Матвеев Ю.А. 201 Матецкий А.В. 264, 287 Матрозова Е.А. 50 Машанов В.И. 678 Машин А.И. 555, 565, 597 Медведев Г.В. 605 Мельников А.С. 97 Мельников М.Ю. 667 Миляев М.А. 188, 205 Миньков Г.М. 455 Миньков И.М. 575 Мирлин А. 119 Миронов А.Ю. 61 Миронов В.Л. 152, 190, 207, 211, 213, 254 Митрофанов А.В. 350 Михайленко М.С. 351, 355 Михайлов А.В. 577 Михайлов А.Н. 79, 539, 663 Михайлов Г.М. 222 Михайлов Н.Н. 440, 455, 479, 483, 575, 583, 601, 618, 644 Моисеев А.Н. 707 Моисеенко И.М. 581 Молодцов С.Л. 374 Молодиова О.В. 703 Молокеев М.С. 142 Монемар Б. 497 Моргун Л.А. 579 Мордкович В.Н. 624 Морозов Д.В. 40 Морозов И.А. 442 Морозов М.Ю. 581 Морозов С.В. 531, 549, 571, 573, 583, 585, 644 Музыченко Д.А. 278, 282 Муняев В.О. 38 Мурель А.В. 477, 587, 603 Мурзин В.Н. 525 Мурзина Т.В. 174, 191 Мустафа Л. 195 Мустафин И.А. 675 Мухаматчин К.Р. 589 Мухин А.С. 27, 237 Мучников А.Б. 699 Мыльников В.М. 65

Мясников А.С. 77 Н Нагаев К.Э. 193, 591 Назин С.С. 306 Насретдинова В.Ф. 260 Наумова Л.И. 188 Неведомский В.Н. 680 Неверов В.Н. 469, 593, 628 Нежданов А.В. 463, 555, 597, 615,663 Некипелов С.В. 353, 374 Некоркин С.М. 491, 493, 535, 650 Ненашев А.В. 515 Нестоклон М.О. 457 Нечаев Д.В. 669 Нечаев И.А. 252 Никитина Е.В. 442 Никитов С.А. 224 Никифоров А.И. 678 Никифоров В.Е. 709 Николаев С.А. 244 Николаев С.Н. 201, 473, 475 Николичев Д.Е. 168, 663 Никулин А.А. 191 Никулин Ю.В. 220 Никулов А.В. 67, 69 Новиков А.В. 427, 437, 449, 475, 493, 563, 599, 652, 715, 721, 723, 725, 727 Новиков В.А. 601 Новицкий Н.Н. 138, 214 Новодворский О.А. 166, 201 Ноздрин Ю.Н. 237 Нургазизов Н.И. 140

## 0

Оболенская Е.С. 603 Оболенский С.В. 529, 603, 605 Образова А.С. 376 Объедков А.М. 266, 374 Овсянкин В.В. 673 Овсянников Г.А. 42, 71, 195 Овчинников С.Г. 142 Одобеско А.Б. 258 Окороков М.С. 180 Ольшанский Е.Д. 87 Онищенко Е.Е. 473, 475 Орехов Д.Л. 471 Орлов М.Л. 433 Орлова Е.Е. 607, 609 Орлова Н.Н. 306 Осипов А.В. 242, 296, 638 Охапкин А.И. 79, 115, 477, 485, 719

## Π

Павлов Д.А. 427, 437, 613, 721 Павлов С.А. 59, 79, 93 Павлова А.Ю. 220 Пальянов Ю.Н. 626 Панасевич А.М. 133 Панкратов А.Л. 27, 50, 65, 75, 77, 93, 107, 115, 117, 127 Панкратова Е.В. 75, 77 Парафин А.Е. 59, 79, 93 Парьев Д.Е. 355, 380, 390, 392 Пахомов Г.Л. 671 Пашаев Э.М. 201 Пашковский А.И. 48 Пенягин И.В. 611 Перов А.А. 611 Перов Н.С. 201 Пестов А.Е. 351, 355, 380, 392 Пестов Е.Е. 48, 81 Петржик А.М. 42, 195 Петров В.В. 465 Петров М.Ю. 654 Петров Ю.В. 144, 158, 207 Петрова М. Г. 280 Петрова О.В. 353, 374 Петрякова Е.В. 160 Петухов А.Е. 304 Пийр И.В. 353 Пикус Ю.Г. 431 Пирогов А.В. 437, 613 Питиримова Е.А. 160 Планкина С.М. 615 Платонов В.В. 618, 660 Погосов В.В. 83, 85 Подгорных С.М. 469, 628 Поддубная Н.Н. 214 Поддубный А.Н. 537, 630, 717 Подольский В.В. 162 Позина Г.Р. 497 Полищук О.В. 620 Полковников В.Н. 326, 328, 330, 357, 380, 386, 390, 392 Попков С.А. 489, 661 Попов В.В. 581, 620, 682 Попов В.Г. 622 Попов В.П. 624, 626 Попов З.И. 142 Попов М.Р. 628 Порошин В.Н. 431 Постолова С.В. 61 Потехин А.А. 529 Пошакинский А.В. 630 Преображенский В.В. 585, 680 Преображенский Р.С. 182, 197 Преображенский Р.Ю. Приходько К.Е. 87 Просеков П.А. 636 Протогенов А.П. 632 Пручкина А.А. 473 Пудалов В.М. 561, 579 Пудонин Ф.А. 135, 280, 350 Пузанов А.С. 529 Пунегов В.И. 359, 361, 363 Путилов А.В. 282

Путято М.А. 585, 680 Пушкарёв С.С. 634, 636

#### Р

Рагозин Е.Н. 326, 366 Радищев Д.Б. 699 Разумов Д.Д. 91 Ральченко В.Г. 527 Рахманов А.Л. 7 Рахмонов И.Р. 123 Ревин Л.С. 27, 93, 115 Редьков А.В. 638 Резник А.Н. 270 Ремесник В.Г. 479 Рогило Д.И. 272 Рогов В.В. 144, 146, 207, 237 Рогожкина Н.В. 48 Родина А.В. 461 Родякина Е.Е. 229 Рожков А.В. 7 Романова Ю.Ю. 640, 642 Рощупкин Д.В. 368 Рубанов С. 626 Рубцов А.Н. 121 Рудая Н.С. 229 Ружицкий В.И. 95 Румянцев В.В. 531, 571, 583, 585,644 Русина Г.Г. 284 Русинов И.П. 304 Рут О.Э. 455, 575 Рыбкин А.Г. 304, 453 Рыжкова М.В. 701 Рыжов Д.А. 97 Рыков А.В. 199 Рыльков В.В. 166, 201 Рябкова М.С. 203 Рябов А.С. 565 Рябова Л.И. 697 Рябухина М.В. 205

## С

Сабликов В.А. 646 Савельев А.П. 469 Савинов С.А. 525 Савицкий А.О. 166, 205 Садофьев Ю.Г. 499, 517, 648 Салахутдинов Л.Ф. 111 Салащенко Н.Н. 328, 330, 336, 338, 340, 346, 351, 355, 357, 372, 378, 380, 386, 388, 390, 392 Самариев И.В. 650 Самойлова К.Ю. 182 Самохвалов А.В. 91, 101 Сапега В.Ф. 465 Сапожников М.В. 144, 158, 191, 207 Сарайкин В.В. 648 Саранин А.А. 264, 287 Сарвадий С.Ю. 244

Сатанин А.М. 38, 103, 589 Сафронов Л.Н. 626 Сахаров В.К. 224 Сбойчаков А.О. 176 Светличный В.М. 292 Свечников М.В. 372, 388 Свечникова Е.К. 209 Свешников Ю.Н. 605 Свиридова Т.А. 42 Седов В.С. 527 Селова И.В. 497 Семенов А.В. 33 Семенов В.Н. 306 Семенов Н.М. 266, 374 Семина М.А. 461 Семисалова А.С. 201 Семягин Б.Р. 585, 680 Сергеев Д.М. 31 Сергеев С.М. 644, 652 Сивков В.Н. 353. 374 Сидоренко К.В. 435 Сизов Ф.Ф. 479 Ситников С.В. 272 Скипетров Е.П. 697 Скляднева И.Ю. 284 Скороходов Е.В. 144, 152, 190, 211, 213, 477, 563, 652 Слуцкий В.Г. 248 Смагина Ж.В. 515 Смирнов А.Е. 539, 663 Смирнов А.И. 731 Смирнов А.Н. 521 Смирнов К.В. 105 Смирнов Н.В. 158 Смирнова И.А. 376 Смотрин Д.С. 605 Снигирев А.А. 276, 334 Снигирева И.И. 276, 334 Соболев А.С. 50 Соболев М.С. 442 Совык Д.Н. 527 Соколов П.С. 654 Соловьев И.И. 9, 44, 46, 95, 107, 109, 125, 127 Сорба Л. 667 Сорокин С.В. 497 Софронов А.Н. 656 Спиридонов М.В. 384 Спирин К.Е. 440 Степанов А.Н. 731 Степанов Б.С. 707 Степина Н.П. 515 Степихова М.В. 652, 568 Стогний А.И. 138, 214, 224 Столяров В.Л. 87 Стрельцов С.В. 176 Струля И.Л. 357, 380 Стужин П.А. 671 Ступаков О. 135 Суворов Э.В. 376 Сурдин О.М. 618, 660

Суслов Л.А. 348 Суханов А.А. 646 Суханова Т.Е. 292 Сухоруков А.В. 489, 661 Т Тагиров Л.Р. 216 Таланов Ю.И. 111 Тарасов И.А. 142 Тарасова Е.А. 603, 605 Тархов М.А. 87 Татарский Д.А. 158, 203, 266, 378 Телятник Р.С. 296 Темирязев А.Г. 201, 220, 298, 300, 302 Темирязева М.П. 160, 220, 300, 302 Терехов А.С. 229 Терешенко О.Е. 304 Тертышник А.Д. 348, 449 Теруков Е.И. 471 Тетельбаум Д.И. 79, 539, 658, 663 Тимофеев В.А. 678 Титова Н. 483 Тихов С.В. 543, 665 Тихонов Е.С. 667 Тихонова О.В. 46 Тонких А.А. 656 Торопов А.А. 497, 669 Торопов М.Н. 355, 372, 380 Травкин В.В. 671 Трахтенберг Л.И. 154, 246 Трифонов А.В. 673 Тронов А.А. 162 Тропанова А.Н. 115, 485 Трухин В.Н. 675 Трушин В.Н. 162, 382, 663 Тугушев В.В. 166, 201 Туктамышев А.Р. 678 Тупиков Е.В. 561 Тупчая А.Ю. 264, 287 Туркевич Р.В. 35 У

## y

Удалов О.Г. 237 Усеинов Н.Х. 216 Устинов А.В. 121, 205 Устинов В.В. 180, 188 Устинов В.М. 501 Ушанов В.И. 680

## Φ

Фадеев М.А. 585 Фатеев Д.В. 682 Федина Л.И. 272 Федотов Н.И. 260 Фефелов А.Г. 485 Филимонов Ю.А. 211, 218, 220, 224

Филиппов А.В. 618 Филянина М.В. 304, 308, 453 Финкель М.И. 40 Фирсов Д.А. 656, 686 Фомин Л.А. 222 Фраерман А.А. 144, 170, 191, 203, 207, 209 Франк А.И. 324 Фролов А.В. 302 Фролова Е.В. 688

## Х

Хаджийский Ф.Ю. 384 Хазанова С.В. 691, 693 Хайдуков Ю.Н. 195 Хананова А.В. 605 Хапугин Е.Ю. 485 Харитонов В.А. 248 Харус Г.И. 628 Хвостова Л. 280 Хейккила Т.Т. 193 Хивинцев Ю.В. 211, 220, 224 Хомицкий Д.В. 695 Хомский Д.И. 176 Хоршев С.К. 48 Хохлов Д.Р. 697 Храпай В.С. 667 Хрыкин О.И. 485, 699, 719

## Ц

Цветков В.А. 527 Циркин С.С. 252 Цуканов Д.А. 701 Цыбин Н.Н. 346, 357, 378, 386

## Ч

Чайка А.Н. 306, 703 Чалдышев В.В. 442, 680 Чалков В.Ю. 658 Чевелева Е.А. 597 Чербунин Р.В. 577 Черненко А.В. 705 Черничкин В.И. 697 Чернов В.В. 559 Черноглазов К.Ю. 201 Черных А.В. 222 Чесноков Ю.М. 201

Чигинев А.В. 50, 93, 115 Чижевский Е.Г. 571 Чижик С.А. 292 Чилясов А.В. 707 Чиненков М.Ю. 182, 197, 268 Чубанов А.А. 695 Чукланов А.П. 262 Чулков Е.В. 252, 284, 304, 632 Чупрунов Е.В. 382 Чурин С.А. 351, 353, 603 Чурин А.Ю. Чхало Н.И. 328, 330, 336, 338, 340, 351, 353, 357, 372, 380, 388.392

## Ш

Шадров В.Г. 224 Шайманов А.Н. 174 Шалеев М.В. 427, 599, 652, 721, 725, 727 Шамирзаев Т.С. 415, 709 Шампоров В.А. 117 Шапиро Д.С. 85, 119, 121 Шаповал С.Ю. 501 Шапошников Р.А. 111, 390 Шапошникова Т.С. 111 Шарко С.А. 214 Шарков А.И. 527 Шарков М.Д. 445 Шастин В.Н. 433, 507, 711 Шатохин А.Н. 326, 366 Шашкин В.И. 477, 485, 541, 587, 603, 699, 719 Шварц Н.Л. 229 Швецов А.Е. 537 Шевченко Е.А. 669 Шелушинина Н.Г. 469, 628 Шенгуров В.Г. 658, 715 Шенгуров Д.В. 551, 553 Шенина М.Е. 713 Шерстнев И.А. 135 Шерстобитов А.А. 455, 575 Шестов С.В. 326, 344 Шикин А.М. 304, 308, 453 Ширяева Т.И. 292 Шитов С.В. 75 Шишов А.А. 27

Шмагин В.Б. 553, 715 Шмаенок Л.А. 346 Шнирман А. 119 Шовкун А.Д. 115 Шовкун Д.В. 667 Шорохова А.В. 166, 201 Штыгашев А.А. 29 Шуб Б.Р. 154, 244, 246, 248 Шубина Т.В. 521, 669, 717 Шукринов Ю.М. 123 Шулешова И.Ю. 115

## Ш

Шур В.Я. 310 Щеглов Д.В. 272 Щеголев А.Е. 125, 127 Щербаков А.В. 340, 388, 392

Эченике П.М. 252

## Ю

Э

Юнин П.А. 59, 79, 160, 266, 338, 394, 427, 477, 485, 493, 563, 599, 658, 699, 707, 719, 721 Юнкин В.А. 276, 334 Юрасов Д.В. 433, 493, 507, 599, 715, 721, 723, 727 Юрасова Д.В. 437 Юров А.С. 182, 197, 427, 449

## Я

Яблонский А.Н. 425, 429, 446, 507, 549, 725, 727 Яговкина М.А. 680 Яковлев И.А. 142 Якубов Р.Р. 160, 211 Якунин М.В. 469, 593, 628 Якушев М.В. 479 Янушкевич К.И. 133 Ярошевич А.С. 229 Яссиевич И.Н. 425, 457, 471, 729 Яшина Л.В. 697 Яшунин Д.А. 731

## НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

## Труды XIX Международного симпозиума

Нижний Новгород, 10-14 марта 2012 г.

Том 2: секция 3

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». Уч.-изд. л. 39. Усл. п. л. 45,1. Заказ № 16. Тираж 350.

Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского 603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23 Тел. (831) 465 78 25

Подготовка оригинал-макета к печати М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского 603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37 Тел. (831) 433 83 25