НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XVII Международного симпозиума

11–15 марта 2013 г., Нижний Новгород

Том 2: секция 3

Нижний Новгород
2013

Организаторы

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

Программный комитет

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

Организационный комитет

К.Е. Спирин, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.А. Камелин, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.И. Кузьмичев, 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

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831)4179465, (831)4179494+155, факс: (831)4179464
e-mail: symp@ipmras.ru

Симпозиум проводится при поддержке

Российской академии наук
http://ras.ru

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

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

Фонда некоммерческих программ «Династия»
http://www.dynastyfdn.com

Научно-производственной компании ЗАО «АСТОР»
http://www.astor.ru

ООО «Брукер»
http://www.bruker.com/ru.html

CDP Systems Corp.
http://www.cdpsystems.com

ООО "ВИЛКОМ ХОЛДИНГ"
http://www.vilcom.ru/

ИНТЕК АНАЛИТИКА
http://www.invac.ru

ОАО "Завод Протон-МИЭТ"
http://www.zproton.ru

ООО "Криотрейд"
http:// www.cryotrade.ru/

ЗАО «НТ-МДТ»
http://www.ntmdt.ru

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

Newport Corporation
http://www.newport.com

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

ООО «ОПТЭК»
http://www.optec.zeiss.ru

Rohde & Schwarz
http://www.rohde-schwarz.ru/

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

Техноинфо Лтд.
http://www.technoinfo.ru

Секция 3

Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Свойства экситонных состояний в квантовых ямах Zn(Cd)Se/ZnMgSSe с нерезкими гетероинтерфейсами

***В.С. Кривобок*[1,2], *А.Ф. Адиятуллин*[1,2], *С.В. Шевцов*[1,2], *С.Н. Николаев*[1]**

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва.
[2] Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный.

e-mail: krivobok@lebedev.ru

Исследование свойств Бозе-конденсата экситонных поляритонов в микрорезонаторах со встроенными квантовыми ямами (КЯ), реализуемого при комнатной температуре, крайне привлекательно как с фундаментальной точки зрения, так и с целью разработки оптоэлектронных устройств нового поколения. В подобных структурах в качестве одного из наиболее перспективных методов стимуляции релаксации поляритонов в низшее энергетическое состояние рассматривается электрон-поляритонное рассеяние [1]. Реализация данного механизма подразумевает исследование как способов управления концентрацией носителей в КЯ, так и их влияния на оптические свойства структур. В частности, широко известно, что экситон-электронное рассеяние может приводить к существенному уширению экситонного резонанса, снижая эффективность взаимодействия экситонного состояния с модой микрорезонатора. Цель данной работы заключалась в исследовании экситон-электронного рассеяния в гетероструктурах с КЯ на основе соединений ZnSe, для которых возможно достижение режима сильной связи экситонов с фотонами при комнатной температуре [2].

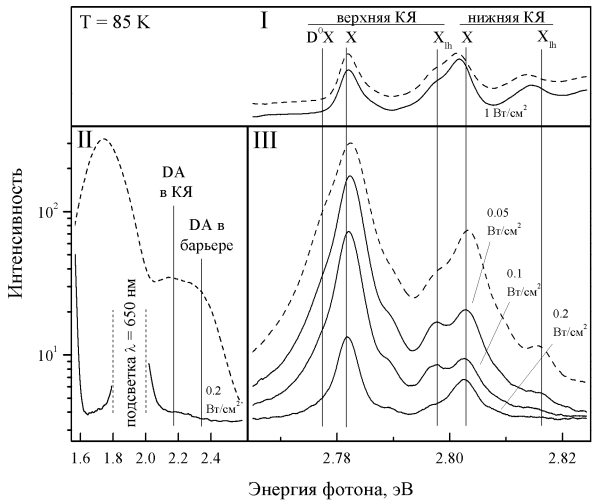


Рис. 1. Спектры фотоотражения (I), ФЛ донорно-акцепторных пар (II) и ФЛ вблизи дна экситонной зоны (III), записанные при подсветке излучением λ = 650 нм (сплошные кривые) и без подсветки (пунктир). Интенсивность подсветки приведена на рисунке. Возбуждение ФЛ лазером λ = 405 нм и интенсивностью 20 мВт/см^2 (II) и 1 мВт/см^2 (III).

Исследуемые структуры с КЯ Zn(Cd)Se/ZnMgSSe были выращены методом MOCVD на подложках GaAs в атмосфере водорода при низком давлении (75 Торр) и температуре 450–460 °C. Ввиду высокой температуры роста наблюдалось размытие гетерограниц КЯ, однако, согласно результатам измерения рентгеновской рефлектометрии, латеральная однородность границ оставалась высокой. Ниже приводятся результаты для структур с двумя КЯ Zn(Cd)Se/ZnMgSSe толщиной 12–20 нм, характеризовавшихся наименьшим неоднородным уширением линий фотолюминесценции (ФЛ).

Было установлено, что, независимо от степени размытия гетерограниц, структура экситонных состояний во всех КЯ хорошо описывается в рамках представления о напряженном слое Zn(Cd)Se с толщиной, превышающей Боровский радиус экситона. В спектрах ФЛ регистрируются линии излучения свободных экситонов с тяжелой (X) и легкой (X_{lh}) дыркой; экситонов с тяжелой дыркой, связанных на мелких донорах (D^0X) [3]; а также донорно-акцепторных пар (DA) (рис. 1).

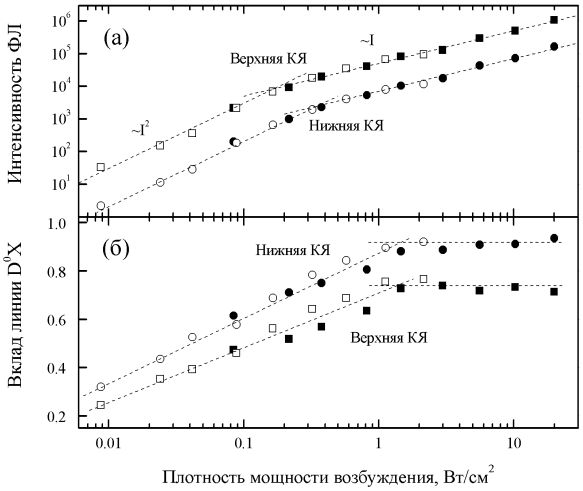


Рис. 2. (а) Зависимость интегральной интенсивности ФЛ от интенсивности возбуждения; (б) зависимость вклада линии излучения связанных экситонов в интегральную ФЛ. Обозначены измерения в режиме фокусировки (закрашенные точки) и расфокусировки (пустые точки) возбуждающего излучения. Температура 5 °K, возбуждение лазером λ = 405 нм.

Одним из основных безызлучательных каналов распада экситонов является их захват заряженными дефектами, прежде всего, донорами, находящимися в ионизованных состояниях (D^+). Это подтверждается зависимостью интенсивности ФЛ от интенсив-

ности возбуждения, которая переходит из сверхлинейного режима в линейный при увеличении интенсивности возбуждения (рис. 2а), демонстрируя насыщение канала безызлучательного распада экситонов на заряженных донорах D^+. Наряду с этим при увеличении интенсивности возбуждения наблюдается рост количества нейтральных доноров, плавно переходящий в режим насыщения (рис. 2б). Это прямо свидетельствует о том, что безызлучательная гибель экситонов на заряженных донорах переводит последние в нейтральное состояние [3].

В эксперименте с надбарьерном возбуждением ФЛ при дополнительной подбарьерной подсветке излучением с длиной волны 650 нм (энергия кванта 1.90 эВ) или 970 нм (1.28 эВ) наблюдалось три эффекта: (1) резкое снижение интегральной интенсивности ФЛ; (2) исчезновение линии D^0X; (3) изменение ширины линий люминесценции. Данные эффекты регистрируются при температурах около 100 °К и практически отсутствуют при температуре 5 °К. При этом влияние подсветок с длинами волн 650 нм и 970 нм было качественно одинаковым. Это свидетельствует об отсутствии влияния электронной системы GaAs подложки на наблюдаемые процессы, так как она поглощает излучение с длиной волны 650 нм, но прозрачна для излучения с длиной волны 970 нм.

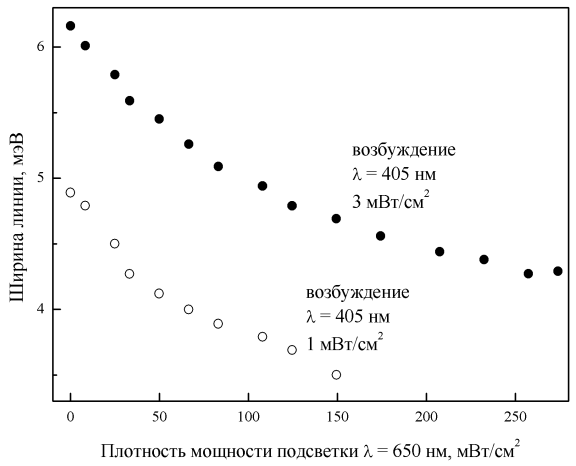


Рис. 3. Ширина линии излучения свободных экситонов в зависимости от интенсивности подбарьерной подсветки. Температура 85 °К.

Эффективное поглощение подбарьерной подсветки в структуре должно происходить вблизи уровня Ферми, где присутствуют как занятые, так и свободные энергетические состояния. Так как исследуемые слои на основе ZnSe и подложка GaAs характеризуются n-типом проводимости, то уровень Ферми находится вблизи дна КЯ. Таким образом, наиболее вероятно, что процессы поглощения излучения подсветки связаны с фотоионизацией нейтральных доноров или с выбросом электронов из КЯ в барьер (энергетическая высота барьера около 0.2 эВ). Оба этих механизма приводят к увеличению числа ионизованных доноров, что резко уменьшает время безызлучательной гибели экситонов на них, приводя к снижению интегральной интенсивности ФЛ (рис. 1). Связь данного эффекта именно с безызлучательным распадом экситонов подтверждается отсутствием существенного изменения спектров отражения даже при больших интенсивностях подсветки (рис. 1). В свою очередь, снижение числа нейтральных доноров в КЯ определяет уменьшение относительного вклада линии D^0X. Изменение ширины линий ФЛ (рис. 3) может быть связано с возрастанием роли флуктуаций потенциала или изменением константы экситон-фононного взаимодействия из-за увеличения числа заряженных центров. Также ширина линий ФЛ может меняться из-за перераспределения заряда между КЯ и подложкой, приводящего к изменению вклада экситон-электронного рассеяния.

Анализ температурной зависимости однородного уширения линий люминесценции в различных образцах свидетельствовал об усилении взаимодействия с LO фононами при размытии гетерограницы. Наиболее вероятной причиной этого является разная степень локализации электронов и дырок в области нерезкого интерфейса КЯ, способствующая увеличению экситон-фононной связи через фрелиховский механизм. Также при переходе к более размытым КЯ наблюдалось увеличение энергетического сдвига между максимумами линий излучения свободных и связанных экситонов. Это объясняется изменением характера затухания волновой функции связанного и свободного экситонов в области размытия интерфейса: локализация экситонов на дефектах, расположенных возле центра КЯ, препятствует выталкиванию экситонных уровней интерфейсным потенциалом, увеличивая тем самым их энергию связи. Уменьшение времени затухания экситонной люминесценции по мере размытия гетерограниц, наблюдаемое в широком диапазоне температур, связано, по-видимому, с увеличением концентрации заряженных дефектов вблизи КЯ с нерезким интерфейсом. Для исследованных структур такими дефектами могут быть междоузельный Mg и катионные вакансии.

1. Baumberg J.J. Electron-Polariton Scattering in Semiconductor Microcavities / P.G. Lagoudakis, M.D. Martin, J.J. Baumberg, A. Qarry, E. Cohen and L.N. Pfeiffer // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90, N. 20. P. 206401.

2. Sebald K. Strong coupling in monolithic microcavities with ZnSe quantum wells / K. Sebald, M. Seyfried, S. Klembt, S. Bley, A. Rosenauer, D. Hommel and C. Kruse // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 161104.

3. Кривобок В.С. Влияние размытия гетерограницы на свойства экситонных состояний в квантовых ямах Zn(Cd)Se/ZnMgSSe / А.Ф. Адиятуллин, В.В. Белых, В.И. Козловский, В.С. Кривобок, В.П. Мартовицкий, С.Н. Николаев // ЖЭТФ. 2012. Т. 142, вып. 5 (11). С. 1005–1019.

Расчет многофононных особенностей в спектрах примесной фотопроводимости n-GaAs

***В.Я. Алешкин*[1,2], *А.В. Антонов*[1,2], *Д.И. Бурдейный*[1]**

[1]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2]Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: aleshkin@ipmras.ru

Данная работа посвящена теоретическому описанию наблюденных ранее особенностей в спектрах примесной проводимости n-GaAs [1]. Эти особенности имеют вид спадающих ступеней при энергиях фотона, почти кратных 3-5 энергиям продольного оптического фонона (см. рис. 1).

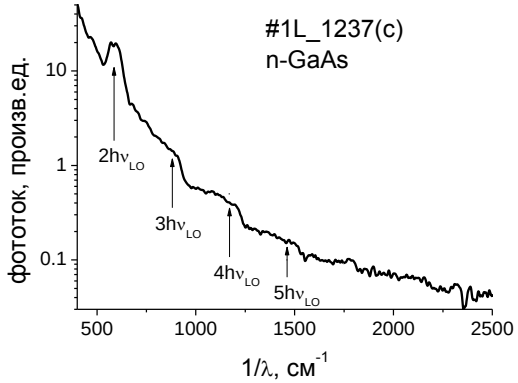


Рис. 1. Спектр примесной фотопроводимости n-GaAs

Сигнал фотопроводимости пропорционален произведению концентрации неравновесных электронов в зоне проводимости и их подвижности. Концентрация электронов в зоне проводимости пропорциональна времени их жизни. Время жизни электрона определяется временем релаксации энергии на акустических фононах, поскольку это самый длительный процесс (~10^{-8}с). Время релаксации на акустических фононах зависит от того, какова была энергия электрона после испускания последнего оптического фонона, поскольку испускание оптического фонона – очень быстрый процесс (~10^{-13} с). Действительно, после испускания последнего оптического фонона электрон может оказаться на дне зоны проводимости, откуда он будет захвачен на донорный центр. Этот случай соответствует фотовозбуждению с величиной энергии фотона, равной $N\hbar\omega_{LO}+\varepsilon_i$ где N – целое число, ε_i – энергия ионизации донора. Если энергия электрона после испускания оптического фонона оказывается равной $\hbar\omega_{LO}-\varepsilon_i$, то электрон будет вынужден отдать эту энергию акустическим фононам. Этот случай соответствует фотовозбуждению с величиной энергии фотона, равной $N\hbar\omega_{LO}$. Из вышеизложенного ясно, что фотопроводимость для второго случая (при одинаковом N) выше, чем в первом случае.

Эти рассуждения качественно объясняют наличие скачков в спектрах фотопроводимости. Для количественного описания представим спектр фототока в виде: $I(\omega)=I_0(\omega)\cdot A(\omega)W(\omega)$, где $W(\omega)$ - вероятность фотовозбуждения электрона с примесного состояния светом с частотой ω, $A(\omega)$ - количество фотонов, которые попадают внутрь образца ($A(\omega)$ зависит от условий проведения эксперимента). Будем называть величину $I_0(\omega)$ нормализованной фотопроводимостью. Если бы темп фотовозбуждения электронов поддерживался постоянным, величина $I_0(\omega)$ была бы пропорциональна наблюдаемому сигналу фотопроводимости.

Найти зависимость $I_0(\omega)$ можно путем решения кинетического уравнения Больцмана. Поскольку время испускания оптических фононов на несколько порядков меньше времени релаксации энергии на акустических фононах, можно пренебречь вкладом в фотопроводимость электронов с энергией, большей энергии оптического фонона. Поэтому для расчета фотопроводимости можно положить время испускания оптических фононов равным нулю и решать кинетическое уравнение в области, где энергия электронов меньше $\hbar\omega_{LO}$. Функцию распределения фотоэлектронов будем полагать изотропной, поэтому можно использовать кинетическое уравнение Больцмана в пространстве полной энергии:

$$R(E)\frac{\partial f(E)}{\partial t}=-R(E)f(E)\int_{-\infty}^{+\infty}W(E,E')dE'+ \\ +\int_{-\infty}^{\infty}f(E')R(E')W(E',E)dE'+G(E,\omega)-r(E), \qquad (1)$$

где $W(E,E')$ – вероятность рассеяния электрона на акустических фононах из состояния с энергией E в состояние с энергией E`, $R(E)$-плотность состояний, $r(E)$-рекомбинация на примесные состояния, $G(E)$ - генерация электронов в области $E<\hbar\omega_{LO}$ за счет переходов электронов из примесного состояния при поглощении света и последующего испускания оптических фононов. Для каскадного захвата электронов на примесь рекомбинационное слагаемое имеет вид: $r(E)=\alpha f(0)N_D^+\delta(E)$, где N_D^+ - концентрация заряженных доноров, α - некоторая постоянная, $\delta(E)$ – дельта-функция. Для слагаемого, связанного с генерацией, использовалось следующее выражение: $G(E)=\beta(E,\omega)(N_D-N_D^+)$, где $\beta(E,\omega)$ – функция, зависящая от частоты света.

Полагаем, что концентрация заряженных доноров не зависит от освещения образца (уровень возбуждения считаем малым), а определяется величи-

ной компенсации. В этом случае уравнение Больцмана становится линейным интегральным уравнением для функции распределения. После дискретизации по энергии в стационарном режиме его можно представить в виде:

$$-g(E_i)\sum_j \tilde{W}(E_i,E_j)+\sum_{j\neq i} g(E_j)\tilde{W}(E_j,E_i)=0\,, \quad (2)$$

здесь $g(E)=f(E)R(E)$, E_j – значения энергии из равномерной сетки (j –индекс, нумерующий узлы сетки), $\tilde{W}(E_j,E_i)$ - вероятность рассеяния из j-ой в i-ую ячейку (включая процессы фотовозбуждения). Из (2) видно, что $g(E_i)$ является собственным вектором матрицы $\tilde{W}(E_j,E_i)$ с собственным значением, близким к нулю. Отметим, что для независимости темпа генерации от частоты падающего излучения необходимо положить постоянными величины $f(0)$ и $\int\beta(E)dE$. При численном решении уравнения (2) учитывалось DA и PA рассеяние электронов. Матричные элементы операторов электрон-фононного взаимодействия были взяты из [2].

После нахождения функции распределения фотопроводимость системы вычислялась с помощью следующего выражения:

$$\sigma=\frac{8\sqrt{2}}{3}e^2\sqrt{m}\int_0^\infty \frac{d\left(E^{3/2}\tau_1(E)\right)}{dE}f(E)dE\,,$$

где $\tau_1(E)$ – время релаксации импульса электрона.

Функция $\beta(E,\omega)$ определяет параметры «источника» электронов в зоне проводимости. В работе использовалось приближение, в котором эта функция выбиралась в виде распределения Гаусса, если центр распределения находился далеко от границ интервала $(0,\hbar\omega_{LO})$. Центральная энергия «источника» полагалась равной $(\hbar\omega-N\hbar\omega_{LO})$, где N – целая часть дроби $(\hbar\omega-\varepsilon_i)/\hbar\omega_{LO}$. В том случае, когда центральная энергия источника находится близко к краям интервала $(0,\hbar\omega_{LO})$, часть источника, выходящая за пределы этого интервала, сдвигается по энергии на $\hbar\omega_{LO}$ так, чтобы она оказалась внутри этого интервала.

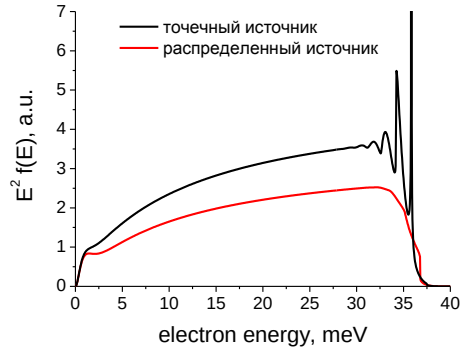


Рис. 2. Рассчитанные функции распределения

На рис. 2 изображены два графика зависимости произведения $E^2 f(E)$ от энергии: черная линия соответствует «источнику» с нулевой шириной при возбуждении в значение энергии 35.8 meV, а красная – с центральной энергией возбуждения 35.8 meV и полной шириной на полувысоте 4 meV. На кривой для «источника» с нулевой шириной хорошо видны особенности, одна из которых находится точно на энергии возбуждения, а другие связаны с возникновением/исчезновением разрешённых процессов поглощения или испускания фононов. На кривой для источника с ненулевой шириной тоже просматриваются некоторые следы особенностей, но они существенно сглажены.

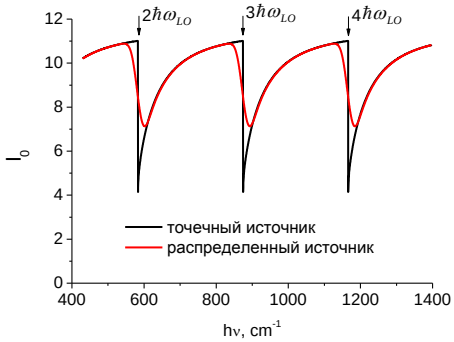


Рис. 3. Нормализованная фотопроводимость

На рис. 3 изображены зависимости нормированной фотопроводимости от энергии возбуждения. Красная линия соответствует распределенному «источнику», а черная – «источнику» с нулевой шириной.

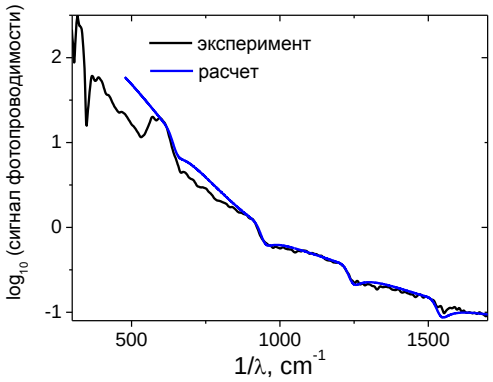


Рис. 4.

Для нахождения произведения $A(\omega)W(\omega)$ была использована гладкая аппроксимация экспериментально измеренного спектра фотопроводимости. С её использованием был рассчитан спектр примесной фотопроводимости, приведенный на рис. 4. Из рис. 4 видно хорошее согласие рассчитанного и экспериментально наблюдаемого спектров за исключением области, где энергия фотонов близка к $2\hbar\omega_{LO}$. В этой области на вид спектра оказывает сильное влияние двухфононное поглощение [1].

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

1. Aleshkin V.Ya., Antonov A.V., Burdeiny D.I. Semicond. Sci. Technol. v.27, 115008 (2012).

2. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М. Наука 1984.

Фотоэмиссия из *p*-GaAs(001) с неравновесными слоями цезия

А.Г. Журавлев[1,2]***, М.Л. Савченко***[2]***, А.Г. Паулиш***[1]***, Г.Э. Шайблер***[1]***, В.Л. Альперович***[1,2]

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

e-mail: alper_v@mail.ru

Изучение атомных неравновесных явлений на поверхности полупроводников при адсорбции (прилипании, диффузии и встраивании адатомов), представляет научный и практический интерес, поскольку эти явления влияют на электронные свойства поверхности и на работу полупроводниковых приборов. Наблюдавшиеся ранее на поверхности Cs/GaAs немонотонная дозовая зависимость, гистерезис и кинетика поверхностного изгиба зон φ_S [1,2] свидетельствуют о том, что на этой поверхности неравновесные явления играют существенную роль не только при низкой, но и при комнатной температуре T=300 K, при которой приготавливаются и используются *p*-GaAs(Cs,O) фотокатоды с отрицательным эффективным электронным сродством $\chi^* = \chi - \varphi_S$, где χ – "истинное" электронное сродство. Ранее, в измерениях тока фотоэмиссии $I_{ФЭ}$ на фиксированных длинах волн, при нанесении цезия на чистую поверхность p^+-GaAs наблюдался рост $I_{ФЭ}$ благодаря цезий-индуцированному снижению электронного сродства χ в области Cs покрытий θ<0.5 монослоя (ML), максимум фототока при θ ≈ 0.5 ML, уменьшение $I_{ФЭ}$ при θ>0.5 ML и релаксационное увеличение $I_{ФЭ}$ после выключения цезиевого источника [3]. Причины падения фототока как функции Cs покрытия $I_{ФЭ}(\theta)$ при θ>0.5 ML и последующего релаксационного роста со временем $I_{ФЭ}(t)$ до сих пор не выяснены. В данной работе неравновесные явления при формировании субмонослойных цезиевых покрытий на поверхности GaAs экспериментально изучены методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии.

Эксперименты проводились на эпитаксиальных слоях *p*-GaAs(001) с концентрацией дырок $p \approx 7\times10^{18}$ см$^{-3}$. Атомарно-чистые поверхности GaAs(001) с различным соотношением галлия и мышьяка в поверхностном слое приготавливались удалением оксидов в растворе HCl в изопропиловом спирте в атмосфере сухого азота, переносом в сверхвысоковакуумную установку без контакта с воздухом и последующим прогревом в вакууме. Наряду с традиционными измерениями тока фотоэмиссии при фиксированных энергиях фотонов, измерялись спектры квантового выхода фотоэмиссии $I_{ФЭ}(\hbar\omega)$ неравновесной системы Cs/GaAs в процессе нанесения цезия и последующей релаксации адсорбционного слоя. Для этого при адсорбции цезия и после выключения Cs источника проводилось непрерывное измерение сигнала фотоэмиссии как функции длины волны излучения и времени. Спектры фотоэмиссии, соответствующие любому заданному моменту времени, определялись путем интерполяции полученного массива данных.

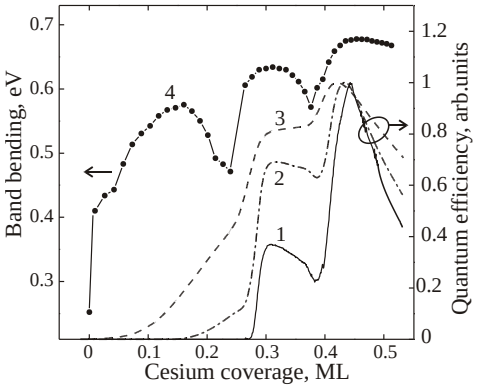


Рис. 1. Эволюция квантового выхода для различных энергий фотонов (шкала справа, кривая 1: $\hbar\omega$=1.8 эВ, 2: 2.8 эВ, 3: 4.4 эВ) и изгиба зон (шкала слева, кривая 4) при адсорбции цезия на Ga-обогащенной поверхности GaAs(001)

Установлено, что при адсорбции цезия на As-обогащенной поверхности GaAs(001) зависимости $I_{ФЭ}(\theta)$, измеренные при фиксированных энергиях фотонов $\hbar\omega$, имеют обычную форму с одним максимумом около θ~0.5 ML. При адсорбции на Ga-обогащённой поверхности при θ<0.5 ML в $I_{ФЭ}(\theta)$ наблюдаются дополнительные особенности в виде "плеч" и максимума (рис. 1). Видно, что эти особенности проявляются более отчетливо при уменьшении энергии фотонов. Для сравнения на рис. 1 показана дозовая зависимость изгиба зон $\varphi_S(\theta)$, измеренная при адсорбции Cs на Ga-обогащённой поверхности GaAs(001) и также содержащая особенности в виде нескольких максимумов и минимумов [1,2]. Сопоставление кривых $I_{ФЭ}(\theta)$ и $\varphi_S(\theta)$ показывает, что дополнительные особенности в дозовых зависимостях тока фотоэмиссии обусловлены, по-видимому, немонотонной дозовой зависимостью изгиба зон $\varphi_S(\theta)$.

О неравновесном характере поверхности Cs/GaAs(001) свидетельствует обнаруженное нами влияние величины потока цезия на форму дозовых зависимостей $I_{ФЭ}(\theta)$. При меньших потоках цезия, что соответствует меньшим отклонениям системы от равновесия, дополнительные особенности в $I_{ФЭ}(\theta)$ проявляются более отчетливо, в согласии с результатами по форме дозовых зависимостей изгиба зон [2].

На рис. 2 показана релаксационная кинетика тока фотоэмиссии $I_{ФЭ}(t)$, измеренная после выключения цезиевого источника и обусловленная переходом поверхности Cs/GaAs от неравновесного к ква-

зиравновесному состоянию. Как видно из рис. 2, эта кинетика качественно отличается для покрытий больше и меньше половины монослоя. Для θ>0.5 ML наблюдается релаксационный рост фототока со временем (кривая 1). Напротив, для θ<0.5 ML мы наблюдали релаксационное падение фототока (кривая 2). На рис. 2 показана также кинетика изгиба зон $\varphi_S(t)$, измеренная для тех же величин покрытий больше (θ=0.6 ML) и меньше (θ=0.4 ML) половины монослоя (кривые 3 и 4, соответственно). Сравнение зависимостей $I_{ФЭ}(t)$ и $\varphi_S(t)$ показывает, что падение $I_{ФЭ}$ со временем при малых покрытиях θ<0.5 ML может быть объяснено релаксацией изгиба зон, а рост $I_{ФЭ}$ при больших покрытиях – нет, поскольку, как видно из рис. 2, изгиб зон при θ=0.6 ML остается практически постоянным.

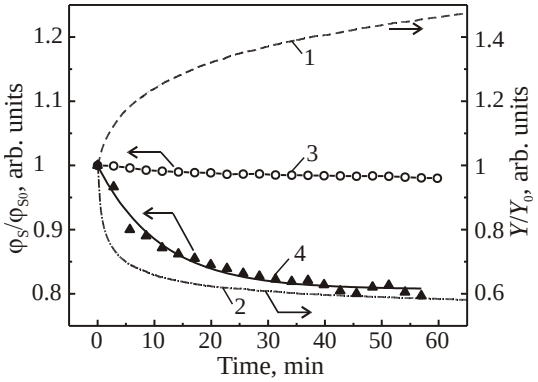


Рис. 2. Кинетика квантового выхода фотоэмиссии для энергии фотонов 2.8 эВ (правая шкала, кривые 1 и 2) и изгиба зон (левая шкала, 3 и 4) после выключения цезиевого источника. Кривые 2 и 4: θ=0.4 ML; 1 и 3: θ=0.6 ML. Изгиб зон и квантовый выход нормированы на значения, измеренные непосредственно перед выключением цезиевого источника

Для выяснения причины роста тока фотоэмиссии при релаксации поверхности Cs/GaAs с θ>0.5 ML, с помощью методики измерения спектров систем с параметрами, меняющимися во времени, мы измерили спектры квантового выхода фотоэмиссии $I_{ФЭ}(\hbar\omega)$ при непрерывном нанесении цезия и последующей релаксации поверхности Cs/GaAs(001). При положительном эффективном электронном сродстве χ^* в спектрах $I_{ФЭ}(\hbar\omega)$ наблюдался порог, соответствующий началу эмиссии фотоэлектронов, рожденных с начальной энергией выше уровня вакуума. Из сопоставления измеренных спектров с расчетом определялись дозовая зависимость эффективного сродства $\chi^*(\theta)$ и его кинетика $\chi^*(t)$. При расчете спектров квантового выхода фотоэмиссии учитывалась термализация фотоэлектронов при испускании оптических фононов и при конверсии тяжелых дырок в легкие [4,5].

Эволюция эффективного сродства при нанесении цезия на Ga-обогащённую поверхность GaAs(001) и последующей релаксации показана на рис. 3. Видно, что χ^* уменьшается при θ<0.45 ML, проходит через минимум θ≈0.45 ML, затем увеличивается на ~0.1 эВ и насыщается при θ≈0.7 ML. Дополнительная особенность дозовой зависимости в виде ступеньки при θ≈0.3 ML обусловлена, по-видимому, особенностью в дозовой зависимости изгиба зон. После выключения Cs источника происходит релаксационное уменьшение эффективного сродства на величину ~ 0.1 эВ. Поскольку изгиб зон в этой области покрытий изменяется слабо, рост тока фотоэмиссии при релаксации системы Cs/GaAs(001) обусловлен релаксационным уменьшением истинного электронного сродства.

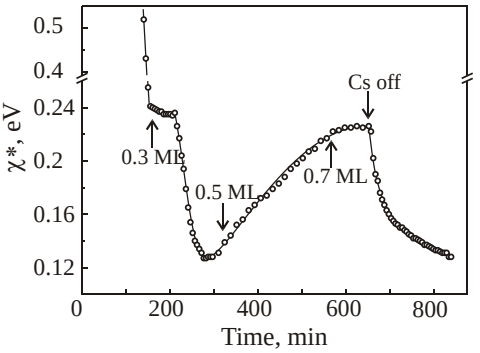


Рис. 3. Эволюция эффективного электронного сродства при нанесении цезия на поверхность *p*-GaAs(001) и после выключения Cs источника

Таким образом, в данной работе измерены дозовые зависимости и релаксационная кинетика, а также спектры квантового выхода фотоэмиссии поверхности GaAs(001) с неравновесными субмонослойными цезиевыми покрытиями. Установлено, что дополнительные особенности в дозовых зависимостях тока фотоэмиссии обусловлены немонотонной зависимостью изгиба зон при адсобции Cs на Ga-обогащённой поверхности GaAs(001). Релаксационное падение фототока при Cs покрытиях θ<0.5 ML может быть объяснено релаксацией изгиба зон, а рост $I_{ФЭ}$ при больших покрытиях θ>0.5 ML обусловлен релаксацией электронного сродства.

Работа поддержана РФФИ (грант 11-02-00991) и Российской академией наук.

1. Журавлев А.Г. Генерация и удаление адатом-индуцированных электронных состояний на поверхности Cs/GaAs(001) / А.Г. Журавлев, В.Л. Альперович // Письма в ЖЭТФ, 2008, Т. 88, вып. 9, С. 702-706.

2. Zhuravlev A.G. Spectroscopy of systems with time variable parameters: photoreflectance of GaAs(001) under cesium adsorption / A.G. Zhuravlev, H.E. Scheibler, A.S. Jaroshevich, V.L. Alperovich // J. Phys.: Condens. Matter, 2010, v.22, 185801(5pp).

3. Smith D.L. Adsorption kinetics of Cs on GaAs / D.L. Smith, D.A. Huchital // J. Appl. Phys., 1972, v.43, p.2624.

4. Дьяконов М.И. Эффективный механизм энергетической релаксация горячих электронов в полупроводниках р-типа / М.И. Дьяконов, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич // ФТП, 1977, Т. 11, вып. 7, С. 1364-1370.

5. Дымников В.Д. Релаксация анизотропии функции распределения фотовозбужденных электронов по импульсам и поляризационный спектр / В.Д. Дымников, В.И. Перель // ФТП, 1979, Т. 13, вып. 4, С. 707-711.

Спектры фотовозбуждения нитрида индия

Б.А. Андреев, П.А. Бушуйкин, А.Н. Яблонский

Институт физики микроструктур РАН, дер. Афонино, Нижегородская обл.

e-mail: boris@ipmras.ru

Интерес к оптическим и фотоэлектрическим свойствам нитрида индия связан с тем обстоятельством, что ширина запрещенной зоны в прямозонном InN составляет ~0.64eV при комнатной температуре и межзонные переходы попадают в область длин волн λ<1.9 мкм, оптимальную для оптических линий связи и дополняющую рабочий диапазон кремниевых фотовольтаических и фоточувствительных устройств. Определенные успехи в реализации излучающих структур InN: наблюдение стимулированного излучения при оптической накачке [1] и электролюминесценции в диодной структуре n-InN/p-GaN [2],- контрастируют с минимальным числом исследований фотоэлектрических свойств [3-5]. Спектроскопические исследования представлены в [3] спектром фотопроводимости InN с красной границей выше 0.7 эВ. Трудности выращивания совершенных монокристаллических слоев определяют высокую концентрацию примесей и дефектов структуры в InN (n(RT)≥10^{17} $см^{-3}$), что затрудняет наблюдение спектров фотопроводимости. Цель работы – изучение спектров фотовозбуждения и определение области фоточувствительности InN.

В работе исследовались эпитаксиальные слои InN, полученные методами молекулярно-лучевой эпитаксии в Корнельском университете (США) [6]. Слои InN n-типа проводимости выращивались на сапфировых подложках (0001) с предварительно осажденными слоями AlN и GaN. Концентрация свободных носителей заряда в исследуемых образцах составляла от $3.6\cdot10^{17}$ до 10^{18} $см^{-3}$ по результатам холловских измерений [6].

Для измерений фотопроводимости использовались индиевые контакты. Латеральная фотопроводимость InN регистрировалась в режиме фотосопротивления при постоянном смещении на образце и при сопротивлении нагрузки, близком к сопротивлению эпитаксиального слоя. Спектральные зависимости фотопроводимости в диапазоне 0.4-2 эВ измерялись на вакуумном фурье-спектрометре Vertex 80v (BRUKER), с источником широкополосного излучения (лампой накаливания) и делителем луча для ближней ИК и видимой областей спектра. Спектры фотопроводимости сравнивались со спектрами поглощения и фотолюминесценции. Для регистрации спектров поглощения использовался стандартный широкополосный пироэлектрический приемник фурье-спектрометра. Спектр люминесценции возбуждался излучением лазера на дине волны 0.532 нм и регистрировался многоэлементным приемником InGaAs (OMA-V:1024-2.2 Princeton Instruments) с рабочим диапазоном 1-2,2 мкм.

На рис.1 приведен спектр фотопроводимости InN при комнатной температуре. В образце GS1804-2 (толщина слоя 1.7 мкм) с концентрацией свободных n=$7.3\cdot10^{17}$ $см^{-3}$ и подвижностью 1300 $см^2/В\cdot с$ наблюдается спектр фотопроводимости в диапазоне до 1.9 эВ с красной границей фоточувствительности вблизи 0.6 эВ. С. В отличие от предшествующих работ [3-5] наблюдаемый спектр фотопроводимости согласуется с существующими представлениями о нитриде индия как о прямозонном материале с шириной запрещенной зоны Eg=0,64 эВ при T=300K [7]. Действительно, описание спектра межзонной фотопроводимости (*PC)* вблизи границы фоточувствительности выражением

$$PC = K\cdot\alpha(E)l \qquad (1)$$

где l – длина пути поглощения; K- константа; α- коэффициент поглощения для межзонных переходов в прямозонном вырожденном полупроводнике, равный, согласно [8],

$$\alpha = A\left(\frac{E-E_g^*}{E_g^*}\right)^{1/2}\left[1+\frac{1}{\exp\left\{\frac{(\mu/m_e)(E-E_g^*)-E_F}{T^*}\right\}+1}\right] \qquad (2)$$

хорошо согласуется с экспериментом при ширине запрещенной зоны $E_g^*=E_g(n,T=294K)=0.602(3)$ эВ.

Близкое значение величины $E_g(n,T=294K)=$ $=0.605(4)$ эВ получается при описании спектра фотолюминесценции, (см. рис.1), с использованием соотношения из работы [8].

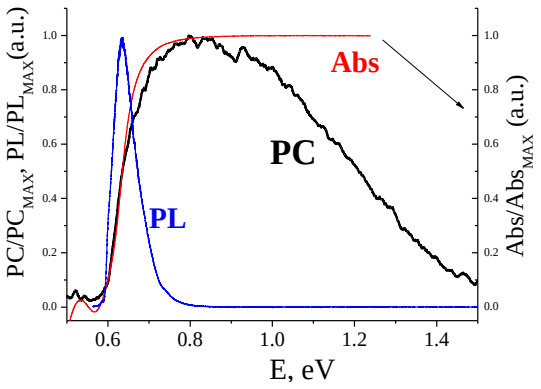


Рис. 1. Спектры фотопроводимости (PC), фотолюминесценции (PL) и поглощения (Abs) InN (образец GS1804-2), нормированные на максимальные значения. T=294 K. Спектр фотопроводимости регистрировался при напряжении на образце 1.3 В (R_{InN}=59 Ом). Величина Abs=1-t/t_0, где t-пропускание образца. Низкоэнергетическое крыло пика ФЛ ограничено областью чувствительности приемника.

С учетом зависимости E_g от концентрации электронов [6]

$$E_g(n,T)=Eg(0,T)-20(n/10^{18})^{1/3} \qquad (3)$$

ширина запрещенной зоны в невырожденном InN, определенная из спектра фотопроводимости, равна $E_g(0,T=294K)=0.62$ эВ. Это значение несколько меньше величины $E_g=0.64$ эВ, определенной нами из спектра поглощения, и в [7] на основе экстраполяции температурной зависимости спектров поглощения и люминесценции InN. Это расхождение может быть устранено при увеличении отношения сигнал/шум в спектрах фотопроводимости и при устранении (или точном учете) влияния интерференции в слое InN на спектры поглощения, особенно существенного вблизи края запрещенной зоны.

Отметим, что точность определения величины энергии Ферми для электронов (E_F~10÷25 мэВ) при описании спектров фотопроводимости и люминесценции мала и не улучшается при фиксировании в (2) значения $\mu/m_e=0.94$ (μ-приведенная масса носителей).

Проведенные измерения демонстрируют возможность применения эпитаксиальных слоев нитрида индия в качестве фотоприемников в области длин волн $0.67<\lambda<1.9$ мкм. Спектры фотовозбуждения InN и полученные оценки ширины запрещенной зоны для достаточно чистого кристалла составляют основу для определения концентрации свободных электронов в n-InN оптическими методами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

1. Hu M.-S. APL **90**, 123109 (2007).
2. Wu G.-G. APL **100**, 103504 (2012).
3. Anderson P.A. et.al Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices, Bribane 8-10 December 2004, Proceedings p.373 (2005).
4. Shubina T.V. et al, Phys.Rev.B **79**, 153105 (2009)
5. Pai-Chun Wei, Phys.Rev.B **81**, 045306 (2010)
6. Klochikhin A.A. et al. Phys. Rev.B 71, 195207 (2005)
7. Wu J., J.APPL. PHYS. **106**, 011101 (2009)
8. Давыдов В.Ю., Клочихин А.А. ФТП **38**,897 (2004)

Генерация когерентного ТГц излучения поляризованными электронно-дырочными парами в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

А.В. Андрианов, Г.В. Климко, С.В. Иванов, В.Л. Щеглов, М.А. Седова, А.О. Захарьин, П.С. Алексеев

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

e-mail: alex.andrianov@mail.ioffe.ru

В последние годы значительное развитие получили методы генерации и детектирования когерентного терагерцового (ТГц) излучения с использованием техники ультракоротких импульсов лазеров ближнего ИК и видимого диапазонов, составляющей основу бурно развивающейся когерентной ТГц спектроскопии [1]. Существует несколько способов генерации когерентного ТГц излучения при фемтосекундном лазерном возбуждении полупроводников, среди которых генерация быстрых фототоков в ключах на основе материалов с малым временем жизни, а также генерация за счет возбуждения поверхности (используется эффект приповерхностного поля либо эффект Дембера) различных полупроводников (InAs, GaAs, InP и др.) [2]. ТГц генерация может быть также достигнута при межзонном фемтосекундном возбуждении квантовых ям (КЯ), помещенных в электрическое поле [2]. При этом генерируется импульсы электромагнитного излучения, содержащие несколько циклов электромагнитных колебаний, за счет быстрой поляризации электронно-дырочных пар в квантовой яме. Последняя система интересна с точки зрения возможностей инженерии зонной структуры для управления параметрами генерируемого ТГц излучения и в тоже время она не достаточно изучена. Исследование процесса ТГц генерации в КЯ с внешним смещением позволяет также изучать динамику электронно-дырочных пар в таких системах.

В настоящей работе исследована генерация когерентного ТГц излучения при комнатной температуре в структурах, содержащих 45 периодов нелегированных КЯ GaAs шириной 29 нм, разделенных $Al_{0.37}Ga_{0.63}As$ барьерами шириной 29 нм. Структуры были выращены MBE методом (использовалась установка STE3526, Semiteq) на n^+-GaAs подложках ($n\sim8x10^{18}cm^{-3}$). Электрическое поле перпендикулярное плоскости КЯ создавалось за счет подачи напряжения смещения на верхний контактный слой Cr толщиной 10 нм, выполняющий роль полупрозрачного контакта Шотки. Квантовые ямы возбуждались излучением фемтосекундного Ti/сапфирового лазера (λ_{ex}=800 нм, τ_{imp}=12 фс, f_{rep}=80 МГц) при наклонном 45 градусном падении Максимальная плотность фотовозбуждения в импульсе (J_{ex}) составляла ~ 23 мкДж/см^2. ТГц излучение детектировалось когерентным образом - путем электрооптического стробирования ТГц волновой формы в кристалле ZnTe. Основные измерения проводились при обратном смещении барьера Шотки.

При фокусировке излучения накачки на поверхность структуры через полупрозрачный контакт наблюдается ТГц излучение. Амплитуда поля ТГц излучения значительно возрастает при подаче смещения на структуру и при напряжении смещения выше 2 В амплитуда ТГц поля растет линейно с ростом напряжения смещения. При этом спектр ТГц излучения, занимающий область от 0.05 до 3.0 ТГц, не меняется. Наблюдается обращение в ноль ТГц сигнала в ситуации спрямления барьера Шотки (при напряжении порядка +1.4 В) и инверсия его знака (см. Рис. 1) при дальнейшем росте прямого смещения.

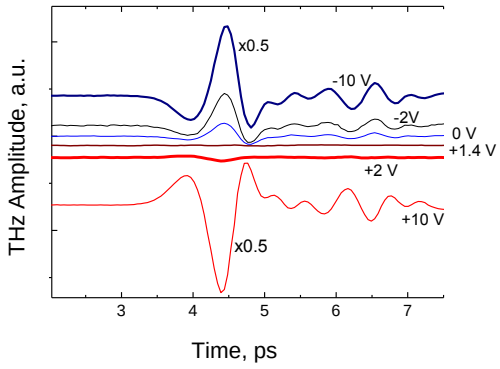


Рис. 1. Характерные волновые формы ТГц излучения, генерируемого при фемтосекундном межзонном фотовозбуждении структур с GaAs квантовыми ямами при разных напряжениях смещения

Свойства наблюдаемого ТГц излучения позволяют связать его с генерацией переменного во времени дипольного момента, вызванного поляризацией электрическим молем неравновесных электронно-дырочных пар в КЯ, и вполне описываются соответствующей моделью. При плотности излучения накачки J_{ex}>1.5 мкДж/см^2 наблюдается заметная сублинейность в зависимости ТГц амплитуды от интенсивности накачки, что объясняется компенсацией внешнего поля в КЯ полем поляризованных электронов и дырок (эффект зарядки наноконденсатора).

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 24.

1. Ferguson B. Material for terahertz science and technology/ B. Ferguson, X.-C. Zhang // Nature Materials, 2002, V. 1. P. 26-33.

2. Sakai K. (ed). Terahertz Optoelectronics/ K. Sakai // Topics in Appl. Phys. Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg, 2005. V. 97. 387 p.

Влияние блокирующих слоев на электролюминесценцию структур с Ge(Si)/Si(001) нанооствровками

***Н.А. Байдакова*[1], *А.В. Новиков*[1], *Д.Н. Лобанов*[1], *Д.А. Пряхин, А.А. Тонких*[1,2], *P.Werner*[2]**

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Germany

e-mail: banatale@ipmras.nnov.ru

Использование Si/Ge гетероструктур с самоформирующимися Ge(Si)/Si(001) островками, благодаря их оптическим и электрофизическим свойствам, в настоящее время рассматривается как один из перспективных путей создания источников [1] и приемников [2] света в диапазоне длин волн 1,3 – 1,55 мкм, сформированных на единой кремниевой подложке. Однако данный тип гетероструктур характеризуется низкой эффективностью излучательной рекомбинации. Одним из препятствий для эффективной излучательной рекомбинации носителей заряда в структурах с Ge(Si) нанооствровками, выращенными на Si(001) подложках, является проблема слабой пространственной локализации электронов вблизи островков. В структурах данного типа яма для электронов сформирована лишь полями упругих напряжений от Ge(Si) островков и кулоновским потенциалом дырок, локализованных в островках, и, согласно расчетам, в однослойных структурах глубина такой ямы не превышает величины 50 мэВ [3]. В тоже время в светодиодах на основе гетероструктур A3B5 локализация электронов в активной области структуры достигается за счет формирования «блокирующих» слоев на границе активной области [4, 5]. В случае SiGe гетероструктур в качестве таких слоев может использоваться решетка Ge/Si тонких квантовых ям. Данная работа посвящена исследованию влияния блокирующих слоев на электролюминесценцию SiGe структур с нанооствровками.

В работе была исследована серия SiGe гетероструктур с Ge(Si) островками, выращенных методом МПЭ из твердых источников на подложках Si(001). Исследованные структуры представляли собой p-i-n диоды, состоящие из нижнего p^+-слоя, легированного бором до концентрации 10^{19} $см^{-3}$, Si области, в которую была встроена 5-периодная решетка с Ge(Si) самоформирующимися нанооствровками, и верхнего, контактного n^+-слоя, легированного сурьмой до концентрации $p \sim 10^{19}$ $см^{-3}$. В качестве блокирующего слоя использовалась решетка, состоящая из семи тонких (0,4 нм) Ge квантовых ям, разделенных слоями кремния толщиной ~ 5,3 нм. Для исследования влияния блокирующих слоев на ЭЛ Ge(Si) островков была выращена серия структур с одинаковыми решетками островков, но различающихся положением блокирующих слоев. Были исследованы структуры без блокирующих слоев (a), с блокирующими слоями только с одной стороны (со стороны n+ (b) или p+ (c) контактных слоев) и с блокирующими слоями с обеих сторон (d) решетки Ge(Si) островков. На структурах с помощью оптической литографии и плазмохимического травления были сформированы мезы размером 1x1 мм и 0.5x1 мм. Измерения ЭЛ проводились в импульсном режиме при комнатной температуре и 77K. Длительность импульсов составляла 4 мс, период повторения – 25 мс. Спектры ЭЛ регистрировались с использованием решеточного монохроматора и охлаждаемого Ge детектора. Все спектры ЭЛ, представленные в работе, измерены при токе накачки 200 мА.

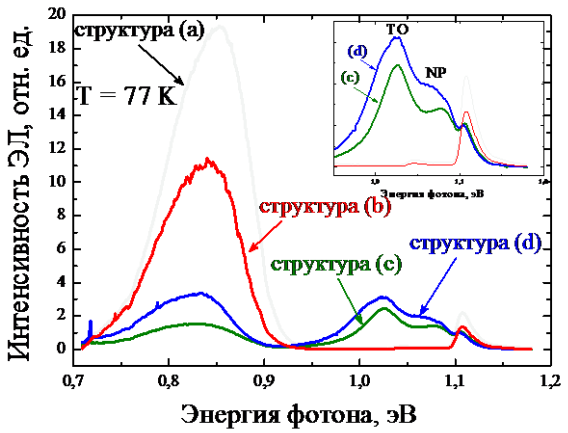


Рис. 1. Спектры ЭЛ исследованных структур при температуре 77 K. На вставке показан сигнал от Ge/Si блокирующей решетки в структурах (c) и (d)

В спектрах ЭЛ всех исследованных структур при температуре 77 K наблюдается сигнал в области энергий 0,75 – 0,95 эВ (рисунок 1), связанный с рекомбинацией носителей заряда в Ge(Si) островках, и сигнал в области 1,1 эВ, отвечающий люминесценции в кремниевой подложке. В спектрах ЭЛ структур с блокирующими решетками со стороны обоих контактов и со стороны p-контакта наблюдается также сигнал в диапазоне энергий 0.95 – 1,1 эВ. Данный сигнал связан с излучательной рекомбинацией носителей заряда в Ge квантовых ямах блокирующей решетки, а две наблюдаемые компоненты сигнала соответствуют переходам с участием (TO) и без участия (NP) оптического фонона (вставка на рисунке 1). При комнатной температуре все исследованные структуры обладают спектрами ЭЛ схожей формы (рисунок 2): в них наблюдается интенсивный сигнал, связанный с Ge(Si) островками, и слабый сигнал экситонной люминесценции в кремнии. При этом наличие блокирующих слоев не приводит к появ-

лению каких-либо дополнительных сигналов в спектрах.

Из рисунка 1 видно, что при 77К структуры, в которых имеется блокирующая решетка со стороны p-контакта (с блокирующей решеткой со стороны обоих контактов и со стороны p-контакта) и наблюдается сигнал ЭЛ, связанный с блокирующей решеткой, обладают меньшей интенсивностью сигнала ЭЛ Ge(Si) островков по сравнению со структурами без такой блокирующей решетки (структура без блокирующих слоев и структура с блокирующими слоями только со стороны n-контакта), в которых сигнал ЭЛ от блокирующей решетки не наблюдается (рис.1). Данное явление может быть объяснено с использованием следующей модели. Как было указано выше, в решетке с Ge(Si)/Si(001) островками формируется глубокая (~ 200 эВ) яма для дырок в островках и мелкая - для электронов на гетерогранице островок-кремний. Поэтому лишь небольшая часть дырок, инжектированных в активную область структуры из p+ контакта, может миновать решетку с Ge(Si) островками и достичь n-контакта, в то время как значительная часть электронов минует область с островками, не рекомбинируя в них. Отсутствие сигнала ЭЛ от Ge квантовых ям для структуры с блокирующими слоями со стороны n-контакта может служить подтверждением того, что дырки эффективно захватываются островками и не достигают Ge квантовых ям в этой решетке. При этом при низких температурах часть инжектируемых дырок может быть захвачена блокирующими Ge слоями со стороны p-контакта, что приведет к появлению в спектре ЭЛ сигнала от Ge квантовых ям и уменьшению интенсивности ЭЛ островков.

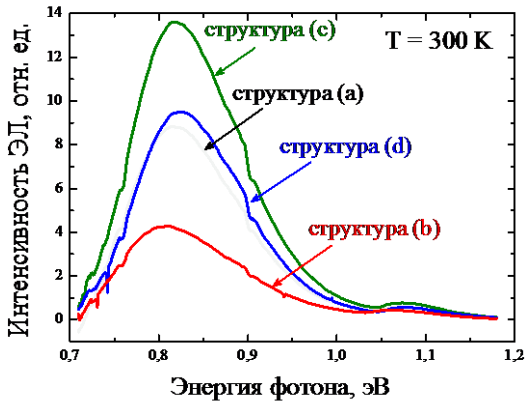


Рис. 2. Спектры ЭЛ исследованных структур при комнатной температуре

Для структур с блокирующими слоями со стороны обоих контактов и со стороны p-контакта, с одной стороны, и структур без блокирующих слоев и с блокирующей решеткой со стороны n-контакта, с другой, наблюдаются существенные различия в температурных зависимостях спектров ЭЛ. Для структур «c» и «d» при переходе от азотной температуры к комнатной наблюдается значительное увеличение интенсивности сигнала ЭЛ от островков (рисунок 3). При этом структура с блокирующими слоями со стороны p-контакта характеризуется наибольшей интенсивностью ЭЛ при комнатной температуре из всей рассмотренной серии и наибольшим температурным «возгоранием», а структура с блокирующими слоями только со стороны n-контакта – наименьшей интенсивностью ЭЛ при комнатной температуре и наибольшим температурным гашением (рисунок 3). Таким образом, добавление блокирующего слоя со стороны p-контакта приводит к увеличению интенсивности сигнала ЭЛ Ge(Si) островков при комнатной температуре и уменьшению интенсивности ЭЛ островков и появлению сигнала, связанного с Ge/Si решеткой, при азотной температуре. Добавление блокирующего слоя со стороны n-контакта влечет за собой уменьшение интенсивности ЭЛ Ge(Si) островков при комнатной температуре и усиление температурного гашения ЭЛ.

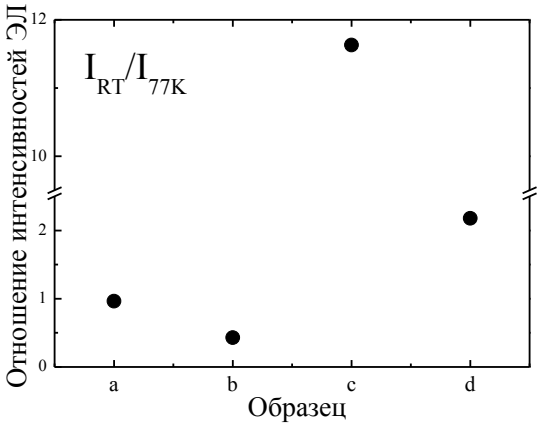


Рис. 3. Соотношение интенсивностей ЭЛ исследованных структур при комнатной температуре и температуре жидкого азота. По горизонтальной оси указаны обозначения образцов

На основании полученных данных можно сделать вывод о том, что Ge/Si решетка со стороны p-контакта при комнатной температуре является небольшим барьером для электронов, препятствующим их уходу из активной области структуры, а при низкой температуре измерения – захватывает часть дырок, инжектированных в образец. Решетка со стороны n-контакта, предположительно, выступает в роли барьера для электронов, мешающего их поступлению в активную область структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программ РАН, РФФИ-поволжье и Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение 8735).

1. Talalaev V.G., Cirlin G.E., Tonkikh A.A., Zakharov N.D., Werber P. Phys.Stat. Sol. 198 R4 (2003).

2. Якимов А.И., Двуреченский А.В., Никифоров А.И., Чайковский С.В., Тийс С.А., ФТП 37 1383 (2003).

3. Schmidt O.G., Eberl K., Rau Y. Phys. Rev. B 62 16715 (2000).

4. Huh C., Lee J.-M., D Kim.-J., Park S.-J., Appl J. Phys. 92 2248 (2002).

5. Hirayama1H., Tsukada Y., Maeda T., Kamata N. Appl. Phys. Express 3 031002 (2010).

Особенности электролюминесценции квантовых точек InAs/GaAs, расположенных вблизи контакта Шоттки

Н.В. Байдусь[1], ***М.И. Василевский***[2], ***Б.Н. Звонков***[1], ***П.Б. Демина***[1]

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[2] Centro de Fisica, Universidade do Minho, Braga, Portugal

e-mail: bnv@nifti.unn.ru

Квантовые точки (КТ) InAs/GaAs являются популярным объектом исследования в современной оптоэлектронике и спинтронике. Ранее нами было показано, что применение тонкого комбинированного слоя InGaAs/GaAs, покрывающего КТ, позволяет получить излучение от слоя КТ в диапазоне длин волн 1.3-1.5 мкм, в том числе с электрической накачкой, когда слой КТ встроен в барьер Шоттки (БШ) [1, 2]. Длина волны излучения КТ увеличивается с уменьшением толщины покровного слоя и достигает максимального значения для поверхностных КТ. В процессе дальнейшего изучения спектральных и температурных зависимостей электролюминесценции (ЭЛ) БШ на основе гетероструктур (ГС) со сверхтонким (менее 20 нм) покровным слоем GaAs был обнаружен ряд новых особенностей, которым и посвящен данный доклад.

Наряду с «обычными» ГС КТ (тип А) [1] изучали гетероструктуры с КТ, в которых применялась хлоридная обработка покровного слоя для удаления дислоцированных кластеров (тип Б) [3]. Излучение таких ГС КТ, как было установлено ранее, не имеет температурного гашения, как при электрической, так и при оптической накачке [5, 6].

Спектры ЭЛ КТ с покровным слоем более 20 нм подобны спектрам объемных КТ (Рис.1, кр.1). Преобладает излучение, соответствующее оптическим переходам с участием основных электронных и дырочных состояний. При уменьшении толщины покровного слоя до значений ниже 20 нм, при тех же токах накачки наблюдается уменьшение интенсивности ЭЛ во всем диапазоне длин волн и увеличение длины волны излучения. Одновременно с этим наблюдается перераспределение интенсивности между пиками ЭЛ, соответствующими оптическим переходам между основным и возбужденными состояниями даже при небольших токах. Преобладающими становятся переходы, соответствующие возбужденным состояниям. Форма спектральных зависимостей ЭЛ подобна зависимостям, полученным при больших уровнях накачки (Рис.1, кр.2).

Кроме того, в спектрах ЭЛ КТ во всем диапазоне длин волн излучения наблюдаются интерференционные полосы. Амплитуда осцилляций интенсивности составляет до 50% от интенсивности ЭЛ. На вставке к рис. 1 показана часть спектра в увеличенном масштабе. Расстояние между максимумами интерференции составляет несколько ангстрем и меняется с изменением длины волны. Оценки свидетельствуют о том, что интерференция обусловлена отражением излучения от тыльной стороны подложки и формированием резонатора Фабри - Перо толщиной 0.4 мм. Однако вопрос о причинах высокой добротности резонатора требует специального исследования.

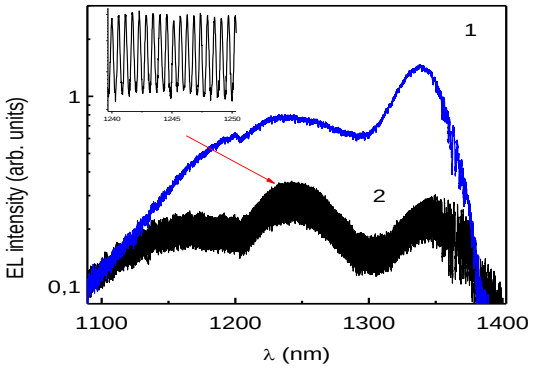


Рис. 1. Спектральные зависимости ЭЛ БШ ГС КТ с толстым (1) и тонким покровным слоем (12 нм). На вставке часть спектра в увеличенном виде

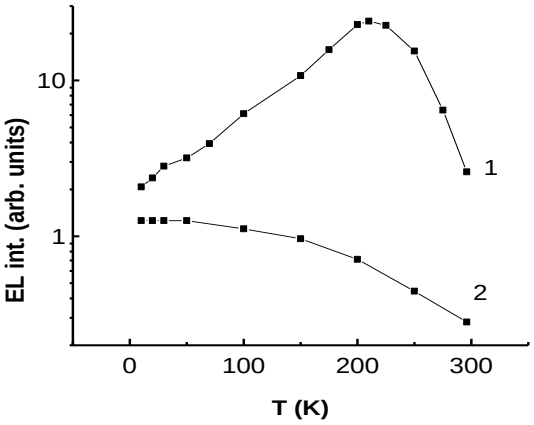


Рис. 2. Температурные зависимости интегральной интенсивности первого пика ЭЛ ГС с толстым 30 нм (1) и тонким 10 нм (2) покровным слоем

Для выяснения закономерностей излучательной рекомбинации измерялись температурные зависимости ЭЛ ГС с разными толщинами покровного слоя (Рис.2). Для КТ типа А, для которых характерно температурное гашение ФЛ и ЭЛ, при уменьшении толщины покровного слоя оно уменьшается (сравнение зависимостей 1 и 2). Для КТ типа Б температурное гашение ЭЛ практически отсутствует как при толстых, так и при для тонких покровных

слоях (на рисунке не приведено). Согласно имеющимся представлениям, при приближении КТ к металлическому контакту должна возрастать скорость поверхностной рекомбинации, что, на первый взгляд, подтверждается фактом снижения интенсивности излучения в таких слоях даже при низких температурах измерений. Но степень температурного гашения ЭЛ при этом должна возрастать в связи с уменьшением эффективного времени жизни в GaAs. Таким образом, экспериментальные результаты свидетельствуют о появлении новых закономерностей ЭЛ при приближении слоя КТ к металлу.

Наблюдаемым эффектам можно дать следующее объяснение. С уменьшением толщины покровного слоя транспорт дырок от металла до КТ становится баллистическим. В этих условиях сильно возрастает эффективность инжекции дырок в КТ, что приводит к насыщению основного дырочного состояния КТ и увеличении вероятности рекомбинации через возбужденные состояния. С этим, вероятнее всего, связано изменение формы спектра ЭЛ.

Уменьшение степени температурного гашения при уменьшении расстояния между КТ и металлом может быть вызвано двумя причинами: а) высота барьера для термического выброса носителей из КТ больше на 0.1-0.2 эВ (в сравнении с объемными точками) в связи с уменьшением энергии электронно-дырочных переходов; б) в условиях высокой степени генерации неосновных носителей заряда степень температурного гашения уменьшается. Оба предположения не противоречат модели излучательной рекомбинации, описанной в [5].

Выскажем предположение о механизме возникновении интерференции в спектрах ЭЛ. Согласно литературным данным [7- 10] на границах раздела металла с полупроводником или диэлектриком возможно возбуждение плазмон поляритонов (ПП). В данных структурах ПП возбуждаются излучением слоя КТ. Вероятность возбуждения ПП возрастает при наличии шероховатости поверхности, что характерно для ГС КТ InAs/GaAs. Более того, в связи с близостью слоя КТ к металлу, вероятно возникновение связанного элементарного возбуждения экситон КТ - плазмон-поляритон. Наличие взаимодействия экситон-поверхностный плазмон-поляритон синхронизует излучение разных КТ, находящихся в массиве на некотором расстоянии, что приводит к возникновению когерентности их излучения и наблюдаемым интерференционным явлениям. Если картина верна, то наблюдаемое нами излучение – это излучение связанных состояний экситон - ПП. Превращение энергии ПП в излучение происходит с большими потерями, если процесс не оптимизирован специальными методами. Это является причиной низкой интенсивности ЭЛ от ГС с приповерхностными слоями КТ.

Уменьшение интегральной интенсивности излучения в данном случае логичнее объяснять не поверхностной рекомбинацией электронно-дырочных пар, а безызлучательной рекомбинацией поверхностных плазмон поляритонов.

Таким образом, нами обнаружен ряд особенностей ЭЛ точек, расположенных на сверхблизком расстоянии от металлического контакта. Интенсивность излучения слабо зависит от температуры благодаря большой высоте барьеров для электронов и дырок в КТ. С уменьшением толщины покровного слоя происходит перераспределение интенсивности излучения, связанного с оптическими переходами между основным и возбужденными состояниями электронов и дырок. В спектрах ЭЛ появляются интерференционные полосы, которые могут быть объяснены резонансами типа Фабри-Перо между металлическим контактом и тыловой стороной подложки. При этом синхронизация излучения отдельных квантовых точек опосредована взаимодействием экситонных состояний с поверхностными плазмон-поляритонами на границе покровный слой (GaAs) / металл.

1. Карпович И.А., Звонков Б.Н., Левичев С.Б., Байдусь Н.В., Тихов С.В., Д. Филатов О., Горшков А.П., Ермаков С.Ю.. Управление энергетическим спектром квантовых точек InAs/GaAs изменением толщины и состава тонкого двойного покровного слоя GaAs/InGaAs. ФТП, 2004, том 38, выпуск 4. С. 448-454.

2. Baidus N.V., Zvonkov B.N., Mokeeva P.B., Uskova E.A., Tikhov S.V., Vasilevskiy M.I., Gomes M.J.M. and Filonovich S.A. 1.3-1.5 μm electroluminescence from Schottky diodes made on Au-InAs/GaAs quantum-size heterostructures // Semicond. Sci. Technol. 19 (2004) S469-S471.

3. Байдусь Н.В., Бирюков А.А., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Здоровейщев А.В., Мокеева П.Б., Некоркин С.М., Ускова Е.А. Особенности формирования квантовых точек InAs/GaAs в присутствии $CC1_4$ // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2003. Т. 67. № 2. С. 209-210.

4. Baidus N.V., Chahboun A., Gomes M.J.M., Vasilevskiy M.I., P Demina.B., Uskova E.A. and Zvonkov B.N. Suppression of the photoluminescence quenching effect in self-assembled InAs/GaAs quantum dots. Appl. Phys. Lett. 87, 53109 (2005).

5. Chahboun A., Vasilevskiy M.I., Baidus N.V., Cavaco A., N. Sobolev A., Carmo M.C., Alves E., Zvonkov B.N. Further insight into the temperature quenching of photoluminescence from InAs/GaAs self-assembled quantum dots // Journal of Appl. Phys. - 2008. - V.103, n.8. - P. 083548.

6. Байдусь Н.В., Василевский М.И., Дорохин М.В., Звонков Б.Н. Температурные зависимости фото- и электро-люминесценции как метод исследования квантово-размерных гетероструктур // Нанофизика и наноэлектроника. XIII Междунар. Симп., 16-20 марта 2009 г. Н.Новгород, т.1, с.161-162.

7. Isfort G., Schierbaum K., Zerulla D.* Polarization dependence of surface plasmon polariton emission. Phys. Rev. B 74, 033404 (2006).

8. Leskova T A., Maradudin A.A., and Munoz-Lopez J. Coherence of light scattered from a randomly rough surface Phys. Rev. E. 71, 036606 (2005).

9. Ogura H. and Wang Z. L. Surface-plasmon mode on a random rough metal surface: Enhanced backscattering and localization. Phys. Rev. B. 53. 10358 (1996)

10. Banerjee A., Li R. and Grebel H. Surface plasmon lasers with quantum dots as gain media. Appl. Phys. Lett. 95, 251106 (2009).

Использование двумерной распределенной обратной связи для получения лазерной генерации на основе светоизлучающих материалов Si:Er

***В.Р. Барышев*[1], *Н.С. Гинзбург*[1], *В.Ю. Заславский*[1], *М.В Степихова*[2]**

[1] Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
[2] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: baryshev@appl.sci-nnov.ru

Одним из приоритетных направлений развития нанофотоники является разработка полупроводниковых лазеров ближнего инфракрасного диапазона. Среди наиболее распространенных и активно исследуемых лазеров такого типа следует выделить лазеры на основе полупроводниковых гетероструктур, характеризующихся высокими коэффициентами усиления, что позволяет создание мощных и компактных лазеров. В то же время среди актуальных в настоящее время полупроводниковых активных сред необходимо также указать среды на основе кремниевых структур, широкие перспективы применения которых обусловлены интегрируемостью в вычислительные схемы. Однако реализация активных сред на основе кремния затруднена, поскольку он не является прямозонным полупроводником. Значения коэффициента усиления, достигаемые в таких средах, оказываются значительно ниже, чем в гетероструктурах.

В настоящей работе исследуется возможность получения лазерной генерации на основе планарных диэлектрических структур Si:Er/SOI, характеризуемых высокой квантовой эффективностью фотолюминесценции за счет использования двумерной распределенной обратной связи (РОС), предполагающей включение в цепь обратной связи четырех волновых потоков, распространяющихся в двух взаимно ортогональных направлениях. Двумерная РОС реализуется на основе двумерных брэгговских структур (резонаторов), формируемых за счет двоякопериодической модуляции эффективного показателя преломления волноводного слоя. Отметим, что указанный механизм обратной связи представляет собой достаточно универсальный метод генерации мощного направленного излучения пространственно-развитыми активными средами различной физической природы [1-7]. Этот принцип организации обратной связи получил уже экспериментальное подтверждение при реализации мощных мазеров на свободных электронах [2].

Таким образом, в работе предлагается схема лазера (Рис. 1) с двумерной РОС на основе структуры Si:Er/SOI планарной геометрии с двумерно-периодической гофрировкой волноводного слоя Si:Er:

$$b(x,z) = b_0 + b_1(\cos(\bar{h}_x x + \bar{h}_z z) + \cos(\bar{h}_x x - \bar{h}_z z)) \qquad (1)$$

Двумерная брэгговская структура (1) обеспечивает связь и взаимное рассеяние четырех парциальных волновых потоков, которые распространяются в ±z и ±x направлениях и заданы вектор-потенциалами:

$$\vec{A} = \mathrm{Re}\left[\left(\vec{a}_1(y)\left(C_z^+ e^{-ihz} + C_z^- e^{ihz}\right) + \vec{a}_2(y)\left(C_x^+ e^{-ihx} + C_x^- e^{ihx}\right)\right)e^{i\omega t}\right] \qquad (2)$$

где $\vec{a}_{1,2}(y)$ – поперечные структуры ТМ мод планарного диэлектрического водновода. Эффективная связь парциальных волн на структуре (1) имеет место при выполнении резонансного условия: $h \approx \bar{h}$. Заметим, что непосредственная связь волн C_x^+ и C_x^-, а также C_z^+ и C_z^- отсутствует.

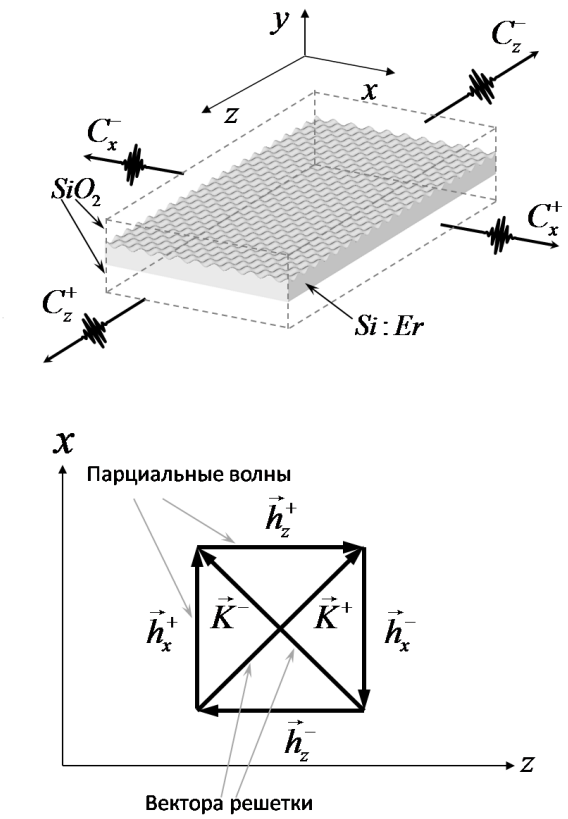


Рис. 1. Схема лазера с двумерной РОС на основе структуры Si:Er/SOI

В случае больших параметров Френеля $l_x^2/l_z\lambda >> 1$, $l_z^2/l_x\lambda >> 1$ процесс взаимного рассеяния парциальных волн в отсутствие активной среды может быть описан уравнениями:

$$\begin{aligned} \pm\frac{\partial C_z^\pm}{\partial z} + i\delta C_z^\pm + i\alpha\bar{h}\left(C_x^+ + C_x^-\right) = 0, \\ \pm\frac{\partial C_x^\pm}{\partial x} + i\delta C_x^\pm + i\alpha\bar{h}\left(C_z^+ + C_z^-\right) = 0. \end{aligned} \qquad (3)$$

Из уравнений (3) можно получить спектр собственных мод двумерного брэгговского резонатора (Рис.2). Важной особенностью указанного спектра является наличие выделенной по добротности основной моды на брэгговской частоте [1]. Данная особенность позволяет уже на линейном этапе взаимодействия гарантировать селективное возбуждение указанной моды.

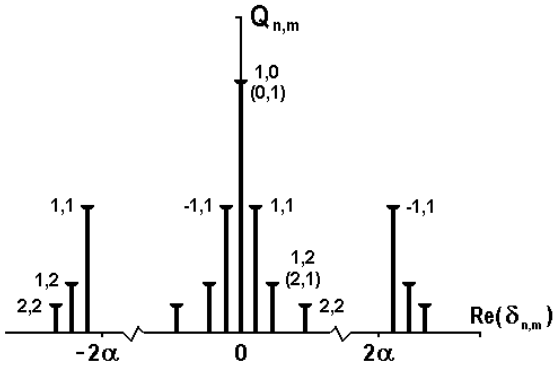


Рис. 2. Спектр собственных мод двумерного брэгговского резонатора

Взаимодействие активной среды с электромагнитным полем можно описывать в рамках полуклассического подхода [3-7]. Основываясь на представлении электромагнитного поля в виде совокупности четырех парциальных волновых потоков, можно представить резонансную часть поляризации и инверсию активной среды в виде суперпозиции соответствующих гармоник:

$$\vec{P} = \vec{y}_0 \,\mathrm{Re}\left(i\left(P_z^+ e^{i\bar{h}z} + P_z^- e^{-i\bar{h}z} + P_x^+ e^{i\bar{h}x} + P_x^- e^{-i\bar{h}x} \right) e^{i\omega_0 t} \right)$$
$$\rho = \rho_0 + \mathrm{Re}\left(\rho_{2z} e^{2i\bar{h}z} + \rho_{2x} e^{2i\bar{h}x} + \rho_{z-x} e^{2i\bar{h}(z-x)} + \rho_{z+x} e^{2i\bar{h}(z+x)} \right) \qquad (3)$$

и получить усредненные уравнения для медленно меняющихся амплитуд электромагнитного поля, поляризации и инверсии среды.

Численное исследование нелинейной стадии взаимодействия показывает, что в широком диапазоне параметров усиления среды реализуется стационарный одномодовый режим лазерной генерации [3, 6]. При этом фактически происходит сиов

Управляемый перенос энергии и заряда в массиве кремниевых нанокристаллов

В.А. Беляков, В.А. Бурдов, К.В. Сидоренко, А.А. Конаков, И.А. Чугров, Д.А. Грачев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: dragon_bel@mail.ru

Вопросы хранения, передачи и использования информации являются одними из самых насущных для современных технологий, поэтому их исследование и нахождение возможных путей их решения представляется в высшей степени актуальным. В частности, современный уровень развития многопроцессорных систем предъявляет повышенные требования к скорости работы памяти. В качестве функциональных элементов для устройств памяти могут быть предложены наноструктуры на основе упорядоченных массивов кремниевых нанокристаллов, в которых возможно контролируемым образом воздействовать на квантовую динамику экситонной или спиновой подсистемы. Выбор для этой цели кремния диктуется непрямозонностью его энергетической зонной структуры и, следовательно, низкой эффективностью межзонных излучательных переходов в нем. Это обеспечивает большое время жизни элементарных возбуждений в таких системах по сравнению с различными структурами (в том числе и нанокристаллами) на основе прямозонных полупроводников.

Перемещение экситонов (идущее, как правило, по механизму Фёрстера-Декстера [1]) по массиву нанокристаллов интересно как способ доставки порции энергии, запасенной в экситоне, в заданную точку, где эта энергия может быть преобразована в какую-либо другую форму, например, в квант света. Подбирая «архитектуру» массива нанокристаллов, можно добиваться направленного потока экситонов в некоторую заданную область, в которой уже будет происходить преобразование доставленной туда энергии. При этом перемещение электрического заряда не происходит. Это, в свою очередь, подразумевает возможность управляемого возбуждения электронной подсистемы в ансамблях нанокристаллов, т.е. возможность передачи и хранения информации. Базируясь на этой идее, Kawazoe и др. [2] на основе нанокристаллов прямозонных полупроводников типа A_2B_6 предложили устройство оптического нанофонтана, испускающего фотоны в области, где сконцентрированы квантовые точки с большими размерами.

Экситонный перенос в массивах нанокристаллов на основе прямозонных полупроводников типа A_3B_5 или A_2B_6 уже изучался ранее как теоретически, так и экспериментально [3,4]. В [5] рассчитывались времена экситонного трансфера для нанокристаллов InAs и Si, однако не учитывались коллективные эффекты в большом массиве нанокристаллов, а также влияние других релаксационных процессов.

В данной работе было проведено моделирование энергопереноса в массиве, в котором средний радиус кремниевых нанокрисаталлов $\bar{R}$ в зависимости от координаты z в слое изменялся по закону

$$\bar{R} = R_0 + a*z\,. \qquad (1)$$

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

$$\rho(R) = \frac{1}{\left(S\sqrt{2\pi}R\right)}\exp\left[-\frac{\left(\ln(R)-M\right)^2}{\left(2S^2\right)}\right], \qquad (2)$$

Для выполнения равенства (1), необходимо чтобы параметр M изменялся по закону

$$M = \ln(R_0 + a*z) - S^2/2\,. \qquad (3)$$

Периодически на краю массива при $z=0$ возбуждалось по одному экситону в каждом нанокристалле, после чего экситонные пары могли свободно перемещаться в исследуемой структуре. По достижению другого края $z=H$, экситоны могли свободно покидать массив.

Следует заметить, что для полноценного анализа кинетики экситонного переноса необходимо рассматривать систему с большим количеством нанокристаллов, что требует использование многопроцессорных вычислений. С этой целью в данной работе было выполнено компьютерное моделирование на основе метода Монте-Карло процесса экситонного переноса для 1048576 нанокристаллов кремния внедрённых в плоские диэлектрические слои SiO_2 с учетом различных механизмов энергетической релаксации (излучательная рекомбинация, безызлучательная рекомбинация, туннелирование, экситонный перенос). Результаты расчёта скоростей данных процессов можно найти в [6-8].

Очевидно, что скорость экситонного переноса должна зависеть от плотности заполнения нанокристаллами диэлектрического слоя, которая характеризуется коэффициентом объёмного наполнения n_v (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

$$L = 2\bar{R}\left(\sqrt[3]{\frac{\pi}{6n_v}} - 1\right). \qquad (4)$$

На рис. 1 представлено среднее время прохождения экситоном активного слоя τ_{ex} в зависимости от ширины массива H, при различных значениях

коэффициента объёмного наполнения n_v для $a = 1.2*10^5$ см$^{-1}$, $R_0 = 1.5$ нм, $S = 0.25$.

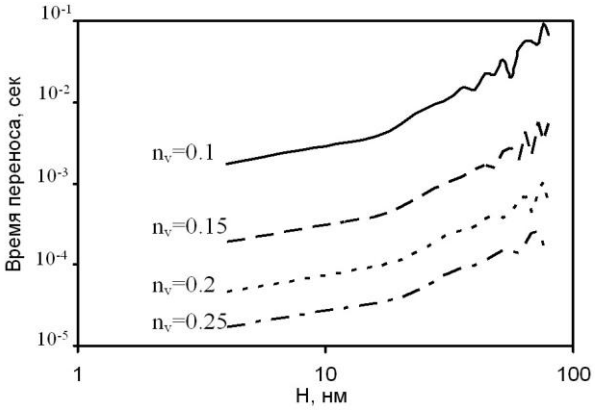


Рис. 1. Зависимость времени прохождения экситона от толщины наноструктуры

Видно, что величина τ_{ex} вначале растёт линейно с увеличением ширины массива, а затем рост ускоряется. Следовательно, происходит замедление движения экситона. Согласно формуле (4), увеличение среднего радиуса нанокристалла при постоянном значении n_v приводит к увеличению расстояния между нанокристаллами, уменьшая скорость экситонного трансфера. Напротив, увеличение коэффициента заполнения уменьшает расстояния между нанокристаллами , что ведёт к уменьшению τ_{ex} .

Другой способ управления переносом возбуждений в массиве нанокристаллов заключается в наложении внешнего электрического поля. В этом случае электроны и дырки двигаются разнонаправлено, что приводит к возникновению электрического тока. Кроме того, электроны и дырки могут накапливаться в нанокристаллах раздельно, что не вызывает их аннигиляции посредством излучательной рекомбинации или Оже-рекомбинации, но приводит к эффекту Кулоновской блокады.

Результаты расчёта вольтамперной характеристики диодных структур, сформированных на основе тонких пленок SiO_2 с нанокристаллами Si, представлены на рисунке 2. Данные приведены для прямой ветви симметричной вольтамперной характеристики, при этом на эмиттер прикладывалось отрицательное смещение.

Моделирование показало, что существует минимальное напряжение $V_{\min}$, при котором начинает течь ток. Причём $V_{\min}$ уменьшается с увеличением среднего радиуса нанокристаллов. Данное напряжение возникает из-за необходимости компенсировать разницу энергий уровней соседних нанокристаллов при переносе заряда в заданном направлении. Также на рис. 2 можно увидеть возрастание

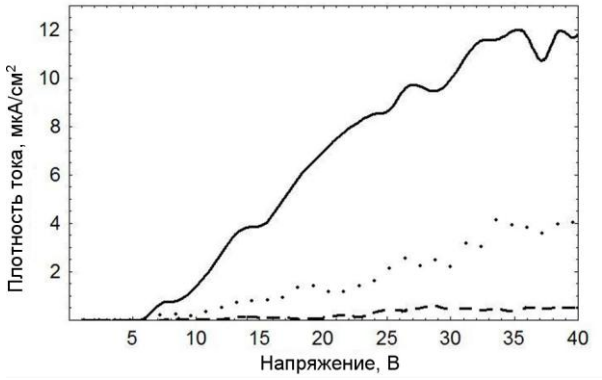


Рис. 2. Зависимость плотности тока от приложенного напряжения для структуры шириной $H = 40$ нм и $\bar{R} = 2.0$ нм при различных коэффициентах объёмного наполнения $n_v = 0.2$ – сплошная линия, $n_v = 0.15$ – пунктирная линия, $n_v = 0.1$ – штриховая линия

тока при увеличении плотности заполнения нанокристаллов в массиве. Согласно формуле 4, увеличение n_v приводит к уменьшению расстояния между нанокристаллами, что увеличивает скорость переноса заряда, следовательно, и ток.

Работа была поддержана РФФИ.

1. Dexter D.L. Theory of sensitized luminescence of solids / D.L. Dexter // J. Chem. Phys. 1952. V. 21. P. 836-850.

2. Kawazoe T. Optical nanofountain: A biomimetic device that concentrates optical energy in a nanometric region / T. Kawazoe, K. Kobayashi, M. Ohtsu // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 86. P. 103102.

3. Kagan C.R. Electronic Energy Transfer in CdSe Quantum Dot Solids / C.R. Kagan, C. B. Murray, M.G. Bawendi // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 1517-1520.

4. Crooker S.A. Spectrally Resolved Dynamics of Energy Transfer in Quantum-Dot Assemblies: Towards Engineered Energy Flows in Artificial Materials / S.A. Crooker, J.A. Hollingsworth, S. Tretiak, V.I. Klimov // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 89. P. 186802.

5. Allan G. Energy transfer between semiconductor nanocrystals: Validity of Förster's theory / G. Allan, C. Delerue // Phys. Rev. B. 2007. Vol.75. P. 195311.

6. Konakov A.A. Optical gap of silicon crystallites embedded in various wideband amorphous matrices: role of environment / A.A. Konakov, V.A. Burdov // J. Phys.: Condens. Matter. 2010. V. 22. P. 215301.

7. Belyakov V.A. Radiative Recombinantion and Migration Effects in Ensembles of Si Nanocrystals: Towards Controllable Nonradiative Energy Transfer / V.A. Belyakov, V.A. Burdov // Journal of Computational and Theoretical Nanoscience. 2010. V. 8. № 3. P. 365-374

8. Investigation of Auger recombination in Geand Sinanocrystals embedded in SiO2 matrix / M. Mahdouani, R. Bourguiga, S. Jaziri, S. Gardelis, A.G. Nassiopoulou // Physica E. 2009. Vol. 42. P. 57-62.

Влияние температуры роста на плотность дефектов в структуре массивов Ge(Si) самоформирующихся нанооствровков

А.И. Бобров, Д.А. Павлов, А.В. Пирогов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород

e-mail:bobrov@phys.unn.ru

Структуры с самоформирующимися кремний-германиевыми нанооствровками представляют интерес как с точки зрения создания совместимых со стандартной кремниевой технологией светоизлучающих полупроводниковых приборов [1, 2], так и в качестве удобной системы для изучения напряжённого роста по механизму Странского-Крастанова. С обеих этих точек зрения оказывается важным исследование кристаллического совершенства формируемых структур, а также типов возникающих в них дефектов и концентрацию последних.

Так, например, ранее было показано [3], что с увеличением температуры отжига структур с Ge(Si) нанооствровками наблюдается существенное возрастание интенсивности сигнала фотолюминесценции от островков при низких температурах (77K). Предполагалось, что этот эффект связан с аннигиляцией точечных дефектов в процессе отжига, что в свою очередь обуславливало снижение концентрации центров безызлучательной рекомбинации. Аналогичная закономерность наблюдалась и с увеличением температуры роста самоформирующихся кремний-германиевых структур [4].

В рамках нашей работы были проведены исследования методами высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ) подборки образцов с массивами вертикально связанных Ge(Si) нанооствровков, полученных в диапазоне ростовых температур от 600 до 700°C. В эксперименте применялись просвечивающий электронный микроскоп JEM-2100F и оснастка компании Gatan для подготовки поперечного среза. Исследуемые структуры были выращены и исследованы методом спектроскопии фотолюминесценции в ИФМ РАН. Визуализация упругих деформаций и дефектов кристаллической структуры производилась методом геометрической фазы, подробно описанным в работах [5, 6, 7].

На рис. 1 показан снимок высокого разрешения Ge(Si)-нанооствровка, выращенного при температуре 700°C, с наложенной на него картой распределения упругих деформаций межплоскостных расстояний в направлении [002]. Жёлтыми стрелками отмечены нарушения периодичности атомных плоскостей, трактуемых в работах [5, 7] как дефекты кристаллической решётки. В результате изучения подборки образцов было зафиксировано двукратное снижение количества подобных нарушений в атомной структуре Ge(Si)-нанооствровков с повышением ростовой температуры в диапазоне от 600 до 700°C (рис. 2).

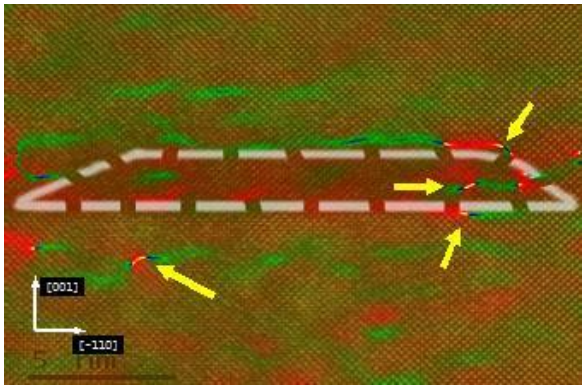


Рис. 1. Изображение Ge(Si)-нанооствровка (отмечен белой прерывистой линией) в атомном разрешении с наложенной на него картой распределения упругих деформаций межплоскостных расстояний в направлении [002], полученной методом геометрической фазы. Красный цвет соответствует областям растяжений относительно неискажённой кремниевой кристаллической решётки (отмечена зелёным цветом), синий – областям сжатия. Жёлтыми стрелками отмечены нарушения периодичности атомных плоскостей в структуре

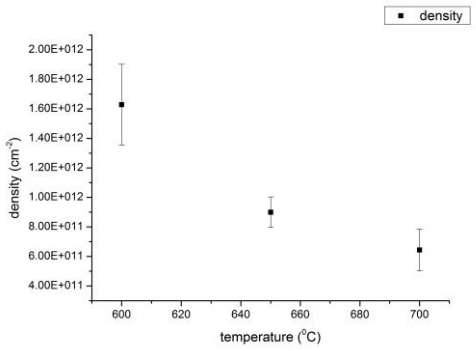


Рис. 2. Плотность дефектов в структурах массивов германий-кремниевых островков, выращенных в интервале температур от 600 до 700°C

На рисунке 3 показаны спектры фотолюминесценции (ФЛ) от исследованных нами образцов. Рис. 4 демонстрирует интенсивность сигнала люминесценции от Ge(Si) островков в зависимости от температуры, при которой была выращена структура с массивами нанооствровков. Из представленных иллюстраций можно видеть, что с увеличение ростовой температуры происходит значительное увеличение интенсивности фотолюминесценции от исследованных объектов при низких (77K) температуре измерения. Этот результат качественно согласуется с данными, полученными методом геометрической фазы, которые в свою

очередь показывают снижение плотности структурных дефектов, а следовательно и центров безызлучательной рекомбинации, с повышением температуры роста.

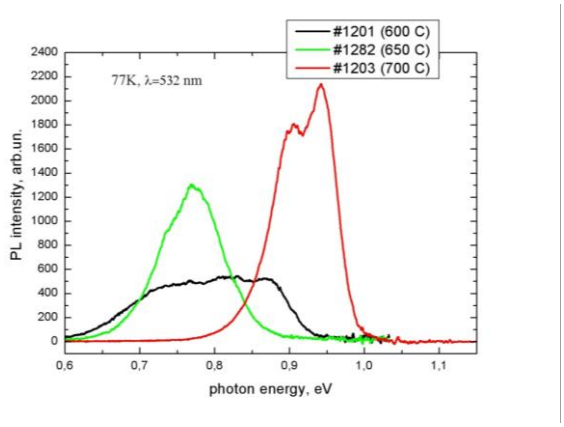


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции для структур с вертикально связанными массивами GeSi-островков, выращенных при разных температурах

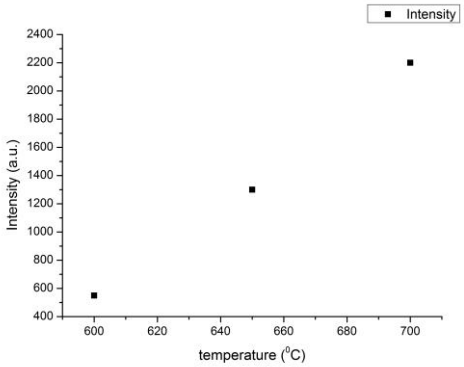


Рис. 4. Зависимость интенсивности сигнала люминесценции от Ge(Si) островков в зависимости от температуры их формирования

Таким образом, нами продемонстрированы возможности применения метода геометрической фазы для изучения сложных гетероэпитаксиальных систем. Однако, несмотря на наличие теоретических наработок по данной тематике [5, 7], на данный момент нет возможности корректно определить тип структурных нарушений, показанных в настоящей работе. Этому вопросу будут посвящены дальнейшие детальные исследования.

1. Paul D.J. Si/SiGe heterostructures: from material and physics to devices and circuits/ D.J. Paul// Semicond. Sci. Technol. 2004. **№19.** P. 75–108;

2. Apertz R. Photoluminescence and electroluminescence of SiGe dots fabricated by island growth / R. Apertz, L. Vescan, A. Hartmann, C. Dieker, H. Luth // Applied Physics Letters. 1995. V. 66. P. 445–447.

3. Дроздов Ю.Н. Сравнительный анализ фото- и электролюминесценции многослойных структур с самоформирующимися островками Ge(Si)/Si (001)/Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, А.Н. Яблонский // ФТП. 2008. Т. 42. Вып. 3. С. 291–295;

4. Buyanova I.A., Chen W.M., Pozina G., Monemar B., Ni W.-X.Ю, Hansson G.V. // Appl. Phys. Lett. 1997. **71**. P.3676

5. Hytch M.J. Geometric phase analysis of high resolution electron microscope images / M.J. Hytch// Scanning Microscopy. 1997. V. 11. P. 53–66;

6. Гутаковский А.К. Применение высокоразрешающей электронной микроскопии для визуализации и количественного анализа полей деформации в гетеросистемах / А.К. Гутаковский, А.Л. Чувилин, Se Ahn Song // Известия РАН. Серия физическая – 2007-71. № 10 – 1464-1470;

7. Martin J. Hytchtch, Jean-Luc Putaux† & Jean-Michel Pe´nisson Measurement of the displacement field of dislocations to 0.03A° by electron microscopy// NATURE 2003.V. 423, P. 270–273.

Наноструктуры на основе разбавленных магнитных полупроводников

А.Д. Буравлёв[1-3]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
[2] Академический университет РАН, Санкт-Петербург
[3] Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург

e-mail: bour@mail.ioffe.ru

Изучение магнитных примесей в полупроводниках в последнее время вызывает постоянно растущий интерес из-за потенциальной возможности по созданию приборов, работающих на использовании степеней свободы, связанных не только с зарядом, но и спином носителей тока. Создание подобного класса приборов может привести к кардинальному изменению существующей элементной базы. Несмотря на то, что большинство доступных на сегодняшний день приборов спинтроники основано на использовании магнитных металлов, полупроводниковая спинтроника обладает рядом существенных преимуществ. Так, некоторые магнитные явления проявляются намного сильнее в полупроводниках, например, эффекты спиновой поляризации. Кроме того, магнитные свойства таких систем могут контролироваться путем простого приложения внешнего электрического поля. Магнитные полупроводники или, точнее, разбавленные магнитные полупроводники (РМП), могут быть получены путем легирования активного слоя небольшим количеством магнитных атомов. Наиболее распространено легирование атомами Mn, которые имеют пять не спаренных электронов в d- оболочке и поэтому обладают большой величиной спина равной 5/2. В зависимости от уровня легирования и расстояния между атомами легирующей примеси, РМП могут проявлять пара-, ферро- и антиферромагнитное поведение. Одной из основных проблем при синтезе РМП на основе A_3-Mn-B_5 соединений является низкая равновесная растворимость марганца в A_3B_5 полупроводниках. Поэтому использование неравновесных технологических методик таких, как молекулярно-пучковая эпитаксия, и переход к синтезу низкоразмерных систем таких, как самоупорядоченные квантовые точки (СКТ) и нитевидные нанокристаллы (ННК) является одним из возможных ее решений.

В настоящей работе докладывается об исследовании структурных, оптических и магнитных свойств как (Ga,Mn)As ННК, так и (In,Mn)As СКТ синтезированных с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ).

Ростовые эксперименты были проведены на установке МПЭ ЭП1203 оснащенной молекулярными источниками Mn, In, Ga и As. В качестве подложек были использованы пластины монокристаллического GaAs готовые к эпитаксии. Скорость роста устанавливалась с помощью предварительной калибровки потоков по периоду осцилляций интенсивности зеркального рефлекса картины дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Температура молекулярного источника Mn была равна 710°C. Данная температура источника при росте объемных слоев, соответствовала уровню легирования порядка 10^{18} см$^{-3}$.

Для синтеза образцов с (In,Mn)As СКТ были использованы несколько технологических подходов как с помощью стандартных способов формирования СКТ (в том числе был произведен рост СКТ на предварительно нанесенном подслое Mn), так и оригинальных, основанных на том, что заслонка ячейки Mn открывалась только в определенные промежутки времени, а не в течение всего времени роста СКТ [1,2].

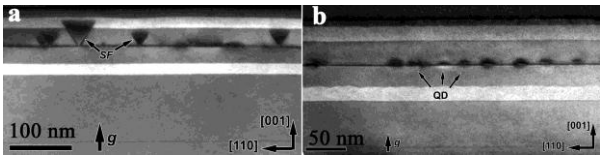


Рис. 1. Темнопольные изображения поперечных сечений (1-10) образцов, полученные в двухлучевых условиях с действующим дифракционным вектором g=002

Проведенные структурные исследования полученных образцов продемонстрировали, что легирование Mn на заключительном этапе роста КТ приводит к образованию дислокаций несоответствия (SF) вдоль плоскостей типа {111} (Рис.1a), тогда как при легировании Mn центральной части КТ в образце не наблюдается протяженных дефектов структуры (Рис.1b).

Изучение спектров фотолюминесценции образца с протяженными дефектами (Рис.1a) показало отсутствие излучения в исследуемом спектральном диапазоне, что, вероятно, связано с возникновением канала безызлучательной рекомбинации. Таким образом, формирование подобных СКТ не представляет практического интереса. В свою очередь, при исследовании образца полученного путем легирования центральной части атомами Mn была зарегистрирована широкая полоса излучения с максимумом при 1,255 eV. При этом изучение поляризации фотолюминесценции в магнитном поле показало, что наблюдается характерное поведение, которое может быть обусловлено антиферромагнитным взаимодействием между электронами внутренней $3d^5$ оболочки Mn с дырками валентной зоны.

Кроме того, были исследованы процессы формирования и свойства ННК на основе (Ga,Mn)As соединений. Следует отметить, что данные объекты заслуживают особого внимания, поскольку наличие сильной анизотропии по одно-

му из направлений роста, контроль геометрических размеров, структуры ННК и их расположения, предоставляют уникальные возможности по созданию систем с заранее запрограммированными магнитными свойствами.

МПЭ рост ННК происходил с использованием Mn в качестве катализатора. Было установлено, что для роста ННК необходимы условия стабилизации по элементам металлической группы. Кроме того, было выявлено, что формирование ННК в данной системе носит диффузионный характер. При изменении потока As, синтезированные ННК обладали разной зависимостью длины от диаметра, которая может быть описана в рамках нестационарной кинетической модели роста.

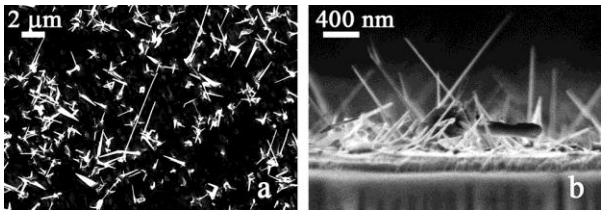


Рис. 2. СЭМ-изображения GaMnAs ННК: (a) - поверхность образца, (b) - изображение со скола образца

На рис. 2 приведено изображение поверхности образца с (Ga,Mn)As ННК. Из анализа полученных СЭМ изображений поверхности следует, что под углом 54,5° к нормали поверхности наблюдается два основных направления расположения ННК. Помимо этого, были обнаружены ННК синтезированные вдоль кристаллографических направлений типа [310] под соответствующими углами 19° и 71° к нормали поверхности с гораздо меньшей поверхностной плотностью. Соотношение ННК в направлении [111] к ННК в направлении [310] составило 15:1. Из анализа изображений можно определить и характерные размеры ННК: длина полученных ННК составила 0,7-1 мкм, в их диаметр - 60-70 нм. Отдельные ННК достигали длины 2-3 мкм. Поверхностная плотность полученных наноструктур составила ~ 109 см-2.

Структурные исследования синтезированных ННК проведенные с помощью просвечивающей электронной микроскопии, выявили, что ННК формируются в кубической кристаллографической фазе. Некоторые содержат плоские дефекты, такие как дефекты упаковки, расположенные параллельно направлению роста. Анализ данных показал отсутствие каких-либо преципитат внутри и на боковых гранях ННК в пределах обнаружения по Mn равному 0.5%, в то время как исследование поверхности образцов между ННК выявило наличие преципитат полусферической формы с латеральными размеры от 100 до 200 нм, и толщиной до 50 нм. Среднее расстояние между отдельными преципитатами составляет 1 мкм. Исследование химического состава показало, что преципитаты представляют собой объекты с α-MnAs кристаллографической фазой.

Изучение магнитных свойств образцов с ННК проведенного с помощью СКВИД магнетометра показало, что образцы демонстрируют ферромагнитное поведение с температурой Кюри порядка 330К (Рис. 3). Принимая во внимание результаты структурных исследований, данное поведение может быть обусловлено формированием α-MnAs нананокластеров. Поэтому ННК методом ультрасонирования были сняты с поверхности подложки. Температурная зависимость намагниченности ННК показала характерное ферромагнитное поведение до температур порядка 70К (Рис.4).

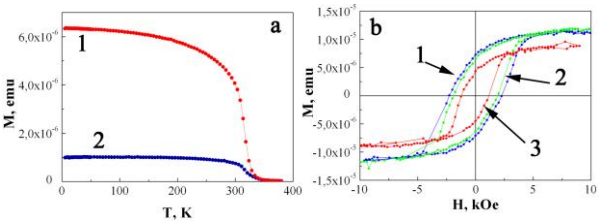


Рис. 3. (a) – Температурная зависимость намагниченности измеренная в приложенном магнитном поле 100 Oe образца с (Ga,Mn)As ННК после охлаждения в магнитном поле (FC) (1) и без магнитного поля (ZFC) (2). (b) – Полевая зависимость намагниченности измеренная при температуре: 10K - (1), 200K – (2) and 300K – (3)

Исследование спектров фотолюминисценции образца с (Ga,Mn)As ННК продемонстрировало существование широкой полосы излучения около 1.411 eV и соответствующих TA и LO фононные повторений, которые могут быть обусловлены рекомбинацией равновесных фотовозбужденных свободных электронов и дырок связанных с нейтральными акцепторами Mn. В свою очередь изучение оптических свойств ННК снятых с поверхности и перенесенных на подложку Si, выполненное при более высоких температурах показало, что полоса излучения около1.411 eV стала шире и сместилась в область больших энергий, что может быть связано с формированием примесной зоны.

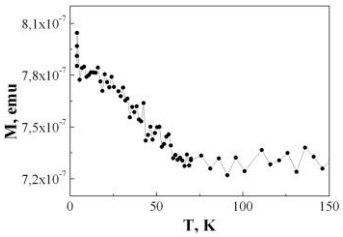


Рис. 4. Температурная зависимость намагниченности измеренная в приложенном магнитном поле 200 Oe (Ga,Mn)As ННК снятых с поверхности

Кроме того, была разработана методика нанесения металлических контактов на одиночные ННК, перенесенных на подложку кремния с предварительно осажденным слоя SiO_2, с помощью электронно-лучевой литографии и проведено первоначальное изучение электрических свойств одиночных ННК.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, РФФИ, различными научными программами РАН и программами FP7.

Многочастичные состояния в системах пространственно прямых и диполярных экситонов в гетероструктурах Si/ $Si_{1-x}Ge_x$/Si

Т.М. Бурбаев, Д.С. Козырев, Д.Н. Лобанов*[1], *А.В. Новиков*[1], *Н.Н. Сибельдин, М.Л. Скориков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: burbaev@sci.lebedev.ru

В объемном кремнии и германии из-за сильного вырождения электронного и дырочного спектров основным состоянием неравновесной *e-h* системы является металлическая электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ), в которую конденсируются экситоны. Низкий по плотности экситонного газа порог для образования ЭДЖ в этих материалах затрудняет исследование других многочастичных состояний. Особенность гетеросистемы Si/$Si_{1-x}Ge_x$/Si состоит в том, что напряженный слой $Si_{1-x}Ge_x$ создает глубокую квантовую яму (КЯ) для дырок в валентной зоне и относительно невысокий барьер для электронов в зоне проводимости; взаимодействуя с дырками, электроны могут проникать в барьерный слой. Варьируя его толщину *d* можно получать, таким образом, как системы с пространственно прямыми (при малых *d*), так и с пространственнонепрямыми (диполярными) экситонами. В данной работе исследовались многочастичные возбуждения в таких структурах методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) в ближней инфракрасной (БИК) и видимой областях спектра.

На рис.1 показаны спектры ФЛ в БИК области структур одинакового состава $Si_{1-x}Ge_x$-слоя ($x \approx 0.09$), но с разной его толщиной: 4 нм (образец *#4*, рис. 1a) и 2 нм (*#2*, рис. 1b). Представлены наиболее интенсивные фононные компоненты спектра структуры, отвечающие испусканию поперечного оптического ТО фонона. При низких уровнях возбуждения (графики *1-5* (a) и *1-4* (b)) в коротковолновой области спектров наблюдаются линии экситонной ФЛ. При высоких температурах экситоны свободны (FE). В структуре *#4* диполярные экситоны свободны при $T \geq 23$K. В структуре *#2* пространственно прямые экситоны свободны при $T \geq 12$K. С понижением температуры экситоны локализуются в ямах случайного потенциального рельефа, возникающего из-за неоднородности состава в плоскости слоя и на гетерограницах, при этом линии ФЛ локализованных экситонов (LE) сдвигаются в красную сторону спектра (показано только на рис.1a). С понижением температуры на красном крыле экситонных линий возникают линии ФЛ биэкситонов: диполярных локализованных (LBiE) в структуре *#4* и, при $T \geq 12$K, свободных (FBiE) пространственно прямых биэкситонов

в структуре *#2*. Зависимость интенсивности ФЛ от уровня накачки оказалась для LBiE линейной, а для FBiE – близкой к квадратичной. При высоких уровнях возбуждения и низких температурах в спектрах доминирует излучение ЭДЖ (EHL), пространственно-прямой в образце *#2* и диполярной в *#4* (спектры *5* (b) и *6,7* (a)). Отличительным свойством линии излучения ЭДЖ, является независимость ее формы от уровня накачки. На рис.1a видно, что при 1.8K формы нормированных линий ФЛ в спектрах *6, 7*, измеренных при величинах *P*, отличающихся в 2 раза, совпадают. Линии ФЛ, измеренные при том же уровне накачки в диапазоне 1.8-6K, также совпадают по форме и по положению со спектрами *6, 7*. Диполярная ЭДЖ в структуре *#4* состоит из тяжелых дырок в КЯ SiGe слоя и связанных с ними кулоновским взаимодействием электронов из Δ4- долин зоны проводимости кремния в «треугольных» потенциальных ямах, возникающих на гетерогранице Si/SiGe из-за искривления зон при высоком возбуждении. Расчетная форма линии излучения (штриховая линия) в этом случае описывается двумерной плотностью

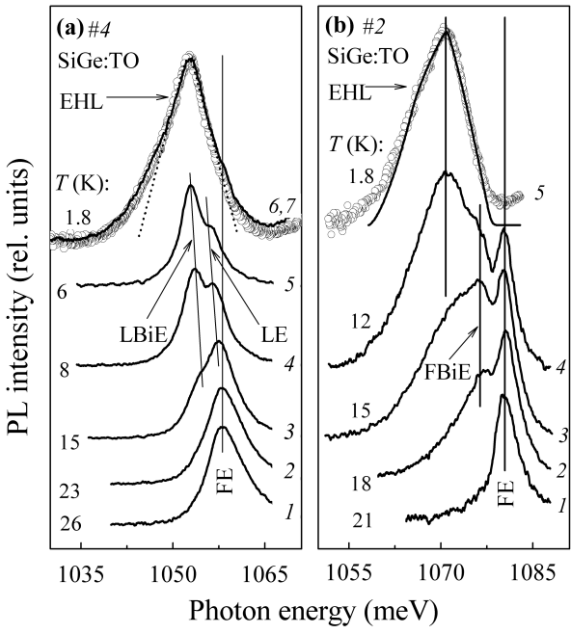


Рис. 1. Изменение нормированных спектров ФЛ в БИК области структур *#4* (a) и *#2* (b) при понижении температуры *T* и увеличении накачки *P*.

(a): *1-5* - *P*=0.12 Вт/см^2; *T* изменяется от 26 до 6K. Спектры *6* (кружки, *P*=85 Вт/см^2) и *7* (сплошная линия, *P*=170 Вт/см^2) совмещены, *T*=1.8K. Штриховой кривой показана расчетная форма линии диполярной ЭДЖ.

(b): *1-4* - *P*=2 Вт/см^2; *T* изменяется от 21 до 12K. *5*- *P*=4 Вт/см^2; *T*=1.8K, сплошная линия – расчетная форма линии пространственно-прямой ЭДЖ [1]

состояний, как для тяжелых дырок, так и для Δ4-электронов.

Расчетная форма линии ФЛ пространственно прямой ЭДЖ приведена на спектре *5* (рис.1b) сплошной линией [1]. Различие в формах линий ЭДЖ структур *#2* и *#4* связано с различной зависимостью плотности состояний ρ для электронов в ЭДЖ от энергии ($\rho \sim E^{1/2}$ для *#2* и ρ=const для *#4*). Кроме того, в структурах *#2* и *#4* различны отношения энергий Ферми для электронов и дырок F_e/F_h, определяющие форму линии излучения ЭДЖ. Энергия связи диполярной ЭДЖ существенно меньше, чем пространственно прямой. Это видно из сравнения энергетических расстояний между линиями ЭДЖ и FE на рис.1a и 1b.

На рис. 2 показано изменение спектров ФЛ в видимой области для структур *#4* и *#2* при увеличении накачки. Излучение в видимой области возникает при рекомбинации 4-х частиц – 2-х электронов из противоположных долин зоны проводимости кремния и 2-х дырок в КЯ SiGe слоя (двухэлектронные переходы). ФЛ при таких двухэлектронных переходах наблюдается при энергии квантов примерно в 2 раза большей, чем энергия бесфононной NP компоненты спектра, отвечающего одноэлектронным переходам в БИК области. Узкие линии на рис. 4 соответствуют ФЛ биэкситонов, широкие – ЭДЖ. При низком уровне накачки в структуре *#4* биэкситоны наблюдаются в интервале 1.8-23К. При 23К они свободные. При понижении температуры до 1.8К происходит их локализация, при этом линия их ФЛ, также как и в БИК области спектра, смещается в красную сторону. С увеличением накачки возникает диполярная ЭДЖ. Форма и положение в спектре ее линии излучения перестают зависеть от мощности накачки при ее дальнейшем увеличении и практически не зависят от температуры в интервале 1.8-6К.

Для структуры *#2* трансформация спектров ФЛ в видимой области при увеличении уровня возбуждения при *T*=15 К видна на рис.2b. При низких уровнях возбуждения в спектрах хорошо выражена узкая линия ФЛ свободных биэкситонов с полушириной FWHM ≈ 4 мэВ. При высоких уровнях возбуждения в спектрах доминирует широкая линия ФЛ, FWHM ≈ 20 мэВ. Также как в БИК области форма широкой линии ФЛ в видимой области при высоких уровнях возбуждения (спектры *3* и *4*) не зависела от величины *P*, что характерно для линии ФЛ ЭДЖ. ЭДЖ в этом случае пространственно прямая, энергия связи и критическая температура у нее существенно больше, чем у диполярной ЭДЖ. При 15 К форма линии ЭДЖ в значительной мере определяется температурой. При 1.8К (спектр *5*) форма ФЛ определяется только видом зависимости ρ(*E*) и энергиями Ферми частиц ЭДЖ. Сплошной линией на спектре показана численная свертка экспериментального спектра *5* на рис.1b, измеренного в БИК области при 1.8К. Хорошее совпадение экспериментально измеренной в видимой области формы линии ФЛ со сверткой экспериментального спектра ЭДЖ, измеренного в БИК области доказывает, что природа линий ФЛ в этих двух случаях одинакова.

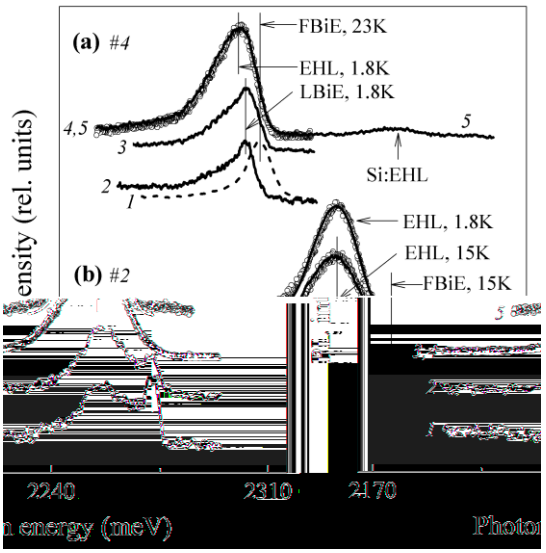


Рис. 2. Трансформация нормированных спектров ФЛ в видимой области при увеличении накачки

(a): структура *#4*. Интенсивность накачки для спектров *2-5* равна 3.8, 13, 108, 180 Вт/см^2, соответственно, *T*=1.8K. Спектры *4* (кружки, 108 Вт/см^2) и *5* (линия, 180 Вт/см^2) совмещены. Штриховой линией показан спектр ФЛ свободных биэкситонов (*P*=3.5 Вт/см^2; *T*=23K).

(b): структура #2. Интенсивность накачки для спектров *1-4* равна 0.5, 1.0, 85, 150 Вт/см^2 соответственно, *T*=15K. Спектры *3* (кружки, 85 Вт/см^2) и *4* (линия, 150 Вт/см^2) совмещены. Спектр *5* измерен при *T*=1.8K и *P*=260 Вт/см^2. Сплошной линией на спектре показана численная свертка экспериментального спектра *5* из рис. 1b

Таким образом, в БИК области мы наблюдаем одноэлектронный, а в видимой – двухэлектронный спектр излучения пространственно-прямой квазидвумерной ЭДЖ.

Из спектров в БИК и видимой областях можно найти энергию связи свободного биэкситона E_M:

$$E_M = 2[h\nu_{NIR}(\text{FE-NP})] - h\nu_{VIS}(\text{FBiE}),$$

где $h\nu_{NIR}$ и $h\nu_{VIS}$ – энергии квантов ФЛ возбужденных состояний, указанных в круглых скобках, в БИК и видимой областях. Отсчет энергий удобнее вести от линий ЭДЖ, используя в БИК области хорошо выраженные компоненты ТО спектра:

$$E_M = 2[h\nu_{NIR}(\text{FE-TO}) - h\nu_{NIR}(\text{EHL-TO})] - [h\nu_{VIS}(\text{FBiE}) - h\nu_{VIS}(\text{EHL})].$$

Из спектров на рис. 1, 2, получаем E_M = 2.0 ± 0.5 мэВ. Полученная величина для энергии связи квазидвумерных свободных биэкситонов заметно превышает энергию связи свободных биэкситонов в трехмерном случае.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований гранты 13-02-00853, 11-02-12261, 12-02-313 82 и программами РАН.

1. Shepel’ D.V. Quasi-two dimensional electron-hole liquid and biexcitons in SiGe layers of Si/SiGe/Si heterostructures / D.V. Shepel’, T.M. Burbaev, N.N. Sibeldin, M.L. Skorikov // Phys. Status. Solidi. 2011. V. C8, № 4. P. 1186–1189.

Моделирование временно́й динамики примесной фотопроводимости полупроводников $A^{III}B^{V}$, легированных мелкими донорами, при импульсном возбуждении

В.Я. Алёшкин, Д.И. Бурдейный

Институт физики микроструктур РАН, д. Афонино, Нижегородская область

e-mail: burdeiny@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе проведено моделирование динамики примесной фотопроводимости полупроводников вида $A^{III}B^{V}$ с простой зоной проводимости (например, GaAs, InP), легированных мелкими донорами, при импульсном возбуждении внешним излучением.

Известно, что при низкой температуре (порядка 4.2 К) энергетическая релаксация электронов проводимости в полупроводниках вида $A^{III}B^{V}$ с простой зоной осуществляется за счёт трёх механизмов [1,2]: а) испускание и поглощение акустических фононов (полярное акустическое (PA), деформационное акустическое (DA) рассеяние); б) испускание продольных оптических (LO) фононов, если энергия электрона превышает энергию фонона $\hbar\omega_{LO}$; в) электрон-электронное рассеяние. Обозначим характерные времена трёх указанных процессов через τ_A, τ_{LO}, и τ_{ee} соответственно. При температуре $T = 4.2$ К в пассивной области ($\varepsilon < \hbar\omega_{LO}$) время рассеяния определяется рассеянием на акустических фононах и имеет порядок $\tau_A \sim 10^{-9}$ с. В активной области ($\varepsilon > \hbar\omega_{LO}$) время рассеяния определяется испусканием оптических фононов и имеет порядок $\tau_{LO} \sim 10^{-13}$с. Характерное время межэлектронных столкновений зависит от концентрации электронов проводимости, и в весьма широком диапазоне концентраций выполнено неравенство [2]

$$\tau_A >> \tau_{ee} >> \tau_{LO}. \qquad (1)$$

Испускание оптических фононов в активной области всегда является самым быстрым процессом, в результате которого электрон перемещается в пассивную область. Поэтому при моделировании можно считать испускание LO-фононов мгновенным и рассматривать только энергетическую релаксацию электронов в пассивной области за счёт рассеяния на акустических фононах и межэлектронного рассеяния. Приближённые оценки для GaAs показывают [2], что *ee*-рассеяние является главным механизмом во всей пассивной области при $T = 4.2$ К, если концентрация электронов $n \gtrsim 10^{13}$ см$^{-3}$. Причём относительная роль *ee*-рассеяния увеличивается при уменьшении энергии электрона, потому что $\tau_{ee} \propto \varepsilon^{-3/2}$, а τ_A растёт не быстрее, чем $\varepsilon^{-1/2}$. Если левая часть неравенства (1) выполнена при $\varepsilon = \hbar\omega_{LO}$, то она выполнена при всех $\varepsilon < \hbar\omega_{LO}$.

Когда электрон приближается к дну зоны проводимости, он переходит на возбуждённые дискретные уровни донорных центров, и спускается по ним на основное донорное состояние. Это механизм каскадного захвата [1]. Мы учитываем захват электронов на локализованные донорные уровни следующим простым способом: полагаем, что темп ухода электронов из области $\varepsilon \in [0, \delta]$ пропорционален числу электронов в этой области, а величина $\delta \sim 10^{-3}\hbar\omega_{LO}$.

Фотопроводимость может быть вычислена по формуле

$$\sigma = \frac{8\sqrt{2}}{3} e^2 \sqrt{m} \int_0^\infty \frac{d\left(\varepsilon^{3/2}\tau_1(\varepsilon)\right)}{d\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon, \qquad (2)$$

где $f(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергии, m — эффективная масса электронов в зоне проводимости, $\tau_1(\varepsilon)$ — время релаксации импульса. Последнее определяется рассеянием на акустических фононах и на заряженных примесях. Величина $\tau_1(\varepsilon)$ уменьшается при приближении энергии к дну зоны, поэтому электроны с низкой энергией дают очень малый вклад в фотопроводимость (2). Поэтому неточное описание релаксации электронов вблизи дна зоны и их захвата практически не повлияет на результаты для фотопроводимости.

Функция распределения электронов по импульсам предполагается изотропной. Используется кинетическое уравнение Больцмана в пространстве полной энергии [1]

$$R(\varepsilon)\frac{\partial f}{\partial t} = -R(\varepsilon) f(\varepsilon) \int_{-\infty}^{+\infty} W(\varepsilon, \varepsilon') d\varepsilon' + \int_{-\infty}^{+\infty} R(\varepsilon') f(\varepsilon') W(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon' + G(\varepsilon, \omega, t) - r(\varepsilon), \qquad (3)$$

где $W(\varepsilon, \varepsilon')$ — вероятность перехода электрона с энергией ε в единичный интервал энергий вблизи ε', $R(\varepsilon)$ — трёхмерная плотность состояний, $r(\varepsilon)$ описывает рекомбинацию электронов, $G(\varepsilon, \omega, t)$ — генерацию электронов при возбуждении излучением с частотой ω. В моделировании $G(\varepsilon, \omega, t)$ выбирается в виде гауссова импульса малой ширины по энергии (меньше 1 мэВ), малой длительности $\tau_p \sim 10^{-11}$с и с энергией квантов $\hbar\omega \in [0, \hbar\omega_{LO}]$. Случай возбуждения с $\hbar\omega > \hbar\omega_{LO}$

учитывается следующим образом: поскольку испускание LO-фононов в активной области является самым быстрым процессом, электрон практически мгновенно испускает нужное число оптических фононов и оказывается в области $\varepsilon \in [0, \hbar\omega_{LO}]$. Поэтому в моделировании источник электронов всегда можно помещать в интервале $[0, \hbar\omega_{LO}]$ без ограничения общности. Начальное условие для функции распределения $f(\varepsilon, t=0) \equiv 0$. Функции распределения находится из (3), и по формуле (2) вычисляется эволюция фотопроводимости $\sigma(t)$.

При решении уравнения (3) не было учтено *ee*-рассеяние. Поэтому такая модель будет приближённо описывать электронную релаксацию, если концентрация электронов достаточно мала, $n \lesssim 10^{13}$см$^{-3}$.

На рис. 1 показаны примеры рассчитанной функции распределения $f(\varepsilon, t)$ в зависимости от энергии при трёх различных значениях времени $t_1 < t_2 < t_3$. Функция $f(\varepsilon, t)$ в каждый момент t имеет пик в зависимости от энергии, который со временем перемещается влево; обе координаты вершины пика и ширина пика зависят от времени. Рис. 1 построен для энергии квантов возбуждения $\hbar\omega = 30$ мэВ и длительности импульса $\tau_p \approx 10^{-11}$с.

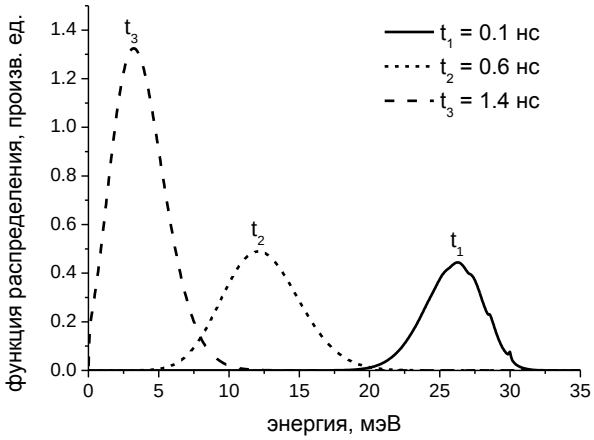


Рис. 1. Графики для функции распределения $f(\varepsilon, t)$ для трёх значений времени *t*. Выбрано значение энергии квантов возбуждения $\hbar\omega = 30$ мэВ

Формулу (2) можно переписать в виде

$$\sigma(t) \propto \int w_\sigma(\varepsilon) f(\varepsilon, t) d\varepsilon, \qquad (4)$$

где «весовая» функция $w_\sigma(\varepsilon)$ равна

$$w_\sigma(\varepsilon) = \frac{d\left(\varepsilon^{3/2}\tau_1(\varepsilon)\right)}{d\varepsilon}. \qquad (5)$$

$\tau_1(\varepsilon)$ — время релаксации импульса. На рис. 2 приведены несколько характерных графиков для функции $w_\sigma(\varepsilon)$ в случае n-GaAs при различных концентрациях ионизованных доноров N^+. Видно, что $w_\sigma(\varepsilon)$ имеют максимум, хотя и достаточно пологий.

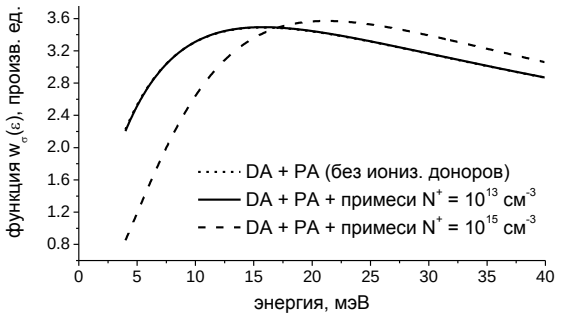


Рис. 2. Графики для «весовой» функции $w_\sigma(\varepsilon)$ при различных концентрациях заряженных доноров N^+. Первые две кривые практически совпадают друг с другом

Из вида $f(\varepsilon, t)$ и $w_\sigma(\varepsilon)$ следует, что фотопроводимость $\sigma(t)$ должна иметь максимум при некотором значении времени для рассматриваемых импульсов возбуждения и определяется константами материала и энергией квантов возбуждения. На рис. 3 для примера показаны три кривые $\sigma(t)$ для различных значений концентрации заряженных доноров. Во всех случаях энергия квантов возбуждения $\hbar\omega = 30$ мэВ.

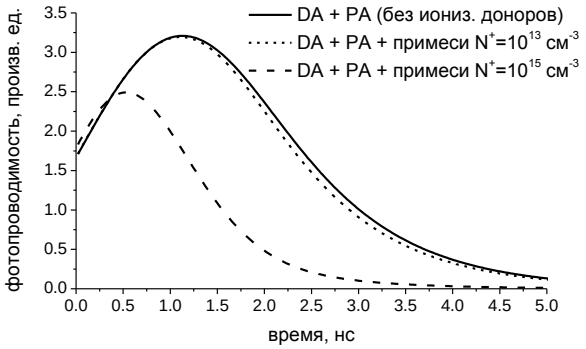


Рис. 3. Зависимости фотопроводимости от времени

Отметим, что максимум фотопроводимости $\sigma(t)$ как функции времени обусловлен наличием максимума электронной подвижности как функции энергии электрона. Это видно из рис. 2. Существование этого максимума связано с конкуренцией между DA, PA и примесным механизмами рассеяния импульса.

Как было указано выше, при уменьшении энергии электрона относительная роль межэлектронного рассеяния возрастает, поэтому спад фотопроводимости на рис. 3 наша модель описывает только качественно. Но начальный этап роста $\sigma(t)$ описывается адекватно при малых ($n \lesssim 10^{13}$см$^{-3}$) концентрациях электронов.

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

1. Абакумов В. Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках / В. Н. Абакумов, В.И. Перель, И. Н. Яссиевич. СПб.: Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, 1997. 376 с.

2. Гантмахер В. Ф. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках / В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. М.: Наука, 1984. 352 с.

Фотолюминесценция и миграционные эффекты в плотных массивах нанокристаллов кремния, сформированных в многослойных нанопериодических структурах SiO_x/SiO_2

В.А. Беляков, К.В. Сидоренко, А.А. Конаков, В.А. Бурдов, А.В. Ершов, И.А. Чугров, Д.А. Грачев, Д.А. Павлов, А.И. Бобров

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: burdov@phys.unn.ru

В работе проведено компьютерное моделирование и экспериментальное исследование фотолюминесценции нанопериодических слоев, образованных массивами нанокристаллов кремния в диэлектрической матрице SiO_2. Вертикально упорядоченные плоские массивы нанокристаллов формируются в результате отжига в атмосфере азота при 1000–1100ºC многослойных нанопериодических (период 5–10 нм) структур a-SiO_x/SiO_2, полученных испарением в вакууме [1]. Для определения функции распределения нанокристаллов кремния по размерам использовался метод просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, осуществляемой с помощью электронного микроскопа JEM2100F (JEOL). Спектры фотолюминесценции образцов измерялись в диапазоне 350–900 нм при возбуждении азотным лазером на длине волны 337 нм. Установлено, что практически всегда средние значения диаметров нанокристаллов кремния близки к толщинам исходных слоев a-SiO_x в многослойной нанопериодической структуре.

Для сравнения результатов моделирования с экспериментом была выбрана структура, полученная из исходной многослойной композиции SiO_x/SiO_2 с толщинами слоев – 4 нм/3 нм соответственно. Посредством обработки изображений просвечивающей электронной микроскопии было установлено, что распределение нанокристаллов по размерам в массиве хорошо аппроксимируется нормальной логарифмической функцией

$$\rho(R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}SR}\exp\left[-\frac{\left(\ln(R)-M\right)^2}{2S^2}\right], \qquad (1)$$

характеризующейся средним значением логарифма радиуса $M = 0.66$ и его среднеквадратичным отклонением $S = 0.3$. При этом среднее значение радиуса нанокристаллов составляет 2 нм, а его среднеквадратичное отклонение – 0.61 нм.

Экспериментально был измерен спектр люминесценции такой многослойной нанопериодической структуры. По полученному спектру люминесценции был сделан перерасчет в распределение по размерам нанокристаллов в массиве с помощью соотношения между интенсивностью фотолюминесценции I_{PL} и плотностью распределения $N(R)$:

$$I_{PL} = \hbar\omega(R)N(R)\Delta R, \qquad (2)$$

где $\omega(R)$ – частота излученного фотона, зависящая от радиуса нанокристалла, а $N(R)\Delta R$ – количество нанокристаллов с радиусами, значения которых лежат в интервале от $R-\Delta R/2$ до $R+\Delta R/2$. Перерасчет по формуле (2) привел к функции распределения, существенно отличающейся от полученной в результате обработки данных просвечивающей электронной микроскопии, как показано на рис. 1.

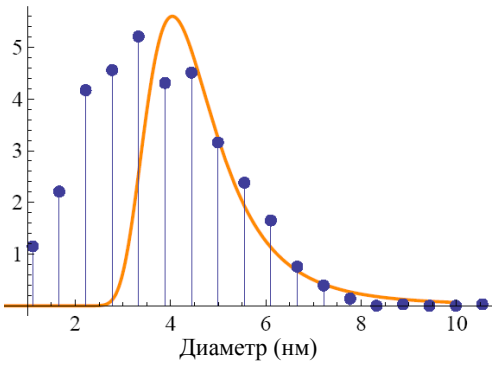


Рис. 1. Распределение по размерам нанокристаллов в массиве. Точки – относительная доля нанокристаллов с соответствующим размером, полученная в результате обработки данных просвечивающей микроскопии. Сплошная кривая – результат перерасчета экспериментально полученного спектра люминесценции в распределение по размерам

Видно, что функция распределения, рассчитанная по спектру люминесценции, начиная с размера нанокристаллов, близкого к среднему в массиве, становится меньше той, которая была определена по данным просвечивающей электронной микроскопии. Причем это уменьшение оказывается тем сильнее, чем меньше размер нанокристалла. Очевидно, что в соотношение (2) входит плотность распределения только излучающих нанокристаллов, т.е. тех, которые смогли излучить фотон в ходе энергетической релаксации массива. Таким образом, данные, представленные на рис. 1, свидетельствуют, что довольно большая часть нанокристаллов массива не участвует в процессе световой эмиссии. Как видно из рисунка, нанокристаллы малых размеров, фактически, не излучают, релаксируя безызлучательно. Можно, очевидно, предположить, что запасенную в них энергию возбуждения малые нанокристаллы передают

большим, в которых уже происходят излучательные межзонные переходы.

Для подтверждения этой гипотезы нами было проведено компьютерное моделирование люминесценции массива нанокристаллов кремния. В процессе моделирования были сгенерированы массивы в параллельных плоских слоях с таким же распределением по размерам (описывающимся нормальной логарифмической функцией (1)) и той же долей объемного наполнения, как и в экспериментальном образце. В частности, в экспериментально исследованных образцах объемная доля нанокристаллов была не ниже 30%. Это же значение было использовано и в компьютерной модели.

При расчетах спектров люминесценции и моделировании ее кинетики учитывались не только процессы излучательной рекомбинации, Оже-рекомбинации и захвата на оборванные связи (возможные в изолированных нанокристаллах, не взаимодействующих с другими нанокристаллами массива), но и миграционные процессы – туннелирование электронов и дырок между соседними нанокристаллами, а также экситонный перенос, идущий по механизму Ферстера-Декстера [2, 3].

Алгоритм моделирования люминесценции и экситонного переноса основан на применении метода Монте-Карло и состоит из нескольких стадий. Сначала каждому нанокристаллу приписываются (согласно его размеру) энергии основных состояний электронов и дырок. Затем для каждого нанокристалла задаются скорости излучательных и безызлучательных переходов [4–6]. Далее задается начальное число электронов и дырок в каждом нанокристалле. Для каждого нанокристалла определяется набор соседей, с которыми он способен обмениваться электронами, дырками и экситонами. По известным радиусам нанокристаллов и расстояниям между ними рассчитываются скорости туннелирования электронов и дырок и скорости экситонных переходов [7, 8]. Наконец, для каждого нанокристалла строится линейка вероятностей наступления возможных событий и выбирается одно из них путем генерации случайного значения из заданного интервала.

На рис. 2 показаны спектры люминесценции, полученные как экспериментально (сплошная кривая), так и в результате моделирования (штриховая и пунктирная кривые). При этом в компьютерном эксперименте были смоделированы две ситуации. Одна соответствует случаю, когда энергообмен между нанокристаллами массива «выключен» (пунктирная кривая на рис. 2). В этом случае все нанокристаллы изолированы, и в них могут происходить только три типа процессов – излучательная электронно-дырочная рекомбинация, Оже-рекомбинация и захват на оборванные связи. Вторая отвечает случаю, когда миграция возбужденных носителей и экситонов принимается во внимание (штриховая кривая).

Как видно из рисунка, спектр люминесценции, полученный при учете миграционных процессов, оказался очень близок к экспериментально наблюдаемому. Вместе с тем искусственная «изоляция» нанокристаллов друг от друга при моделировании ведет к существенному уширению пика люминесценции по сравнению с экспериментально наблюдаемым, а также к заметному его смещению в сторону меньших длин волн (т.е. больших энергий) фотонов. Таким образом, выполненное моделирование подтверждает важную роль процессов миграции элементарных возбуждений в массивах нанокристаллов кремния при условии достаточно высокой плотности нанокристаллов в массиве.

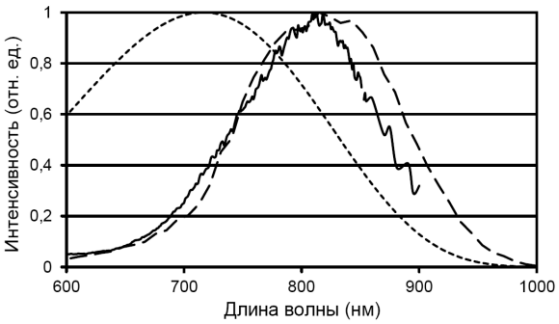


Рис. 2. Спектры люминесценции: экспериментальный (сплошная кривая); модельный, полученный с учетом миграционных процессов (штриховая кривая); модельный, полученный без учета миграционных процессов (пунктир)

Работа была выполнена при поддержке РФФИ и Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы» (ГК № 07.514.11.4147).

1. Ершов А.В., Чугров И.А., Тетельбаум Д.И., Машин А.И., Павлов Д.А., Нежданов А.В., Бобров А.И., Грачев Д.А. Термическая эволюция морфологии, структуры и оптических свойств многослойных нанопериодических систем, полученных путем вакуумного испарения SiO и SiO_2, ФТП **47**, 460 (2013).

2. Förster T. Zwischenmolekulare Energiewanderung und Fluoreszenz, Annalen der Physik **2**, 55–75 (1948).

3. Dexter D.L. A theory of sensitized luminescence in solids, J. Chem. Phys. **21**, 836 (1953).

4. Delerue C., Lannoo M. , Nanostructures. Theory and Modelling, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2004).

5. Belyakov V.A., Burdov V.A., Lockwood R., Meldrum A. Silicon Nanocrystals: Fundamental Theory and Implications for Stimulated Emission, Adv. Opt. Tech. **volume 2008,** 279502 (2008).

6. Курова Н.В., Бурдов В.А. Резонансная структура скорости Оже-рекомбинации в нанокристаллах кремния, ФТП **44**, 1463 (2010).

7. Беляков В.А., Конаков А.А., Бурдов В.А. Миграция возбужденных носителей в ансамблях нанокристаллов кремния, легированных фосфором, ФТП **44**, 1466 (2010).

8. Belyakov V.A., Burdov V.A. Radiative Recombinantion and Migration Effects in Ensembles of Si Nanocrystals: Towards Controllable Nonradiative Energy Transfer, J. Comp. Theor. Nanosci. **8**, 365 (2011).

Physics and applications of surface plasmon-polaritons in graphene

Yu.V. Bludov, N.M.R. Peres, M.I. Vasilevskiy

Centro de Física, Universidade do Minho, Braga, Portugal

e-mail: mikhail@fisica.uminho.pt

Coupling of electromagnetic radiation to free electrons at a metal-dielectric interface gives rise to surface plasmon-polaritons (SPPs), elementary excitations with the amplitude decaying exponentially at both sides of the interface. Their properties are determined by the dielectric functions of the metal and the dielectric. Graphene, a strictly two-dimensional metallic layer, offers the possibility to effectively control the conductivity of the interface by applying an external gate voltage [1]. We shall discuss SPPs in planar structures including a gated graphene layer where the dispersion relation of SPPs depends on the gate voltage [2] and therefore one can expect an electrically controllable resonant coupling of an external electromagnetic (EM) wave to the surface plasmon-polaritons involving the 2D electron density oscillations in graphene. Consequently, the reflectance of an external electromagnetic wave, in the attenuated total reflection (ATR) scheme (Fig. 1) can be switched abruptly between almost zero and nearly unity by applying an appropriate gate voltage. This opens possibilities for designing a switch [2] or a polarizer [3] of THz EM radiation. Since the SPP resonance is also quite sensitive to the properties of the underlying dielectric, such an ATR structure can also be used for sensing.

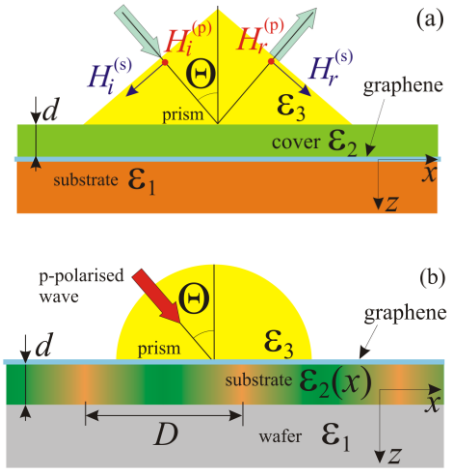


Fig. 1. Excitation of surface plasmon-polaritons using attenuated total reflection scheme (Otto configuration). Both *s*- and *p*-polarized modes can be excited in a homogeneous monolayer graphene sheet cladded by two dielectrics with dielectric constants ε_1 and ε_2 (a). Example of a periodically modulated graphene-based structure with substrate dielectric constant changing in a periodic way along the *x* axis (b)

If the system is periodic in some direction within the graphene plane (see example in Fig. 1b), SPP modes form bands and their direct excitation by a propagating EM wave becomes possible (similar to Bragg scattering in crystals). Even though, the use of the ATR configuration with variable angle of incidence, θ, permits to explore the full SPP band structure. Another possibility to excite SPPs is to use some kind of periodic grating in the system, which can be either a corrugation of the substrate or a modulation of the optical conductivity of graphene, σ(ω), as shown in Fig. 1b. Maxwell's equations for such a system, periodic in the *x* direction within the graphene plane, have been solved numerically by expanding the fields in Fourier-Floquet series [4]. In the particular case of graphene placed on a rectangular grating, the SPP problem can be solved analytically [5].

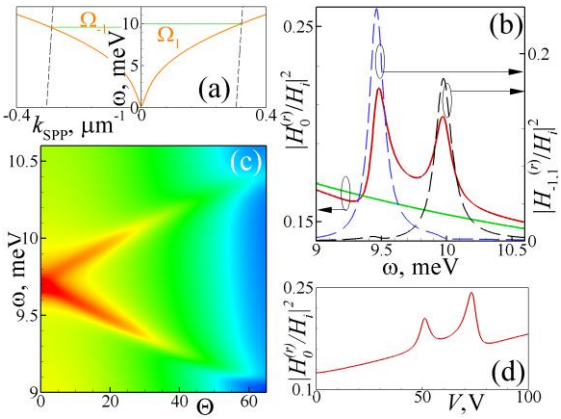


Fig. 2. EM radiation coupling to a graphene structure with a periodically modulated dielectric constant of the substrate shown in Fig. 1b for $\varepsilon_2(x)=3.9\times[1+0.2\cos(2\pi x/D)]$ and $d\to\infty$: (a) SPP frequency versus k_x (full curves) and light lines for n =1 and -1 (dashed lines); (b) Reflection coefficient (red solid line) and relative square amplitudes of the n =1 (black dashed line) and n =-1 (blue dashed line) SPP modes. For comparison, the reflectivity of graphene deposited on a uniform substrate is depicted by solid green line; (c) Reflectivity *versus* frequency and incidence angle; (d) Reflectivity *versus* gate voltage for fixed ω and θ. Other parameters are: gate voltage V = 50V (panels a, b, c), angle of incidence θ = 20° (panels a, b, d), ε_3 = 1, D = 20.617 μm

In such a peridically modulated system, SPPs can be excited directly by a propagating EM wave impinging on graphene. The coupling occurs thanks to the enhancement of the EM wave vector, $k_x = \omega\sqrt{\varepsilon}/c\times\sin\theta + 2\pi n/D$, where D is the period of the grating and n is an integer. The "shifted" light lines (see Fig. 2a) intersect the SPP dispersion curve, giving rise to multiple resonances. The resonances correspond to reflectivity maxima (Fig. 2b) if the angle of incidence is below the critical (Brewster) value. In the opposite case they give rise to (ATR) reflectivity mínima (Fig. 2c). The intensity

of the EM field induced on graphene peaks for certain values of the gate voltage that tune the system into SPP resonance (Fig. 2d). The described structures has the properties of a polaritonic crystal and a range of potential applications. It is possible to avoid the use of ATR prism and thus facilitate the integration of the proposed devices into plasmonic circuits. For instance, it has been been shown [5] that one can obtain a strong plasmonic response in a rectangular grating structure, with light absorption in the graphene sheet reaching more than 45%.

Acknowledgement. This work was supported by the Portuguese Foundation for Science and Technology (FCT) through Project PEst-C/FIS/UI0607/2011.

1. Li Z.Q. et al., Nat. Phys. **4**, 532 (2008).

2. Bludov Yu.V., Vasilevskiy M.I., Peres N. M. R. Europhys. Lett. **92**, 68001 (2010).

3. Bludov Yu. V., Vasilevskiy M. I., Peres N. M. R., Appl J. Phys. **112**, 084320 (2012).

4. Bludov Yu. V., Vasilevskiy M. I., Peres N. M. R., Phys. Rev. B. **85**, 245409 (2012).

5. Peres N. M. R., Bludov Yu. V., Ferreira A., Vasilevskiy M. I. // arXiv: 1211.6358v1 [cond-mat.mes-hall] 27 Nov 2012.

Терагерцовая электролюминесценция в p-n-структурах на основе карбида кремния

***Ю.Б. Васильев*[1], *П.А. Иванов*[1], *А.С. Потапов*[1], *Т.П. Самсонова*[1], *Г.Ю. Васильева*[1,2], *Ю.Л. Иванов*[1], *А.О. Захарьин*[1], *В.И. Санкин*[1], *А.В. Бобылев*[1], *J. Gupta*[3], *J. Kolodzey*[3] и *А.В. Андрианов*[1]**

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
[2] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург
[3] Department of Electrical and Computer Engineering, University of Delaware, Newark, Delaware, USA

e-mail: yuvasilyev@mail.ioffe.ru

Обнаружена терагерцовая (ТГц) электролюминесценция в p-n-структурах на основе 4H-SiC при прямом смещении. Измерения проводились на серии образцов, изготовленных из коммерческих эпитаксиальных 4*H*-SiC p^+–p–n^+- и p^+–n^+-структур, выращенных CVD эпитаксией. На поверхности эпитаксиальных структур с помощью реактивного ионного травления были изготовлены прямоугольные мезы, аналогичные показанной на рис. 1. Размеры мез варьировались в пределах от 0.5 мм до 2 мм. Излучение регистрировалось при пропускании импульсного тока амплитудой до 8 А, в температурном интервале 4.2 - 77 К. Интегральная мощность излучения измерялась с помощью фотоприемника Ge(Ga), у которого спектральная полоса чувствительности находится в диапазоне от 60 мкм до 110 мкм (11.3 мэВ – 20.7 мэВ).

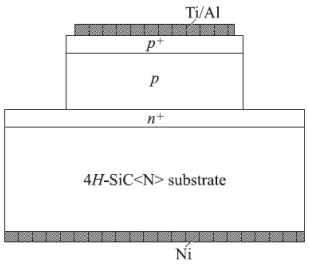


Рис. 1. Схематическое изображение диодной структуры

На рис. 2 показаны типичная ВАХ, характеризующаяся S-образным участком диисторного типа, и зависимость интегрального излучения от тока. Видно, что при увеличении тока интенсивность излучения вначале возрастает суперлинейно, а затем линейно.

Спектральные измерения, выполненные с помощью Фурье-спектрометра и кремниевого болометра показали, что излучение происходит в диапазоне энергий квантов 3 - 33 мэВ. Интегральная по спектру импульсная мощность ТГц излучения при гелиевой температуре равна 3 мВт при амплитуде тока 0.4 А. Как мы полагаем, за ТГц электролюминесценцию ответственны излучательные переходы между уровнями состояний примесных атомов. Данный механизм излучения аналогичен механизму ТГц фотолюминесценции при межзонном возбуждении полупроводников, легированных мелкими примесями [1]. При этом также имеется вклад теплового излучения, возникающего при протекании тока через образец.

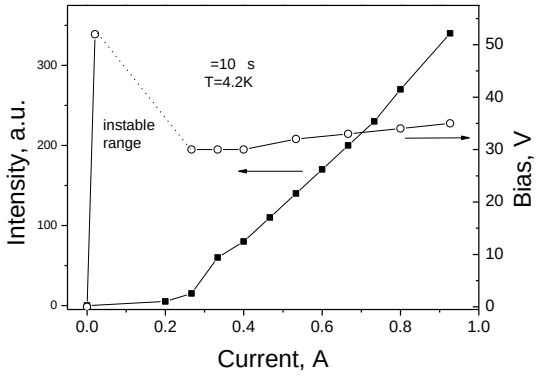


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика и зависимость интенсивности излучения от тока при длительности импульсов =10 мкс, частоте f=10 Гц и температуре T=4.2 К

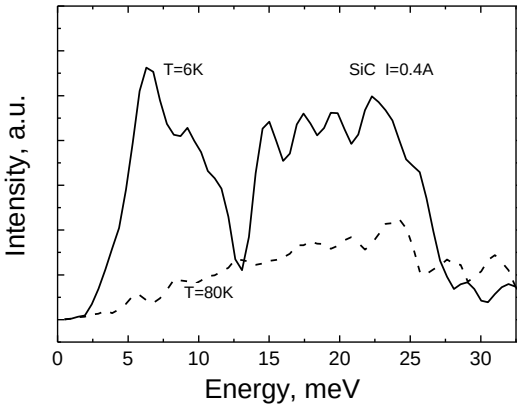


Рис. 3. Спектр ТГц электролюминесценции SiC при I=0.4 А и двух разных температурах T= 6 К (сплошная линия) и T= 80 К (пунктирная линия)

1. Андрианов А.В., Захарьин А.О., Иванов Ю.Л., Кипа М.С. Письма в ЖЭТФ, **91**, 102-105 (2010).

Колебательные поляритоны нанопленок MgO и AlN на сапфире

Е.А. Виноградов[1], ***И.А. Дорофеев***[2], ***Н.Н. Новикова***[1], ***В.А. Яковлев***[1]

[1] Институт спектроскопии РАН, г. Троицк, г. Москва
[2] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: evinogr@isan.troitsk.ru

Для использования тонких пленок широкозонных полупроводников в различных приложениях, в том числе и для оптоэлектроники, требуется знать их физические свойства. В большинстве случаев свойства пленок сильно отличаются от свойств объемных материалов, из которых они изготовлены. Для исследования физических (оптических) свойств супертонких (нанометровых) пленок до сих пор нет спектрометров с необходимой фотометрической точностью. В ряде случаев для определения физических параметров нанопленок полезно использовать спектроскопию поверхностных поляритонов. Поверхностные поляритоны (ПП) являются нерадиационными электромагнитными возбуждениями на границе раздела двух сред, распространяющимися вдоль границ раздела, если диэлектрическая проницаемость контактирующих веществ имеет разные знаки. Поле ПП концентрируется непосредственно у границы раздела и экспоненциально убывает с расстоянием от интерфейса, так что ПП очень чувствителен к характеристикам интерфейса. В силу этого спектроскопия ПП может быть уникальным источником информации о физических свойствах сверхтонких пленок на поверхности монокристаллов. Если частота оптических фононов полупроводниковой пленки попадает в область существования ПП кристаллической подложки, то, в силу резонанса между ними, возникает расщепление, сдвиг и уширение спектров поглощения ПП подложки и из этих экспериментальных данных можно восстановить все константы диэлектрической проницаемости пленки и ее толщину, и тем самым характеризовать свойства пленки. Кроме того, возникает щель в дисперсионных кривых ПП подложки. Величина щели пропорциональна корню квадратному из толщины пленки, что позволяет измерять толщину и очень тонких пленок.

В докладе обсуждаются экспериментальные результаты по исследованию оптических свойств пленок AlN (толщиной 40 и 400 nm) и MgO (толщиной 10, 30, 100 и 300 nm) на сапфире. Спектры ПП измерялись в режиме Нарушенного Полного Внутреннего Отражения (НПВО) на ИК-Фурье спектрометре IFS66v (Брукер), а спектры внешнего (обычного) отражения при углах близких к нормальному падению. Из угловой зависимости спектров отражения в режиме НПВО восстанавливалась дисперсия ПП. Она сравнивалась с законом дисперсии ПП рассчитанном с использованием параметров диэлектрической проницаемости пленки, найденными из дисперсионного анализа спектров внешнего отражения. Исследован резонанс ПП подложки с оптическим фононом пленки, измерено расщепление дисперсионной кривой ПП. Показано, что расщепление дисперсионной кривой ПП сапфира пропорционально корню квадратному из толщины пленки. Определены константы диэлектрических проницаемостей исследованных пленок.

Авторы благодарны Константину Журавлеву, Владимиру Мансурову и Тимуру Малину из Института физики полупроводников им А.В.Ржанова СО РАН, а также S.S. Ng, Z. Hassan, H. Abu Hassan.G. (School of Physics, University Sains Malaysia) за приготовление образцов с пленками AlN на сапфире и Rossetto, A. Sartori, M. Bolzan (Istituto di Chimica Inorganica e delle Superfici, Padova, Italy) за приготовление образцов с пленками MgO на сапфире. Работа поддержана грантом Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Физика новых материалов и структур» и грантом РФФИ 11-02-00325а.

1. Zhizhin G.N., Moskaleva M.A., Nazin V.G., Yakovlev V.A. Resonance of a substrate surface polariton with a longitudinal phonon of a thin lithium fluoride film. Sov. Phys. JETP, 1977, 45(2), pp. 360-362.

2. Vinogradov E.A., Zhizhin G.N., Malshukov A.G. Thermally Stimulated Emission of Surface Polaritons. Sov. Phys. JETP, 1977, 46(4), pp.778-780.

3. Zhizhin G.N., Moskaleva M.A., Vinogradov E.A., Yakovlev V.A. Applications of surface polaritons for vibrational spectroscopic studies of thin and very thin films. Appl.Spectr.Rev., 1982-1983, 18(2), pp. 171-263.

4. Vinogradov E.A. Vibrational Polaritons in Semiconductor Films on Metal Surfaces. Physics Reports, 1992, 217(4), pp.159-223, 1992.

5. Vinogradov E.A. Semiconductor microcavity polaritons. Physics-Uspekhi, 2002, 45(12) pp.1213-1250.

6. Dorofeyev I.A., Vinogradov E.A. Fluctuating electromagnetic fields of solids. Phys. Rep., 2011, 504, pp.75-143.

7. V Yakovlev.A., Novikova N.N., Vinogradov E.A., Rossetto G., Sartori A., Bolzan M. Sapphire surface polariton splitting due to resonance with magnesium oxide film phonon. Journal of Nanoparticle Research, 2011, 13(11), pp.5841-5846.

8. Yakovlev V.A., Novikova N.N., Vinogradov E.A., Ng S.S., Hassan Z., Hassan H. Abu. Strong coupling of sapphire surface polariton with aluminum nitride film phonon. Physics Letters A 373 (2009) 2382–2384.

9. Novikova N.N., E. Vinogradov A., Yakovlev V.A., Malin T.V., Mansurov V.G., Zhuravlev K.S. Nitridation effect on sapphire surface polaritons. (European Conference on Nanofilms (ECNF 2), June 17-22, 2012, Ancona, Italy). To be published in Physics Procedia.

10. Zhuravlev K., Malin T., Mansurov V., Novikova N., Yakovlev V. Effect of annealing and nitridation on (0001) sapphire surface polaritons. (4th International Symposium on Growth of III-Nitrides, July 16-19, 2012, St.Petersburg). To be published in PSS.

Дальнее инфракрасное излучение из гетероструктур n-InGaAs/GaAs с квантовыми ямами в сильных латеральных электрических полях в условиях инжекции

П.А. Белёвский [1], ***М.Н. Винославский*** [1], ***В.Н. Порошин*** [1], ***Н.В. Байдусь*** [2], ***Б.Н. Звонков*** [2]

[1] Институт физики НАН Украины, Киев
[2] НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

Email: mvinos@iop.kiev.ua

Исследованиям внутризонного излучения горячими электронами (дырками) в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) в латеральных электрических полях посвящено значительное число работ. В ряде из них при больших полях наряду с внутризонным излучением наблюдалось также межзонное излучение, которое может быть связано только с появлением в образце неосновных носителей тока вследствие инжекции (внутренней или из токовых контактов).

В данной работе исследовано влияние инжекции на внутризонное излучение горячими электронами в гетероструктурах n-InGaAs/GaAs с квантовыми ямами. Исследованные структуры содержали 10 (20) одиночных КЯ или туннельно-связанных (двойных или тройных) ТСКЯ. Легирующий дельта-слой атомов кремния располагался в центре ям либо в барьерах на расстоянии ~100 А от края ям для структур с одиночными КЯ. Для структур с ТСКЯ легированными были только более узкие ямы. Содержание In в слоях квантовых ям составляло от 10% до 15 %. Гетероструктуры были выращены методом МОС-гибритной эпитаксии на подложках полуизолирующего GaAs. Электрические контакты (сплав GeAu или чистый In) изготавливались путем вжигания предварительно нанесенных в вакууме пленок металла. Расстояние между ними составляло от 1 мм до 3 мм. Электрическое напряжение прикладывалось к контактам в виде одиночных прямоугольных импульсов длительностью ~ 400 нсек, что меньше времени инкубации акустоэлектрических доменов в таких структурах [1, 2]. Измерения полевой зависимости интенсивности излучения и тока через образец (ВАХ) проводились до величин напряженности поля ~ 3 кВ/см. Излучение измерялось с поверхности структур между контактами Ge:Ga приемником с фильтром из черного полиэтилена в спектральной области от ~ 40 мкм до ~ 110 мкм и Si:B приемником со стеклянным фильтром, имеющим чувствительность при длинах волн, меньших ~ 2 мкм.

Типичные вольт - амперные характеристики (ВАХ) исследованных структур и полевые зависимости интегральной интенсивности дальнего инфракрасного (ДИК) излучения представлены на рис. 1. и рис. 4.

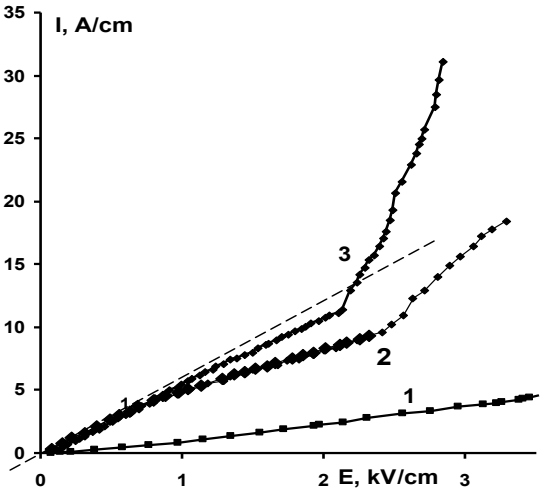


Рис. 1. ВАХ гетероструктур n-InGaAs/GaAs: с одиночной КЯ, легированной в яму (кр. 1), с одиночной КЯ, легированной в барьер (кр. 2) и с двойными ТСКЯ (кр. 3). T = 4.2 K

До напряженности электрического поля E ≈ 2.0 ÷ 2.5 кВ/см для структур с одиночными легированными КЯ ВАХ является линейной (рис.1, кр. 1). Для структур с одиночными ямами и легированными барьерами и ТСКЯ ток сначала растет приблизительно линейно с ростом поля, а при дальнейшем росте E > 1 кВ/см наблюдается уменьшение скорости нарастания тока (рис. 1, кр. 2 и 3), что связано с пространственным переносом носителей из КЯ в легированные барьеры или в соседние КЯ, где подвижность носителей меньше из-за дополнительного рассеяния на примесях. Отличительной особенностью ВАХ для всех структур при полях поля E > (2.0 ÷ 2.5) кВ/см является быстрое нарастание тока с полем, которое может быть объяснено не ростом подвижности носителей, а увеличением их концентрации вследствие инжекции. Этот вывод подтверждается наличием при таких полях сильного межзонного излучения. Отметим, что оно возникает даже несколько в меньших полях, чем имеет место нарастание тока. На рис. 3 показана полевая зависимость интенсивности межзонного излучение, а на рис. 4 - распределение его в образце. Видно, что излучение имеет место в основном вблизи анодного контакта, из которого и происходит инжекция дырок.

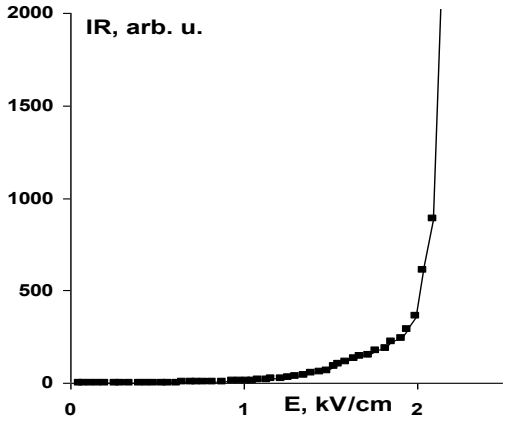


Рис. 2. Зависимость от поля интенсивности межзонного ИК излучения гетероструктуры n-InGaAs/GaAs с двойными КЯ. T = 4.2 K

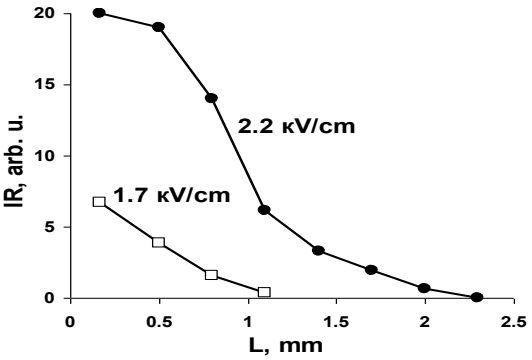


Рис. 3. Распределение интенсивности межзонного ИК излучения вдоль тока в гетероструктуре с двойными КЯ. Снято через подвижную щель шириной d = 0.3 мм

При отсутствие инжекции носителей поведение интенсивности ДИК излучения с полем аналогично поведению тока в образце. Это указывает на то, что ДИК излучение обусловлено внутриподзонными непрямими переходами горячих носителей. Отметим, что ранее для структур с ТСКЯ в области полей, где происходит пространственный перенос электронов между ямами, нами наблюдалось возрастание интенсивности излучения, что связывалось с появлением при переносе носителей излучательных квазипрямых переходов из второго на первый уровни размерного квантования в ТСКЯ [3, 4]. В исследованных в настоящей работе структурах с ТСКЯ энергия квантов, соответствующих таким межподзонным переходам, лежит за пределами чувствительности используемых приемников. Разница в энергиях первого и второго уровней размерного квантования была определена нами по спектру межзонной электролюминесценции и составляла $\Delta\varepsilon = 6 - 8$ мэВ.

При наличие инжекции носителей из токовых контактов в одноямных структурах интенсивность ДИК излучения продолжает расти с ростом электрического поля приблизительно пропорционально величине тока в образце (рис. 4, кр. 1 и 2). Совсем иная картина наблюдается в структурах с ТСКЯ, где при появлении инжекции интенсивность излучения возрастает в 15 - 20 раз при возрастании тока всего в 2 - 3 раза (рис. 4, кр. 3). При этом максимум интенсивности ДИК излучения находится вблизи анодного контакта.

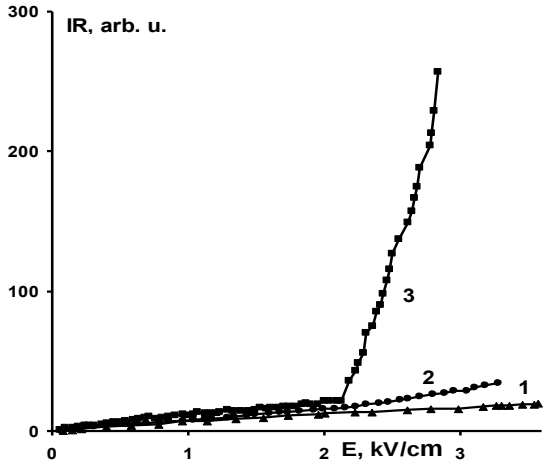


Рис. 4. Зависимости от поля интенсивности дальнего ИК излучения гетероструктур n-InGaAs/GaAs: с одиночной КЯ, легированной в яму (кр. 1), с одиночной КЯ, легированной в барьер (кр. 2) и с двойными ТСКЯ. T = 4.2 K

Причиной наблюдаемого сильного возрастания интенсивности ДИК излучения может быть смещение уровней размерного квантования из-за компенсации инжектируемыми носителями существующего между связанными КЯ большого объемного заряда. В результате этого энергия кванта излучения при межподзонных переходах носителей попадает в область чувствительности приемника.

Работа поддержана Фондами фундаментальных исследований России и Украины (гранты № 10-02-00501а, 09-02-90479-Укр_ф_а, 10-02-00371-а и Ф25/054).

1. Антонов А.В. Осцилляции тока при латеральном транспорте в гетероструктурах GaAs/InGaAs с квантовыми ямами / А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, Е.В. Демидов, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова // ФТП. 2005. Т. 39, вып 1. С. 53 - 58.

2. Белевский П.А. О природе затухающих колебаний тока при образовании статического акустоэлектрического домена в гетероструктурах n-InGaAs/GaAs с квантовыми ямами / П.А. Белевский, М.Н. Винославский, В.Н. Порошин, И.В. Строганова // ФТП. 2008. Т. 42, вып. 5, С. 604 - 607.

3. Belevskii P.A. Real-space transfer and far-infrared emission of hot electrons in InGaAs/GaAs heterostructures with tunnel-coupled quantum wells / P.A. Belevskii, V.V. Vainberg, M.N. Vinoslavskii, A.V. Kravchenko, V. N. Poroshin, O.G.Sarbey // Укр. Фіз. Журн. 2009. Т. 54, № 1 – 2. С. 122 - 127.

4. Байдусь Н.В. Латеральній транспорт и дальнее инфракрасное излучение электронов в гетероструктурах $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ с двойными туннельно связанными квантовыми ямами в сильном электрическом поле / Н.В. Байдусь, П.А. Белевский, А.А. Бирюков, В.В. Вайнберг, М.Н. Винославский, и др. // ФТП. 2010. Т. 44, вып. 11. С. 1543 - 1546.

Микроскопия “деактивации вынужденным излучением” (STED) и нанофотолитография

В.В. Сычев, Д.А. Глубоков, И.В. Тайдаков, А.Е. Корольков, Д.А. Чубич, А.Г. Витухновский

[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

alexei@sci.lebedev.ru

Предлагается подход к преодолению предела 100 нм в фотолитографии сопоставимый с возможностями электронной литографии и литографии в экстремальном ультрафиолете и мягком рентгене, но при комнатной температуре и атмосферном давлении.

Подход основан на сочетании метода STED (англоязычная аббревиатура STED – Stimulated Emission Depletion - деактивации вынужденным излучением) [1] и эффекта термической стимуляции процесса полимеризации с помощью плазмонов металлических наночастиц. Применено лазерное излучение на двух длинах волн, возбуждающее и деактивирующее, причем последнее локально и обратимо запрещает процесс полимеризации фоторезиста.

Используется вынужденное излучение для возвращения молекулы красителя (фотоинициатора в литографии) в основное состояние помимо спонтанного излучения. Для этого необходимо облучение возбужденной молекулы красителя световым импульсом с длиной волны соответствующей первому возбужденному состоянию (S_1).

Для возбуждения может использоваться лазерный диод, излучающий на длине волны 365 нм, мощностью порядка 20-50 мВт, излучение второй гармоники титан-сапфирового лазера на длине волны 405 нм, мощностью порядка 10 мВт, либо возможно возбуждение фотоинициатора за счет двухфотонного поглощения импульсов титан-сапфирового лазера на длине волны 810 нм и средней мощностью примерно 10-15 мВт, при длительности импульса порядка 150 фс. Для обеднения уровня S1 фотоинициатора может применяться диодный лазер с длиной волны излучения 532 нм, либо источник лазерного излучения на основе генератора суперконтинуума на оптимальной длине волны в диапазоне от 510 нм до 560 нм.

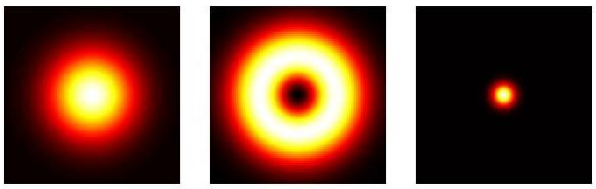


Рис. 1. Справа налево сечения лазерных импульсов: возбуждающий, деактивирующий и суммарный

Конфигурация моды обедняющего лазера должна иметь зону нулевого поля в центе и максимум интенсивности на периферии моды. Такая мода представляет собой своеобразный «бублик». Качество и однородность формы такого бублика и определяет в первую очередь разрешение данного литографического метода.

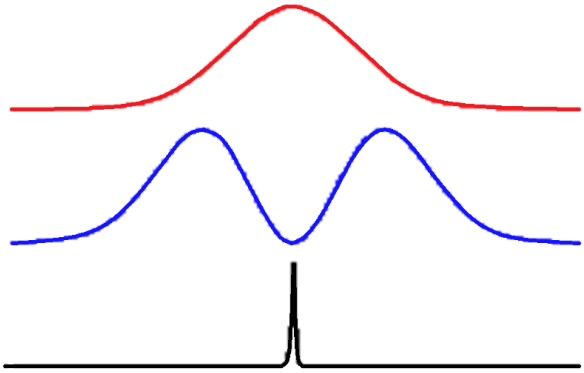


Рис. 2. Профили интенсивности возбуждающего и деактивирующего импульсов (верхняя и средняя кривые). Профиль интенсивности суммарного воздействия - нижняя кривая

Существует несколько методов формирования такой кольцевой моды. В работе для формирования необходимой геликодной моды мы использовали вихревую фазовую пластинку (коммерчески доступная вихревая фазовая пластина VPP-1 производства RPC Photonics, USA), представляющую собой структуру, формирующую равномерный рост набега фаз для каждого небольшого приращения сектора круга от нулевого набега при 0 градусов до набега фаз 2π при 360 градусах.

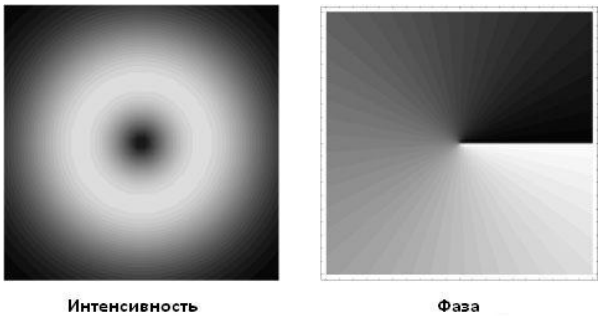


Рис. 3. Профиль интенсивности (слева) и профиль фазы (справа) для геликоидной лазерной моды

Используемый для STED-нанолитографического процесса фоторезист приготавливается из коммерчески доступных компонентов [2]. В основе раствора используется пентаэритрита тетраакрилат, в котором растворяется фотоинициатор 7-диэтиламино-4-метилкумарин (7-diethylamino-3-thenoylcoumarin, DETC) с массовой долей 0,25%. Для очистки от примесей и полимерного осадка производится центрифугирование при скорости вращения 10000 об/мин в течение 15 минут.

Фоторезист наносится на поверхность покровного стекла в виде капли (drop casting method) с тем, чтобы проводить процесс лазерной полимеризации сквозь покровное стекло на границе раздела стекла и фоторезиста. Применения данного фоторезиста полимеризующегося при двухфотонном поглощении излучения титан-сапфирового лазера может дать увеличение разрешающей способности в √2 раз. В данном случае доза облучения фоторезиста будет пропорциональна квадрату интенсивности, а не прямо пропорциональна интенсивности, как при гауссовом профиле пучка.

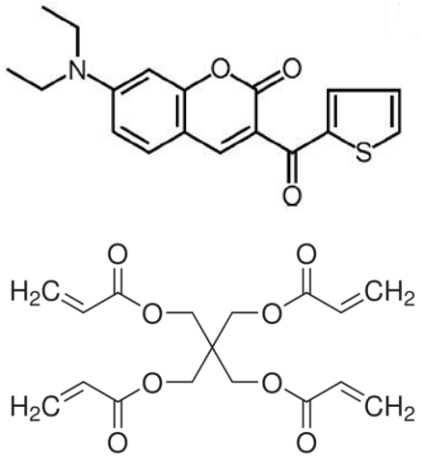


Рис. 4. Химическая структура фотоинициатора 7-диэтиламино-4-метилкумарин (сверху) и пентаэритрита тетраакрилата (внизу)

Полученный образец помещается на двухкоординатный столик микроскопа лазерной фотолитографической установки. Перемещение образца в горизонтальной плоскости при помощи автоматизированных подвижек с шагом до 1 мкм под управлением специальной компьютерной программы позволяет проводить DLW-процесс – получение резистивных масок при комнатной температуре и атмосферном давлении.

Использование метода STED для получения высокого пространственного разрешения может быть адаптировано для получения плазмонных структур путем восстановления серебра в ходе фотохимических реакций кетиловых радикалов с образование наночастиц. Затем на поверзности частиц может быть инициирована термическая полимеризация.

Важным элементом, определяющим размер фотолитографического изображения, является использование плазмонного эффекта. При лазерном возбуждении плазмонных колебаний в металлических наночастицах серебра (Ag) происходит существенный нагрев последних, что в свою очередь приводит к локальной полимеризации фоторезиста на расстоянии не превышающем 10нм от поверхности наночастиц [4].

Использование предлагаемого метода позволит с минимальными затратами получать фотолитографические изображения на подложках с высоким (до 10нм) пространственным разрешением без использования вакуумной техники.

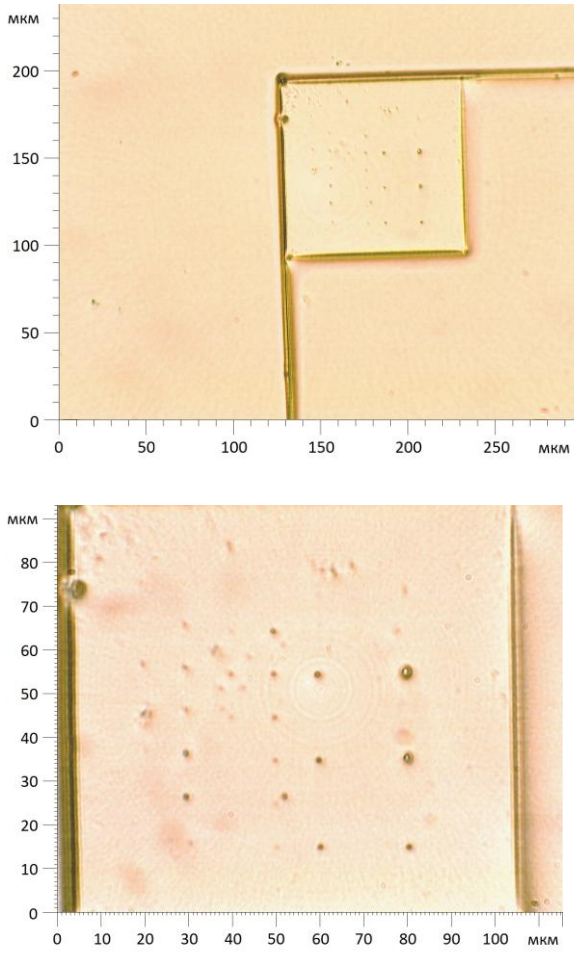


Рис. 5. Микрофотографии полученных на поверхности стекла полимеризованных точек фоторезиста размером от 3 мкм до 0,8 мкм

1. Hell S. W. and Wichmann J. Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulatedemission-depletion fluorescence microscopy / Opt. Lett. 19, 780–782 (1994).

2. Fischer J., Freymann G. von and Wegener M. The materials challenge in diffraction-unlimited direct-laserwritingoptical lithography / Adv. Mater. 22, 3578–3582 (2010)

3. Wildanger D., Rittweger E., Kastrup L., and Hell S.W. STED microscopy with a supercontinuum laser source / Optics Express, Vol. 16, Issue 13, pp. 9614-9621 (2008)

4. Stamplecoskie K., Fasciani C., Scaiano J. Dual-Stage Litography from a Light-Driven, Plasmon-Assisted Process: A Hierarchical Approach to Subwavelength Features / Langmuir 28, 10957 **(2012)**

Фото- и электролюминесценция полупроводниковых коллоидных квантовых точек в органических матрицах: QD-OLED

А.Г. Витухновский[1], ***А.А. Ващенко***[1], ***В.С. Лебедев***[1], ***Д.Н. Бычковский***[3], ***П.Н. Тананаев***[2], ***Д.А. Коржонов***[1]

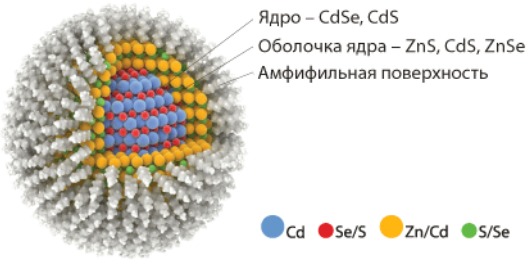
[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва.
[2] ООО «НТИЦ Нанотех-Дубна», Дубна, Московская область
[3]ООО «ОПТОГАН-ОСР», Санкт-Петербург

e-mail: alexei@sci.lebedev.ru

Коллоидные полупроводниковые квантовые точки (нанокристаллы-КТ) обладают значительно меньшей шириной линий излучения (около 30-40 нм) по сравнению с традиционными люминофорами, которые используются в качестве источников белого света, либо как излучатели в определенной части спектра. Они обладают возможностью перестройки по спектру излучения при изменении их размера и структуры. При встраивании квантовых точек в различные светоизлучающие системы их спектр излучения может регулироваться в диапазоне от синей части спектра до среднего ИК-диапазона. Следует отметить их фотостабильность и высокий порог фотообесцвечивания, а также высокую квантовую эффективность. Эти важные преимущества коллоидных квантовых точек делают их хорошими кандидатами для использования не только в качестве эмиттеров, но и в качестве преобразователей спектра.

Коллоидные квантовые точки при определенных условиях можно использовать как объекты безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения (ферстеровский перенос). Возможность спектральной перестройки в результате эффекта квантового конфайнмента позволяет управлять ферстеровским переносом и контролировать передачу энергии [1,2].

Разработано светоизлучающее устройство на основе многослойных органических структур, в котором роль эмиттеров выполняют полупроводниковые коллоидные квантовые точки CdSe/CdS и CdSe/CdS/ZnS. [3]



Получены их спектры поглощения, фото- и электролюминесценции. Продемонстрировано сильное влияние квантоворазмерных эффектов на спектральные и электронные характеристики устройства. Показано, что скорости передачи энергии экситонного возбуждения от органических молекул квантовым точкам возрастают более, чем на порядок величины при уменьшении диаметра ядра, CdSe, частицы от 5 до 3 нм и существенно зависят от толщины ее оболочки, CdS. С использованием полученных экспериментальных данных проведены оценки оптимального расположения монослоя квантовых точек относительно области p-n перехода.

Результаты работы демонстрируют возможность эффективного управления спектральными характеристиками и скоростями электронных процессов в нанофотонных устройствах, созданных на основе внедренных в органическую матрицу квантовых точек.

На границе полупроводников n- и p-типа электроны и дырки встречаются и образуют электрон-дырочные пары, при рекомбинации которых возникает излучение. Таким образом, основным механизмом для увеличения квантового выхода люминесценции прибора является улучшение условий для быстрой рекомбинации электрон-дырочной пары и эффективного преобразования энергии рекомбинации в излучение.

Идея QD-OLED состоит во внедрении в слои, прилегающие к границе *p-n* перехода, монослоя квантовых точек. При взаимодействии электрон-дырочной пары с квантовыми точками, энергия электрон-дырочной пары резонансно передается квантовой точке, в которой процессизлучательной релаксации происходит значительно быстрее. Передача возбуждения электрон-дырочной пары квантовой точке может происходить двумя путями: (а) прямым захватом электрона и дырки из внешнего материала и (б) резонансным переносом энергии за счет ближнепольного взаимодействия (механизм Фёрстера), в этом случае непосредственного проникновения носителей заряда внутрь квантовой точки может не происходить, а перенос энергии происходит благодаря резонансу между энергиями экситона во внешнем материале и энергией электрон-дырочной пары внутри полупроводниковой квантовой точки.

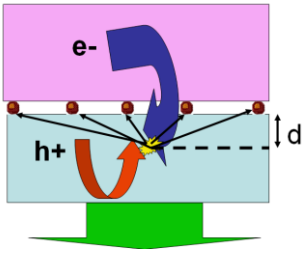


Рис. 1. Схема действия QD-OLED. Перенос энергии возбуждения от молекул органического полупроводника *p*-типа к квантовым точкам, с последующим излучением света

Внешний квантовый выход QD-OLED может быть записан в виде $\eta_{ext} = \alpha\gamma\Phi$, который определяется как отношение числа испущенных светодиодом фотонов к числу инжектированных в него пар носителей тока. Здесь α – коэффициент прохождения излучения от излучающего слоя наружу. Он зависит от коэффициентов отражения пленок полупроводника *p*-типа и анода, а также от геометрии QD-OLED. Типичное значение этого показателя для плоских светоизлучающих структур составляет 0.2. Величина γ – вероятность возбуждения/захвата электрон-дырочной пары в полупроводниковой квантовой точке. Φ – квантовый выход фотолюминесценции квантовой точки.

Согласно полученным экспериментальным данным положение монослоя на границе *p-n* перехода не является оптимальным. Более эффективна с точки зрения повышения η_{ext} геометрия QD-OLED, при которой монослой квантовых точек смещен относительно границы *p-n* перехода на некоторое расстояние *l* вглубь слоя органического полупроводника *p*-типа

1. Kagan C.R. Long-range resonance transfer of electronic excitations in close-packed CdSe quantum-dot solids / C.R. Kagan,. C.B. Murray, M.G. Bawendi, //Phys. Rev. B, 1996. V. 54. P. 8633-8643

2. Nizamoglu S. Förster resonance energy transfer enhanced color-conversion using colloidal semiconductor quantum dots for solid state lighting,/ S.Nizamoglu and H. V. Demir // Appl. Phys. Lett., 2009, V. 95, P. 151111.

3. Ващенко А.А. Электролюминесценция квантовых точек CdSe/CdS и перенос энергии экситонного возбуждения в органическом светоизлучающем диоде, А.А. Ващенко, А.А. В.С. Лебедев, А.Г. Витухновский и др //П исьма в ЖЭТФ.2012, Т 96. Вып. 2. С 118-122.

Описание люминесценции ансамбля нанокристаллов на основе уравнений для одиночных излучателей

А.Г. Витухновский[1], *А.В. Кацаба*[1], *В.В. Федянин*[1], *С.А. Амброзевич*[1], *Р.Б. Васильев*[2], *И.Г. Саматов*[2]

[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
[2]Факультет наук о материалах Московского гос. университета, Москва

Полупроводниковые нанокристаллы на основе халькогенидов кадмия являются перспективным материалом для использования в качестве люминофоров и центров излучательной рекомбинации в органических светоизлучающих диодах [1]. Это определяется тем, что длина волны люминесценции таких объектов задается только за счет их размера. Тем не менее, в ряде случаев в нанокристаллах наблюдается примесная люминесценция, не определяемая законами квантового ограничения; температурные зависимости ее интенсивности и времен жизни имеют нетривиальный характер.

В настоящей работе предлагается подход, позволяющий описать как зависимости интенсивности, так и времен жизни люминесценции от температуры. Отличие данного подхода от простого кинетического описания излучательной рекомбинации в макроскопических полупроводниках заключается в том, что был произведен учет динамики обоих носителей, поскольку в большинстве случаев на один нанокристалл после возбуждения приходится только одна электрон-дырочная пара.

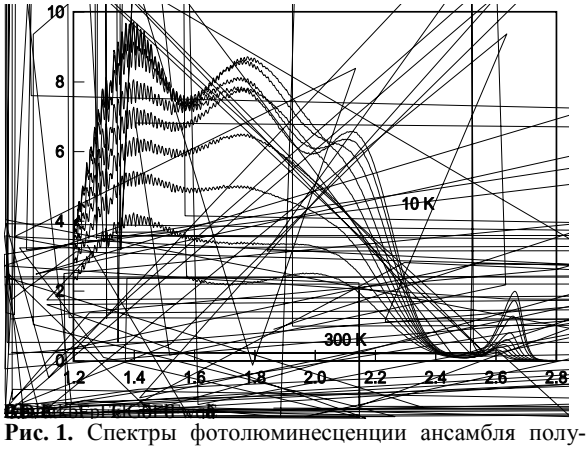


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции ансамбля полупроводниковых нанокристаллов CdS при импульсном лазерном возбуждении при температурах от 10 до 300 К. A, B, C – примесные полосы, 0 – основной переход

В качестве примера использования указанного подхода предложена модель описания температурных зависимостей спектров (рис. 1) и кинетических кривых (рис. 2) фотолюминесценции при импульсном лазерном возбуждении (405 нм, 75 пс, 100 кГц) нанокристаллов CdS, выращенных методом коллоидной химии [2], и имеющих средний диаметр 4,5 нм. Особенностью таких нанокристаллов является ярко выраженная люминесценция поверхностных состояний.

В нашем эксперименте на 10^3 лазерных импульсов приходится один зарегистрированный фотон люминесценции. Это означает, что каждый раз разыгрывается новый нанокристалл, излучение которого будет зарегистрировано. Следовательно, мы регистрируем излучение одиночного нанокристалла, и именно поэтому мы можем использовать описание одиночного излучателя [3]. В дальнейшем мы предполагаем, что нанокристаллы образца примерно одинаковы.

Образец представляет собой тонкую пленку нанокристаллов, нанесенных из жидкой фазы на стекло с плотностью порядка 10^{13} мм$^{-2}$. Количество лазерных фотонов, приходящихся на 1 мм^2, в 10^5 раз меньше, чем число нанокристаллов. Отсюда сделан вывод, что вероятность поглощения двух фотонов одним нанокристаллом пренебрежимо мала.

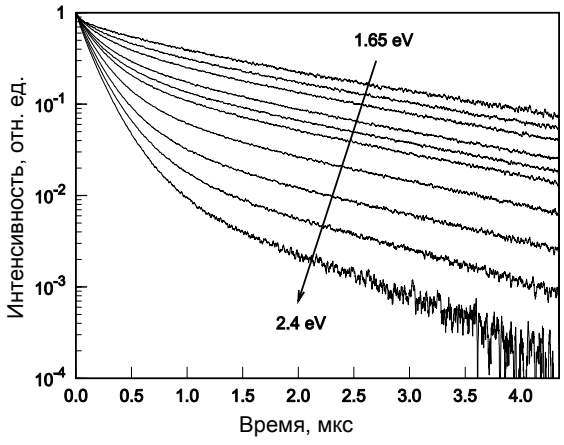


Рис. 2. Кинетические кривые фотолюминесценции полупроводниковых нанокристаллов CdS при температуре 77 К, измеренные методом коррелированного счета фотонов в областях спектра от 1.65 до 2.4 эВ

На основании экспериментальных данных была построена диаграмма энергетических уровней, описывающая состояния как электрона, так и дырки. Поскольку в энергетической схеме учитываются 2 дырочных состояния, альтернативным способом было бы построение двух диаграмм, описывающих состояние нанокристалла с фиксированным состоянием дырки. Это требовало бы

введения некоторой вероятности перехода от одной диаграммы к другой, что существенно бы усложнило картину. Подход, использованный нами, позволил обойти эту проблему и учесть дырочные переходы автоматически.

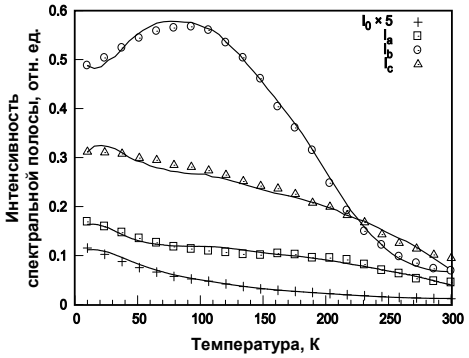


Рис. 3. Температурные зависимости элементарных полос люминесценции (примесных A, B и C и основной 0) полупроводниковых нанокристаллов CdS. Точками показаны экспериментальные данные, линии – результаты моделирования

Результатом работы стало получение энергии активации процессов, определяющих изменение интенсивностей примесных полос с температурой (рис. 3), а также физическая интерпретация причин появления примесной люминесценции.

1. Kim L., Anikeeva P.O., Coe-Sullivan S.A., Steckel J.S., Bawendi M.G. and Bulovich V. Contact printing of quantum dot light-emitting devices // Nano Letters 2008 V. 8 p. 4513.

2. Vasiliev R.B., Dorofeev S.G., Dirin D.N., Belov D.A., Kuznetsova T.A. Synthesis and optical properties of PbSe and CdSe colloidal quantum dots capped with oleic acid // Mendeleev Communications, 2004, V. 14. № 4. P. 169–171.

3. Osad'ko I.S. and Fedyanin V.V. Manifestation of single macromolecule quantum dynamics in photon distribution function of blinking fluorescence // J. Chem. Phys. 2009 V. 130 p. 064904

Особенности излучательных характеристик гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками, облученных нейтронами

Н.В. Байдусь[1], ***О.В. Вихрова***[1], ***Б.Н. Звонков***[1], ***Е.И. Малышева***[1], ***А.Н. Труфанов***[2]

[1]Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород
[2] Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова, Нижний Новгород

e-mail: vikhrova@nifti.unn.ru

На сегодняшний день гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) и квантовыми точками (КТ) являются базовым материалом для создания разнообразных приборов опто- и наноэлектроники. Одна из важных задач – повышение их радиационной стойкости. Исследование излучательных свойств таких структур при различных радиационных воздействиях является информативным способом характеризации будущих приборных элементов.

В данной работе изучалось влияние нейтронного воздействия на излучательные характеристики гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами (КЯ) и квантовыми точками (КТ). Образцы были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках (100) GaAs. В квантовых ямах $In_xGa_{1-x}As$ содержание индия (x) варьировалось от 0.07 до 0.25. Структуры содержали легированный примесью Si буферный слой GaAs и три квантовые ямы различного состава шириной около 10 нм (№6692 и №6693). Толщина спейсерных слоев GaAs между квантовыми ямами составляла 30 нм, а толщина покровного слоя GaAs около 60 нм. Гетероструктуры с квантовыми точками различались количеством слоев КТ (1 или 3), толщиной покровного слоя и его составом. Образцы гетероструктур подвергались облучению нейтронами со средней энергией 1.89 МэВ и флюенсом 10^{14} - 10^{15} н/см^2. Экспозиционная доза сопутствующего гамма-излучения составляла от $3\cdot10^4$ до $3\cdot10^5$ Р. Исследовались спектральные зависимости фото- и электролюминесценции при 77 и 300 K.

Обнаружены следующие эффекты влияния облучения нейтронами на излучательные (ФЛ) свойства гетероструктур с квантовыми ямами: зависящее от содержания индия смещение в область меньших энергий пиков, отвечающих основным переходам в КЯ, и значительное, на порядки величины, падение интенсивности ФЛ излучения квантовой ямы (рис.1). Кроме того, наблюдалось небольшое уширение пиков ФЛ КЯ и снижение влияния облучения нейтронами на энергию основного перехода в квантовой яме при увеличении уровня легирования буферного слоя GaAs примесью кремния (рис.2).

Полученные результаты можно объяснить с учетом следующих процессов, происходящих в полупроводнике при облучении: образование радиационных дефектов как в матрице GaAs, так и в квантово-размерном слое; радиационно-стимулированный отжиг присутствующих в образцах ростовых дефектов и комплексов [1,2]. Выделяют два основных механизма такого отжига: радиационное усиление квазихимических реакций и радиационно-стимулированная диффузия.

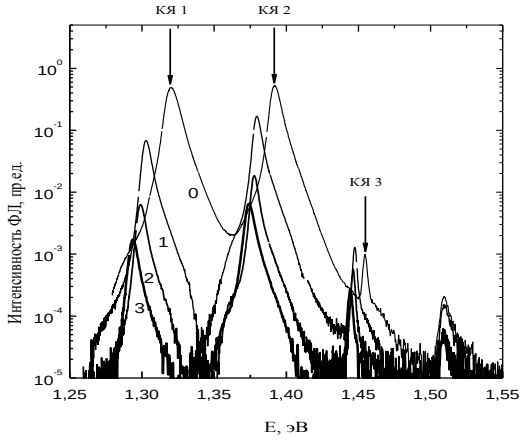


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции исходного (0) и облученных образцов структуры 6692 при T=77 K: спектр 1 соответствует флюенсу нейтронов 10^{14} н/см^2; 2 - $5\cdot10^{14}$ н/см^2; 3 - 10^{15} н/см^2

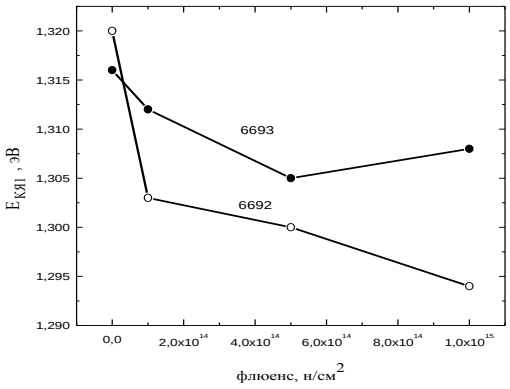


Рис. 2. Зависимость энергии основного перехода КЯ1 $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ от флюенса нейтронов для образцов 6692 (x=0.17) и 6693 (x=0.14), отличающихся уровнем легирования кремнием буферного слоя GaAs: 6692 – N_{Si}~10^{16}см$^{-3}$, 6693 – N_{Si}~$5\cdot10^{17}$ см$^{-3}$

Вероятно, квазихимические реакции влияют на перестройку структурных дефектов, при этом одни глубокие центры могут появляться, а другие — исчезать. Стимулирование диффузии способствует движению дислокации к стокам. Таковыми в нашем случае могут быть гетерограницы InGaAs/GaAs. Приток точечных дефектов к дислокациям, в свою очередь, ускоряет их переползание, что приводит к релаксации механических

напряжений и появлению значительного по величине (более 20 мэВ) и зависящего от глубины КЯ красного сдвига пика ФЛ, отвечающего энергии основного перехода.

Скапливающиеся вблизи квантовых ям дефекты создают центры безызлучательной рекомбинации, вследствие чего и наблюдается столь значительное (~ в 150 раз) уменьшение фотолюминесцентного излучения квантовых ям.

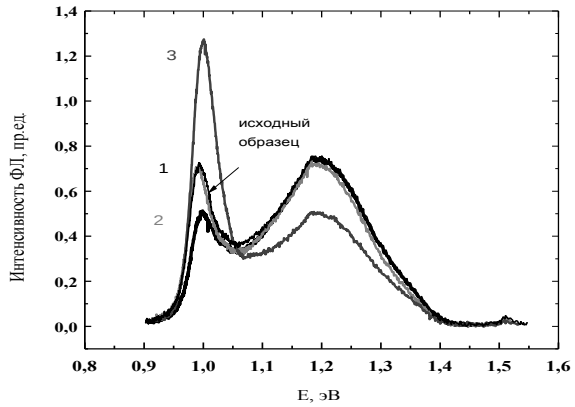


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции исходного и облученных нейтронами образцов структуры 6784. Один слой КТ при 77 К: спектр 1 соответствует флюенсу нейтронов 1·1014 н/см2; спектр 2 – 5·1014 н/см2; спектр 3- 1·1015 н/см2

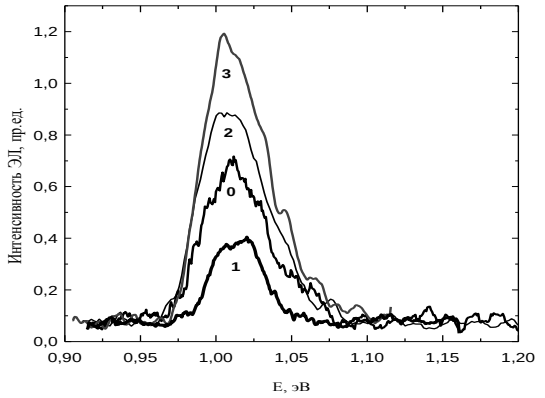


Рис. 4. Спектры электролюминесценции исходного (0) и облученных нейтронами образцов структуры 6784 с одним слоем КТ при 77 К: спектр 1 соответствует флюенсу нейтронов 10^{14} н/см^2; 2 - $5\cdot10^{14}$ н/см^2; 3 - 10^{15} н/см^2

Результат воздействия облучения нейтронами гетероструктур с квантовыми точками качественно отличается от КЯ. Для различных гетероструктур с КТ нейтронное облучение может приводить к совершенно противоположным эффектам: как к увеличению интенсивности ФЛ, так и к ее уменьшению. Объяснение наблюдаемым эффектам состоит в том, что результат воздействия зависит от концентрации ростовых дефектов в исходных гетероструктурах. При этом более сильное влияние облучения проявляется на спектрах ФЛ, измеренных при 300 К. Это согласуется с моделью излучательной рекомбинации и данными исследований температурных зависимостей ФЛ квантово-размерных гетероструктур с разной концентрацией дефектов [3].

Для наиболее качественных гетероструктур наблюдается сильная деградация фотолюминесцентного сигнала, связанная с появлением новых радиационных дефектов. Для более дефектных гетероструктур может преобладать эффект радиационного отжига. Так, наблюдается уменьшение интенсивности фотолюминесценции и электролюминесценции (ЭЛ) после первого облучения (флюенс - 10^{14} н/см^2) всего в разы в сравнении с порядками величины для квантовой ямы (рис.3 и 4). При увеличении флюенса нейтронов до 10^{15} н/см^2 интенсивность ФЛ и ЭЛ излучения КТ увеличивается. Сдвига пиков фотолюминесценции по длине волны не наблюдается. При этом уменьшается интенсивность широкой примесной полосы в области 1.2 эВ, связанной с излучательной рекомбинацией электронов с участием примесных комплексов в подложке n^+-GaAs, на которой выращена данная структура [4].

В целом, следует отметить значительно лучшую радиационную стойкость гетероструктур с КТ в сравнении с КЯ, которая уже неоднократно отмечалась в литературе и объяснялась лучшей локализацией носителей в КТ. В структурах с КТ радиационный отжиг приводит не только к увеличению интенсивности ФЛ, но и к перераспределению интенсивности между пиками, соответствующими разным переходам, связанным с бимодальным распределением точек по размерам и/или возбужденными уровнями электронов и дырок.

Таким образом, установлены закономерности влияния нейтронного облучения с различным флюенсом на фото- и электролюминесценцию гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками, различающихся температурой выращивания и количеством слоев квантовых точек, составом и толщиной покровного слоя GaAs. Подтверждено, что квантовые точки более устойчивы к нейтронному облучению в сравнении с квантовыми ямами. Результат воздействия зависит от концентрации ростовых дефектов в исходных гетероструктурах. В некоторых случаях при облучении наблюдается увеличение интенсивности ФЛ и ЭЛ после облучения, связанное с эффектами радиационного отжига.

1. Релаксационные процессы в полупроводниках с участием радиационных дефектов /Пека Г. П., Токалин О. А..//Оптоэлектрон. и полупров. техн. 1988. В. 14. С. 1-14.

2. Поверхностное усиленное радиационное упорядочение в полупроводниковых гете-роструктурах / Дмитрук М. Л., Конакова Р. В. // Вестник АН УССР. 1989. № 6. С. 18-30.

3. Further insight into the temperature quenching of photoluminescence from InAs/GaAs self-assembled quantum dots /A. Chahboun, M.I. Vasilevskiy, N.V. Baidus, A. Cavaco, N.A. Sobolev, M.C. Carmo, E. Alves, B.N. Zvonkov. //Journal of Appl. Phys. 2008. V.103, n.8. P. 083548.

4. Влияние облучения быстрыми нейтронами на фотолюминесценцию кристаллов n-GaAs(Te)/*К.Д. Клинчук, А.В. Прохорович* //ФТП. -1997.-Т.31, №5.-С.533-535.

Гигантский фотоотклик двумерных электронов в магнитном поле на микроволновую накачку

В.А. Волков

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

e-mail: Volkov.V.A@gmail.com

Доклад состоит из двух частей. В первой части представлен обзор новых экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию резонансного поведения фотосопротивления высокоподвижных двумерных электронных систем в магнитном поле при микроволновом облучении. Выделены и обсуждены два основных эффекта: магнитоосцилляции сопротивления, индуцированные микроволновой накачкой («зудовские осцилляции») и гигантский пик в сопротивлении на второй гармонике циклотронного резонанса. Во второй части представлен оригинальный сценарий, позволяющий объяснить второй эффект в терминах параметрического резонанса. Обсуждены связи между указанными эффектами.

Прецизионный *in situ* контроль толщины полупроводниковых структур в условиях меняющейся температуры

П.В. Волков, А.В. Горюнов, А.Ю. Лукьянов, А.Д. Тертышник

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: volkov@ipmras.ru

Контроль температуры подложки и толщины слоев непосредственно в процессе их формирования является важным условием успешной разработки новых технологий в микроэлектронике. Ранее авторами работы было разработано и создано оборудование, использующее принцип низкокогерентной тандемной интерферометрии и позволяющее в реальном времени с высокой точностью контролировать изменение оптической толщины плоскопараллельной пластины (например, подложки для полупроводниковой структуры) [1]. В реальных процессах толщина измеряемого образца может изменяться в силу двух причин: изменения температуры и нанесение/удаление материала.

Основная цель представленной работы состояла в разработке методов, позволяющих разделить ростовые и температурные изменения толщины в оптических измерениях.

Как было показано в предыдущих работах, при изменении оптической толщины образца (может изменяться как показатель преломления, так и геометрическая толщина) происходит не только сдвиг максимума огибающей низкокогерентного интерференционного сигнала, но и сдвиг положения максимумов интерференционных биений сигнала (фазы заполнения сигнала) [2]. В результате, изменение толщины образца можно контролировать двумя способами – по сдвигу максимума огибающей и по сдвигу фазы заполнения. Первый способ («измерения по огибающей») позволяет получать абсолютные значения толщины, в то время как второй («измерения по фазе») позволяет проводить относительные измерения, но с существенно большей чувствительностью.

Для разделения изменений геометрической толщины и температуры образца были реализованы два метода, основанные на дисперсии температурной зависимости показателя преломления образца.

В первом методе используются измерения по огибающей. Оптическая толщина образца является произведением геометрической толщины на ее показатель преломления. Соответственно при измерении толщины на двух различных длинах волн, отношение этих толщин будет равно отношению показателей преломления образца на разных длинах. Данное отношение зависит только от температуры и материала образца и не зависит от его толщины. Это позволяет производить абсолютные измерения температуры образца без априорной информации о его толщине.

Для экспериментальной проверки двухволновой схемы использовались суперлюминесцентные источники с центральными длинами волн 1310 нм и 1550 нм. Образцы помещались в термостат с возможностью установки температуры. На рис. 1 приведён графика изменения величины Q при пошаговом изменении температуры с шагом 50 ^{o}C

$$Q = \left(\frac{D_{g1,31}}{D_{g1,55}} - 1 \right) \cdot 10^4 \qquad (1)$$

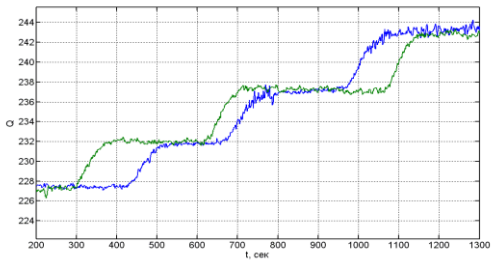


Рис. 1. Изменение Q для двух подложек с толщинами 350 и 500 мкм при изменении температуры

для двух подложек Si толщиной 350 мкм и 500 мкм. Видно, что предложенная методика позволяет производить абсолютные измерения температуры подложки, не зависящие от ее толщины, с точностью ±2 ^{0}C.

Такая точность обычно достаточна с точки зрения знания абсолютного значения температуры, однако недостаточна для выделения ростовых изменений толщины. Например, для стандартной подложки Si толщиной 500 мкм, изменение температуры на 1 градус соответствует изменению оптической толщины примерно на 100 нм, что является недопустимой точностью для контроля роста. В результате был разработан второй алгоритм, базирующийся на дисперсии температурной зависимости фазового показателя преломления, поскольку фазовые измерения можно проводить с существенно большей точностью.

В отличие от измерений групповых характеристик зондирующих световых волн, которые позволяют получать абсолютное значение толщины, при измерениях «по фазе» смысл имеют только изменения толщины. Запишем выражение для приращения оптической толщины образца, измеренного «по фазе» ΔD_{ph}, одновременно учитывающее изменение его температуры и «геометрической» толщины. Поскольку в процессах роста колебания температуры и толщины малы, ΔD_{ph} можно разложить в ряд по малым параметрам и ограничиться только первыми членами: $\Delta D \approx \Delta n_{\text{ph}} d_0 + n_{\text{ph}0} \Delta d$. Здесь d_0, n_{ph0} - начальная «геометрическая» толщина образца и его началь-

ный показатель преломления. $\Delta d, \Delta n_{ph}$ - соответствующие приращения. При этом будем считать, что изменения температуры приводят к изменению только Δn_{ph} (Это можно сделать, поскольку для большинства материалов линейный коэффициент теплового расширения $\partial l/\partial T$ на порядок меньше, чем $\partial n/\partial T$). Отметим, что начальные значения температуры или толщины не важны. Требуется только малость отклонений. В этом случае $\Delta n_{ph} \approx \alpha \Delta T$. Запишем систему уравнений для изменения фазовой толщины в двухволновой схеме:

$$\begin{cases} \Delta D_{ph}^{1.31} \approx \alpha \Delta T d_0 + n_{ph0}^{1.31} \Delta d \\ \Delta D_{ph}^{1.55} \approx \beta \Delta T d_0 + n_{ph0}^{1.55} \Delta d \end{cases}, \quad (2)$$

где α, β - коэффициенты пропорциональности показателя преломления и температуры на соответствующих длинах волн. Из системы (2) легко выразить Δd:

$$\Delta d = \frac{\Delta D_{ph}^{1.31} - \Delta D_{ph}^{1.55} \cdot \alpha/\beta}{n_{ph0}^{1.31} - n_{ph0}^{1.55} \cdot \alpha/\beta} \quad (3)$$

Коэффициент α/β можно определить экспериментальным путём перед началом процесса роста (травления), когда заранее известно, что $\Delta d = 0$. Знаменатель в (3) можно рассматривать как эффективный показатель преломления. Его можно определить двумя способами. 1) Из измерений тестового образца с заранее известной переменной толщиной. 2) Из измерений толщины подложки при её быстром сдвиге относительно зондирующей головки (время передвижения должно быть мало по сравнению с характерными временами дрейфа температуры).

Далее, зная Δd, с учетом полученной ранее зависимости $n_{ph}(T)$ легко получить ΔT из (2):

$$\Delta T = \frac{\Delta D_{ph}^{1.31} - \Delta d \cdot n_{ph0}^{1.31}}{\alpha d} \quad (4)$$

На рис.2 приведена кривая изменения оптической толщины неоднородной по толщине подложки при её движении поперёк зондирующего луча света и одновременном изменении её температуры.

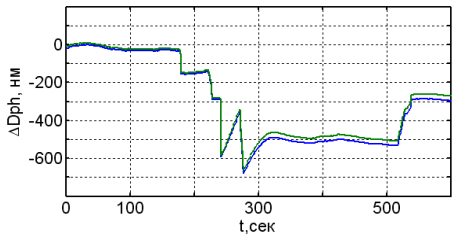


Рис. 2. Кривая изменения оптической толщины образца при одновременном изменении толщины и температуры

Используя предложенную методику, данную кривую можно разделить на два канала – температура (рис.3) и толщина (рис.4).

На рис. 5 приведен участок, из кривой изменения толщины. За приведенное время температура образца изменилась на 3 ^{0}C, что соответствует примерно 300 нм оптической толщины. При этом в канале, регистрирующем изменения толщины, виден только шум на уровне около 5 нм.

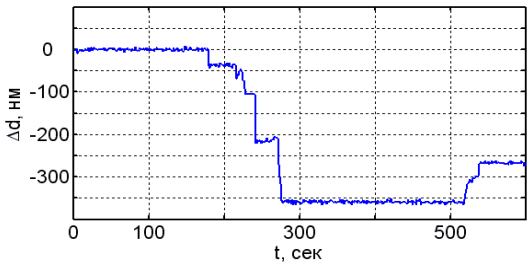


Рис. 3. Выделение изменения геометрической толщины образца при одновременном сканировании головкой и изменении температуры

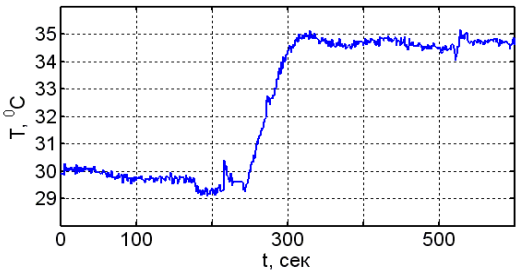


Рис. 4. Выделение изменения температуры образца при одновременном изменении толщины и температуры

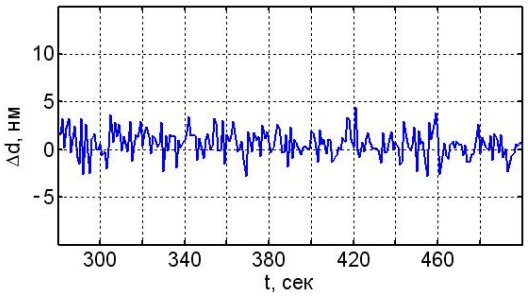


Рис. 5. Шум в канале измерения толщины при одновременном измерении толщины и температуры

Таким образом, экспериментально показано, что двухволновая схема регистрации оптической толщины «по фазе» позволяет разделить геометрические и температурные изменения. При этом разрешение по толщине составило ±3 нм.

1. Volkov P.V. Novel technique for monitoring of MOVPE processes / P.V. Volkov, A.V. Goryunov, V.M. Daniltsev, A.Yu. Luk'yanov, D.A. Pryakhin, A.D. Tertyshnik, O.I. Khrykin, V.I. Shashkin // Journal of Crystal Growth. 2008. V. 310. P. 4724-4726.

2. Волков П.В. Оптический мониторинг температуры подложки и скорости травления многослойных структур при плазмохимическом травлении / П.В. Волков, А.В. Горюнов, А.Ю. Лукьянов, Д.А. Пряхин, А.Д. Тертышник, В.И. Шашкин // Микроэлектроника. 2011. Т. 40. Вып.5. С.331-338.

Оптоэлектронные свойства гетеронаноструктур с комбинированными слоями квантовых ям и точек In(Ga)As/GaAs

Н.С. Волкова, А.П. Горшков, А.В. Здоровейщев, О.В. Вихрова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: volkovans88@mail.ru

До настоящего времени актуальной остается задача создания бездефектных приборных структур с квантовыми точками (КТ) InAs/GaAs, излучающих на длинах волн 1.3 и 1.55 мкм. Одним из вариантов смещения длины волны излучения таких структур в требуемую область спектра является покрытие слоя КТ InAs слоем квантовой ямы (КЯ) InGaAs [1].

В данной работе исследованы оптоэлектронные свойства структур с одиночным слоем КТ InAs и с комбинированным слоем КЯ/КТ InGaAs/InAs, в которых слой КЯ наносился либо непосредственно на слой КТ, либо они разделялись спейсерным слоем GaAs. Структуры выращивались методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МОС) при атмосферном давлении водорода – газа носителя паров МОС в новом ростовом режиме без применения поверхностно-активных примесей. На поверхности (100) подложек n^+-GaAs при температуре 600˚C выращивался буферный слой n-GaAs толщиной ≈ 0.6 мкм с концентрацией электронов $\sim 10^{16}$ см$^{-3}$, затем температура снижалась до 520˚C и наносился слой КТ InAs, КЯ $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ толщиной 5 нм и покровный слой GaAs толщиной 30 нм. Спейсерный слой GaAs толщиной $d_s \approx 3$ и 12 нм между КЯ и КТ выращивался при той же температуре. В процессе роста слоя InAs время технологического прерывания между подачей триметиллиндия и арсина в реактор было увеличено относительно стандартного режима, в котором слой КТ легировался примесью-сурфактантом висмутом (с 4 до 8 с) [2, 3]. Данное время было определено в результате оптимизации ростового процесса с целью получения более однородных массивов КТ [3].

Исследовались спектры поверхностной барьерной фотоэдс [4] в диапазоне температур 77-350 К и фотолюминесценции (ФЛ) при 77 К. Фотоэлектрические спектры измерялись по soft-contact методике [5].

На спектрах фоточувствительности при 300 К (рис. 1) наблюдались пик при энергии фотонов ≈ 0.99 эВ, связанный с оптическими переходами между основными состояниями электрона и дырки в КТ, и полоса с красной границей около 1.25-1.35 эВ от квантовой ямы $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ и смачивающего слоя InAs. При толщине $d_s \approx 3$ нм они туннельно связаны и образуют единую гибридную КЯ [1] (кривая *2*), как и при $d_s = 0$ нм (кривая *1*), а при толщине спейсерного слоя 12 нм проявляются как отдельные КЯ (кривая *3*).

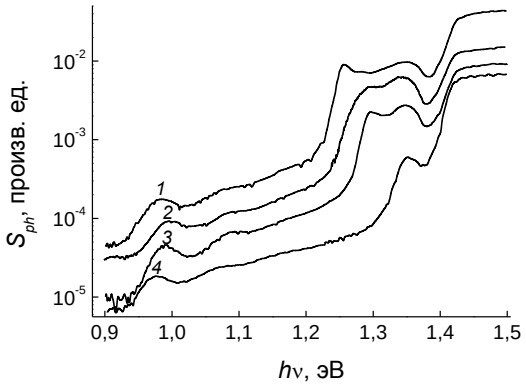


Рис. 1. Спектры фоточувствительности (300 К) структур с комбинированным слоем КЯ/КТ при разной толщине спейсерного слоя d_s (*1 – 3*) и с одиночным слоем КТ (*4*). d_s, нм: *1* – 0, *2* – 3, *3* – 12

На спектрах ФЛ при 77 К (рис. 2) пик основного перехода в КТ наблюдался при энергии ≈ 1.04 эВ. Пик при энергии ≈ 1.36 эВ на спектре структуры КЯ/КТ с $d_s \approx 12$ нм связан с излучением в КЯ (кривая *3*). При толщине спейсера $d_s = 0$ и 3 нм ФЛ от КЯ не наблюдается (кривые *1* и *2*, соответственно), поскольку все фотовозбужденные носители быстро захватываются из КЯ в КТ и рекомбинируют в них. Это свидетельствует об эффективном электронном обмене между КЯ и КТ при тонком спейсерном слое.

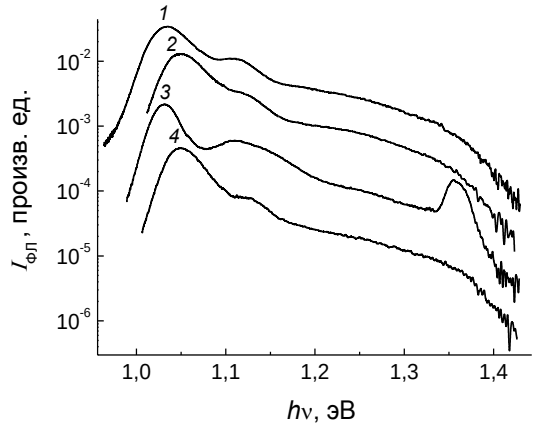


Рис. 2. Спектры ФЛ (77 К) структур с комбинированным слоем КЯ/КТ при разной толщине спейсерного слоя d_s (*1 – 3*) и с одиночным слоем КТ (*4*). d_s, нм: *1* – 0, *2* – 3, *3* – 12

В данных структурах, выращенных в режиме с увеличенным временем прерывания роста, в отличие от исследованных ранее структур с КТ,

легированных висмутом, практически не наблюдается эффекта красного смещения энергетического спектра КТ при нанесении на слой КТ слоя КЯ (кривые *1* и *4* на рис. 1, 2), а также при уменьшении толщины покровного слоя GaAs от 30 до 5 нм в результате анодного окисления. В легированных висмутом структурах заращивание слоя КТ слоем КЯ и уменьшение толщины покровного слоя обычно приводило к смещению основного перехода в КТ в область низких энергий на ≈ 70 мэВ в результате уменьшения упругих напряжений в КТ [1, 6]. Значительно более слабая зависимость энергетического спектра КТ, полученных в режиме с прерыванием роста, от толщины и состава покровного слоя, вероятно, объясняется более сильным диффузионным перемешиванием In и Ga на гетерогранице InAs/GaAs с образованием прослойки твердого раствора $In_xGa_{1-x}As$, снижающей упругие напряжения в КТ.

Установлено, что фоточувствительность от КТ в структурах с близко расположенной КЯ сохраняется до более низких температур (рис. 3, кривые *1*, *2*). Также приближение КЯ к слою КТ уменьшает энергию активации фоточувствительности в области основного перехода в КТ при низких температурах (< 200 К) от 170 мэВ в структуре без КЯ (кривая *4*) до 120 мэВ в структуре КЯ/КТ при d_s = 0 нм (кривая *1*). Таким образом, встраивание квантовой ямы снижает эффективную высоту эмиссионного барьера в КТ, вследствие того, что эмиссия из КТ может происходить не сразу в матрицу GaAs, а через КЯ.

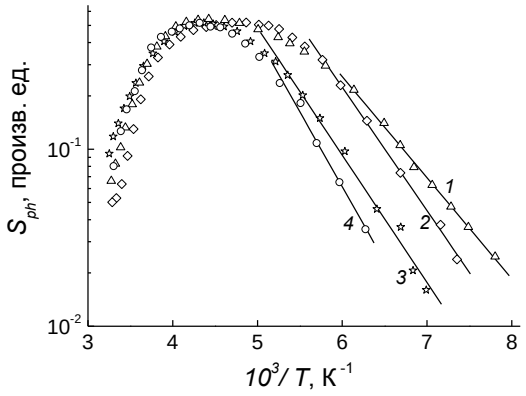


Рис. 3. Температурные зависимости фоточувствительности в области основного перехода в КТ в структурах с комбинированным слоем КЯ/КТ при разной толщине спейсерного слоя d_s (*1 – 3*) и с одиночным слоем КТ (*4*). d_s, нм: *1* – 0, *2* – 3, *3* – 12

Покрытие КТ слоем КЯ может быть использовано для защиты КТ от проникновения в них дефектов, возникающих при различных технологических воздействиях на поверхность гетеронаноструктуры (окисление, травление, нанесение химически активных металлов и др.). На рис. 4 показано влияние анодного окисления на спектры фоточувствительности при 300 К. При увеличении напряжения анодирования V_a до 30 В наблюдалось связанное с дефектообразованием подавление фотоэлектрической чувствительности от КТ. Предполагалось, что расположенный перед слоем КТ упруго-напряженный слой КЯ будет препятствовать распространению дефектов за этот слой и, следовательно, уменьшать их влияние на фоточувствительность от КТ. Однако оказалось, что КЯ эффективно защищает КТ от проникновения дефектов только при достаточно толстом спейсерном слое (кривая *3*). При d_s = 0 и 3 нм пики фоточувствительности от КТ полностью исчезают (кривые *1*, *2*). Таким образом, при малой толщине спейсера в структуре КЯ/КТ влияние дефектов проявляется даже сильнее, чем при отсутствии КЯ. По-видимому, это связано с тем, что задержка дефектов КЯ приводит к повышению в ней их концентрации, что при туннельно тонком спейсерном слое может усиливать эффект подавления фоточувствительности от КТ.

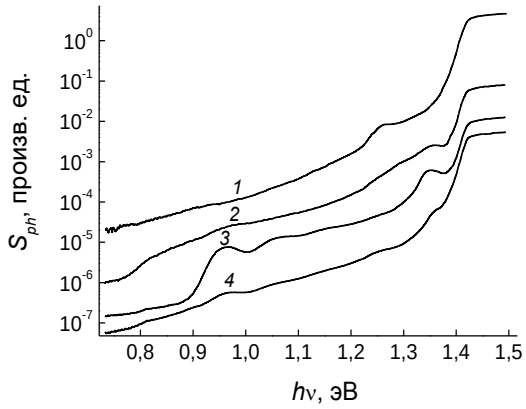


Рис. 4. Влияние анодного окисления покровного слоя (V_a = 30 В) на фотоэлектрические спектры структур с комбинированным слоем КЯ/КТ при разной толщине спейсерного слоя d_s (*1 – 3*) и с одиночным слоем КТ (*4*). d_s, нм: *1* – 0, *2* – 3, *3* – 12

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за выращивание структур для исследования.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009−2013 годы (соглашение с Министерством образования и науки № 14.B37.21.1945).

1. Карпович И.А., Звонков Б.Н., Левичев С.Б., Байдусь Н.В., Тихов С.В., Филатов Д.О., Горшков А.П., Ермаков С.Ю. ФТП **38**, 448 (2004).

2. Звонков Б.Н., Карпович И.А., Байдусь Н.В., Филатов Д.О., Морозов С.В. ФТП **35**, 92 (2001).

3. Здоровейщев А.В., Демина П.Б., Звонков Б.Н. Письма в ЖТФ **35**, 15 (2009).

4. И.А. Карпович, Д.О. Филатов, ФТП **30**, 1745 (1996).

5. Datta Sh., Ghosh S., Arora B.M. Rev. Sci. Instrum. **72**, 177 (2001).

6. Волкова Н.С., Горшков А.П. Научно-технические ведомости СПбГПУ. Серия физико-математические науки **3**, 63 (2010).

Применение несимметричных низкобарьерных структур металл-полупроводник-металл для детектирования микроволновых сигналов

Н.В. Востоков, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: vostokov@ipm.sci-nnov.ru

В качестве чувствительных элементов детекторов обычно используются структуры с нелинейной вольтамперной характеристикой (ВАХ). Например, диоды на эффекте межзонного туннелирования [1], с планарным легированием [2], а также диоды с барьером Шоттки (Мотта) с приповерхностным δ-легированием [3]. В работе [4] предложены новые чувствительные элементы на основе структуры с симметричной ВАХ, содержащей последовательно включенные переходы металл-полупроводник-металл с барьерами Шоттки (Мотта). В настоящей работе изучается возможность использования в качестве чувствительных элементов приемников сверхвысокочастотного или терагерцового частотных диапазонов несимметричных низкобарьерных структур металл-полупроводник-металл. Рассмотрены два типа структур: с отличающимися высотами барьеров двух переходов; с отличающимися площадями переходов.

Рассматривается вертикальная структура металл – нелегированный полупроводниковый слой – металл (MIM) с различными высотами барьеров Φ_1 и Φ_2 на границах полупроводникового слоя. Энергетическая диаграмма структуры схематично показана на левой вставке рис. 1. В рамках термоэмиссионно-диффузионного подхода с учетом инжекционнго тока [5] вычислен параметр квадратичной нелинейности $\beta = j_{uu}/ j_u$ MIM структуры для различных Φ_1 и Φ_2 (здесь и далее значения j_u и j_{uu} берутся при нулевом напряжении). Расчеты проведены для структур на основе GaAs при: $T = 300$ К, $\mu = 4000$ см^2/В·с, толщине нелегированного полупроводникового слоя 100 нм. На рис. 1 показана зависимость β от высоты одного из барьеров MIM структуры при равенстве нулю высоты другого барьера. Для сравнения приведена аналогичная зависимость для барьера Мотта с той же толщиной нелегированного слоя. Обе зависимости практически совпадают. Из этого следует, что характеристики детектирования MIM структуры превосходят аналогичные характеристики диода Мотта, из-за меньшего последовательного сопротивления.

На правой вставке рис. 1 показана зависимость β от высоты одного из барьеров MIM структуры при высоте другого барьера 0.2 эВ. При равных барьерах структура не обладает квадратичной нелинейностью. При отличии высот барьеров большем нескольких kT, параметр нелинейности практически достигает своего максимального значения. Это позволяет использовать для детектирования MIM структуры с неравными нулю Φ_1 и Φ_2.

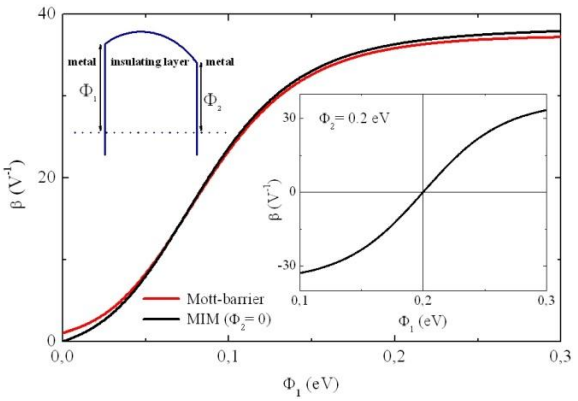


Рис. 1. Зависимости от высоты барьера параметров нелинейностей барьера Мотта (красная линия) и MIM структуры со вторым барьером нулевой высоты (черная линия). На левой вставке показана энергетическая диаграмма MIM струткуры. На правой вставке – зависимость параметра нелинейности MIM структуры от высоты одного из барьеров при высоте другого барьера 0.2 эВ

Симметричная MIM структура также может быть использована для детектирования сигналов при соответствующей схеме включения в регистрирующую цепь [4]. Сравнение с несимметричной MIM структурой показывает, что при равных дифференциальных сопротивлениях структур, приемник на симметричной структуре несколько хуже – его минимально обнаружимая мощность (NEP) в $8^{½}$ раз больше.

Предлагаемый чувствительный элемент приемника на основе вертикальной несимметричной MIM структуры не содержит омического контакта полупроводника с металлом. Это улучшает характеристики прибора по сравнению с детектором на основе диода Мотта.

Идея предлагаемого детектора состоит в использовании в качестве чувствительного элемента планарной структуры металл-полупроводник-металл (MSM) с низкобарьерными переходами Мотта разной площади. Переход малой площади является нелинейным элементом, большой – играет роль омического контакта. Рассматривается структура на основе GaAs с переходами в форме полукруга и полукольца (вставка рис. 3). Параметры структуры: $b = 6$ мкм; $a - l = 1.5$ мкм; полупроводниковый слой имеет поверхностное сопротивление 5 Ом и толщину $h = 1$ мкм; толщина нелегированного слоя перехода Мотта 100 нм. Структура включена в широкополосную антенну с импедансом 100 Ом. Радиус малого перехода l и параметры барьера Мотта должны быть выбраны из условия минимума NEP. В актуальной об-

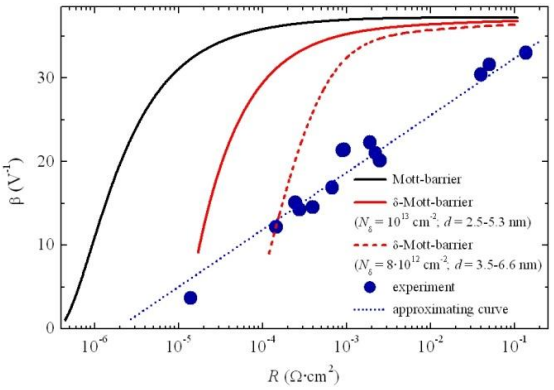


Рис. 2. Зависимости $\beta(R)$ для классического барьера Мотта (черная линия), для барьера Мота с приповерхностным δ-легированием (красная сплошная линия – $N_\delta = 10^{13}$ см$^{-2}$, d = 2.5-5.3 нм; красная пунктирная линия – $N_\delta = 8\cdot10^{12}$ см$^{-2}$, d = 3.5-6.6 нм). Символы – экспериментальные значения для низкобарьерных диодов Мотта из работы [3], синяя пунктирная линия – аппроксимация экспериментальных значений

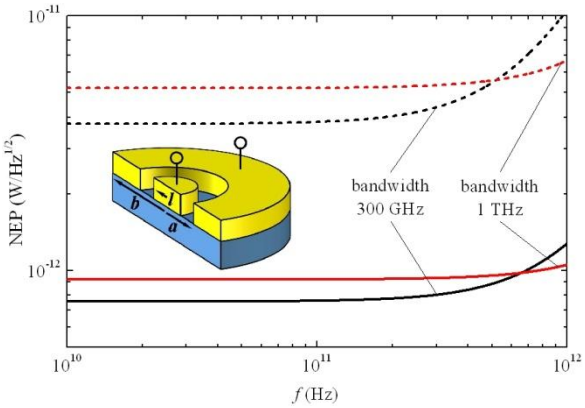


Рис. 3. Зависимости NEP детектора от частоты сигнала, полученные с использованием $\beta(R)$ классического барьера Мотта (сплошные линии) и аппроксимации экспериментальных данных работы [3] (пунктирные линии). Черным показаны зависимости, оптимизированные для полосы 300 ГГц, красным – 1 ТГц. На вставке – планарная MSM структура

ласти параметров $l \le h$ поэтому малый переход является детектирующим со сосредоточенными параметрами. Размеры большого перехода b больше или порядка характерного масштаба проникновения в переход высокочастотного сигнала. Можно показать, что в этом случае детектирующие свойства большого перехода близки к нулю. Отношение мощностей поглощаемых большим и малым переходами $\sim 10^{-3}$. По этим причинам большой переход будем считать линейным элементом с распределенными параметрами.

Для согласования чувствительного элемента с антенной и расширения полосы детектирования необходимо уменьшать дифференциальное сопротивление единицы площади перехода R за счет понижения высоты барьера Мотта. При этом уменьшается параметр нелинейности барьера β и падает чувствительность детектора. На рис. 2 показаны зависимости $\beta(R)$ рассчитанные на основе подхода работы [5] для классического барьера Мотта и барьера Мотта с приповерхностным δ-легированием, а также экспериментальные значения из работы [3] для диодов Мотта с δ-легированием. При равной величине нелинейности, минимальное дифференциальное сопротивление имеет классический барьер Мотта. У барьера Мотта с δ-легированием величина R имеет бóльшие значения из-за туннельно-прозрачного треугольного барьера на границе с металлом [6]. Увеличение концентрации легирующей примеси в δ-слое N_δ позволяет уменьшать глубину его залегания d при сохранении положения дна зоны проводимости. Это увеличивает туннельную прозрачность треугольного барьера, и уменьшает R. В результате зависимость $\beta(R)$ приближается к аналогичной зависимости классического барьера Мотта. Экспериментальные значения β и R приведены для диодов Мотта с неоптимизированными барьерами, отличающимися одновременно величинами N_δ и d. Связь между экспериментальными значениями $\beta(R)$ аппроксимирована логарифмической функцией. Полученные зависимости $\beta(R)$ использованы для нахождения параметров структуры, минимизирующих NEP в полосе детектирования. На рис. 3 показаны зависимости NEP от частоты детектируемого сигнала, оптимизированные для частот 300 ГГц и 1 ТГц. Сплошные кривые построены с использованием $\beta(R)$ классического барьера Мотта (для f = 300 ГГц: l = 0.95 мкм, $R = 6.8\cdot10^{-6}$ Ом·см^2 – высота барьера Δ = 0.127 эВ; для f = 1 ТГц: l = 0.6 мкм, $R = 4\cdot10^{-6}$ Ом·см^2 – высота барьера Δ = 0.111 эВ), пунктирные – с использованием зависимости аппроксимирующей экспериментальные данные (для f = 300 ГГц: l = 1.15 мкм, $R = 2.6\cdot10^{-5}$ Ом·см^2; для f = 1 ТГц: l = 0.7 мкм, $R = 1.8\cdot10^{-5}$ Ом·см^2).

Предлагаемый чувствительный элемент на основе планарной MSM структуры, включенный в широкополосную антенну, обеспечивает детектирование сигналов в полосе 1 ТГц с величиной NEP ~ 10^{-12} Вт/Гц^{½}. Отсутствие в структуре омических контактов полупроводника с металлом упрощает технологию изготовления чувствительного элемента и его интегрирование с планарной антенной.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-02-00948, 11-02-00572, 12-02-12006).

1. Su N., Rajavel R., Deelman P. et al. IEEE Electron Device Lett., **29**, 536 (2008).
2. Vo V.T., Hu Z. IEEE Trans. Microw. Theory Tech., **54**, 3836 (2006).
3. Shashkin V.I., Drjagin Yu.A., Zakamov V.R. et al. Int. J. Infrared Millimeter Waves, **28**, 945 (2007).
4. Shashkin V.I., Vostokov N.V. 22nd Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology,” Sevastopol, Ukraine, 10-14 September, 2012, p. 599.
5. Shashkin V.I. and Vostokov N.V. J. Appl. Phys., **106**, 043702 (2009).
6. Shashkin V.I., Murel A.V., Semiconductors, **38**, 554 (2004).

Ближнепольный излучательный перенос экситонных возбуждений между туннельно-несвязанными квантовыми ямами

***В.Я. Алешкин*[1], *Л.В. Гавриленко*[1], *Д.М. Гапонова*[1], *З.Ф. Красильник*[1], *Д.И. Крыжков*[1], *Д.И. Курицын*[1], *С.М. Сергеев*[1], *В.Г. Лысенко*[2]**

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка

e-mail: aritany@ipmras.ru

Явление переноса энергии между экситонными состояниями в квантовых ямах (КЯ) и квантовых точках (КТ), разделенных широкими туннельно-непрозрачными барьерами описано в ряде экспериментальных работ, например [1-2]. Механизмы, предлагаемые для описания переноса энергии в случае широкого, туннельно-непрозрачного барьера, в работах различных авторов отличаются, однако чаще всего основываются на так называемой модели Фёрстера-Декстера [3-6]. Данная модель подразумевает взаимодействие между диполями в туннельно-несвязанных КЯ.

В данной работе исследовалась зависимость эффективности ближнепольного переноса экситонов между КЯ от расстояния. возрастание интенсивности сигнала фотолюминесценции (ФЛ) из КЯ при резонансном возбуждении экситонного перехода в соседней КЯ, отделенной от первой туннельно-непрозрачным барьером AlGaAs. Исследовались спектры возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) двух гетероструктур AlGaAs/GaAs с тремя КЯ шириной 10, 15 и 28 нм, разделенные барьерами x=0.45 шириной 15 и 20нм (гетероструктура №1) и x=0.3 шириной 20 и 25нм (гетероструктура №2). Для объяснения наблюдаемого эффекта использована модель переноса энергии между туннельно-несвязанными КЯ [7]. Этот механизм предполагает передачу энергии за счет поглощения света квантовой ямой, находящейся в ближней зоне излучающего экситона в другой КЯ.

Излучающий экситон с тяжелой дыркой можно представить в виде колеблющегося в плоскости КЯ диполя (плоскость *xy*). Пусть диполь имеет только одну компоненту d_x. Напряженность электрического поля в испускаемой диполем волне имеет вид:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left[\left(\frac{\omega}{c'} \right)^2 [[\mathbf{nd}]\mathbf{n}] \frac{1}{\varepsilon r} + \frac{\{3\mathbf{n}(\mathbf{nd}) - \mathbf{d}\}}{\varepsilon} \times \right.$$
$$\left. \times \left(\frac{1}{r^3} - \frac{\omega}{c'} \frac{i}{r^2} \right) \right] \exp(ir\omega / \, '-i\omega t) \qquad (1)$$

где - скорость света в среде, ε - диэлектрическая проницаемость, **n** - единичный вектор, направленный от излучающего диполя в точку наблюдения, **d** - вектор дипольного момента.

Поглощаемую мощность излучения диполя квантовой ямой можно разделить на две части: мощность, связанную с дальним полем, и мощность, связанную с ближним полем. Используя дипольное приближение, можно найти долю излучения диполя, поглощаемую КЯ за счет ближнего поля для переходов из зон тяжелых и легких дырок соответственно:

$$\alpha_h = \frac{9\pi}{32} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \frac{|\chi_h|^2}{\varepsilon^{5/2} k^4 R^4} \theta(\hbar\omega - E_{tr}),$$

(2)

$$\alpha_l = \frac{\pi}{4} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \frac{|\chi_l|^2 \, \theta(\hbar\omega - E_{tr})}{\varepsilon^{5/2} k^4 R^4} \left(\frac{15}{8} + \varepsilon k^2 R^2 \right)$$

(3)

где $k = \omega / c$, R - расстояние от диполя до КЯ, $\chi_{l,h}$ - интегралы перекрытия.

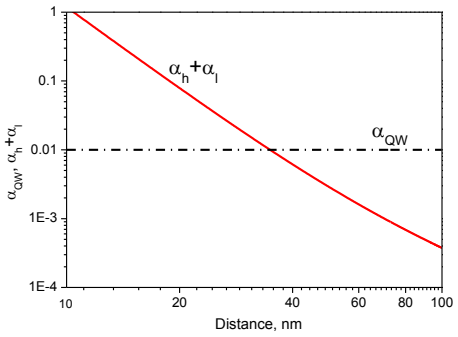


Рис. 1. $\alpha_h+\alpha_l$ - коэффициент поглощения ближнепольнольного излучения в КЯ в зависимости от расстояния от КЯ до излучающего диполя (красная кривая). Учтены переходы носителей заряда из подзоны легких и тяжелых дырок (2)-(3). Для сравнения горизонтальной прямой показан коэффициент поглощения в КЯ нормально падающей плоской волны

На рисунке 1 в двойном логарифмическом масштабе приведена зависимость коэффициента поглощения ближнепольного излучения в КЯ от расстояния до излучающего диполя (экситона в соседней КЯ), рассчитанная по формулам (2-3). Для сравнения отмечено значение коэффициента поглощения лазерного излучения в КЯ (нормально падающей плоской волны) (черная прямая). Видно, что при уменьшении расстояния до излучающего диполя коэффициент поглощения ближне-

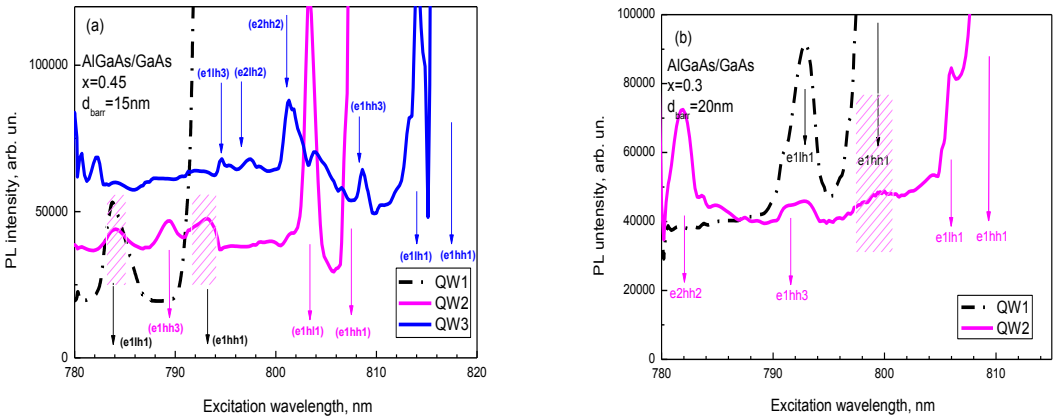


Рис. 2. Спектры возбуждения фотолюминесценции гетероструктур AlGaAs/GaAs с 3мя КЯ (черная, красная и синяя кривые, соответственно). КЯ разделены туннельно-непрозрачными барьерами шириной a) 15 и 20 нм и b) 20 и 25нм (спектр ВФЛ третьей КЯ не приведен). Стрелками отмечены расчетные положения экситонных резонансов. Штриховка указывает на увеличение сигнала ФЛ из более широкой КЯ при возбуждении в экситонный резонанс в узкой КЯ

польнольного излучения растет степенным образом как $(R)^{-4}$. Для расстояний между КЯ 15 и 20нм основной вклад в коэффициент поглощения вносят ближнепольные слагаемые.

Что касается величины коэффициентов поглощения дальнепольного излучения диполя, они примерно вдвое превышают коэффициенты поглощения нормально падающей плоской волны (α_{QW} на рис.1). Это объясняется тем, что сферически расходящаяся волна излучения диполя приходит к плоскости КЯ под различными углами, в том числе и под скользящими. Излучение, пришедшее под скользящими углами, имеет большую вероятность быть поглощенным полностью квантовой ямой.

На рисунке 2 приведены спектры ВФЛ гетероструктур AlGaAs/GaAs с содержанием аллюминия x=0.45 (a) и x=0.3 (b), измеренные при T=4K и мощности возбуждения 0.5 мВт. Различные цвета линий на рисунках соответствуют разным КЯ (для гетероструктуры с x=0.3 приведены спектры ВФЛ для двух КЯ шириной 10 и 15 нм). Стрелками отмечены расчетные положения экситонных резонансов, которые хорошо совпадают с пиками в спектрах ВФЛ (цвет стрелок совпадает с цветом кривой). Штриховкой обозначения интервалы, в которых наблюдается увеличение сигнала ФЛ из более широкой КЯ (QW2) при возбуждении в экситонный резонанс узкой КЯ (QW1). Рассмотрим эти интервалы подробнее. На рис. 2(a) на красной кривой кроме пиков собственных экситонных резонансов в QW2, помеченных стрелками, отчетливо видны 2 пика (784 и 793нм), совпадающие по положению с экситонными резонансами QW1 (черная кривая). В третьей КЯ (синяя кривая), отделенной барьером 20 нм, не наблюдается резонансов, кроме собственных, отмеченных стрелками. Это может быть связано с тем, что в третьей КЯ в обоих гетероструктурах была большая концентрация остаточных носителей заряда.

Во второй гетероструктуре с барьерами 20 и 25 нм наблюдается слабый пик на красной кривой вблизи 799 нм, совпадающий с экситонным резонансом в соседней узкой КЯ. Второй пик вблизи 793 нм мы не рассматриваем, т.к. экситонный резонанс 1ehh3 в QW2 по расчетам почти совпал с резонансом 1elh1 в QW1.

По расчетам отношение сигнала ФЛ в QW2 вне резонанса к величине сигнала при совпадении длины волны лазера с длиной волны экситона (с легкой дыркой) в QW1, вычисленное с помощью следующего соотношения

$$\frac{(1-\alpha_{XLH})\alpha_{QW2}+\alpha_{XLH}(\alpha_h+\alpha_l+\alpha^F{}_2)/2}{(1-\alpha_{QW1})\alpha_{QW2}+\alpha_{QW1}(\alpha_h+\alpha_l+\alpha^F{}_2)/2}-1 \quad (4)$$

должно составлять 21% для расстояния между КЯ 15нм и 8% для расстояния между КЯ 20нм. Здесь α_{XLH}=0.03- коэффициент поглощения плоской волны в резонансе экситона с легкой дыркой в QW1; $\alpha_{QW1}\approx\alpha_{QW2}$=0.01 - коэффициенты поглощения плоских волн в двумерном спектре QW1 и QW2; $\alpha^F{}_2$=0.023 - коэффициент поглощения дальнепольного излучения диполя.

Как видно из рис. 2, увеличение сигнала из второй по ширине КЯ (красная кривая) составляет 17% для гетероструктуры №1 и около 5% для гетероструктуры №2, что хорошо согласуется с рассчитанными значениями.

Авторы благодарят A. Krysa за предоставленные гетероструктуры. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №12-02-31320).

1. Tomita A., Shah J., Knox R.S. Phys.Rev.B, **53**, 10793-10803 (1996).

2. Kim D.S., Ko H.S., Lim Y.S. et.al., J.Opt.Soc.Am.B, **13**, 12101223 (1996).

3. Шамирзаев Т. С., Дмитриев Д. В., Свешникова Л.Л., П. Тронк. Письма в ЖЭТФ т. **94**, 828.

4. Förster Th., Ann.Phys. (Leipzig) **2**, 55 (1948).

5. Dexter D.L., Chem J. Phys. **21**, 836 (1953).

6. Lyo S.K., Phys.Rev. B, 62, 13641-13656 (2000).

7. Алешкин В.Я., Гавриленко Л.В., Гапонова Д.М., Красильник З.Ф., Крыжков Д.И., Курицын Д.И., Сергеев С.М., Лысенко В.Г. Письма в ЖЭТФ т.**94** (11), 890-894 (2011).

Быстрая спиновая конверсия в квазидвумерных экситон-поляритонных системах

С.С. Гаврилов[1], ***А.В. Секретенко***[1], ***Н.А. Гиппиус***[1,2], ***В.Д. Кулаковский***[1]

[1] Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка
[2] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

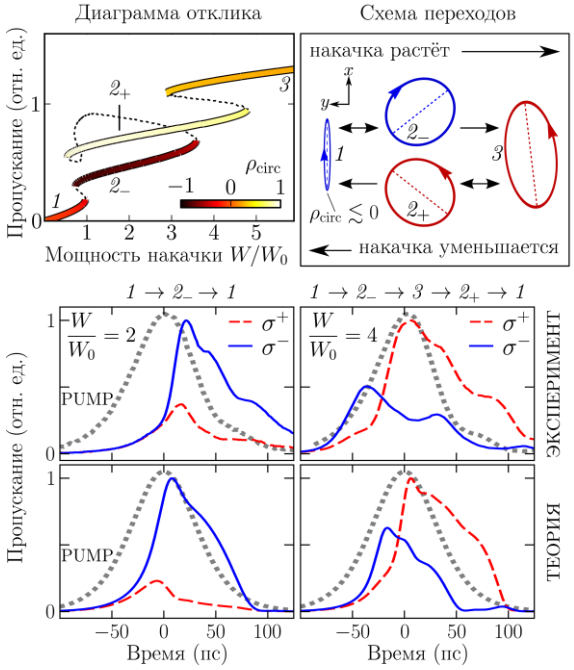
e-mail: gavr_ss@issp.ac.ru

Квазидвумерные экситонные поляритоны — композитные бозоны, возникающие за счет сильной экситон-фотонной связи в плоских полупроводниковых микрорезонаторах. Спин-зависимое поляритон-поляритонное взаимодействие приводит к мультистабильности [1,2] и возможности быстрых переключений отклика резонатора в условиях плавно меняющейся резонансной накачки. Физическая причина поляритонной мультистабильности — перенормировка спектра и сдвиг эффективной резонансной частоты, значительно превосходящий спектральную ширину резонанса. Такие условия, выполняющиеся, как правило, только в режиме сильной экситон-фотонной связи, делают эффект поляритонной мультистабильности качественно отличным от изученных ранее явлений оптической мультистабильности лазеров и других нелинейных сред. Одно из ключевых отличий — сильная чувствительность к исходному положению резонанса — приводит к новым сценариям неравновесных переходов в анизотропных поляритонных системах с расщепленными собственными модами, например, за счет эффекта Зеемана в магнитном поле.

Нами установлено, что резонансно и когерентно возбуждаемые системы квазидвумерных поляритонов в магнитном поле обнаруживают неравновесные переходы между состояниями с противоположными циркулярными поляризациями [3], а также между состояниями с линейной и циркулярной поляризациями [4]. Такие переходы осуществляются на масштабе десятка времен жизни поляритона (20-50 пикосекунд в микрорезонаторах на основе GaAs) за счет плавного изменения интенсивности, но при постоянной поляризации внешней оптической накачки. Возможность подобных переходов была предсказана теоретически (на основе уравнений Гросса-Питаевского в приближении среднего поля) и затем продемонстрирована экспериментально.

На рисунке представлена рассчитанная диаграмма стационарного отклика поляритонной системы в зависимости от мощности накачки. Степень циркулярной поляризации накачки постоянна и составляет 50%; степень циркулярной поляризации поля в резонаторе указана цветом. Справа приведена схема переходов между различными ветвями устойчивости; эллипсы указывают поляризацию сигнала, характерную для разных ветвей (*1*, $2_\pm$ и *3*).

Исследуемая система обнаруживает необычный оптический гистерезис: при увеличении и при уменьшении мощности возбуждения проходятся качественно различные ветви устойчивости (2_- и



2_+), характеризующиеся противоположными круговыми поляризациями.

Экспериментальная проверка выполнена путем измерения с временным разрешением интенсивности и поляризации сигнала пропускания при импульсной накачке длительностью 70 пикосекунд и магнитном поле напряженностью 6 тесла, приводящем к расщеплению собственных мод нижней поляритонной ветви на 0.12 мэВ при ширине резонанса 0.05 мэВ. В низу рисунка показаны измеренные и рассчитанные величины интенсивностей право- и лево-циркулярных поляризационных компонент сигнала для разных значений пиковой мощности накачки (W); величина W_0 соответствует пороговой мощности. Обнаружен пороговый эффект инверсии поляризации сигнала; получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов.

Таким образом, нами продемонстрирован эффект быстрой спиновой конверсии света в квазидвумерных поляритонных системах. Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-6863.2012.2.

1. Gippius N. A. et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 236401 (2007).
2. Gavrilov S. S. et al., Phys. Rev. B **85**, 075319 (2012).
3. Gavrilov S. S. et al., http://arxiv.org/abs/1212.5787 (2013).
4. Gavrilov S. S. et al., Appl. Phys. Lett. **102**, 011104 (2013).

Двумерный полуметалл в широких квантовых ямах HgTe: энергетический спектр носителей и магнитотранспорт

***А.В. Германенко*[1], *Г.М. Миньков*[1,2], *О.Э. Рут*[1,2], *А.А. Шерстобитов*[1], *С.А. Дворецкий*[3], *Н.Н. Михайлов*[3]**

[1] Институт естественных наук, Уральский федеральный университет, Екатеринбург
[2] Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург
[3] Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

e-mail: alexander.germanenko@usu.ru

Энергетический спектр носителей заряда и явления переноса в гетероструктурах с двумерным электронным и дырочным газом, изготовленных на основе бесщелевых полупроводников HgTe, интенсивно исследуются последние пятнадцать лет [1-10]. Наиболее изученными являются электронные системы. В рамках традиционной *kP*-модели удается в этом случае описать большинство наблюдаемых экспериментальных эффектов. Что касается спектра валентной зоны, то здесь в настоящее время имеются противоречия как между экспериментальными результатами, полученными в разное время, разными группами исследователей, так и между экспериментальными и теоретическими результатами.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования проводимости и эффекта Холла в гетероструктурах с одиночной квантовой ямой $Hg_{0.42}Cd_{0.58}Te/HgTe/Hg_{0.42}Cd_{0.58}Te$ с номинальной шириной квантовой ямы 20.2 нм. Измерения проводились на образцах в форме холловского мостика с нанесенным металлическим электродом. Это позволяло изменять и контролировать проводимость и концентрацию носителей заряда в яме в широких пределах.

Типичные зависимости поперечного (ρ_{xy}) и продольного (ρ_{xx}) сопротивления от магнитного поля, измеренные при разных напряжениях на полевом электроде (V_g), приведены на **Рис.1**. Видно, что при уменьшении напряжения на полевом электроде происходит изменение типа проводимости с электронного (ρ_{xy}<0) на дырочный го (ρ_{xy}>0). Кроме того следует отметить две важных момента. Первый: в некотором интервале напряжений V_g кроме традиционного осцилляционного поведения сопротивления (эффект Шубникова-де Газа, переходящий в квантовый эффект Холла) наблюдается яркая особенность (отмечена стрелкой), положение которой практически не зависит от V_g. Второй момент: в интервале V_g=–3…+1.8 V поперечное сопротивление является знакопеременным: оно отрицательно в малых магнитных полях и положительно в больших. Наряду с наличием положительного продольного магнитосопротивления это однозначно указывает на то, что в явлениях переноса одновременно участвуют носители двух сортов, отличающиеся либо знаком заряда, либо знаком производной $\partial E(k)/\partial k$, определяющей групповую скорость волнового пакета.

На **Рис. 2** показаны зависимости концентраций электронов (n) и дырок (p) от V_g, полученные из анализа поведения $R_H(B)$ и $\rho_{xx}(B)$, выполненного в рамках модели двух типов носителей заряда. Как видно, электронный вклад в проводимость присутствует во всем интервале V_g (хотя следует отметить, что n меньше p более чем в сто раз при самом низком значении V_g). Как видно из **Рис. 2**b, зависимость $n(V_g)$ является достаточно сложной. На ней можно выделить три участка, отличающиеся наклоном. Проведенный анализ показывает, что каждый из этих участков соответствует различному положению уровня Ферми относительно краев зон. На участке I (V_g > 1.8 V) уровень Ферми лежит высоко в зоне проводимости (см. **Рис. 4**), и в переносе участвуют только электроны зоны проводимости. По мере уменьшения напряжения на полевом электроде уровень Ферми попадает в область перекрытия валентной зоны и зоны проводимости, где скорость изменения $n(V_g)$ будет определяться большей плотностью состояний валентной зоны (это область II, V_g = 1.8…1.0 V). Наконец, на участке III (V_g = 1.. –6.0 V) уровень Ферми лежит ниже дна зоны проводимости, а наличие двух сортов носителей объясняется наличием нарастающего и спадающего участков в немонотонном спектре валентной зоны.

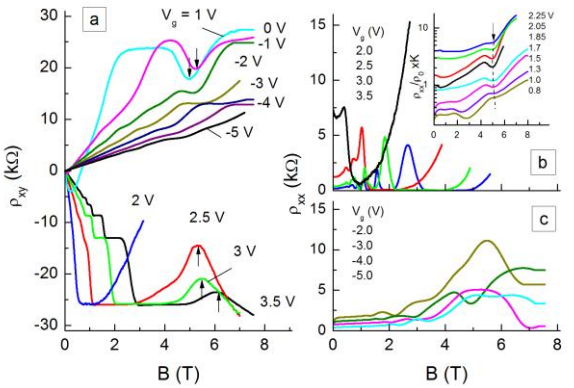


Рис. 1. Зависимости ρ_{xy} (a) и ρ_{xx} (b,c) от магнитного поля при разных напряжениях на полевом электроде, T=1.35 K. Стрелками показана особенность, связанная с пересечением уровней Ландау (h1, n=0) и (h2, n=2). Вставка на панели (b) иллюстрирует слабую чувствительность положения этой особенности к величине V_g.

Такая картина спектра подтверждается результатами исследования осцилляций $\rho_{xx}(B)$. На **Рис. 3** показано положение осцилляционных минимумов на зависимости $\rho_{xx}(B)$ в координатах (B,V_g). Хорошо видно, что наблюдается две серии

осцилляций, соответствующие электронам и дыркам. Периоды осцилляций дают концентрации соответствующих типов носителей заряда, которые хорошо согласуются с данными на **Рис. 2**.

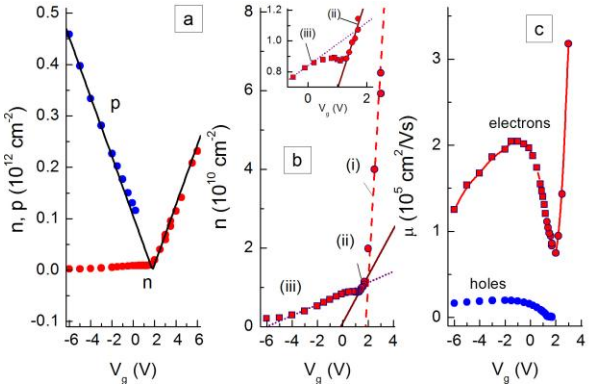


Рис. 2. Зависимости концентраций (a, b) и подвижностей (c) электронов и дырок от напряжения на полевом электроде. Линия на (a) зависимость $C|V_g–1.8\ \text{V}|/e$, где C=9.1 нФ/см^2 – экспериментально измеренная емкость между полевым электродом и двумерным газом

Анализ температурных зависимостей амплитуды осцилляций позволил нам определить эффективные массы электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны. В пределах экспериментальной погрешности равной примерно 25% они оказались независящими от концентраций: $m_e=0.02m_0$ и $m_h=0.2m_0$. Полученное значение m_e дает возможность оценить величину перекрытия ΔE_{ovrl} подзон h1 и h2 (см. **Рис. 4**): $\Delta E_{ovrl}=\pi\hbar n(1.8\text{V})/m_e$, которая составила величину порядка 1 мэВ. Знание m_h позволяет оценить глубину минимума в дырочном законе дисперсии. Она приблизительно равна энергии Ферми, отсчитанной от потолка валентной зоны, при напряжении V_g = –6 V, которое соответствует исчезновению электронного вклада: $\Delta = \pi\hbar p(–6\text{V})/m_h$=5 мэВ. Наконец, зная величину Δ и n при V_g=0 V (при этом напряжении уровень Ферми пересекает дно зоны проводимости, и электронный вклад связан с центральным минимумом в спектре подзоны h2), можно оценить величину эффективной массы плотности состояний для центрального участка закона дисперсии зоны h2: $m_{el}=\pi\hbar p(–6\text{V})/\Delta=0.005m_0$. Важно отметить, что эта величина много меньше теоретического значения, которое в изотропном приближении больше $0.1m_0$.

Как видно из **Рис. 3**, на веерной диаграмме в области полей около 5 Тл при V_g=0.5…2 V имеются дополнительные точки. Анализ спектра уровней Ландау [1] и сравнение с результатами [7] показали, что эта особенность связана с тем, что уровень Ферми оказывается в области пересечений уровней Ландау (h1, n=0) и (h2, n=2). Уровень (h2, n=2) стартует при B=0 из энергии, равной энергии минимума закона дисперсии валентной зоны. Таким образом, соединяя точку (B=0 Тл,V_g=-6 V), соответствующую пересечению уровня Ферми с минимумом $E(k)$ валентной зоны, с точкой (B=5 Тл,V_g=0 V), мы получаем примерную зависимость от магнитного поля напряжения, при котором уровень Ландау (h2, n=2) пересекает уровень Ферми (штриховая линия). Прекрасно видно, что как раз в этом районе наблюдается перескок положений минимумов с одного номера на другой (показано сплошными линиями на **Рис. 3**).

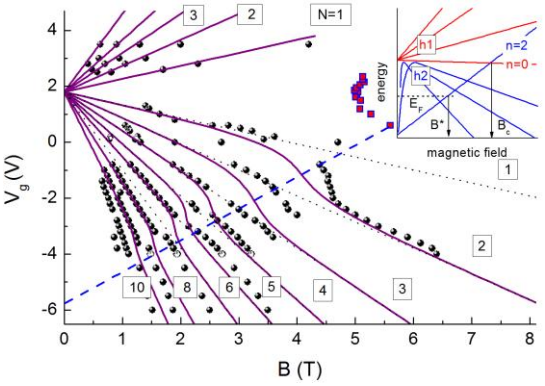


Рис. 3. Положение минимумов на зависимости $\rho_{xx}(B)$ в координатах (B,V_g). Квадраты – положение минимума, отмеченного на **Рис. 1** стрелками. Штриховая линия соответствует пересечению уровня Ферми с уровнем Ландау (h2, n=2). Сплошные кривые – теоретически ожидаемое поведение минимумов. Вставка – уровни Ландау для подзон h1 и h2

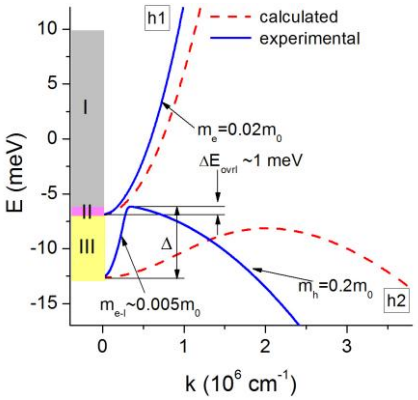


Рис. 4. Закон дисперсии, восстановленный из экспериментальных данных и рассчитанный в шестизонной модели

Таким образом, энергетический спектр носителей в широкой квантовой яме бесщелевого полупроводника HgTe, восстановленный из наших экспериментальных данных, существенно отличается от рассчитанного в традиционной kP-модели (см. **Рис. 4**).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-02-00098 и 13-02-00322).

1. Schultz M. et al., Phys. Rev. B **57**, 14772 (1998).
2. Landwehr G. et al., Physica E 6, 713 (2000).
3. Zhang X. C. et al., Phys. Rev. B **65**, 045324 (2002).
4. Ortner K. et al., Phys. Rev. B **66**, 075322 (2002).
5. Zhang X. C. et al., Phys. Rev. B **69**, 115340 (2004).
6. Bernevig B.A. et al., Science **314,** 1757 (2006).
7. Koenig M., Science **318**, 766 (2007).
8. Gusev G. et al., Phys. Rev. B **84**, 121302 (2011).
9. Kvon Z. et al., Phys. Rev. B **83**, 193304 (2011).
10. Minkov G. et al., Phys. Rev. B **85**, 235312 (2012).

Спиновый шум в полупроводниковых наносистемах

М.М. Глазов

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

e-mail: glazov@coherent.ioffe.ru

Введение. Спектроскопия спинового шума, предложенная Е.Б. Александровым и В.С. Запасским [1] и основанная на исследовании временных корреляций флуктуаций спиновых эффектов Фарадея, Керра или эллиптичности, становится все более популярным методом исследования спиновой динамики в полупроводниках [2]. В отличие от общеизвестной двухлучевой методики накачка-зондирование, в этом методе используется лишь один зондирующий линейно поляризованный непрерывный лазерный луч, и наблюдаются флуктуации поворота плоскости поляризации этого луча при прохождении через образец или при его отражении от структуры. Поскольку значение угла фарадеевского вращения θ_F прямо пропорционально мгновенному значению проекции спина носителей заряда s_z на ось распространения света z, то автокорреляционная функция углов фарадеевского вращения (а также эллиптичности и керровского вращения) пропорциональна автокорреляционной функции спинов:

$$\langle\theta_F(t)\theta_F(t')\rangle \sim \langle S_z(t)s_z(t')\rangle, \qquad (1)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по моменту времени t при фиксированной разности t'-t. Корреляционная функция спин-спин содержит важнейшую информацию о динамике спинов носителей заряда и их комплексов. В настоящее время спектроскопия спиновых шумов наиболее активно используется для изучения динамики спинов электронов и дырок в равновесных условиях или в условиях, близких к равновесию. Особенную важность такие исследования приобрели для ансамблей квантовых точек, где реализуются крайне длинные времена спиновой релаксации, наблюдение которых стандартной методикой накачка-зондирование затруднено [3,4].

Цель данной работы – разработка микроскопической теории спиновых флуктуаций в ансамблях квантовых точек с учетом как взаимодействия спинов носителей заряда с внешним магнитным полем, так и сверхтонкого (для электронов) или диполь-дипольного (для дырок) взаимодействия спинов носителей заряда и ядер.

Модель. Теорию спинового шума удобно развивать в методе случайных сил Ланжевена, применяя его к уравнению Блоха для временной динамики флуктуации спина (или псевдоспина тяжелой дырки) $\delta\boldsymbol{s}$:

$$\frac{d\delta\boldsymbol{s}(t)}{dt} + \frac{\delta\boldsymbol{s}(t)}{\tau_s} + \delta\boldsymbol{s}(t)\times(\boldsymbol{\Omega}_B+\boldsymbol{\Omega}_N) = \boldsymbol{\xi}(t). \qquad (2)$$

Здесь τ_s – время спиновой релаксации одиночного носителя заряда, не связанное со сверхтонким взаимодействием с ядерными спинами и обусловленное, например, электрон-фононным взаимодействием, $\boldsymbol{\Omega}_B$ – частота прецессии спина во внешнем поле, а $\boldsymbol{\Omega}_N$ – в поле ядерной флуктуации. Последняя считается статической. Псевдовектор $\boldsymbol{\xi}(t)$ - случайная (ланжевеновская) сила, корреляционная функция которой определяется спиновыми флуктуациями в равновесии ($\boldsymbol{\Omega}_B = \boldsymbol{\Omega}_N = 0$): $\langle\xi_\alpha(t)\xi_\beta(t')\rangle = \delta(t-t')\delta_{\alpha\beta}/(2\tau_s)$. Решая уравнение (2) и выполняя усреднение по случайным силам можно получить корреляционную функцию электронных спинов [4,5]. Для сопоставления с экспериментом удобно выполнить преобразование Фурье по времени корреляционных функций (1) и изучать спектр мощности шума [2,5]:

$$(\delta s_\alpha^2)_\omega = \int_{-\infty}^{+\infty}\langle\delta s_\alpha(t)\delta s_\alpha(0)\rangle e^{i\omega t}.$$

Результаты и обсуждение. Проанализируем особенности спиновых флуктуаций в ансамблях квантовых точек. Начнем с простейшего случая ансамбля точек n типа в отсутствие внешнего магнитного поля, $\boldsymbol{\Omega}_B=0$. Рассчитанный спектр мощности спиновых шумов представлен на рис. 1. Из рисунка видно, что спектр спинового шума состоит из двух пиков, один из которых центрирован на частоте $\omega=0$. Этот пик связан с флуктуациями компоненты спина направленной вдоль ядерной спиновой флуктуации в данной квантовой точке, он хорошо описывается функцией Лоренца, ширина которой определяется скоростью спиновой релаксации $1/\tau_s$. Второй пик в спектре спинового шума центрирован на частоте $\omega\approx\delta_e$, где δ_e - дисперсия ядерного поля (в теории ядерные флуктуации предполагаются распределенными по Гауссу). Данный пик обусловлен прецессией электронного спина в ядерном поле $\boldsymbol{\Omega}_N$. Анализ показывает, что форма этого пика хорошо описывается функцией распределения абсолютных величин $|\boldsymbol{\Omega}_N|$.

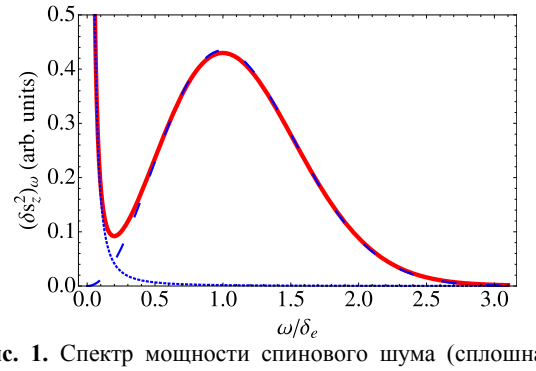


Рис. 1. Спектр мощности спинового шума (сплошная кривая) и его разложение на пик на нулевой частоте (пунктир) и пик, обусловленный спиновой прецессией в ядерном поле (штриховая кривая), δ_e – дисперсия частоты прецессии спина электрона в ядерном поле. Воспроизведено из [5]

Таким образом, анализ спектра спиновых флуктуаций в нулевом магнитном поле позволяет установить как время спиновой релаксации одиночного электрона τ_s, так и функцию распределения ядерных полей.

Перейдем теперь к обсуждению спектра спиновых шумов в присутствии внешнего поля, $\mathbf{\Omega}_B \neq 0$. Для начала рассмотрим ситуацию, исследованную в экспериментах [3], когда поле направлено в плоскости структуры, перпендикулярно оси распространения зондирующего луча *z*. В случае, если внешнее поле существенно превосходит поле ядерных флуктуаций, пик на нулевой частоте пропадает, а основной пик смещается к частоте $\omega = \Omega_B$. Ширина пика в спектре шума определяется, во-первых, флуктуациями ядерного поля, а во-вторых – разбросом *g*-факторов носителей заряда в ансамбле точек. Спектры спинового шума, рассчитанные для разных значений магнитного поля, представлены на рис. 2. Видно, что пик в спектре шумов смещается в сторону высоких частот с ростом поля, а учет разброса g-фактора электронов приводит к его уширению.

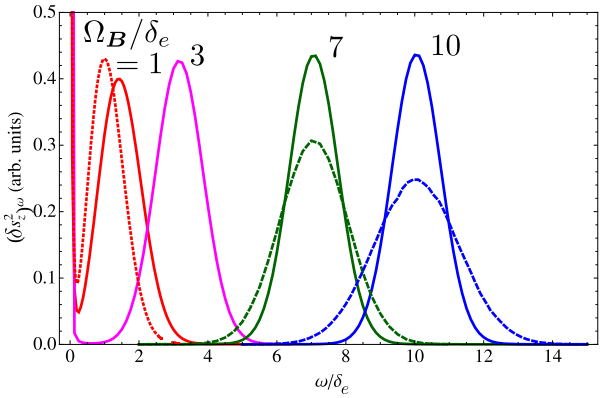


Рис. 2. Спектр мощности спинового шума во внешнем магнитном поле, приложенном в плоскости структуры. Отношение ларморовской частоты прецессии спина Ω_B к полю ядерной флуктуации показано у каждой кривой. Штриховые кривые показывают спектры шума, рассчитанные с дополнительным 10%-ым разбросом величин *g*-фактора электрона. Воспроизведено из [5].

Проанализируем теперь спектры спинового шума в случае, когда магнитное поле приложено вдоль оси распространения света $\mathbf{\Omega}_B \| z$. На рис. 3 представлены дифференциальный спектры мощности спинового шума, $(\delta s_z^2(\mathbf{\Omega}_B))_\omega - (\delta s_z^2(0))_\omega$, измеренные на структуре с квантовыми точками *p*-типа в работе [4] в различных магнитных полях, и результаты расчета в рамках разработанной нами модели [5]. Параметры расчета представлены в подписи к рисунку. Видно, что приложение магнитного поля в геометрии Фарадея приводит (а) к увеличению пика на нулевой частоте и (б) уменьшению пика при $\omega \neq 0$. Развитая теория хорошо описывает данные эксперимента.

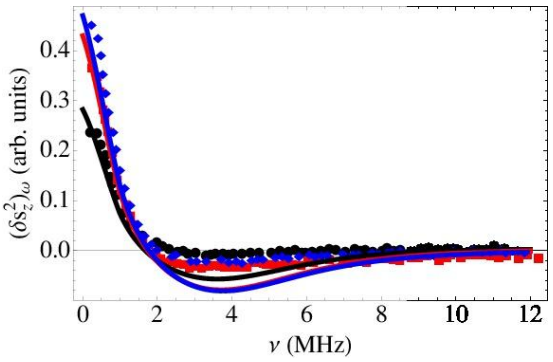


Рис. 3. Дифференциальный спектр мощности спинового шума во внешнем магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости структуры. Кружки, квадраты и ромбы соответствуют B_z=5.1, 8.6 и 12 mT, кривые – результаты расчета со следующими параметрами g=0.15, τ_s=215 ns, дисперсия ядерных полей 0.06 ns^{-1}, параметр анизотропии ядерных полей 0.3 (подробности о модели см. в [5]). Данные эксперимента воспроизведены из [4].

Заключение. Разработана теория спинового шума в ансамблях полупроводниковых квантовых точек. Проанализирована роль взаимодействия спинов электронов (дырок) и ядер решетки, а также влияние внешнего поля на спиновые флуктуации локализованных носителей заряда. Развитая теория находится в хорошем согласии с данными эксперимента.

Благодарности. Автор благодарен Е.Л. Ивченко, М. Оестрайху, Д.С. Смирнову и И. Хюбнеру за полезные обсуждения. Работа была частично поддержана грантами РФФИ, президента РФ НШ-5442.2012.2, проектами ЕС Polaphen и SPANGL4Q.

1. Александров Е.Б., Запасский В.С. Магнитный резонанс в спектре шумов фарадеевского вращения, ЖЭТФ **81**, 132 (1981).

2. Mueller G.M., Oestreich M., Roemer M. and Huebner J. Semiconductor spin noise spectroscopy: Fundamentals, accomplishments, and challenges, Physica E **43**, 569 (2010).

3. Crooker S.A. et al. Phys. Rev. Lett. **104**, 036601 (2010); Y. Li, et al, Phys. Rev. Lett. **108**, 186603 (2012).

4. Dahbashi R. et al. Appl. Phys. Lett. **100**, 031906 (2012).

5. Glazov M.M. and Ivchenko E.L. Spin noise in quantum dot ensembles, Phys. Rev. B **86**, 115308 (2012).

6. Glazov M.M. Coherent spin dynamics in semiconductor quantum dots, J. Appl. Phys. (2013) в печати.

Компенсация спинового расщепления диполярных экситонов в магнитном поле

А.В. Горбунов[1], *М.И. Гущин*[1,2], *В.Б. Тимофеев*[1]

[1] Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка
[2] Московский физико-технический институт, Долгопрудный

e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

В последнее время активно изучаются экситонные бозе-системы со спиновыми степенями свободы, демонстрирующие новые эффекты, связанные с наличием спина и взаимодействием между спин-ориентированными компонентами экситонного ансамбля. В частности, для внутрирезонаторных экситонных поляритонов было предсказано теоретически [1] и подтверждено экспериментально [2, 3] подавление зеемановского расщепления в экситон-поляритонном бозе-эйнштейновском конденсате (БЭК) в магнитном поле, меньшем некоторого критического значения B_c. Эффект связан с наличием у экситонных поляритонов в микрорезонаторе двух проекций спина на ось роста структуры, $S_z = \pm 1$, которым в люминесценции отвечают циркулярно-поляризованные компоненты σ^+ и σ^-. В магнитном поле, при учете обменного взаимодействия, энергия основного состояния минимальна, когда число бозе-частиц со спинами «вверх» и «вниз» совпадает –люминесценция поляритонного БЭК должна быть линейно-поляризованной. В подавляющем большинстве объектов структурная анизотропия пиннингует линейную поляризацию к определенным кристаллографическим направлениям: в квантовых ямах (КЯ) GaAs/AlGaAs в плоскости (001) оказываются выделенными направления [110] и [1$\underline{1}$0]. Ортогональные линейно-поляризованные компоненты расщеплены по энергии на малую величину, ~10^{-5}-10^{-4} эВ, и линейная поляризация появляется в результате преимущественного заселения в БЭК нижайшего энергетического состояния. В магнитном поле появляются циркулярно-поляризованные σ^+- и σ^--компоненты, связанные с состояниями, в которых спины параллельны и направлены либо по полю, либо против него. Согласно теории [1] в условиях термодинамического равновесия и при нулевой температуре зеемановское расщепление этих компонент по энергии подавляется, пока состояние с антипараллельными спинами энергетически выгоднее, чем с однонаправленными: поляритон-поляритонное взаимодействие в точности компенсирует зеемановское расщепление, а свет поляризован эллиптически. С ростом магнитного поля B достигается критическое значение B_c, при котором энергия одного из спин-ориентированных в магнитном поле состояний становится меньше, чем энергия состояния с антипараллельными спинами, – появляется (σ^+–σ^-)–расщепление, пропорциональное инкременту магнитного поля $\Delta B = B - B_c$.

Мы исследовали спектры фотолюминесценции пространственно-непрямых диполярных экситонов в GaAs/AlGaAs КЯ шириной 25 нм в перпендикулярном магнитном поле $B_\perp$ до 6 Т в электростатической ловушке вблизи круглого отверстия ø7 мкм в затворе Шоттки с анализом поляризации и пространственным разрешением. Ранее в подобной ловушке наблюдался целый ряд явлений, свидетельствующих в пользу экситонной БЭК [4].

Пространственно-неоднородное электрическое поле ловушки F содержит как перепендикулярную плоскости КЯ компоненту $F_\perp$, так и параллельную – $F_\parallel$. В скрещенных полях, магнитном $B_\perp$ и электрическом $F_\parallel$, возникает движение экситонов в направлении $\mathbf{F}\times\mathbf{B}$, в плоскости КЯ, и дисперсионная кривая для экситона $E(\mathbf{k})$ сдвигается. Поскольку минимальной энергией обладают экситоны с конечным импульсом $\mathbf{k} \neq 0$, оптический переход с испусканием фотона становится непрямым в $\boldsymbol{k}$-пространстве – радиационное времени жизни экситона должно увеличиваться, а экситонная температура – понижаться. Кроме того, в силу симметрии около круглого отверстия у параллельной компоненты электростатического поля $F_\parallel$ есть только радиальная составляющая F_r, которая максимальна вблизи края отверстия и спадает до нуля в центре. В такой геометрии возможно движение экситонов по аксиально-симметричной кольцевой траектории вокруг центра отверстия, т.е. создание магнитоэлектрической ловушки для диполярных экситонов (схожая идея эксперимента с точечным контактом в центре цилиндрического образца [5] предлагалась ранее для реализации экситонной БЭК).

При напряженности внешнего электрического поля $F_\perp \approx 7.6$ кВ/см и без магнитного поля ширина линии диполярных экситонов на краю и в центре отверстия $\Delta E \geq 0.8$ мэВ. В магнитном поле происходит заметное сужение: до $\Delta E \approx 0.5$ мэВ на краю и ≈0.35 мэВ в центре (рис.1). В центре отверстия, кроме экситона на тяжелой дырке (hh), наблюдаются гораздо более слабые (в 30÷100 раз) линии экситона на легкой дырке (lh) и других, более высоких по энергии, возбужденных состояний экситона.

Спиновое (парамагнитное) расщепление $\Delta E_Z = E_{\sigma-} - E_{\sigma+}$ в магнитном поле $B_\perp$ линии непрямого hh-экситона ведет себя совершенно по-разному в центре и на краю отверстия (см. рис.2b).

На краю отверстия в диапазоне $0 \leq B \leq 1.5$ Т расщепление растет линейно по полю: $\Delta E_Z = \mu_B g B$, где μ_B – магнетон Бора, а эффективный g-фактор

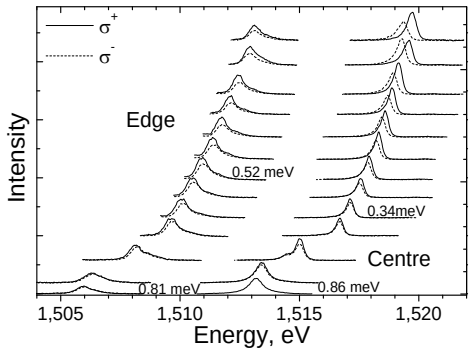


Рис. 1. Циркулярно-поляризованные спектры фотолюминесценции на краю отверстия (левая серия) и в центре (правая серия) в зависимости от магнитного поля $B_\perp$ (растет снизу вверх от 0 до 6 Т с шагом 0.5 Т). $T = 1.6$ К

экситона $g_x \approx +0.9$ (выше по энергии σ^--компонента). В области $1.5 \le B \le 4$ Т расщепление при близительно постоянно: $\Delta E_Z \approx 0.07$ мэВ, – а при дальнейшем увеличении поля уменьшается, приближаясь к нулю. Такое поведение в широкой КЯ GaAs/AlGaAs вполне обычно и описывается в приближении эффективной массы при учете смешивания дырочных состояний в валентной зоне. Несмотря на то, что эффекты БЭК наблюдались ранее именно для hh-экситонов, накапливаемых в электростатической ловушке *вблизи края отверстия* в затворе Шоттки [4], никаких признаков компенсации зеемановского расщепления в магнитном поле для этих экситонов не обнаружено. При спектрально-селективной регистрации изображения отверстия в свете люминесценции оказалось, что включение магнитного поля качественно меняет пространственное распределение люминесценции диполярных экситонов на краю отверстия: типичная картина кольца с двумя парами ярких пятен вдоль направлений [110] и [1$\underline{1}$0] (см. [4]) в магнитном поле размывается вдоль периметра отверстия. Можно предположить, что из-за движения в скрещенных полях, магнитном $B_\perp$ и особенно сильном на краю электрическом F_r, нарушаются условия для накапливания экситонов в кольцевой ловушке и достижения критической для БЭК концентрации.

В центре отверстия зеемановское расщепление для hh-экситона на тяжелой дырке ведет себя, напротив, совершенно необычно: оно *скомпенсировано* (с точностью ±20 мкэВ) вплоть до ≈2 Т, а при $B > 2$ Т ΔE_Z растет линейно по полю с $g_x \approx -1.5$ (выше по энергии σ^+-компонента). Одновременно, и в том же самом месте, расщепление для lh-экситона на легкой дырке монотонно увеличивается при $B \ge 0$ с эффективным $g_x \approx +7$ (рис.2c), как и положено для КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм. В центре отверстия ранее, без магнитного поля, никаких признаков бозе-конденсации hh-экситонов не наблюдалось. Однако в магнитном поле именно в центре отверстия спиновое расщепление ведет себя так, как это предсказано для спинорного бозе-конденсата [1]. Сужение в магнитном поле линии люминесценции hh-экситонов в этой области в 2.5 раза свидетельствует в пользу

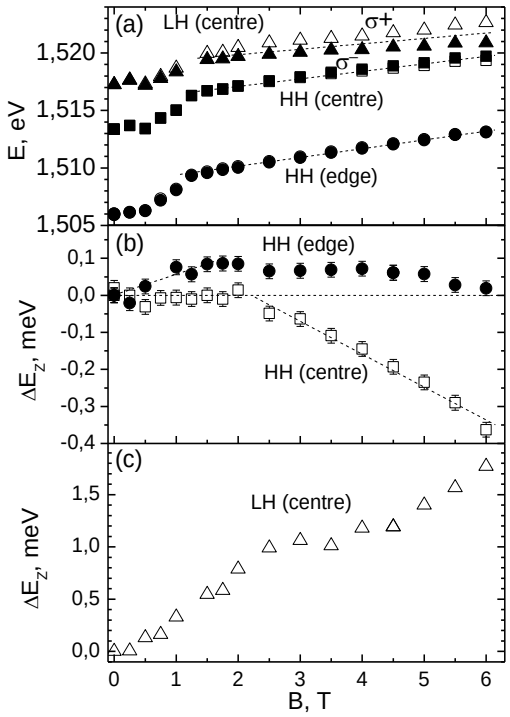


Рис. 2. Энергия (a), и зеемановское расщепление (b,c) линии люминесценции диполярного hh-экситона на тяжелой дырке на краю (кружки) и в центре (квадраты) отверстия, а также lh-экситона на легкой дырке в центре отверстия (треугольники) в зависимости от магнитного поля B. T=1.6 К

образования вырожденного бозе-газа. Кроме того, именно вблизи центра, возможно, реализуется магнитоэлектрическая ловушка, в которой накапливаются диполярные экситоны за счет «закручивания» в скрещенных полях [5]. Очевидно, в тех же самых условиях, но в гораздо менее плотной подсистеме lh-экситонов на легкой дырке вырождение не достигается, коллективные эффекты слабы и никаких неожиданностей со спиновым расщеплением не наблюдается.

В области малых полей, $B_\perp \le 1.3$ Т, наблюдается необычно большой синий сдвиг (см. рис.2a): ≈2.2 мэВ/Т^2 для hh-экситона на краю отверстия. Это, по крайней мере, на порядок больше, чем обычный ланжевеновский диамагнитный сдвиг, который определяется в данном случае эффективной площадью диполярного экситона в плоскости КЯ и не превышает в GaAs-структурах 0.1 мэВ/Т^2. По всей видимости, в скрещенных полях нарушается центральная симметрия нижайшего экситонного состояния и к нему подмешиваются более высокие состояния с большими угловыми моментами.

1. Rubo Yu. G., Kavokin A. V., Shelykh I. A. Phys. Lett. A **358**, 227 (2006).

2. Larionov A. V., Kulakovskii V. D., Höfling S., Schneider C., Worshech L., Forchel A. Phys. Rev. Lett. **105**, 256401 (2010).

3. Walker P., Liew T. C. H., Sarkar D., Durska M., Love A.P.D., Skolnick M.S., Roberts J.S., Shelykh I.A., Kavokin A.V., Krizhanovskii D.N. Phys. Rev. Lett **106**, 257401 (2011).

4. Timofeev V. B., Gorbunov A. V., Demin D. A. Low Temp. Phys. **37**, 179 (2011).

5. Imamoglu A. Phys. Rev. B **54**, 14285 (1996).

Резистивное переключение в МДМ-структурах на основе плёнок GeO_2 и ZrO_2

О.Н. Горшков, А.П. Касаткин, Д.А. Антонов, И.Н. Антонов, А.В. Белов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: gorskov@nifti.unn.ru

В последнее время значительное внимание уделяется созданию резистивных энергонезависимых устройств памяти на основе структур металл – диэлектрик – металл (МДМ). Значительное количество работ, выполненных к настоящему времени, посвящено исследованию структур, в которых в качестве диэлектриков использованы оксиды, такие как SiO_x, Al_2O_3, Ta_2O_5, ZrO_2, TiO_2, Gd_2O_3, NiO, $SrTiO_x$, Nb_2O_5, HfO_2 и др [1,2]. в том числе, содержащие металлические нанокристаллы [3]. Тем не менее, на сегодняшний день остаются слабо изученными микроскопические механизмы резистивного переключения в этих структурах, а также вопросы, связанные с выбором материалов, наиболее пригодных для создания устройств резистивной энергонезависимой памяти.

Отметим, что в структурах на основе оксидов нестехиометрического состава наблюдается значительный разброс параметров резистивного переключения, связанный с микроскопическими неоднородностями материала. Поэтому предпочтительным является использование оксидов стехиометрического состава, а также оксидов с контролируемым отклонением от стехиометрического состава, например, с заданной концентрацией вакансий в кислородной подрешётке.

В настоящей работе исследован эффект резистивного переключения в МДМ-структурах на основе плёнок диоксида циркония, в том числе, стабилизированного диоксида циркония (YSZ), а также плёнок GeO_2.

Структуры Au - GeO_2 – Au и Au(Cr) - ZrO_2 – Au на подложках из кремния были сформированы методами магнетронного распыления и литографии.

Измерения ВАХ структур были выполнены с использованием анализатора параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500A. Исследование морфологии и электрофизических свойств тонких оксидных слоев проводилось с применением контактной методики атомно-силовой микроскопии с использованием проводящих зондов на высоковакуумном СТМ/АСМ комплексе Omicron Multiprobe RM. В качестве АСМ зондов были использованы проводящие кантилеверы с алмазоподобным покрытием (марки DCP-11, NT-MDT) и покрытием из платины (марки NSG-01, NT-MDT).

С использованием этой же методики исследована локальная электрополевая модификация электрических свойств наноразмерных слоев диоксида циркония, в том числе, имплантированных ионами Au.

На рисунке 1 представлены ВАХ структуры Cr - YSZ – Au, демонстрирующие процесс формовки (1) (при ограничении тока 1 мкА) и биполярное резистивное переключение структуры: из состояния с низким сопротивлением в состояние с высоким сопротивлением (2) и обратный процесс переключения (3).

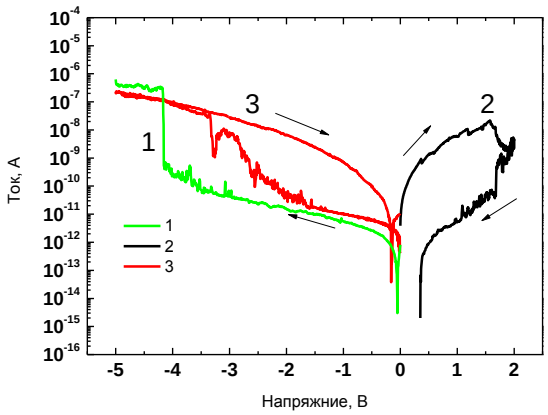


Рис. 1. ВАХ структур Cr- YSZ – Au. Рабочая площадь диэлектрика - 320 мкм^2, толщина - 40 нм

Исследование локальной электрополевой модификации электрических свойств наноразмерных слоев диоксида циркония, имплантированных ионами Au, проводилось с применением контактной методики. Структуры представляли собой тонкие (~10nm) плёнки, осаждённые на низкоомную кремневую подложку, часть из которых была облучена ионами Au с целью формирования нанокластеров золота. Локальная электрополевая модификация была выполнена путем приложения электрического поля между проводящей подложкой и проводящим АСМ зондом.

На токовых изображениях, полученных на структурах Si/ZrO_2, подвержгнутых облучению ионами Au в режимах формирования нанокластеров Au, были обнаружены каналы проводимости схарактерными размерами 10-30 nm, ко-

торые связываются нами с туннелированием электронов из проводящего зонда в Si подложку через цепочки металлических нанокластеров и дефекты в пленке YSZ.

На таких структурах был обнаружен эффект обратимого изменения сопротивления пленки YSZ под действием электрического поля. На рисунке 2 приведены токовые изображения поверхности структуры полученные в непрерывном режиме (друг за другом) в одной области сканирования; электрическое напряжение между зондом и образцом составляло +7В (+ на образце). Полученные данныесвидетельствуют о временной зависимости степени модификации проводимости под действием электрического поля. Установлено также, что при смене направления поля проводимость участка поверхности может восстанавливаться до исходного значения.

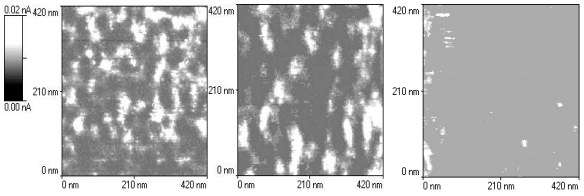


Рис. 2. Токовые изображения поверхности структуры YSZ)/Si, полученные в непрерывном режиме (друг за другом) в одной области сканирования; Ubias= +7В

Исследовано влияние величины напряжения и времени воздействия АСМ зондом на наблюдаемые эффекты. В докладе обсуждаются модели локальной модификации проводимиости и эффекта обратимого переключения сопротивления структуры.

На рисунке 3 представлены ВАХ структур Au - GeO_2 – Au (толщина плёнки 40 нм, диаметр верхних электродов 0.10 см). В представленных ВАХ напряжение соответствует потенциалу верхнего электрода относительно нижнего электрода, ограничение тока составляло 0.1 А.

Эти зависимости проявляют особенности, характерные для ВАХ структур с униполярным резистивным переключением [1Отношение сопротивлений в СВС (кривая 3) и СНС (кривая 1) составило ~30 в диапазоне напряжений от -1,7 В до -2,8 В.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

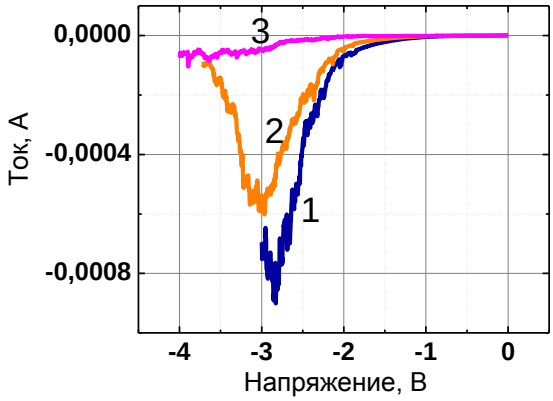


Рис. 3. ВАХ структур Au - GeO_2 – Au

1. Dearnaley G., Stoneham A.M., Morgan D.V. Electrical Phenomena in Amorphous Oxide Films. Rept. Progr. Phys. 1970. V. 33. P. 1129.

2. Waser R., Aono M. Nature Mater. Nanoionics-based resistive switching memories. 2007. V. 6. P.833-840.

3. Guan W., Long S., Jia R., Liu M. Nonvolatile resistance switching memory utilizing gold nanocrystals embedded in zirconium oxide. Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 062111-062113.

Молекулярные трансформации с образованием метастабильных нанокластеров в жидкой фазе

И.И. Гринвальд, И.Ю. Калагаев

Нижегородский государственный технический университет, Нижний Новгород

e-mail: grinwald@mts-nn.ru

Несмотря на значительный интерес к проблеме взаимодействий молекул органических соединений в жидком состоянии и большое количество экспериментальных и теоретических работ в этом направлении, современная теория фактически использует модель, предложенную для сжиженного газа. В соответствии с этими представлениями, молекулы связываются в упакованную систему за счет сил Ван–дер-Ваальса или диполь-дипольных взаимодействий. Однако можно ли в этом случае представить органическую жидкость как трехмерную наносистему? При образовании между молекулами водородной или диводородной связи ответ очевиден – да, можно. Однако во многих случаях в органических соединениях не возникает подобного взаимодействия.

В настоящей работе методами ИК спектроскопии показано, что в жидкой фазе происходят трансформации органических молекул, приводящие к образованию метастабильных кластеров за счет межмолекулярного связывания для таких типичных жидких органических соединений, как галогениды: CCl_4, $SiCl_4$, $GeCl_4$; CHX_3, где X=Cl, Br; CH_2X_2, где X=Cl, Br, I;

Трансформация молекулярной структуры. Обычно предполагается, что при переходе от газовой к жидкой фазе исходная структура органических соединений претерпевает лишь такие изменения, которые можно воспринимать как возмущение. Между тем, в ИК спектрах жидких галогенидов в области 1600-700 $см^{-1}$ наблюдаются дополнительные полосы, которые относятся к проявлению таутомерии в исходной структуре молекул[1,2].

Для жидкого CCl_4 при комнатной температуре в ИК спектре наблюдаются три дублета в области 1600-700 $см^{-1}$ (рис. 1).

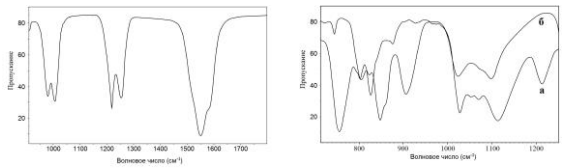


Рис. 1. ИК спектры четыреххлористого углерода (слева), а также четыреххлористого (а) кремния и (б) германия (справа) в жидкой фазе при 296К

Эти полосы проявляются в низкотемпературном (14К) спектре CCl_4, но дублеты при 1251, 1218 $см^{-1}$ и 1007, 978 $см^{-1}$ исчезают при нагреве пленки до 120К, а полоса при 1603 $см^{-1}$ сохраняется.

В спектрах тетрахлорсилана и германа наблюдаются аналогичные полосы. Однако число полос и их положение несколько меняется по сравнению со спектром тетрахлорметана (рис.1).

В спектрах жидких дигалогензамещенных метана также наблюдаются дополнительные полосы в области 1600-1200 $см^{-1}$, мало меняющие свое положение в спектрах дейтерированных производных (рис. 2). Полосы в области 1600-1200 $см^{-1}$ отнесены к валентным колебаниям связей C-X (X=Cl, Br, I) в трансформированных структурах.

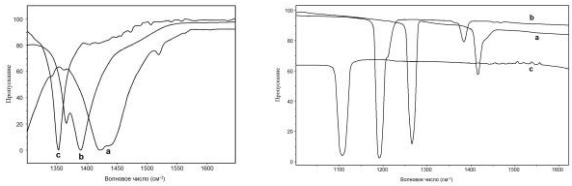


Рис. 2. ИК спектры дигалоидозамещенных метана: a – CH_2Cl_2; b – CH_2Br_2; c – CH_2I_2 при 296К в жидкой фазе (слева) и при 14К (справа)

При этом различия в их спектрах коррелируют с изменением массы и строением валентной оболочки галогена. Так в спектре хлористого метилена наблюдаются две перекрывающиеся полосы при 1436 и 1422 $см^{-1}$, близкие по интенсивности. У бромистого метилена проявляются также две полосы при 1390 и 1365 $см^{-1}$, но интенсивность одной из них существенно меньше, а у иодистого метилена наблюдается только одна полоса при 1352 $см^{-1}$. В низкотемпературном спектре пленок дигалоидозамещенных метана, измеренных при температуре 14К, происходит существенное смещение «дополнительных» полос (рис. 2). При этом, они становятся хорошо разрешенными, их количество для разных CH_2X_2 остается таким же, как для жидкостей, но относительная интенсивность одной из компонент существенно уменьшается. Из приведенных данных можно сделать вывод, что наблюдаемые полосы относятся к различным молекулярным структурам, причем их соотношение меняется при переходе от хлора к брому и йоду.

Полученные экспериментальные данные показывают, что для изученных соединений рассмотренные полосы поглощения относятся не к обертонам или составным частотам, а к колебаниям трансформированных структур, возникающим за счет межмолекулярных взаимодействий.

ИК-спектр метилиодида в жидком состоянии имеет в высокочастотной области три полосы поглощения – 3051, 2947 и 2828 $см^{-1}$. Все эти полосы

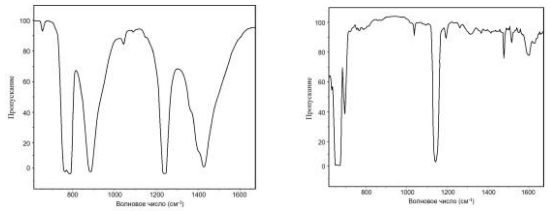


Рис. 3. ИК спектр жидкого метилиодида при 298К (слева) и 14К (справа) в среднечастотном диапазоне спектр

имеют практически одинаковый изотопный сдвиг в спектре CD_3I (2292, 2140 и 2062 $см^{-1}$ соответственно). Среднее значение (ν_H/ν_D) составляет 1.36, что близко к теоретическому значению для гармонических колебаний атомов водорода (ν_H/ν_D~ 1.41). Две полосы (3051 и 2828 $см^{-1}$) исчезают в низкотемпературном (14К) спектре метилиодида. Как известно, для плоского (CH_3) фрагмента в ИК спектре должна быть активна только одна полоса валентного колебания, а именно - (Е), в то время как пирамидальная форма должна иметь два валентных СН-колебания (A_1 и Е). Таким образом, полученные спектральные данные позволяют сделать вывод, что молекулярный состав метилиодида в жидкой фазе включает в себя две формы: с близким к плоскому и пирамидальным (CH_3) фрагментом.

Такая интерпретация подтверждается спектральной картиной в среднечастотной области (1600 - 600 $см^{-1}$). ИК-спектр представляет собой суперпозицию двух типов полос, отличающихся по поведению при комнатной и низкой температурах: полосы при 1428 и 885 $см^{-1}$ исчезают в низкотемпературном (14К) спектре, тогда как поглощение при 1237 и 774 $см^{-1}$ воспроизводится в обоих случаях и смещается до 1140 и 664 $см^{-1}$ соответственно (рис. 3).

Водородная и диводородная связь. В области, типичной для валентных колебаний связанного водорода (2500-2000 $см^{-1}$), в ИК-спектрах галоформов были обнаружены полосы в области 2300-2000 $см^{-1}$ (рис. 4, полосы «F»). Эти полосы претерпевают сильный изотопный сдвиг (ν_H/ν_D) = 1.34, близкий к сдвигу валентных колебаний в галоген водородах (ν_H/ν_D) =1.32, а их положение зависит от массы галогена[1,2]. Подобные полосы наблюдаются и для жидких дигалогензамещенных метана[1,2].

В более высокочастотной области спектра наблюдаются полосы, имеющие характерный изотопный сдвиг, близкий к величине для основных колебаний атомов водорода в рассмотренных молекулах (таблица).

Таблица

Поглощение в высокочастотной ИК области

	ν_1	ν_2	ν_3	ν_4
CH_2Cl_2	4454	4253, 4197	3945	3759, 3694
CD_2Cl_2	3342	3158, 3124	3011	2913, 2877
CH_2Br_2	4441	4142, 4050	3863	3638, 3560
CH_2I_2	4352	4063, 3922	3748	3528, 3460
ν_H/ν_D	1.33	1.35, 1.34	1.31	1.29, 1.28
$CHCl_3$	-	4216	-	3624, 3620
$CDCl_3$	-	3156	-	2986, 2903
$CHBr_3$	-	4137	-	3582, 3521
ν_H/ν_D	-	1.34	-	1.21, 1.25

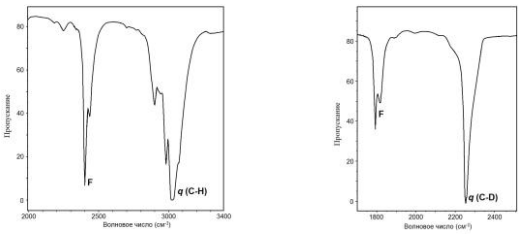


Рис. 4. ИК-фурье спектр хлороформа (слева) и его d_1-аналога (справа) в высокочастотном диапазоне спектра.

Приведенные данные показывают, что трансформация структуры органических жидкостей приводит к появлению молекулярных цепочек, возникающих за счет водородных связей. В подобных кластерах могут осуществляться переносы атомов водорода с образованием диводородных фрагментов. Диводородная связь может также являться результатом перераспределения электронной плотности в близко расположенных водородных парах, при взаимодействии плотно упакованных в жидкой фазе молекул.

Полученные данные и проведенные квантовохимические расчеты в рамках теории функционала плотности (DFT) использованы для построения общей модели взаимодействия органических соединений в жидкой фазе, основанной на предположении об образовании супрамолекулярных цепочек трансформированных структур.

1. Greenwald I.I. The Supramolecular Arrangement of Methane Halides in Liquid Phase / I.I. Greenwald, I.Yu. Kalagaev // J.Chem.Chem Eng. 2011. V.5, №8, P.759-769.

2. Kalagaev I.Yu. The formation of supramolecular structures in organic solvents / I.Yu. Kalagaev, I.I. Grinvald // Pure Appl. Chem. 2012. in press (http://dx.doi.org/10.1351/PAC-CON-12-03-06).

Электрон-электронное рассеяние в квазидвумерных структурах n-InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными квантовыми ямами

Ю.Г. Арапов [1], ***С.В. Гудина*** [1], ***В.Н. Неверов*** [1], ***С.М. Подгорных*** [1], ***М.В. Якунин*** [1], ***Б.Н. Звонков*** [2]

[1] Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург
[2] НИФТИ, НГУ, Нижний Новгород

E-mail: arapov@imp.uran.ru, svpopova@imp.uran.ru

Эффекты взаимодействия электронов с их окружением и между собой характеризуются транспортным временем релаксации импульса (τ_{tr}), квантовым временем жизни (τ_q), и временем неупругого рассеяния или сбоя фазы (τ_φ). Хорошо известно, что два последних времени напрямую связаны с процессами неупругого электрон-электронного рассеяния. Экспериментальное определение значений τ_q и τ_φ для разных температурных режимов, а также их зависимости от специфики конкретных наноструктур это одна из основных проблем как современной наноэлектроники, так и физики низкоразмерных систем [1-6].

Значение τ_q, как правило, определяют из анализа осцилляций Шубникова-де Гааза (ШГО). Поскольку ШГО реализуются только при низких $T \le 4.2$К, то температурная зависимость $\tau_q(T)$, естественно, не проявляется, т. к. она связана с неупругими механизмами и при низких T очень мала ($E_F >> k_B T$, а $\hbar/\tau_q^{e-e}(T) \approx (k_B T)^2/E_F$). Таким образом, этот стандартный метод абсолютно не пригоден для измерения $\tau_q(T)$ при высоких температурах в баллистическом режиме [2,4], где осцилляции ШГО просто не наблюдаются.

В квази-2D системах из двух туннельно-связанных квантовых ям (ДКЯ) наличие дополнительных степеней свободы приводит к возникновению резонансного сопротивления, связанного с эффектами туннелирования [1-3]. В параллельном магнитном поле ($B_\parallel$) туннелирование подавляются и резонансное сопротивление уменьшается. Скорость этого уменьшения и, как следствие, полуширина пика резонансного сопротивления существенно зависит от размытия уровней энергии в ямах $\hbar/\tau_q$ и, следовательно, определяется квантовым временем жизни [1-3]. Исследование структур с ДКЯ в параллельных магнитных полях в интервале температур в баллистическом режиме $k_B T\tau/\hbar << 1$, позволяет определить как туннельную щель (Δ_{SAS}), так и $\tau_q(T)$. Анализ $1/\tau_q(T)$ позволяет получить информацию о специфике механизмов неупругого электрон-электронного рассеяния в квазидвумерных системах, что и являлось целью данной работы.

Были исследованы образцы n-InGaAs/GaAs с сильно-связанными ДКЯ, в которых в балансе проводимость осуществлялась по подзонам симметричных (S-) и антисимметричных (AS-) состояний, разделенных туннельной щелью ($\Delta_{SAS} \ge 3.0$ мэВ). Квантовые ямы n-InGaAs шириной 5 нм были разделены барьером из GaAs толщиной 10 нм. Структуры легированы Si ($N_D = 10^{18}$см$^{-3}$) симметрично в барьерах. Области транспорта электронов и легирования находились на расстоянии (ширина спейсеров) 190нм [2]. Измерения $\rho_{xx}(B,T)$ и $\rho_{xy}(B,T)$ проведены при $1.8 \le T \le 70.0$ K в наклонных магнитных полях. На рис.1 приведены зависимости ОМС $\rho_{xx}(B_\parallel, T)$ при температурах T=1.8-70.0K.

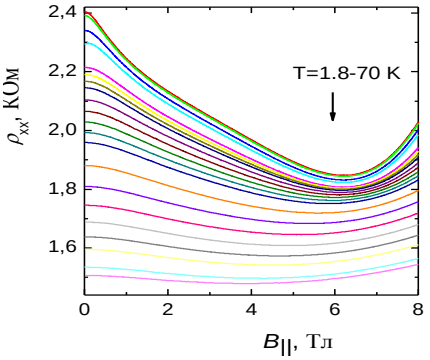


Рис. 1. Зависимости $\rho_{xx}(B_\parallel, T)$ образца при $T = 1.8 \div 70$ К

Из анализа ШГО в перпендикулярном магнитном поле $B_\perp$ при $T \le 4.2$К, эффекта Холла в слабом и в сильном магнитном поле, а также положительного магнитосопротивления в $B_\perp$ [2] при $T \ge 20$ К мы определили концентрации и подвижности носителей заряда в подзонах S- и AS-состояний ($n_{1,2}(T), \mu_{1,2}(T)$). Суммарная концентрация электронов $n_1 + n_2 = 2.27 \times 10^{11}$см$^{-2}$, энергии Ферми ($E_{F_1} - E_{F_2} = \Delta_{SAS}$) и эффективная подвижность $\mu_n = 1.15 \times 10^4$ см^2/Вс определялась также из анализа положений пиков и плато квантового эффекта Холла. Из анализа активационной зависимости продольного сопротивления $\rho_{xx}(B_\perp, T)$ в минимумах в режиме КЭХ было получено значение туннельной щели $\Delta_{SAS} \approx 3.0$ мэВ [2].

В работах [1] получено следующее выражение для сопротивления в $B\|k_y$: $\rho_{xx}^{-1}(B)-\rho_{off}^{-1}=\left[\rho_{xx}(0)^{-1}-\rho_{off}^{-1}\right]f(B/B_C)$, где ρ_{off} - наименьшее достигаемое значение сопротивления, соответствующее выходу ДКЯ из резонанса, $f(x)=2\left[(1+x^2)^{-0.5}-1\right]\cdot x^{-2}$. Характеристическое магнитное поле B_C равно:

$$B_C=\frac{\hbar}{e}\frac{1}{v_F\tau_q b}\sqrt{1+\left(\frac{\Delta_{SAS}}{\hbar}\right)^2\left(\frac{\tau_{tr}^1+\tau_{tr}^2}{2}\tau_q\right)}, \quad (1)$$

где $2\tau_q^{-1}=\tau_{q1}^{-1}+\tau_{q2}^{-1}$, v_F –фермиевская скорость, b– расстояние между центрами квантовых ям.

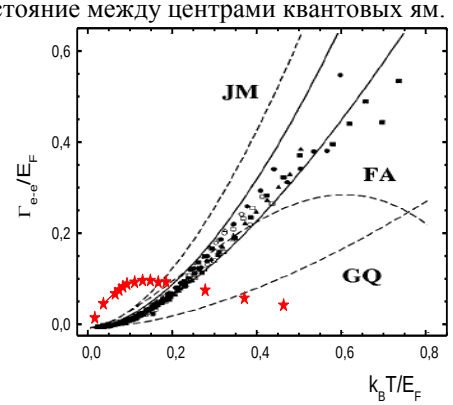


Рис. 1. Рисунок взят из работы Н. Тёрнера [3]. Пунктирные линии – теоретические зависимости [6]: GQ – ($A=1$); FA – ($A=\pi$); JM – ($A=\pi^2/2$). Сплошные линии - теоретические зависимости (выр. 1), символы - экспериментальные результаты из [3] ($A=3.06\pm0.09$). Звездочки - экспериментальные результаты данной работы ($A=\pi^2$)

В выр. (1) для B_C τ_q является единственным подгоночным параметром. Был проведен фитинг ОМС в $B_\|$ для $T\le 70.0$ К. Это позволило нам получить зависимость $\hbar/\tau_q(T)$, а затем и $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$. На рис.2 полученная нами зависимость $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$ представлена звездочками. На этом же рисунке представлены экспериментальные результаты из работы [3], а также ряд теоретических кривых из работ [6] (см. подписи к рис. 2). Видно, что полученная нами зависимость $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$ принципиально (как качественно, так и количественно) отличается от других: 1) эта зависимость немонотонная; 2) при малых значениях $k_BT/E_F<0.1$ численные значения скорости электрон-электронного рассеяния существенно превышают как экспериментальные, так и теоретические данные других авторов.

В работе [3] после обработки более 300 экспериментальных зависимостей было установлено, что для совпадения эксперимента с теорией [6] в выражение 2 нужно добавить коэффициент $A=3.06\pm0.09$. Все теоретические зависимости, приведенные на рис.2, отличаются друг от друга только значением коэффициента A. Для количественного совпадения наших экспериментальных результатов с теорией при $k_BT/E_F<0.1$ коэффициент A должен быть равен π^2. Значения A, полученные в цитируемых работах, приведены в подписях к рис. 2. Хорошо видно, что расхождение различных зависимостей увеличивается с ростом k_BT/E_F. Можно назвать ряд причин различия коэффициента A у разных авторов. Во-первых, все теории построены с учетом выполнения условия $k_BT/E_F<<1$. Во-вторых, долгое время считали, что для 2D структур по аналогии с квантовым эффектом Холла существует универсальная зависимость квантового времени жизни от температуры типа

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T)=A\frac{E_F}{2\pi}\left(\frac{k_BT}{E_F}\right)^2\left[\ln\left(\frac{E_F}{k_BT}\right)\right], \quad (2)$$

и не нужно учитывать специфику конкретных электронных структур и экспериментальных методик. В частности, для квази-2D систем: одиночных КЯ с двумя подзонами пространственного квантования и ДКЯ в балансе с подзонами S- и AS- состояний, где имеет место электрон-электронное взаимодействие как в подзонах, так и между подзонами, выражения для зависимости скорости электрон-электронного рассеяния от температуры сильно усложняются [6].

В нашей работе обнаружено более существенное – не только количественное, но и качественное расхождение с имеющимися теоретическими зависимостями. Наша экспериментальная зависимость имеет немонотонный характер, причем экстремум наблюдается при значениях параметра $k_BT/E_F\approx 0.1$ (см. рис.2). С чем может быть связана наблюдаемая особенность температурной зависимости $\tau_q^{e-e}(T)$? В настоящее время нам не известен механизм электрон-электронного рассеяния, приводящий к немонотонной зависимости $\tau_q(T)$. Не исключено, что уширение пика резонансного сопротивления при $k_BT/E_F<0.1$ связано не только с релаксационными процессами.

Работа выполнена при поддержке Программы президиума РАН 12-П-2-1051 и РФФИ грант 11-02-00427.

1. Palevski A. et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 1929 (1990);Y. Berk et al. Phys. Rev. B **50**,15 420 (1994); Phys. Rev. B **51**, 2604 (1995), Phys. Rev. B **53**, 4065 (1996); M. Slutzky, O. Entin-Wohlman, Y. Berk, A. Palevski, et al., Phys. Rev. B **53**, 4065 (1996).

2. Арапов Ю.Г. и др., Физика низких температур, **35**, 44 (2009); **39**, 58 (2013); **39**, 66 (2013).

3. Turner N. et al., Phys. Rev. B**54**,10614(1996); S.Q. Murphy et al., Phys. Rev. B**52**, 14825(1995).

4. Dietrich S., Vitkalov S., Dmitriev D., Bykov A., Phys. Rev. B **85,** 115312(2012).

5. Altshuler B. L., Aronov A. G., in Electron-Electron Interactions in Disordered Systems, edited by A. L. Efros and M. Pollak (North-Holland, Amsterdam, 1985); A.V. Chaplik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **60**, 1845 (1971); C. Hodges, H. Smith, and J. W. Wilkins, Phys. Rev. B **4**, 302 (1971).

6. Giuliani G. F. and Quinn J. J., Phys. Rev. B**26**, 4421 (1982); H. Fukuyama and E. Abrahams, Phys. Rev. B**27**, 5976 (1983); G. Zala, B. Narozhny, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B**65**, 180202 (2002);T. Jungwirth and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B**53**, 7403 (1996); Z. Qian et al., Phys. Rev. B**71**,075112(2005); Phys. Rev. B**73**, 245112(2006); M. Reizer and J. W. Wilkins, Phys. Rev. B **55**, R7363 (1997) .

Фотолюминесценция аморфного гидрогенизированного кремния, содержащего нанокристаллы кремния

О.Б. Гусев, А.В. Кукин, Е.И. Теруков, А.В. Белолипецкий, А.П. Дмитриев, И.Н. Яссиевич

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

e-mail: oleg.gusev@mail.ioffe.ru

Аморфный кремний является одним из основных материалов в производстве тонкопленочных солнечных элементов. Несмотря на более низкий квантовый выход солнечных элементов на его основе по сравнению с солнечными элементами на микрокристаллическом кремнии, их промышленное производство развивается. Основным недостатком аморфного кремния является фотоиндуцированная деградация, связанная с образованием под освещением нового метастабильного состояния, обусловленного дефектами. Введение нанокристаллов кремния в матрицу аморфного гидрогенезированного кремния стабилизирует ее структуру и ведет к уменьшению фотоиндуцированной деградации фотопроводимости (эффект Стэблера-Вронского), что представляет практический интерес для тонкопленочных солнечных элементов.

Цель данной работы – исследование особенностей спектров ФЛ аморфного гидрогенезированного кремния с нанокристалллами кремния и установления механизма возбуждения люминесценции. Данная система представляет интерес и с фундаментальной точки зрения, так как в ней нанокристаллы формируют квантовые ямы для носителей заряда на фоне хвостовых состояний аморфного кремния, что, как будет показано ниже, приводит к существенным особенностям фотолюминесценции данного материала.

Пленки аморфного гидгогенизированного кремния толщиной 200 нм, содержащие нанокристаллы кремния размером 2 – 4 нм, были получены методом разложения силана (SiH_4), разбавленного водородом (H_2), в плазме тлеющего разряда. Подложки в процессе осаждения пленок поддерживались при температуре 210 ^{0}C. Присутствие нанокристаллов в образцах подтверждалось данными ренгеноского рассеяния и просвечивающей электронной микроскопии.

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) пленок были получены при возбуждении непрерывным GaN- лазером на $\lambda = 405$ нм в области линейной зависимости интенсивности ФЛ от интенсивности накачки. Исследуемые образцы находились непосредственно в жидком азоте. Регистрация ФЛ осуществлялась с использованием монохроматора и охлаждаемого германиевого приемника. Спектры ФЛ, приведенные в работе, были скорректированы на спектральную чувствительность измерительной системы

На рис. 1 представлены спектры ФЛ пленок аморфного гидрогенизированного кремния без нанокристаллов кремния, с нанокристаллами кремния и спектр объемного кристаллического кремния (подложки образца) при T = 77 K.

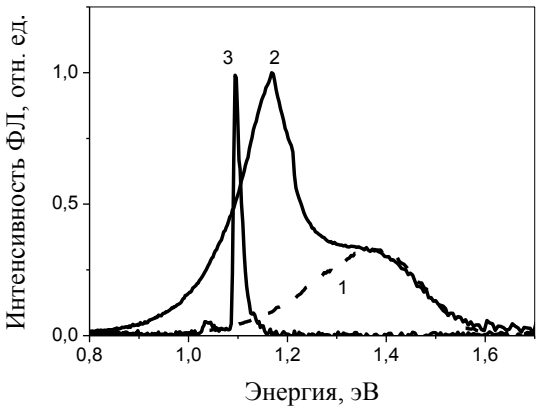


Рис. 1. Спектры ФЛ пленок аморфного гидрогенизированного кремния без нанокристаллов кремния (1), с нанокристаллами кремния (2) и спектр ФЛ объемного кристаллического кремния (3). T = 77 K. Спектры (1) и (2) отнормированы при энергии 1.37 эВ

Пунктирная линия (1) с максимумом при энергии 1.37 эВ (900 нм) соответствует ФЛ пленки чистого аморфного гидрогенизированного кремния, т.е. без нанокристаллов кремния. Эта полоса ФЛ объясняется рекомбинацией электронов и дырок из хвостовых состояний зоны проводимости и валентной зоны аморфного кремния. Она хорошо наблюдается при низких температурах.

Линия (2) на рис. 1 представляет спектр ФЛ пленки аморфного гидрогенизированного кремния, содержащей нанокристаллы кремния. Как видно из сравнения этого спектра со спектром без нанокристаллов, кроме характерной широкой полосы соответствующей ФЛ гидрогенизированного кремния, наблюдается относительно узкая полоса ФЛ с максимумом в точке 1.17 эВ. Форма линии этой полосы ни в коей мере не напоминает гауссову форму линии, характерную для ансамбля нанокристаллов кремния, например, в матрице SiO_2.

Для объяснения полученных результатов обратимся к схеме, представленной на рис. 2. Ширина запрещенной зоны аморфного гидрогенезированного кремния 1.7 – 1.8 эВ. Энергетические барьеры для электронов и дырок на гетерогранице нс-Si/a-Si:H, 0.2 и 0.4 эВ, соответственно. В отсутствие нанокристаллов кремния образующиеся при межзонном возбуждении электроны и дырки термализуются до края подвижности соответствующих зон за времена порядка 10^{-12} с. Последующая

термализация по локализованным состояниям хвостов зоны проводимости и валентной зоны происходит за времена порядка 10^{-6} с. Фотолюминесценция при T = 77 K обусловлена рекомбинацией электрон-дырочных пар из хвостовых состояний, что дает линию собственной ФЛ аморфного гидрогенизированного кремния, спектр которой показан на рис. 1 пунктирной линией.

Как показали наши вычисления, проведенные методом эффективной массы с учетом туннелирования в матрицу a-Si:H [1], нанокристалллы кремния с размерами 2-4 нм в a-Si:H всегда имеют, по крайней мере, один уровень энергии для дырок. Нанокристаллы кремния диаметром 3 нм, которые присутствуют в наших пленках a-Si:H, имеют один уровень энергии для дырок, расположенный на 0.2 эВ ниже края валентной зоны кристаллического кремния, и не имеют электронного уровня (см. рис. 2).

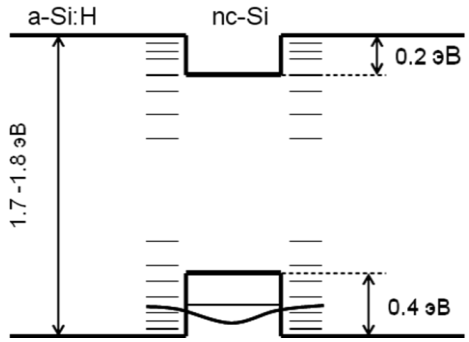


Рис. 2. Схематическое изображение энергетической зонной диаграммы нелегированного аморфного гидрогенизированного кремния, содержащего нанокристаллы кремния

При межзонном поглощении фотона с энергией, большей ширины запрещенной зоны a-Si:H, сначала происходит захват дырок в нанокристалы. В результате, за счет кулоновского притяжения формируется эффективный потенциал для электронов, в котором даже при захвате одной дырки уже появляется электронный уровень.

Эффективный потенциал для электрона был рассчитан в приближении однородного распределения заряда захваченных дырок по нанокристаллу. В этом случае мы можем рассматривать нанокристалл как равномерно заряженный шарик радиусом R, в котором формируется эффективный потенциал V(r) для электронов:

$$V(r) = -U_B - 3Ne^2/2\varepsilon R + Ne^2/2\varepsilon R \times r^2/R^2 \quad R > r \quad (1)$$
$$V(r) = - Ne^2/\varepsilon r \quad R < r \quad (2)$$

где U_B = 0.2 эВ - барьер для электронов на границе кремний - аморфный гидрогенизированный кремний, N - число захваченных дырок в одном нанокристалле, e - заряд электрона, R - радиус нанокристалла.

Для нахождения электронного уровня в эффективном потенциале мы провели решение уравнения Шредингера, заменив реальный эффективный потенциал параболическим потенциалом, полученным продолжением эффективного потенциала при r < R в область r > R (пунктирная линия на рис. 3). Это приближение можно использовать для оценки положения уровня энергии электрона и вида волновой функции.

На рис. 3 показан эффективный потенциал, уровень энергии электронов и распределение электронной плотности локализованного электрона для двух захваченных дырок. Отметим, что электронная плотность спадает только в два раза на границе нанокристалла, что способствует туннелированию электронов в a-Si:H, т.е. увеличению интенсивности ФЛ из хвостовых состояний ниже края ФЛ нанокристалла.

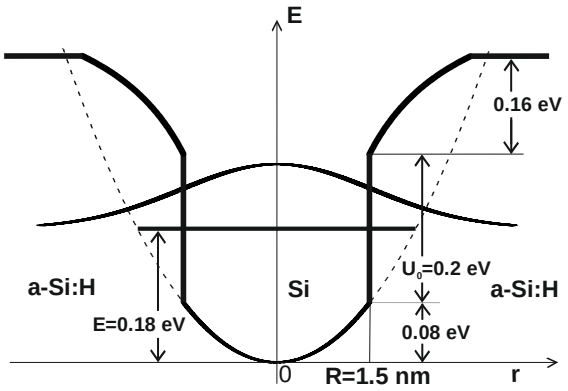


Рис. 3. Эффективный потенциал, уровень энергии и распределение электронной плотности локализованного электрона для нанокристалла R = 1.5 нм при двух захваченных дырках

В спектре ФЛ (см. рис.1) виден пик при энергии 1.17 эВ. Положение этого пика довольно хорошо согласуется с расчетным значением для положения линии излучения сформировавшегося в нанокристалле триона (один электрон и две дырки). В нанокристалле кремния диаметром 3 нм линия излучения триона с эмиссией оптического фонона, согласно расчетам, находится при энергии 1.25 эВ.

Мы продемонстрировали возможность образования трионных состояний в кремниевых нанокристаллах в матрице аморфного кремния. Такие состояния формируется в результате того, что в исходном состоянии нанокристаллы Si размером меньше 3 нм в матрице a- Si:H имеют уровень только для дырок, и не имеют уровня для электронов. Отметим, что захват каждой последующей дырки затруднен из-за возрастающего кулоновского отталкивания, которое замедляет скорость поступление дырок в нанокристал.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 11-02-00576, 13-02-00017 и 13-02-90411.

1. Moskalenko A.S. Single-particle states in spherical Si/SiO2 quantum dots / J. Berakdar, A.A. Prokofiev, I.N. Yassievich // Phys. Rev. B. 2007. T. 76, № 8. P. 085427-1- 085427-9.

Релаксация и диффузия спинов электронов проводимости в кремнии: влияние рассеяния на примесях и границах

Д.В. Гусейнов, А.А. Ежевский, А.В. Сухоруков, С.А. Попков

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: guseinov@phys.unn.ru

В последнее десятилетие наблюдается большой интерес к исследованию транспорта и релаксации спинов электронов проводимости в полупроводниках, что связано с развитием спинтроники и разработкой приборов на спиновых эффектах. Важнейшим параметром, во многом определяющим архитектуру и размеры спиновых приборов, является длина спиновой диффузии, которая определяется как

$$l = \sqrt{D\tau_s} \qquad (1)$$

где D – коэффициент диффузии, а τ_s – время спиновой релаксации. Очевидно, что определение длины спиновой диффузии сводится к определению времени спиновой релаксации. Теория спиновой релаксации для электронов проводимости в металлах и полупроводниках была разработана в работах Эллиотта и Яфета [1, 2].

Согласно [1, 2] наличие спин-орбитального взаимодействия ионов кристаллической решетки со спином электрона проводимости обеспечивает эффективный механизм спиновой релаксации при рассеянии импульса электрона на примеси и фононах. Для скорости спиновой релаксации Эллиотт получил выражение $T_1^{-1} \sim \tau^{-1} \cdot \delta g^2$, где τ- скорость релаксации импульса, а δg – отклонение g – фактора от значения для свободного электрона 2.0023 за счет спин-орбитального взаимодействия. В ходе последовательного рассмотрения описанного механизма Яфет уточнил теорию Эллиотта и получил следующее выражение для скорости релаксации в кремнии:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{2B^2}{\pi^{3/2}\hbar\rho u^2}\left(\frac{2m^* kT}{\hbar^2}\right)^{\frac{5}{2}} \qquad (2)$$

где $B \sim Ca\delta g$ (C – деформационный потенциал, a – параметр решетки), m^* – эффективная масса электрона, ρ – плотность кристалла, u – скорость звука. При выводе выражения (2) Яфет рассматривал скорость τ^{-1} релаксации импульса электрона при рассеянии только на акустических фононах внутри долины:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2C^2}{\pi^{3/2}\hbar\rho u^2}\left(\frac{2m^* kT}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \qquad (3)$$

В недавней работе [3], показано, что допущения Яфета оправданы только при малых концентрациях примеси и при температурах ниже комнатной, при этом теория дает завышенные в несколько раз значения времен релаксации в сравнении с данными экспериментов. Оставаясь в рамках модели Эллиотта-Яфета авторы работы [3], учли дополнительные механизмы электрон-фононного рассеяния. Были учтены механизмы рассеяния внутри долины на оптических фононах, а также междудолинное рассеяние на акустических и оптических фононах. В результате для кремния была получена кубическая зависимость $T_1^{-1}(T)$ вместо выражения Яфета (2) с показателем степени 5/2. Описанное уточнение теории Яфета позволило добиться хорошего согласия с экспериментальными данными для широкого интервала температур для чистых образцов кремния с малой концентрацией примесей ($<10^{13}$ см$^{-3}$).

В настоящей работе экспериментально исследовались процессы релаксации спинов электронов проводимости в монокристаллах кремния, легированных литием (10^{16}, 10^{18} см$^{-3}$), в тонких пленках природного кремния и кремния-28 легированных фосфором (10^{18}-10^{19} см$^{-3}$) а также в порошке кремния легированного фосфором ($8\cdot10^{16}$ см$^{-3}$), методом ЭПР. Измерения спектров спинового резонанса электронов проводимости проводились на ЭПР – спектрометре Bruker EMX. В работе [4] показано, что выражение (2) можно записать через электронную подвижность:

$$\frac{1}{T_1} = ea^2\delta g^2\,\frac{2kT}{\mu\hbar^2} \qquad (4)$$

Таким образом, через экспериментально измеренную подвижность можно учесть все механизмы рассеяния, на фононах и на примесях. Для этого были проведены измерения подвижности электронов в исследуемых образцах в диапазоне температур 90-300К на установке HL5500PC. На рис. 1 представлены результаты эксперимента и расчета по формуле (4) для пленки Si-28 легированной фосфором ($1.5*10^{18}$ см$^{-3}$).

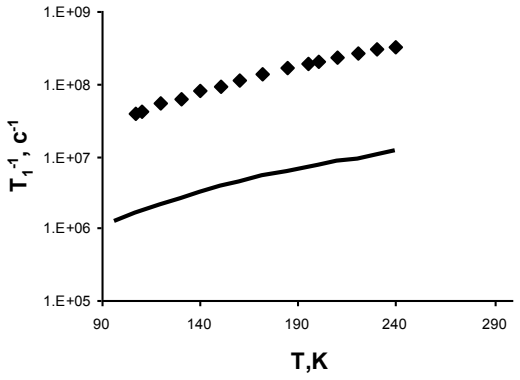


Рис. 1. Зависимость скорости спиновой релаксации от температуры для пленки Si-28 легированной фосфором ($1.5*10^{18}$ см$^{-3}$). Эксперимент (ромбики) и расчет (линия).

Видно, что расхождение теории и эксперимента составляет более порядка величины. Следовательно, оставаясь в рамках теории Эллиотта и Яфета невозможно получить адекватные значения времени спиновой релаксации для образцов с заметной концентрацией примеси, необходимо учесть новые механизмы рассеяния спина. Для образцов с размерами сопоставимыми с длиной спиновой диффузии, таким механизмом может быть рассеяние на границе.

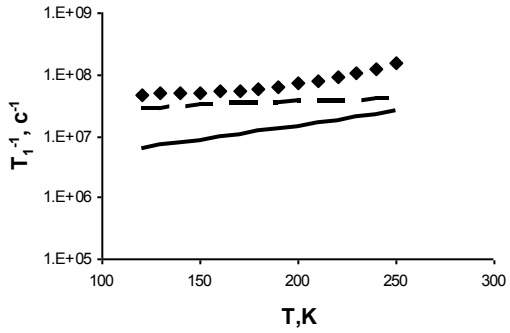


Рис. 2. Зависимость скорости спиновой релаксации от температуры для порошка кремния легированного фосфором ($8*10^{16}$ $см^{-3}$). Эксперимент (ромбики), расчет по теории Эллиотта-Яфета (линия), расчет по теории Эллиотта-Яфета с учетом размерного ограничения (3 мкм) (пунктир).

На рис. 2 показан результат простой геометрической модели, в которой длина диффузии ограничивалась размерами кристаллических гранул в порошке кремния легированного фосфором, и тем самым ограничивалась величина времени спиновой релаксации.

Таким образом, можно увидеть, что учет дополнительных механизмов рассеяния позволяет получать более адекватные значения времени спиновой релаксации. В случае образцов без размерного ограничения длины диффузии, механизмами, заметно влияющими на время спиновой релаксации, могут быть, например, эффекты рассеяния спинов электронов на возмущениях деформационного и электрического потенциала, вносимыми примесями. Учёт подобных механизмов, является целью дальнейшей работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: грант 12-02-00576а и грант мол_а проект №12-02-31697.

1. Elliott R.J.//. Phys. Rev. 1954. Vol.96. P.266. No. 2.

2. Yafet.Y // Solid State Physics. Vol. 14/ edited by F. Seitz, D. Turnbull. New York: Academic Press, 1963.P. 2.

3. J. L. Cheng/ Theory of the Spin Relaxation of Conduction Electrons in Silicon / J. L. Cheng, M.W. Wu, and J. Fabian// Phys. Rev. Lett. 104, 016601 (2010)

4. Xu Y.B., Thompson S.M. // Spintronic materials and technology. New York: Taylor and Francis group, 2007.

Высококачественные невплавные омические контакты алюминия к n- GaAs, сформированные “in situ” в процессе металлоорганической газофазной эпитаксии

В.М. Данильцев, Е.А. Демидов, М.Н. Дроздов, А.В. Мурель, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: danil@ipmras.ru

Полупроводниковые слои с δ – легированием находят широкое применение при изготовлении различных твердотельных приборов, в частности, для создания невплавных омических контактов [1]. В работе [2] мы приводили основные закономерности формирования эпитаксиальных структур GaAs с δ-легированными кремнием слоями в процессе металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ). Настоящая работа направлена на дальнейшее улучшение характеристик δ-легированных кремнием слоев GaAs и изучение процесса получения невплавных омических контактов с низкими контактными сопротивлениями путем осаждения “in situ” алюминия на данные структуры.

Эксперименты проводили в горизонтальном реакторе МОГФЭ пониженного давления в системе $Ga(CH_3)_3$-AsH_3-SiH_4-H_2. Выращивание эпитаксиальных структур GaAs с δ-легированными кремнием слоями проводили с прерыванием роста GaAs на время введения примеси при температуре эпитаксии 620ºС и давлении в реакционной камере 100 мБар. Пленки металлического алюминия с толщиной ≥200нм осаждали в том же реакторе из диметилэтиламиналана при температуре 180ºС [3].

Содержание атомов кремния в дельта-слое определяли на установке вторичной ионной масс-спектроскопии TOF.SIMS-5. Послойное стравливание проводилось ионами Cs с энергией 0,25÷2 кэВ. Методом Ван-дер-Пау определялась поверхностная концентрация электронов в δ-слое. Для анализа параметров омических контактов использовались известные методики: Cox&Strack и TLM [4].

Оптимизация ростового процесса позволила получать двумерную концентрацию кремния N_s в δ - слоях более 10^{13} $см^{-2}$ (табл.).

Характеристики эпитаксиальных структур с δ- слоями.

№№	Ван-дер-Пау	Cox& Strack	TLM	
	$N_s\times10^{-13}$, $см^{-2}$	$\rho_c\times10^6$, Ом·см^2	$N_s\times10^{-13}$, $см^{-2}$	$\rho_c\times10^6$, Ом·см^2
E1399 δ - слой	3,4	10 - 14	4 – 4,5	5 - 10
E1400 КЯ + δ - слой	2,8	6 - 10	3,6 - 3,8	13 -20
E1401 КЯ+2 δ – слоя	2,9	5 - 9	3,6 - 4	25 -35
E1355 δ - слой	-	1,5-2	-	

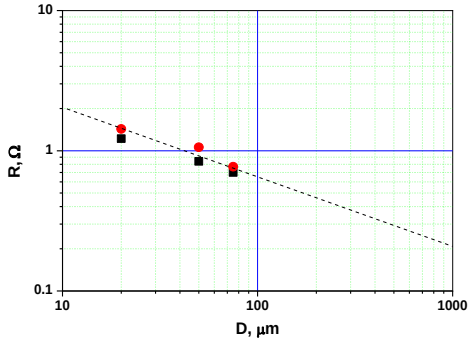


Рис. 1. Зависимость сопротивления от диаметра контакта при измерениях методом Cox&Strack. Измеренное значение контактного сопротивления (ρ_c) составляет $(1,5\text{-}2)\times10^{-6}$ Ом·см$^{-2}$.

Было установлено, что формирование 1 или 2-х δ-слоев, а также встраивание квантовых ям InGaAs (x≤0,5), практически не изменяет свойства омического контакта (табл.). Свойства контакта определялись глубиной залегания δ-слоя от поверхности структуры GaAs- δ –Ga(In)As. Лучшее из измеренных значений контактного сопротивления, для изготовленных нами омических контактов, составляло $\rho_c= (1,5\text{-}2)\times10^{-6}$ Ом·см$^{-2}$ (рис.1), что сравнимо с полученными в работе [1].

Работа поддержана грантом РФФИ №11-02-00572-а.

1. Schubert E.F. Delta-doped ohmic cjntacts to n-GaAs / E.F. Schubert, j.E. Cunnigham, W.T. Tzang, and T.H. Chiu // Appl. Phys. Lett. 1986, V.49, №5. P. 292-294.
2. Данильцев В.М. Металлоорганическая газофазная эпитаксия дельта легтрованных кремнием слоев GaAs с высокой поверхностной концентрацией электронов / В.М. Данильцев, М.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин, В.И .Шашкин // Труды XV международного симпозиума «Нанофизика и Наноэлектроника», 14 – 18 марта 2011г, г. Нижний Новгород. С.412-413.
3. Shashkin V. Microstructure and Properties of Aluminum Contacts Formed on GaAs(100) by Low Pressure Chemical Vapor Deposition with Dimethylethylamine Alane Source / V. Shashkin, V. Daniltsev, S. Rushworth, A. Murel, Yu. Drozdov, S. Gusev, O. Khrykin, N. Vostokov // Journal of Electronic Materials-2001.V30- N8. P. 980-986.
4. Кудрик Я.Я. Удельное сопротивление омических контактов в структурах металл- полупроводник / Я.Я. Кудрик // Петербургский журнал электроники. 2010. № 1. С. 25-40.

Реконструкция энергетического спектра на краю двумерной электронной системы с сильным спин-орбитальным взаимодействием

Э.В. Девятов

Институт физики твердого тела Российской академии наук, г. Черноголовка

e-mail: dev@issp.ac.ru

Исследование фазовых переходов, при которых происхордит смена основного состояния двумерной системы в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ), связанная со сменой спиновой либо изоспиновой поляризации, привлекает внимание на протяжении многих лет исследования низкоразмерных электронных систем в квантующих магнитных полях. Примерами таких фазовых переходов являются (i) переход [1] из спин-неполяризованного в наклонное антиферромагнитное состояние при общем факторе заполнения 2 в двуслойной электронной системе; (ii) переход [2,3] между спин-неполяризовапнным и полностью спин поляризованным основным состоянием однослойной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла при факторе заполнения 2/3. В обоих случаях существенную роль играют электронные корреляции (межслоевые и внутрислоевые, соответственно).

Переходы такого рода возможны и в однослойных двумерных системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием в режиме КЭХ при низких факторах заполнения. Одночастичный спектр двумерной электронной системы с спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы был получен в работе [4]. В пределе экстремально высоких магнитных полей этот спектр представляет собой хорошо известную лестницу уровней Ландау, расщеплённых по спину. Уменьшение магнитного поля эквивалентно адиабатическому включению спин-орбитального взаимодействия. Важно отметить, что спин-орбитальное взаимодействие влияет даже на систематику уровней. Таким образом, можно ожидать что энергетическая щель на уровне Ферми занулится при критических значениях магнитного поля B_1 и B_2 для факторов заполнения 1 и 2, соответственно. Эта простая одночастичная картина пересечения уровней может быть серьёзно модифицирована электрон-электронным взаимодействием, хотя бы потому что зеемановское расщепление чувствительно к увеличению за счёт обменных эффектов при нечётных факторах заполнения [5].

Для такого рода исследований наиболее подходящей является двумерная электронная система, созданная в узкой несимметричной квантовой яме $In_xGa_{1-x}As$ с высоким содержанием индия x = 0.75. Двумерный электронный газ в такой системе характеризуется (i) высокой подвижностью поскольку структура не имеет специального допирования; (ii) низкой электронной концентрацией, которой можно управлять в широких пределах с помощью внешнего затвора; (iii) сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы; (iv) большим затравочным g-фактором, который подвержен дополнительному увеличению за счёт обменных эффектов g*<30.

Количественные измерения щели в спектре на уровне Ферми стандартными транспортными методами (активация, магнетоёмкость) в данной системе малоинформативны. $In_xGa_{1-x}As$ (x=0.75) квантовые ямы характеризуются длиннопериодной модуляцией концентрации In, что приводит к длиннопериодным флуктуациям потенциала в яме. В таких условиях стандартные количественные методики измерения щели дадут величину, усреднённую по площади образца.

Вместо этого мы выполнили локальные измерения щели в несжимаемой полоске электронной жидкости на краю образца с соответсвующим фактором заполнения 1 и 2 в режиме КЭХ при помощи краевого транспорта. Эта методика [6] локальных измерений нечувствительна к таким флуктуациям: они только сдвигают положение несжимаемой полосы с данным локальным фактором заполнения относительно края, что никак не проявляется в измерениях.

Экспериментально продемонстрирована одновременная реконструкция краевого и объёмного спектров, вызванная сильным спин-орбитальным взаимодействием для двух нижних факторов заполнения 1 и 2 для двумерного электронного газа в $In_xGa_{1-x}As$ квантовой яме с высоким содержанием индия x = 0.75. Реконструкция спектра имеет разный сценарий при этих факторах заполнения: область реконструкции спектра характеризуется занулением энергетической щели для фактора заполнения 2, в то время как при 1 реконструкция идёт через сосуществование двух фаз КЭХ, соответствующих ν=1 состоянию с различными спиновыми проекциями. Анализ показывает сильное влияние многочастичных эффектов на реконструкцию спектра при ν=1.

1. Khrapai V.S., Deviatov E.V., Shashkin A.A., Dolgopolov V.T., Hastreiter F., Wixforth A., Campman K. L., and Gossard A. C., Canted Antiferromagnetic Phase in a Double Quantum Well in a Tilted Quan-

tizing Magnetic Field // Phys. Rev. Lett. -- 2000. vol. 84, -- pp. 725-728.

2. Eisenstein J.P., Stormer H.L., Pfeiffer L.N., and West K.W., Evidence for a spin transition in the 2/3 fractional quantum Hall effect // Phys Rev. B -- 1990. vol. 41 -- pp. 7910-7913.

3. Engel L.W., Hwang S.W., Sajoto T., Tsui D. C., and Shayegan M., Fractional quantum Hall effect at 2/3 and 3/5 in tilted magnetic fields // Phys Rev. B -- 1992. vol. 45, -- pp. 3418-3425.

4. Бычков Ю.А., Рашба Э.И. , Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра // Письма в ЖЭТФ, -- 1984. т. 39, -- С. 66-69.

5. Ando T. and Uemura Y., Theory of Oscillatory g Factor in an MOS Inversion Layer under Strong Magnetic Fields // J. Phys. Soc. Jpn. -- 1974. vol.37, -- pp. 1044-1052.

6. Девятов Э.В., Краевые состояния в режимах целочисленного и дробного квантовых эффектов Холла // Успехи физических наук, – 2007 т.177, № 2, – С. 207.

Планарный GaN диод на подложке сапфира

Е.В. Демидов, М.Н. Дроздов, А.В. Мурель, Д.А. Пряхин, А.Н. Тропанова, О.И. Хрыкин, И.Ю. Шулешова, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: demidov@ipm.sci-nnov.ru

В работе приведены особенности методики изготовления и электрические характеристики диодов на основе GaN на подложке из сапфира. Рост эпитаксиальных слоев осуществлялся в установке МОГФЭ пониженного давления [1]. Наращивание осуществлялось на *c*-срезе сапфира. В качестве источника галлия использовался триметилгаллий, источником азота был аммиак, моносилан, разбавленный водородом, обеспечивал легирование GaN донорной примесью. Разработанная методика газофазной эпитаксии позволила получать однородные эпитаксиальные слои с заданным профилем легирования.

Вертикальный диод

Диоды с контактом, расположенным на верхнем слое структуры, имели рабочий слой n-типа, легированный кремнием до (5-6)·10^{17} $см^{-3}$ с толщиной 0,5 мкм, и контактный n^+- слой, легированный до (2-3)·10^{18} $см^{-3}$ с толщиной 0,9 мкм. Для вскрытия n++ слоя использовалось травление GaN в установке индуктивно-связанной плазмы. Были отработаны режимы, обеспечивающие травление на необходимую глубину. Показано, что при травлении, возникают электрически-активные структурные дефекты, которые могут быть удалены в процессе термического отжига. Для создания барьерного контакта использовался слой Ni толщиной 150 нм. Омические контакты Ti/Al (с толщинами слоев 10 и 80 нм) вжигались при 750ºC в течение 60 секунд. Были изготовлены диоды с размерами барьерных контактов от 5 до 100 мкм.

На полученных диодных структурах измерялись вольт-амперные (ВАХ) и вольтфарадные характеристики (ВФХ), которые позволяли определить параметры диодов Шоттки: высоту барьера, показатель неидеальности, последовательное сопротивление и уровень легирования в базовом слое полупроводника. Анализ ВАХ при прямом напряжении смещения проводился согласно формуле термоэмиссионной теории:

$$I = AA^*T^2 e^{-\frac{\phi_B}{nkT}}\left(e^{\frac{e(V-I\cdot Rs)}{kT}}-1\right) = I_0\left(e^{\frac{e(V-I\cdot Rs)}{kT}}-1\right),$$

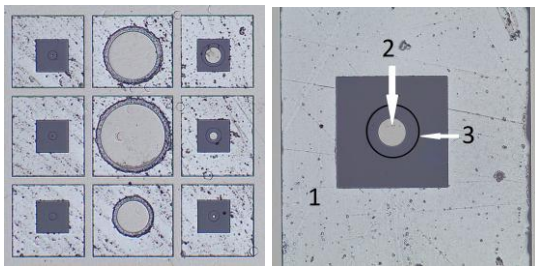


Рис. 1. Конструкция вертикального диода: 1 - омический, 2 – барьерный контакты, 3 – меза диода.

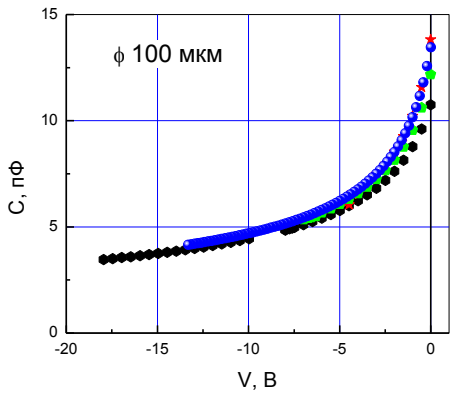


Рис. 2. ВФХ диодов с диаметром контактов 100 мкм, измеренные на разных мезах

где A – площадь диода, A^*=26,4 А $см^2$ $К^2$ – постоянная Ричардсона для нитрида галлия, T-температура, φ_B – высота барьера, V - приложенное напряжение, k – постоянная Больцмана и n – показатель неидеальности, R_S - последовательное сопротивление. На рис. 2 приведены ВФХ диодов, измеренные на частоте 1 МГц. На основе их рассчитаны соответствующие профили носителей заряда из которых следует, что уровень легирования в базовой области диода находится в пределах (5,5÷6)·10^{17} $см^{-3}$.

Были проведены исследования зависимости тока от площади (диаметра) контактов. На рис. 3 показаны результаты измерения ВАХ диодов Шоттки, а в таблице приведены соответствующие параметры. Как и ожидалось, последовательное сопротивление имеет зависимость от площади контакта. Зависимость последовательного сопротивления примерно пропорциональна обратной площади контактов.

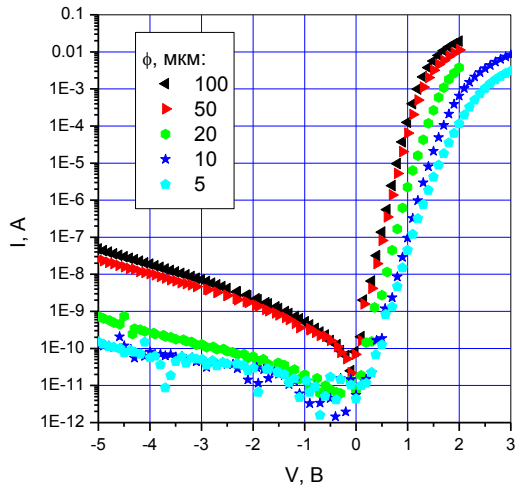


Рис. 3. ВАХ для контактов Шоттки разного диаметра

Таблица

Параметры диодов Шоттки с различным диаметром контактов.

D, мкм	φ_B, эВ	n	R_S, Ω	I_0, А
100	0,729	2,7	34	1,0E-10
50	0,7	2,8	58	8,2E-11
20	0,727	3,0	112	4,6E-11
10	0,742	3,2	125	6,5E-12
5	0,684	3,8	294	1,5E-11

Было проведено изучение влияния быстрого термического отжига (БТО) на характеристики диода. Длительность отжига составляла 60 с, диапазон температур 450-600°С. При отжиге происходит немонотонное изменение обратных токов с ростом температуры и улучшение прямых ветвей ВАХ. Соответствующее изменение параметров диодов от температуры можно видеть на рис. 4. При отжиге немного возрастает высота барьера - рис. 4а, происходит резкое улучшение показателя неидеальности - рис. 4б и ожидаемое уменьшение последовательного сопротивления - рис. 4в. Эти эксперименты показывают, что в результате термического отжига улучшается граница металл-полупроводник. Измерение ВФХ отожжённых диодов не показало каких-либо значительных отличий от исходных структур, что свидетельствует об отсутствии изменений в уровне легирования в приповерхностной области нитрида галлия.

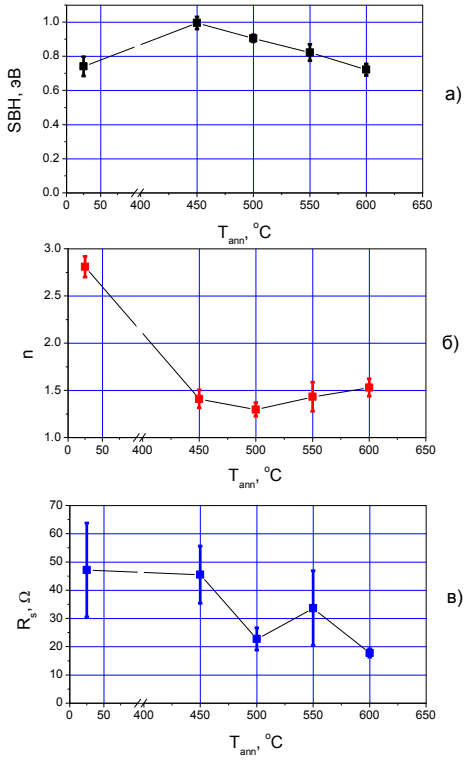


Рис. 4. Зависимости: а - высоты барьера; б - фактора неидеальности; в - последовательного сопротивления диодов от температуры БТО.

Планарный диод

Структура для изготовления планарного варакторного СВЧ диода имела верхний слой n-типа, легированный кремнием до (1-2)·10^{18} см$^{-3}$ с толщиной 50 нм, второй слой, легированный до 2·10^{17} см$^{-3}$ с толщиной 0,25 мкм, и n+-слой, легированный до (2-3)·10^{18} см$^{-3}$ с толщиной 1,7 мкм. Были изготовлены диоды с размерами барьерного Ni контакта 4×19 и 8×19 мкм^2. Для изоляции диодов мезы протравливались до сапфира. Вторая контактная площадка формировалась на отдельной мезе и соединялась с катодом. Омические контакты Ti/Al/Ni/Au (с толщинами слоев 10/60/20/20 нм) отжигались при 650ºС в течение 60 с. Удельное контактное сопротивление, измеренное методом TLM, составляло 1,5·10^{-3} Ом·см^2. После отжига при 750ºС оно уменьшалось до 2,2·10^{-5} Ом·см^2. Дальнейший отжиг при 850ºС приводил к значительному ухудшению морфологии поверхности контакта. Результаты измерения ВФХ диодов приведены на рис. 6.

Заключение

Разработан технологический маршрут изготовления вертикальных и планарных диодов на основе GaN предназначенных для СВЧ электроники. Работа выполнена при поддержке Программа фундаментальных исследований Президиума РАН № 24 «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов» и грантов РФФИ № 11-02-00572-а и № 11-02-97087-р_поволжье_а.

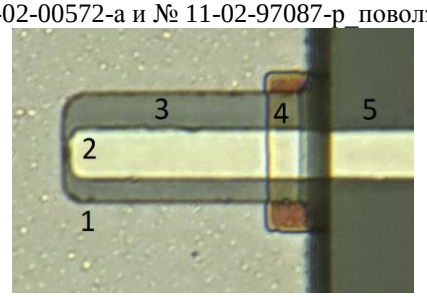


Рис. 5. Конструкция планарного диода: 1– омический, 2 - барьерный контакты, 3 – меза диода, 4 – диэлектрик (фианит, 120 нм), 5 – подложка из сапфира.

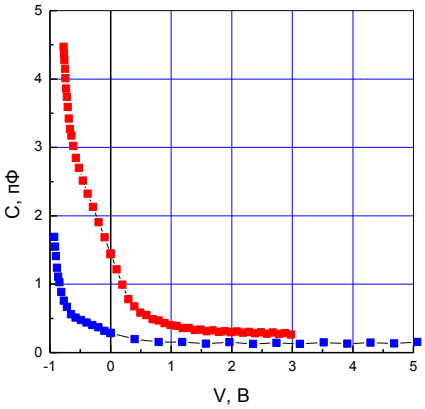


Рис. 6. ВФХ планарных диодов с разной площадью барьерного контакта.

1. Хрыкин О.И. Особенности эпитаксиального наращивания GaN при пониженном давлении в реакторе МОГФЭ / О.И. Хрыкин, А.В. Бутин, Д.М. Гапонова и др. // ФТП, 2005, Т. 39, № 1, С. 21.

Влияния облучения ионами Ar^+, Ne^+ и P^+ пористого кремния, пропитанного вольфрам-теллуритным стеклом с примесями Er и Yb, на его структуру и люминесцентные свойства

Е.С. Демидов*, М.В. Карзанова, А.Н. Михайлов, Д.И. Тетельбаум, А.И. Белов, Д.С. Королёв, Д.А. Павлов, А.И. Бобров, О.Н. Горшков, Н.Е. Демидова, Ю.И. Чигиринский, Н.Д. Малыгин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: demidov@phys.unn.ru

Известна возможность использования нанокристаллов кремния (nc-Si) и дополнительной примеси иттербия в оксиде кремния SiO_2 для увеличения эффективности фотолюминесценции (ФЛ) Er^{3+} вблизи длин волн 1530 нм [1]. Такие структуры представляют интерес для оптоэлектроники на основе кремния. Ранее [2] исследовалась возможность сконцентрировать в тонкоплёночной структуре полезные свойства одного из самых эффективных для ФЛ ионов Er^{3+} матричных материалов – вольфрам-теллуритного стекла (ВТС) и многоканальную передачу nc-Si → Er^{3+}, nc-Si → Yb^{3+} → Er^{3+} в пористом кремнии (ПК), пропитанном ВТС, легированном Er иYb. В работе [3] исследована возможность увеличения квантовой эффективности ФЛ Er^{3+} путём использования ПК/ВТС:(Er,Yb) на неоднородно легированном ионной имплантацией мелкой донорной примесью фосфора кремнии. В настоящей работе суммированы результаты наших предыдущих исследований ПК/ВТС:(Er,Yb), представлены новые данные по влиянию облучения ионами электрически активных и инертных элементов пористого кремния, пропитанного вольфрам-теллуритным стеклом с примесями Er и Yb, на его структуру и люминесцентные свойства.

В качестве исходных объектов для ионно-лучевой модификации были использованы слои окисленного ПК, содержащие светоизлучающие nc-Si, и те же слои, пропитанные ВТС, легированным Er и Yb. Для сравнения облучению подвергались также пленки ВТС, нанесенные на подложку Si без пористого слоя. Выбор сорта ионов и режимов ионного облучения был обусловлен соображениями, связанными с процессом накопления радиационных дефектов в нанокристаллах Si и аморфизацией последних. Образцы облучались ионами Ar^+, P^+ и Ne^+. Для анализа дефектного состав исходных и облученных образцов в зависимости от дозы ионного облучения применялись техника ЭПР, методики исследования поперечного транспорта тока, рентгеновской дифракции и сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (СПЭМ), локальной электронной дифракции и элементного анализа.

ФЛ измерялась при комнатной температуре в диапазоне длин волн 350-900 нм при возбуждении импульсным азотным лазером ИЛГИ-503 на длине волны λ_{exc} = 337 нм, а также в диапазоне длин волн 900-1650 нм при возбуждении импульсным лазером YAG:Nd на длине волны λ_{exc} = 532 нм. Исследование оптических параметров пленок методом спектроскопической эллипсометрии проводилось на эллипсометре MicroPhotonics PhE-102. Исследования СПЭМ поперечного среза слоёв ПК были проведены на приборе JEOL JEM-2100F, оснащенном рентгеновским энергодисперсионным спектрометром Oxford Instruments X-MAX.

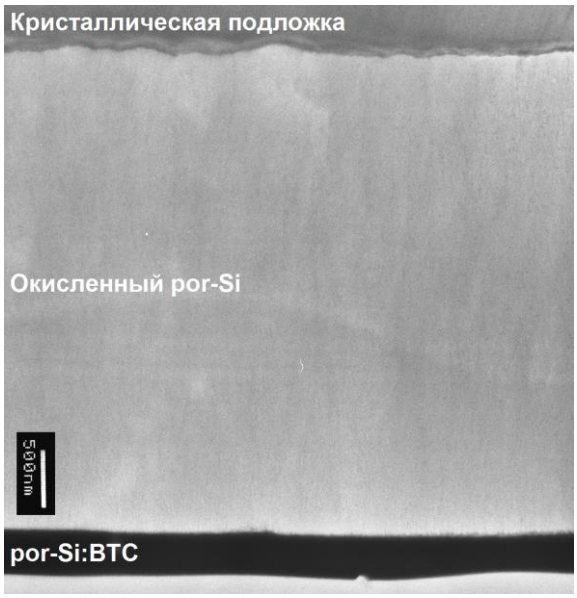


Рис. 1. СПЭМ-изображение поперечного среза образца ПК, пропитанного ВТС

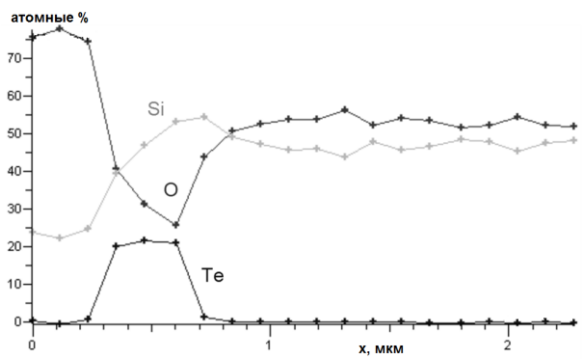


Рис. 2. Профили распределения элементов по глубине в слое ПК, пропитанном ВТС

СПЭМ-изображение поперечного среза образца ПК, пропитанного ВТС, приведено на рис. 1, а на рис. 2 показаны профили распределения химических элементов в таком образце, построенные по линии, перпендикулярной границе раздела. Видно, что слой, обозначенный на рис. 1 как por-Si:BTC с темным контрастом, согласно данным на рис. 2, содержит кремний и теллур, то есть действительно произошла пропитка стеклом пор в ПК. Этот факт также подтверждается усилением ФЛ эрбия для образцов с пропиткой слоя ПК ВТС по сравнению с плёнками ВТС на подложках кремния без пористого слоя. Структура пропитанного слоя (наличие nc-Si и фазы SiO_2) к сожалению, оказалась неразличимой на фоне сильного поглощения просвечивающих электронов тяжёлыми элементами в ВТС.

СПЭМ-изображение слоя ПК, пропитанного ВТС, после облучения ионами Ar^+ с дозой $8{\cdot}10^{14}$ см$^{-2}$ (рис. 3) показывает существенное возрастание толщины слоя, содержащего компоненты ВТС, до ~ 1 мкм, т.е. имеет место радиационное стимулирование диффузии компонентов ВТС в ПК. Кроме того, возникли крупные каверны или блистеры.

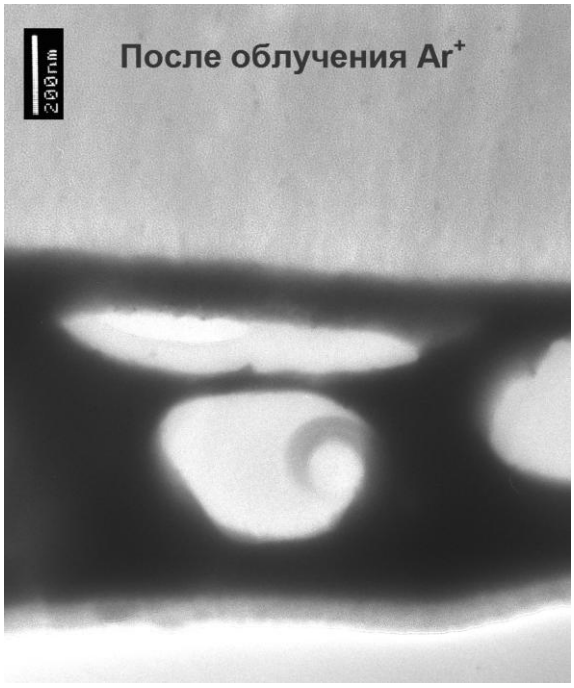


Рис. 3. СПЭМ-изображение слоя ПК, пропитанного ВТС, после облучения ионами Ar^+ с дозой $8{\cdot}10^{14}$ см$^{-2}$

Данные ЭПР для образцов ПК, имплантированных ионами Ar^+, Ne^+ и P^+, показывают рост интенсивности спектра с g-фактором ~ 2,0055, который может быть связан с известными P_b-центрами на границе nc-Si/SiO_2 или оборванными связями в аморфном Si. У образцов с пленкой ВТС сигнал ЭПР близок к фону. Пропитка ПК стеклом может уменьшать объемную долю nc-Si и SiO_2 в этом слое вследствие реакции между ВТС и SiO_2. Другая причина, благоприятствующая ФЛ nc-Si, может быть связана с дислокационной природой P_b-центров, снятием механических напряжений на границе Si/SiO_2 в результате вплавления ВТС и удалением дислокаций из nc-Si.

Интересной особенностью данных рентгеновской дифракции является немонотонная зависимость интенсивности линии (111) от гранул Si с ростом дозы ионного облучения и появление этой линии при дозах, превышающих ту, при которой наблюдается аморфизация. Это свидетельствует о неустойчивости аморфного состояния наногранул в процессе облучения.

Во всех вариантах ионного облучения наблюдалось подавление ФЛ от nc-Si в ПК. Это ослабление было меньшим в ПК, пропитанном ВТС. Обнаружено 5-кратное усиление ФЛ эрбия на длине волны 1,54 мкм при облучении ионами P^+ и Ar^+ (рис. 4), которое объясняется ионным перемешиванием, благоприятствующим взаимодействию ионов Er и nc-Si, а также расширением области пропитки ПК ВТС (рис. 3). Как уже отмечалось выше, углублению области пропитки ПК ВТС при ионном облучении может способствовать размягчение стекла и миграции его компонент. Имплантация более лёгких ионов неона слабо влияет на ФЛ ионов эрбия.

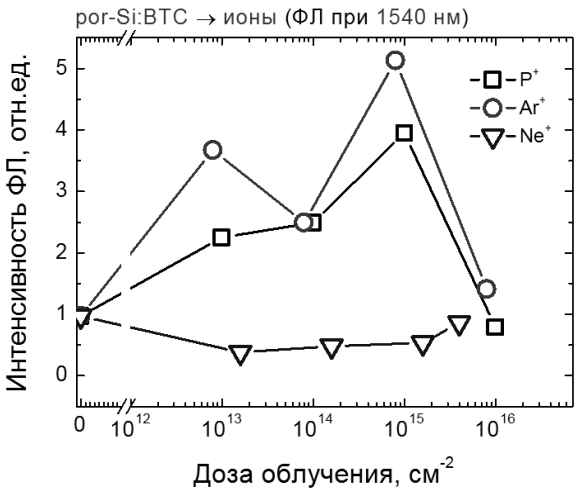


Рис. 4. Дозовые зависимости интенсивности ФЛ при 1540 нм образцов ПК/ВТС на кремниевых подложках, облученных ионами P^+, Ar^+ и Ne^+

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и при поддержке РФФИ (гранты №№ 08-02-97044р, 11-02-00855а).

1. Kozanecki A., Kuritsyn D., Jantsch W. Optical Materials **28**, 850 (2006).

2. Демидов Е. С., Михайлов А. Н., Белов А. Н. и др. Материалы XII межд. Симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» (2009, 16-20 марта, Нижний Новгород, ИФМ РАН) **2**, 326 (2009).

3. Демидов Е. С., Михайлов А. Н., Белов А. Н. и др. Материалы XVI межд. Симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» (2012, 12-16 марта, Нижний Новгород, ИФМ РАН) **2**, 326 (2012).

Генерация TE и TM мод в гетеролазере с активной областью AlInGaAs/GaAsP

***С.М. Некоркин*[1], *М.В. Карзанова*[1], *Н.В. Дикарёва*[1], *А.А. Бирюков*[1], *В.Я. Алешкин*[2], *А.А. Дубинов*[2]**

[1]Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2]Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород

E-mail: dikareva@nifti.unn.ru

Проблема осуществления двухполосной генерации с близкими частотами заключается в интенсивном поглощении коротковолнового излучения в длинноволновой яме. Во избежание поглощения наиболее коротковолнового излучения квантовой ямой, генерирующей длинноволновое излучение предложено использовать моды с разными поляризациями – TE и TM моды. Тип верхней дырочной подзоны квантовой ямы, согласно правилам отбора [1], определяет вид поляризации моды, генерируемой данной КЯ. Если верхняя валентная подзона образована состояниями легких дырок, генерируется преимущественно TM мода, и TE мода, если подзона образована состояниями тяжелых дырок. Так, в работе [2] предложена схема полупроводникового лазера с квантовыми ямами для одновременной генерации TE- и TM -мод с разными частотами в ближнем ИК-диапазоне. В работе [3] показана устойчивая двухполосная генерация на TE- и TM-модах в AlInGaAs/GaAsP/AlGaAs/GaAs полупроводниковом лазере с квантовыми ямами при оптической импульсной накачке.

В настоящей работе был экспериментально исследован полупроводниковый лазер, генерирующий две частоты с разными поляризациями (TE и TM моды). Состав КЯ подбирался так, чтобы одна из них являлась растянутой, а вторая – сжатой. В таком случае излучение первой поляризовано перпендикулярно плоскости КЯ, а второй – параллельно ей.

В допороговом режиме наблюдается электролюминесценция на двух близких частотах. Поляризационные измерения показали: электролюминесценция на длине волны 806 нм соответствует TM-моде, а на длине волны 809 нм – TE-моде (рис.1).

С увеличением тока накачки наблюдается сдвиг максимумов интенсивности в длинноволновую область для обеих мод. Порог лазерной генерации составил около 500 мА. Генерация TM-моды наблюдается на длине волны 817нм, а TE-моды - на 818 нм.

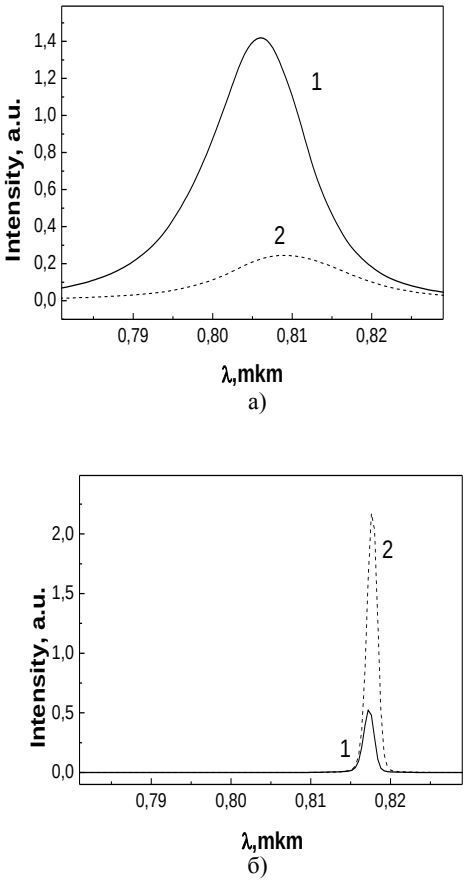
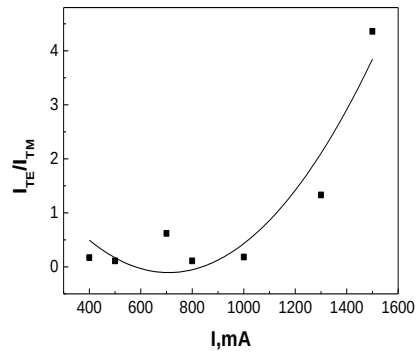
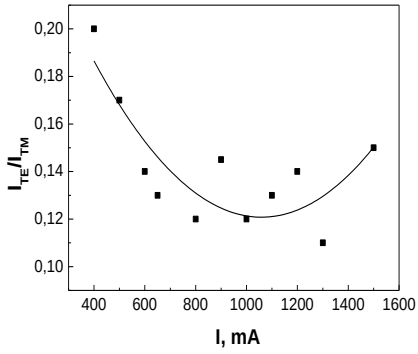


Рис. 1. Спектры излучения гетероструктуры с активной областью AlInGaAs/GaAsP: А – 400 mA допороговый режим, Б – 1500 mA послепороговый режим; 1 – TM-мода, 2 – TE мода, T=300K

В исследуемом диапазоне токов у большинства образцов происходит увеличение доли TE-моды с увеличением тока накачки (рис. 2а). Однако в части образцов наблюдается её уменьшение (рис. 2б). Во обоих случаях изменение соотношения интенсивностей TE и TM – мод хорошо описывается полиномом второй степени. (рис.2). Всё это свидетельствует о неоднозначности заполнения квантовых ям носителями тока.



а)



б)

Рис. 2. Зависимости отношения интенсивностей ТЕ и ТМ мод в зависимости от тока накачки

Отметим так же, что двухполосная генерация на исследуемых гетеролазерах наблюдалась на всем диапазоне токовой накачки. Наибольшее значение квантовой эффективности достигало 30%.

Таким образом, в полупроводниковом лазере с квантовыми ямами AlInGaAs/GaAsP при электрической накачке показана устойчивая генерация ТЕ- и ТМ-мод на двух близких частотах, что в перспективе позволит получить генерацию разностной частоты в дальнем ИК диапазоне.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 10-02-00371-а и 11-02-970490р_ поволжье_а.

1. Bachmann, F. High Power Diode Lasers. Technology and Applications / Bachmann F., Loosen P., Poprawe R. // New York: Springer Science + Business Media, 2007.

2. Алешкин, В.Я. Внутрирезонаторная генерация разностной частоты терагерцового диапазона в двухчастотном InGaAsP/InP – лазере с квантовыми ямами InGaAs / В. Я. Алёшкин, А. А. Дубинов // Квантовая электроника 2009., Т.39, вып.8.

3. Байдусь Н.В. Одновременная генерация ТЕ- и ТМ-мод в гетеролазере AlInGaAs/GaAsP/ AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами / Н.В. Байдусь, А.А. Бирюков, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, А.Н. Яблонский // Труды XIV международного симпозиума 2010, Т. 2, С. 124.

Метод функционала плотности как основа расчёта спектральных и корреляционных свойств тепловых полей вблизи границ раздела

И.А. Дорофеев

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

E-mail: dorof@ipm.sci-nnov.ru

Теория равновесных электромагнитных флуктуаций, или как часто её называют, рытовская теория, включает в себя в качестве ключевого этапа решение граничной задачи феноменологической электродинамики [1]. И в силу такой постановки вопроса, интерфейс в задаче является просто абстрактной математической линией. Вместе с тем, имеется возможность не только точно рассчитать спектральные и корреляционные свойства тепловых полей твёрдых тел, минуя схему [1], но и с любой степенью детализации определить свойства интерфейса как некоторого переходного слоя конечной толщины, разделяющего один материал от другого. Сформулируем альтернативный подход. Поскольку речь идёт в основном о приповерхностных областях, то ограничимся квазистатическим приближением, который ни в коей мере не ограничивает полноту рассмотрения, а служит лишь иллюстрацией метода. Запишем формулы для компонент теплового поля в вакууме, генерируемого источником флуктуационных зарядов ρ и токов $\vec{j}$ любой формы, занимающим произвольный объём V

$$E_i(\vec{r},t) = -\int_V d^3r' \rho(\vec{r}',t) \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|}, \qquad H_i(\vec{r},t) = \frac{1}{c}\int_V d^3r' e_{ik\ell} \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{j_\ell(\vec{r}',t)}{|\vec{r}-\vec{r}'|}, \tag{1}$$

где $e_{ik\ell}$ - полностью антисимметричный единичный псевдотензор третьего ранга. Составляя из (1) симметризованные корреляционные тензоры из компонент теплового поля получим выражения для симметризованных корреляционных тензоров вида

$$\left\langle A_i(\vec{r}_1,t) A_k(\vec{r}_k,t+\tau)\right\rangle^S = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} g_{ik}^{(A)}(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\omega)\exp(-i\omega\tau), \tag{2}$$

где A_i - компоненты электрического, или магнитного поля, причём для их тензоров спектральной плотности имеем

$$g_{ik}^{(E)}(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\omega) = \iint_V d^3r' d^3r'' \left(\rho(\vec{r}')\rho(\vec{r}'')\right)_\omega \frac{\partial}{\partial x_i}\frac{1}{|\vec{r}_1-\vec{r}'|}\frac{\partial}{\partial x_k}\frac{1}{|\vec{r}_2-\vec{r}''|}, \tag{3}$$

$$g_{ik}^{(H)}(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\omega) = \frac{1}{c^2}\iint_V d^3r' d^3r'' e_{is\ell} e_{kmn} \left(j_\ell(\vec{r}') j_n(\vec{r}'')\right)_\omega \frac{\partial}{\partial x_s}\frac{1}{|\vec{r}_1-\vec{r}'|}\frac{\partial}{\partial x_m}\frac{1}{|\vec{r}_2-\vec{r}''|}, \tag{4}$$

где $\left(\rho(\vec{r}')\rho(\vec{r}'')\right)_\omega$ и $\left(j_\ell(\vec{r}')j_n(\vec{r}'')\right)_\omega$ спектральные плотности флуктуаций заряда и тока, связанные в силу уравнения непрерывности соотношением $\left(\rho(\vec{r}')\rho(\vec{r}'')\right)_\omega = \omega^{-2}\,\partial^2 / \partial x_\alpha \partial x_\beta \left(j_\alpha(\vec{r}') j_\beta(\vec{r}'')\right)_\omega$.

Вспоминая далее известные флуктуационно-диссипативные соотношения, нетрудно связать флуктуации заряда с функцией линейного отклика $\left(\rho(\vec{r}')\rho(\vec{r}'')\right)_\omega = (\hbar/2)Coth(\hbar\omega/2k_BT)\,\mathrm{Im}\{\chi(\vec{r}',\vec{r}'';\omega)\}$, которая, в свою очередь определяется здесь как связь индуцированного заряда в системе ρ_{ind} с внешним потенциалом ϕ_{ext}

$$\rho_{ind}(\vec{r},\omega) = \int_V d^3r' \chi(\vec{r},\vec{r}';\omega)\phi_{ext}(\vec{r}',\omega). \tag{5}$$

Фигурирующая выше флуктуация заряда $\rho = \bar{\rho} - \rho_{ind}$, где $\bar{\rho}$ есть средний заряд в системе, который может быть положен нулю. Основная часть предлагаемого способа расчёта связана с зависящим от времени методом функционала плотности, в рамках которого функция линейного отклика пространственно-ограниченной системы является решением интегрального уравнения

$$\chi(\vec{r}',\vec{r}'';\omega) = \chi^0(\vec{r}',\vec{r}'';\omega) + \iint_V d^3r_1 d^3r_2\, \chi^0(\vec{r}',\vec{r}_1;\omega)V(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\omega)\chi(\vec{r}_2,\vec{r}'';\omega), \tag{6}$$

где χ^0 - функция линейного отклика системы невзаимодействующих электронов, $V(\vec{r}_1,\vec{r}_2;\omega)$ - потенциал взаимодействия, включающий кулоновскую часть и обменно-корреляционную. Литература на эту тему весьма обширна, и далее будут приводиться ссылки на задачу в применении к полупространству, или плёнкам металлов в рамках модели желе, см., например [2,3]. Замечательно то, что в рамках самосогласованной схемы Кона-Шэма, с любой степенью детализации, может быть определена структура переходного слоя. В нашем случае.- это пространственное распределение электронов у интерфейса. Здесь не будет выписываться система уравнений Кона-Шэма за недостатком места, и

поскольку она хорошо известна. Отметим лишь, что в силу геометрии задачи (полупространство, плоскопараллельный слой металла), одночастичная волновая функция электрона факторизуется, что приводит к необходимости решения лишь одномерного уравнения Шредингера с эффективным потенциалом, который, как и концентрация электронов вблизи границы тела находится самосогласованным образом. На рис.1 представлена зависимость электронной плотности $n_-(h)$ вблизи поверхности алюминиевого образца ($r_S = 2.07$) от расстояния.

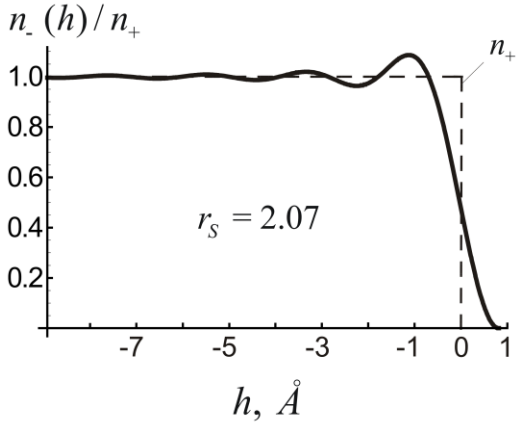


Рис.1

Нормировка проведена на значение плотности положительного заряда решётки n_+, обозначенного на рисунке штриховой линией. Решение отыскивалось при условии электронейтральности всего образца. Уравнения Шредингера для собственных значений и собственных одночастичных состояний Кона-Шэма решалось матричным способом, при этом учитывались различные взаимодействия в системе, см. детали в [3]. Отметим, что решение системы уравнений по итерационной схеме требует некоторой корректировки для обеспечения сходимости, например так, как это предложено в [3,5].

Рис.1 демонстрирует основное отличие от стандартного подхода в задачах феноменологической электродинамики, а именно, наличие переходного слоя, в котором электронная плотность меняется практически от нуля в вакууме ($h > 0$) до некоторого своего объёмного значения в металле ($h < 0$). В нашем случае толщина этого слоя порядка нескольких ангстрем. Получив собственные значения и собственные функции взаимодействующих электронов подсистемы, можно рассчитать функцию линейного отклика по (6), как правило, также путём итераций. Здесь будет приведено более простое решение, поскольку функция отклика пространственно ограниченной системы электронов с учётом конечного уровня диссипации известна в рамках гидродинамического подхода [4]. Используя выражение для χ из этой работы и формулу (3), получим, например, для z-компоненты флуктуационного поля

$$g_{zz}^{(E)}(h,\omega) = \frac{\hbar\omega_P^2}{2\beta^2[\exp(\hbar\omega/k_BT)-1]}\,\mathrm{Im}\int_0^\infty dQ\exp(-2Qh)\frac{Q}{2Q_L}\left[\frac{Q_L-Q}{Q_L+Q}(1+\gamma)-1\right], \qquad (7)$$

где ω_P - плазменная частота, β - параметр пространственной дисперсии в рамках гидродинамического приближения, Q - латеральное волновое число, Q_L, γ - определены в [4]. При этом $g_{zz}^{(E)} = 2g_{xx,yy}^{(E)}$. На рисунке 2 приведён график зависимости нормированной спектральной плотности z-компоненты электрического поля $\tilde{g}_{zz}^{(E)}(h)$ от расстояния h согласно (7) (толстая кривая), и согласно теории С.М.Рытова [1] (тонкая кривая) на частоте $\omega = 0.1\omega_P$. Величины нормированы на значение $g_{zz}^{(E)}(h=0)$. Значение $h=0$ выбиралось на границе положительной решётки металла. Наряду с возможностью точного расчёта переходного слоя, предлагаемый подход даёт конечную величину теплового поля на любом расстоянии от условной границы, в том числе и внутри металла. На мой взгляд, это наглядный пример того, как расчёт свойств пространственно неоднородной системы фермионов даёт возможность рассчитать свойства пространственно неоднородной системы бозонов.

Работа выполнена при подготовке проекта №13-02-97034- Поволжье.

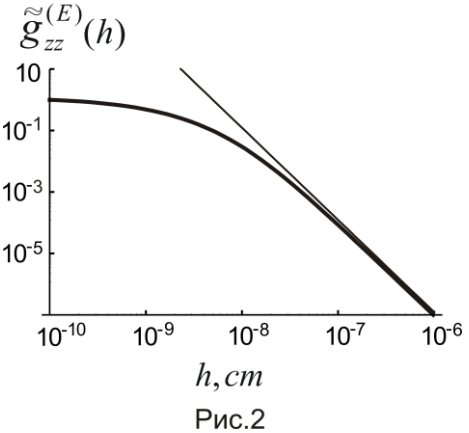


Рис.2

1. Левин М.Л., Рытов С.М. «Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике», (Москва: Наука, 1967).
2. Eguiluz A.G. Phys. Rev. Lett., **51** 1907 (1983).
3. Eguiluz A.G. et al. Phys. Rev. B, **30** 5449 (1984).
4. Schaich W.L., Phys. Rev. B, **31** 3409 (1985).
5. Kerker G.P. Phys. Rev. B, **23** 3082 (1981)

О средней энергии квантового осциллятора

И.А. Дорофеев

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

E-mail: dorof@ipm.sci-nnov.ru

Задача о квантовом гармоническом осцилляторе, в том или ином аспекте, имеется в любом учебнике по квантовой механике. Её ценность, помимо очевидного методического смысла, связана ещё и с тем, что иногда искомое решение задачи можно представить в виде разложения по модам системы, если эти моды «хорошо» определены, а каждой моде сопоставить осциллятор. Заметим, что речь идёт о свободном осцилляторе, то есть не связанном с каким-либо окружением. Его гамильтониан хорошо известен

$$\hat{H} = \hat{p}^2 / 2m + m\omega^2 \hat{x}^2 / 2, \qquad (1)$$

где $\hat{x}$, $\hat{p}$, m -операторы смещения и импульса частицы и её масса. Средняя энергия вычисляется как $\left\langle \hat{H} \right\rangle \equiv \Theta = Tr\{\hat{\rho}\hat{H}\}$, например в [1], с использованием равновесной матрицы плотности $\hat{\rho} = \exp(-\hat{H}/k_B T)/Tr\{\exp(-\hat{H}/k_B T)\}$, что приводит к широкоизвестному результату $\Theta(\omega) = (\hbar\omega/2)Coth(\hbar\omega/2k_B T)$. Это выражение чрезвычайно часто фигурирует в решениях. Однако, глядя на гамильтониан (1), нельзя не отметить, что рассматриваемая частица никакого отношения к термостату не имеет, поскольку наблюдаемые термостата совершенно не представлены в этом гамильтониане. Поэтому неизбежно приходится положить, что такое решение подразумевает бесконечно слабую связь выделенной частицы (моды) с термостатом. Или по-другому, рассматривается система с бесконечно узкой спектральной линией, или бесконечно большой добротностью, время релаксации которой к состоянию термодинамического равновесия бесконечно. Нет нужды говорить, что подобная ситуация не может быть универсальной. Существует обширная литература, в которой, так или иначе, учитываются связи выделенной частицы. Например, более реальную задачу можно сформулировать, рассматривая связь частицы с большим резервуаром, например большим числом гармонических осцилляторов [2]. Соответствующий гамильтониан можно записать следующим образом

$$\hat{H} = \hat{p}^2 / 2m + m\omega^2 \hat{x}^2 / 2 + \sum_{j=1}^{N} \left[\hat{p}_j^2 / 2m_j + m_j \nu_j^2 (\hat{q}_j - \hat{x})^2 / 2 \right], \qquad (2)$$

где $\hat{q}_j$, $\hat{p}_j$, ν_j, m_j - операторы координат и импульсов частиц, формирующих резервуар, их собственные частоты и массы. Далее без шляпок. Использование гейзенберговских уравнений движения приводит к квантовому ланжевеновскому уравнению для смещения частицы, из которого путём усреднения несложно получить средние квадраты $\left\langle x^2(t) \right\rangle$ и $\left\langle \dot{x}^2(t) \right\rangle$, а затем и среднюю энергию связанного осциллятора

$$\bar{U}(\omega) = m\left\langle \dot{x}^2(t) \right\rangle / 2 + m\omega^2 \left\langle x^2(t) \right\rangle / 2 = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{N} \left(\frac{m_j}{m} \right) \nu_j^2 \frac{\left(\nu_j^2 + \omega^2\right)\Theta(\nu_j)}{\left|\beta(\omega, \nu_j)\right|^2}, \qquad (3)$$

где $\beta(\omega, \nu_j) = (\omega^2 - \nu_j^2) - i\nu_j \mu(\nu_j)$, а $\mu(\nu_j)$ - косинус Фурье-образ функции памяти. Отметим, что в (3) входит средняя энергия $\Theta(\nu_j)$ осциллятора резервуара. Перейдём от суммы в (3) к интегральному представлению, путём стандартного введения квазинепрерывного распределения осцилляторов резервуара с плотностью $\eta(\omega)$, а затем введём новое обозначение $\rho(\nu) = \eta(\nu)\pi m(\nu)\nu^2 / 2m$, имеющее тот же физический смысл.

Такой переход даёт возможность окончательно записать выражение для средней энергии связанного квантового осциллятора

$$\bar{U}(\omega) = \int_0^{\Omega_{\max}} \frac{d\nu}{\pi} \rho(\nu) \frac{\left(\nu^2 + \omega^2\right)\Theta(\nu)}{\left|\beta(\omega, \nu)\right|^2}. \qquad (4)$$

Необходимо отметить, что верхний предел интегрирования положен некоторой константе, связанной с максимально возможной энергией возбуждений в резервуаре. Заметим также, что записанное в виде (4) выражение для средней энергии, содержащее спектральную функцию $\rho(\omega)$, даёт широкие возможности для моделирования взаимодействия(пассивный, или активный резервуар). В работе [3], формальное расхождение выражения на верхнем пределе связано с тем, что резервуар бесконечного числа осцилляторов в принципе может сообщить бесконечно большую энергию выделенному осциллятору. Здесь мы ограничимся случаем,

когда диссипативные потери осциллятора характеризуются некоторой константой затухания, то есть, положим $\mu(\nu) = 2\gamma$. Тогда имеем из (4)

$$\bar{U}(\omega) = \int_0^{\Omega_{\max}} \frac{d\nu}{\pi}(\nu^2 + \omega^2)\Theta(\nu)\frac{2\gamma}{(\nu^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2\nu^2}, \qquad (5)$$

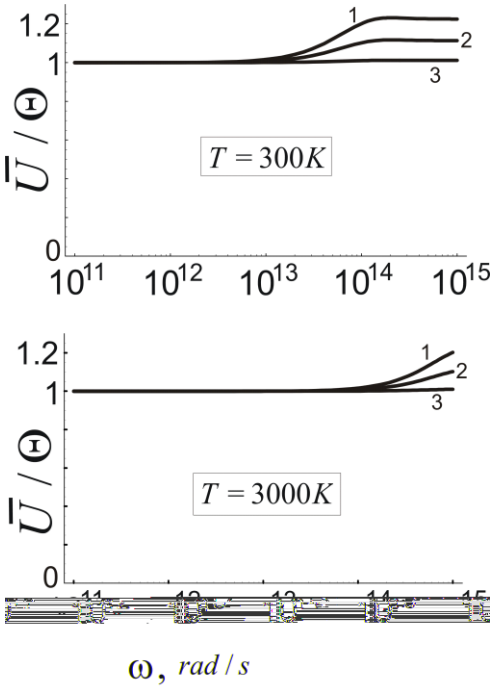
где в подынтегральном выражении специально выделена часть, являющаяся одним из представлений дельта–функции, при условии пренебрежения диссипацией в системе ($\gamma \to 0$). Полезно записать также это выражение через добротность $Q = \omega/2\gamma$, введя новую переменную $x = \nu/\omega$

$$\bar{U}(\omega) = \int_0^{X_{\max}} \frac{dx}{\pi}(x^{-2} + 1)\Theta(x,\omega)\frac{Q^{-1}}{(x^{-1} - x)^2 + Q^{-2}}, \qquad (6)$$

Из (5) и (6), пользуясь свойствами дельта-функции легко получить естественный результат при условии пренебрежения потерями $\gamma \to 0$ или $Q \to \infty$.

$$\bar{U}(\omega) \to \Theta(\omega) = \frac{\hbar\omega}{2} Coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \equiv \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}. \qquad (7)$$

Для сравнения, на рисунке представлено отношение средней энергии осциллятора с конечной добротностью $\bar{U}$ к средней энергии свободного осциллятора Θ как функция частоты при разных температурах термостата, значения которых указаны на вставках. Цифры у кривых соответствуют различным добротностям, а именно, 1- $Q = 5$, 2- $Q = 10$, 3- $Q = 100$. Верхний предел интегрирования, например в формуле (6), равный отношению дебаевской частоты к частоте осциллятора $X_{\max} = \Omega_D/\omega$ брался в диапазоне $10^2 \div 10^4$, что не влияло на качественный результат. Из полученных расчётов следует, что в пределе $\gamma << \omega$ средние энергии осцилляторов приблизительно совпадают, по крайней мере в задачах, связанных с резервуаром типа твёрдого тела, и в диапазоне разумных температур. При понижении температуры, отличие в средних энергиях осцилляторов распространяется на более низкие частоты.



В заключение отметим, что энергии систем таких осцилляторов будут разными

$$E_S = \int_0^\infty \sigma_0(\omega)\Theta(\omega)d\omega \neq \int_0^\infty \sigma(\omega)\bar{U}(\omega)d\omega = U_S, \qquad (8)$$

где $\sigma_0(\omega)$ и $\sigma(\omega)$ спектральные плотности распределения свободных и связанных осцилляторов в двух разных системах. Отметим также, что из рассмотренной в [4] задачи о взаимодействии двух квантовых осцилляторов с конечной добротностью, непосредственно следуют приведённые здесь формулы.

Усилия автора могут материально поддержать РФФИ, Министерство промышленности и инноваций г. Нижний Новгород (проект №13-02-97034), а также частные лица.

1. А Мессиа. «Квантовая механика», т. 1. Москва Наука, 1978.
2. Weiss U. “Quantum dissipative systems” , 2nd ed. London World Scientific Publishing, 1999.
3. Халили Ф.Я. УФН, **173** 301–316 (2003).
4. Illarion Dorofeyev// arXiv:1207.3881

О спектральных и пространственных особенностях распределения полей поверхностных поляритонов

И.А. Дорофеев[1], ***Е.А. Виноградов***[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2]Институт спектроскопии РАН, г. Троицк, Московская область

E-mail: dorof@ipm.sci-nnov.ru

Основные результаты феноменологической теории термостимулированных полей твёрдых тел изложены в монографии [1]. Спектральную плотность энергии u_ω равновесного теплового поля, генерируемого в вакууме на расстоянии h от полупространства, на которое нанесено произвольное число плоских слоёв плёнок с любыми свойствами, можно рассчитать по известным формулам, см, например [2,3,4]

$$u_\omega(h,T) = u_{0\omega}(T) + \left[u_{0\omega}(T)/2\right]\mathrm{Re}\int_0^{\pi/2}\sin\theta d\theta\left[\sin^2\theta\left(R^S + R^P\right)\right]exp(2ik_0 h\cos\theta) + u_\omega^{Ev}(h,T), \quad (1)$$

где $u_{0\omega}(T) = \Theta(\omega,T)\omega^2/\pi^2c^3$ – формула Планка,

$$u_\omega^{Ev}(h,T) = \left[u_{0\omega}(T)/2\right]\int_0^\infty dy\exp(-2k_0hy)\left[(y^2+1)\left(\mathrm{Im}\{R^P\} + \mathrm{Im}\{R^S\}\right)\right], \quad (2)$$

$R^{P,S}$ - коэффициенты Френеля, T - температура всей равновесной системы. Из (1) и (2) следует, что на достаточно больших расстояниях от поверхности, спектр поля описывается формулой Планка, как это и должно быть. На сравнительно малых расстояниях превалируют квазистационарные поля, при этом пространственное распределение спектральных компонент поля зависит от оптических свойств материала образца Для иллюстрации относительного вклада частей термостимулированного поля в спектральную плотность энергии, мы рассчитали отношение $\tilde{u}_\omega^{Ev} = u_\omega^{Ev}/u_\omega$ квазистационарной части поля (2) к полной энергии (1) в зависимости от безразмерного расстояния k_0h для простейшего случая полупространства из алюминия или карбида кремния SiC. При этом моделями диэлектрической проницаемости служили модель Друде ($\omega_P \approx 1.2\times10^5 cm^{-1}, \nu \approx 10^3 cm^{-1}$) и осцилляторная модель для карбида кремния ($\omega_{TO} = 793cm^{-1}$, $\omega_{LO} = 969cm^{-1}$, $\gamma = 4,76cm^{-1}$, $\varepsilon_\infty = 6,7$)). На рисунках 1, 2 представлены зависимости $\tilde{u}_\omega^{Ev}$ от k_0h , соответственно для алюминия и for SiC в различных спектральных диапазонах. Толстой кривой на всех рисунках представлена та же зависимость на частоте кулоновского поляритона $\omega_{QP} = 86280\,см^{-1}$ для алюминия и $\omega_{QP} = 947\,см^{-1}$ для SiC ("QP"- квазистатический поляритон). Частота ω_{QP} является корнем уравнения $\mathrm{Re}\{\varepsilon(\omega)\}+1=0$, и соответствует на дисперсионной кривой участку, где групповая и фазовая скорости поверхностных поляритонов равны нулю. Рисунок 1a) соответствует частотному диапазону $10^{-1}\nu \le \omega \le 10\nu$, рисунок 1b) – частотному диапазону эффективного возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов $\omega \le \omega_{QP}$, ($\mathrm{Re}\{\varepsilon\} < -1$), и рисунок 1c) – частотам, большим частоты кулоновского поляритона и плазменной частоты $\omega > \omega_{QP}$ и $\omega \ge \omega_P$. При этом на рисунке 1a) цифры соответствуют частотам $\omega = 10^{-1}\nu$ - кривая 1, $\omega = \nu$ - 2, $\omega = 10\nu$ - 3. На рисунке 1b) –частотам $\omega = 0,1\omega_{QP}$ - 1, $\omega = 0,5\omega_{QP}$ - 2, и $\omega = 0,9\omega_{QP}$ - 3. На рисунке 1c) –частотам $\omega = \omega_P$ - 1, $\omega = 1.3\omega_P$ - 2, и $\omega = 1,6\omega_P$ -3 .

Рисунок 2a) соответствует частотному диапазону, лежащему ниже частоты поперечного оптического фонона $\omega < \omega_{TO} = 793cm^{-1}$для SiC, рисунок 2b) – частотному диапазону поверхностных фонон-поляритонных возбуждений $\omega_{TO} = 793cm^{-1} < \omega < \omega_{QP} = 947cm^{-1}$, и рисунок 2c) – частотам, большим частоты кулоновского поляритона ($\omega > 947cm^{-1}$) и частоты продольного фонона $\omega_{LO} = 969cm^{-1}$.На рисунке 2a) цифры соответствуют частотам $\omega = 100см^{-1}$ - кривая 1, $\omega = 500см^{-1}$ - 2, $\omega = 700см^{-1}$ - 3. На рисунке 2b) –частотам $\omega = 820см^{-1}$ - 1, $\omega = 840см^{-1}$ - 2, и $\omega = 860см^{-1}$ -3. На рисунке 2c) –частотам $\omega = 1000см^{-1}$ - 1, $\omega = 1100см^{-1}$ - 2, и $\omega = 2000см^{-1}$ - 3. Из рисунков следует, что энергия квазистационарной части поля полностью превалирует на расстояниях от поверхности при $k_0h < 0.01$ для всех выбранных частот. При этом, «хвосты» поверхностных поляритонов затухают в вакууме вплоть до расстояний $k_0h \sim 10$, как это видно из рисунков 1b) и 2b). Спектральная глубина проникновения поля поверхностного поляритона в вакуум даётся формулой $\ell = \alpha_1^{-1}(\omega)$, где

$\alpha_1(\omega) = (\omega/c)\sqrt{-1/[1+\varepsilon(\omega)]}$. Квазистационарные поля в вакууме около металла в частотном диапазоне $10^{-1}\nu \le \omega \le 10\nu$ затухают на расстояниях $k_0 h < 1$ из-за высокого уровня джоулевой диссипации (рис.1a), или из-за нарушения условия $\mathrm{Re}\{\varepsilon\} < -1$ для поверхностных возбуждений (рис.1c). В целом, нужно отметить, что особенности затухания полей поверхностного типа зависят от спектрального диапазона, в котором они исследуются. При этом зависимость от расстояния плотности энергии теплового поля, проинтегрированной по всем частотам, практически не зависит от модели диэлектрической проницаемости [5], и существенно нарастает, начиная с расстояний, порядка пол-микрона, что хорошо согласуется с опытом работы исследователей, имеющих дело с атомно-силовым микроскопом.

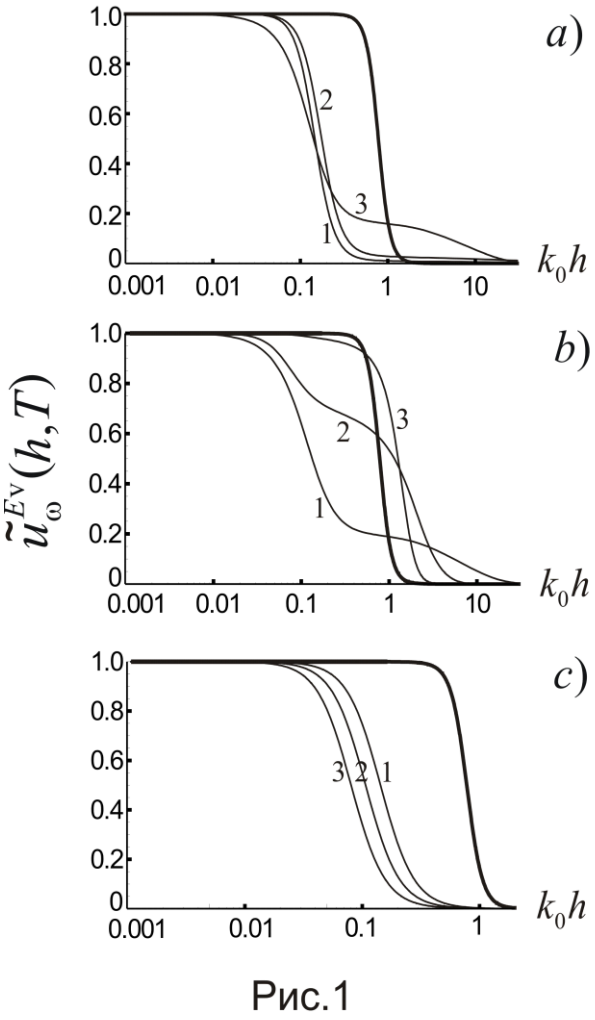


Рис.1

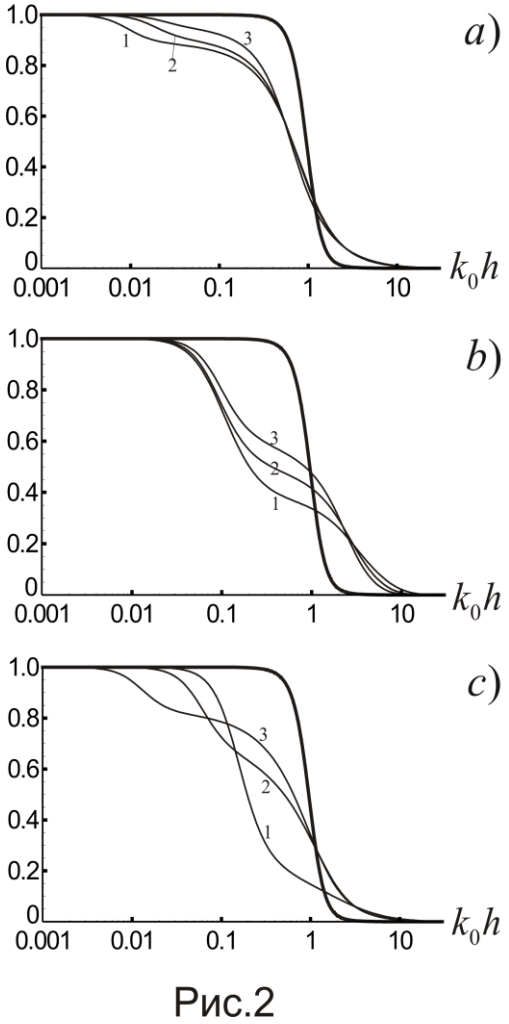


Рис.2

Авторы выражают благодарность РФФИ за финансирование работы по гранту 11-02-00325-а

1. Левин М.Л., Рытов С.М. «Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике», (Москва: Наука, 1967)

2. Виноградов Е.А., Дорофеев И.А. УФН, т.179, №5, СС.449-485 (2009).

3. Виноградов Е.А., Дорофеев И.А. «Термостимулированные электромагнитные поля твёрдых тел», (Москва: Физматлит, 2010)

4. Dorofeyev I.A., Vinogradov E.A. *Phys. Rep.*, **504**, 75-143 (2011).

5. Dorofeyev I.A. Phys. Scr., **84** 055003 (2011).

Энергия взаимодействия двух квантовых осцилляторов, связанных с независимыми квантовыми диссипативными системами

И.А. Дорофеев

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

E-mail: dorof@ipm.sci-nnov.ru

Квантовый осциллятор, связанный с термостатом, очень важная и полезная задача в динамике открытых квантовых систем. Броуновскую динамику квантовой системы с потерями можно исследовать, моделируя связь выделенной системы с большим числом гармонических осцилляторов (см. литературу в [1]). Такая, в целом чисто механическая гамильтоновая система «частица плюс тепловой резервуар», даёт возможность исследовать причину необратимой динамики выделенной, но связанной квантовой системы, и детально проследить переход от обратимых механических законов движения к необратимым законам термодинамики. В этом основной смысл изучения броуновских процессов. Рассмотрим задачу о двух взаимодействующих квантовых осцилляторах, связанных с разными большими резервуарами, моделями которых служат два набора N_1 и N_2 квантовых гармонических осцилляторов. Гамильтониан такой системы можно записать следующим образом [1]

$$\hat{H} = \hat{H}_{01} + \hat{H}_{02} + \hat{H}_{\text{int}} + \hat{H}_{B1} + \hat{H}_{B2} = \hat{p}_1^2/2m_1 + \hat{V}_1(\hat{x}) + \hat{p}_2^2/2m_2 + \hat{V}_2(\hat{y}) - \lambda\left(\hat{x}\hat{y} + \hat{y}\hat{x}\right)/2 + \\ + \sum_{j=1}^{N_1}\left[\hat{p}_j^2/2m_j + m_j\omega_j^2(\hat{q}_j - \hat{x})^2/2\right] + \sum_{k=1}^{N_2}\left[\hat{p}_k^2/2m_k + m_k\omega_k^2(\hat{q}_k - \hat{y})^2/2\right] \quad (1)$$

где $\hat{x}$, $\hat{y}$, $\hat{p}_{1,2}$, $m_{1,2}$ -операторы координат и импульсов выделенных частиц и их массы, $\hat{V}_{1,2}(\hat{x})$ -потенциальные энергии внешних сил, λ - константа связи, $\hat{q}_j$, $\hat{p}_j$, ω_j, m_j и $\hat{q}_k$, $\hat{p}_k$, ω_k, m_k - операторы координат и импульсов частиц, формирующих два термостата, их собственные частоты и массы, эти операторы подчиняются обычным коммутационным соотношениям $[\hat{x}, \hat{p}_1] = i\hbar$, $[\hat{y}, \hat{p}_2] = i\hbar$, $[\hat{q}_i, \hat{p}_j] = i\hbar\delta_{ij}$.

Далее шляпки у операторов не будут использоваться. Использование квантовых уравнений движения для операторов x, p_1, y, p_2 и q_j, p_j, q_k, p_k, с последующим исключением операторов p_1, p_2 и q_j, p_j, q_k, p_k, приводит к следующей системе связанных квантовых ланжевеновских уравнений

$$\begin{cases} \ddot{x}(t) + \int_{-\infty}^{t} dt'\mu_1(t-t')\dot{x}(t') + V_1'(x)/m_1 = (\lambda/m_1)y + F_1(t), \\ \ddot{y}(t) + \int_{-\infty}^{t} dt'\mu_2(t-t')\dot{y}(t') + V_2'(x)/m_2 = (\lambda/m_2)x + F_2(t), \end{cases} \quad (2)$$

где $F_{1,2}(t)$ - имеющие операторный смысл случайные силы, источником которых являются термостаты, а $\mu_{1,2}(t)$ - функции памяти [2,3]. Переходя к Фурье-представлению в (2) и рассматривая гармонические потенциалы $V_1 = m_1\omega_{01}^2x^2/2$ и $V_2 = m_2\omega_{02}^2y^2/2$, где ω_{01} и ω_{02} - собственные частоты двух выделенных осцилляторов, получаем решение системы уравнений

$$x(\Omega) = \frac{(\lambda/m_1)F_2(\Omega) + \beta_2(\Omega)F_1(\Omega)}{D(\Omega)}, \quad y(\Omega) = \frac{(\lambda/m_2)F_1(\Omega) + \beta_1(\Omega)F_2(\Omega)}{D(\Omega)}, \quad (3)$$

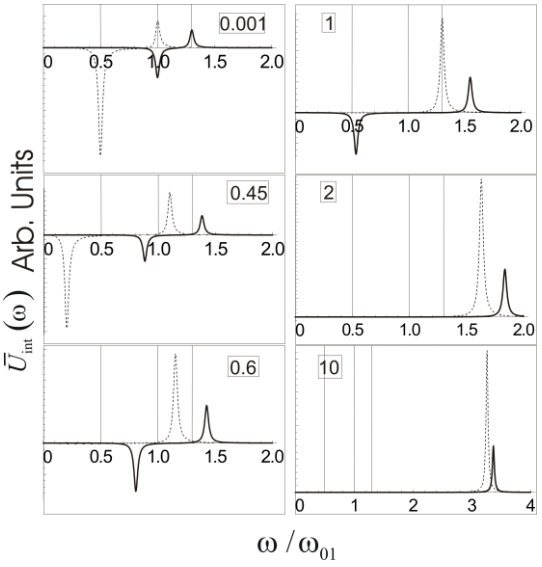
где $\beta_s(\Omega) = (\omega_{0s}^2 - \Omega^2) - i\Omega\mu_{1,2}(\Omega)$, $(s = 1, 2)$, $D(\Omega) = \beta_1(\Omega)\beta_2(\Omega) - \lambda^2/m_1m_2$.

Из полученного решения (3) следует, что броуновские смещения выделенных осцилляторов $x(\Omega)$, $y(\Omega)$ определяются случайными силами $F_1(\Omega)$, $F_2(\Omega)$, как первого, так и второго тепловых резервуаров, благодаря константе связи λ, даже в случае, когда два термостата совершенно независимы друг от друга. Из (3) следует, что флуктуации положения двух связанных осцилляторов состоят из двух частей $x(\Omega) = x_1(\Omega) + x_2(\Omega)$ и $y(\Omega) = y_1(\Omega) + y_2(\Omega)$, разделённых по различному действию разных резервуаров. Из гамильтониана (1) мы рассчитали средние значения $\langle H_{01}\rangle$, $\langle H_{02}\rangle$ и $\langle H_{\text{int}}\rangle$. В этой связи стоит отметить, что в так называемом омическом приближении (марковском), величины $\langle H_{01}\rangle$ и $\langle H_{02}\rangle$ совпадают со средними значениями энергий осцилляторов [4]. Таким образом, рассмотрим марковский случай, когда $\mu_{1,2}(\Omega) = 2\gamma_{1,2}$. После обратного Фурье-преобразования (3), прямой расчёт величин $x^2(t)$

и $y^2(t)$ с последующим усреднением по переменным термостатов, путём использования известных средних $\langle q_n q_m \rangle = (\hbar/2m_n\omega_n)Coth(\hbar\omega_n/2k_BT)\delta_{nm}$, $\langle p_n p_m \rangle = (\hbar m_n\omega_n/2)Coth(\hbar\omega_n/2k_BT)\delta_{nm}$, $\langle q_n p_m \rangle = -\langle p_n q_m \rangle = (1/2)i\hbar\delta_{nm}$, например из [5], в случае независимых тепловых резервуаров с разными температурами T_1 и T_2 даёт возможность найти среднее значение энергии первого осциллятора $\bar{U}_1 = m_1\langle \dot{x}^2(t)\rangle/2 + m_1\omega_{01}^2\langle x^2(t)\rangle/2$, второго $\bar{U}_2 = m_2\langle \dot{y}^2(t)\rangle/2 + m_2\omega_{02}^2\langle y^2(t)\rangle/2$ и их средней энергии взаимодействия $\bar{U}_{\text{int}}(T_1,T_2) = -\lambda\left[\langle x(t)y(t)\rangle + \langle y(t)x(t)\rangle\right]/2$, как это сделано в [1]. Переход к квазинепрерывному распределению осцилляторов в резервуарах со спектральными плотностями $\rho_{1,2}(\omega)$ приводит к следующему точному выражению для средней энергии взаимодействия двух квантовых осцилляторов с конечной добротностью

$$\bar{U}_{\text{int}}(T_1,T_2) = -\frac{2\lambda^2}{m_1m_2}\left\{\int_0^{\Omega_m}\frac{d\omega}{\pi}\rho_1(\omega)\frac{\Theta(T_1)\,\mathrm{Re}\{\beta_2(\omega)\}}{|D(\omega)|^2} + \int_0^{\Omega_m}\frac{d\omega}{\pi}\rho_2(\omega)\frac{\Theta(T_2)\,\mathrm{Re}\{\beta_1(\omega)\}}{|D(\omega)|^2}\right\} = \int_0^{\Omega_m} d\omega\,\bar{U}_{\text{int}}(\omega), \quad (4)$$

где $\Theta(T) = (\hbar\omega/2)Coth(\hbar\omega/2k_BT)$, и мы ввели спектральную плотность средней энергии взаимодействия $\bar{U}_{\text{int}}(\omega)$. Величина $\Omega_{\max}$ определяет максимально возможную энергию возбуждения в каждом из термостатов(она может быть разной в каждом из термостатов). В твёрдом теле это дебаевская частота. Численные расчёты были выполнены с использованием спектральных плотностей $\rho_{1,2}(\omega)$ в (4) дебаевского и гауссового типа. Соответственно, использовались выражения $\rho_{1,2}(\omega) = 2\gamma(\omega/\omega_{01,2})^2$ и $\rho_{1,2}(\omega) = 2\gamma\exp[-(\omega-\omega_{01,2})^2/2\sigma^2]$. Параметры для осцилляторов выбраны следующие: $m_1 = m_2 = 10m_a = 10^{-23}g$, где m_a - атомная единица массы, $\omega_{01} = 10^{13}rad\cdot s^{-1}$, что типично для инфракрасного спектра колеблющихся атомов в твёрдом теле. Важные особенности в спектральном составе энергии взаимодействия демонстрируются на рисунке, на котором показана зависимость $\bar{U}_{\text{int}}(\omega)$ от нормированной частоты ω/ω_{01} при различных константах связи λ/λ_0, приведённых на вставках. Нормировка проведена на значение жёсткости $\lambda_0 = m_1\omega_{01}^2 = 1000g(rad/s)^2$ первого осциллятора. Сплошная и пунктирная линии соответствуют случаям, когда собственная частота второго осциллятора больше ($\omega_{02} = 1.3\omega_{01}$) и меньше($\omega_{02} = 0.5\omega_{01}$) частоты первого осциллятора. Параметры затухания $\gamma_i = 0.02\omega_{0i}$, $i = 1,2$. Несмотря на произвольные единицы величины $\bar{U}_{\text{int}}(\omega)$, отношения пиков на рисунке истинные. Из левой части рисунка следует, что при слабой связи между осцилляторами ($\lambda \ll \lambda_0$), резонансы $\bar{U}_{\text{int}}(\omega)$ расположены на значениях собственных частот. При усилении связи($\lambda \le \lambda_0$) увеличивается сдвиг резонансов от их невозмущенных положений. При сравнительно сильной связи ($\lambda \ge \lambda_0$) «мягкие» моды двух пар осцилляторов сдвигаются в низкочастотную область ($\omega < \omega_{01}$), вплоть до полного исчезновения. При предельно сильной связи ($\lambda \gg \lambda_0$) фактически возникают навязанные колебания связанных осцилляторов на частоте $\omega^2 \approx \lambda/\sqrt{m_1m_2}$, которое следует из резонансного условия $\mathrm{Re}\{D(\omega)\} = 0$ при $\lambda^2 \gg \omega_{01}^2\ \omega_{02}^2 m_1m_2$. Зависимость энергии взаимодействия (4) от константы связи приведена в [1]. Анализ показывает, что результаты решения этой задачи качественно совпадают с результатами решения задачи о вандерваальсовом взаимодействии систем в квазиравновесных условиях [6].



Работа автора была поддержана в 2012 г., и частично подготовлена при написании проекта №13-02-97034- Поволжье.

1. Illarion Dorofeyev// arXiv:1207.3881.
2 Ford G.W., Lewis J.T. and O'Connell R.F. Phys. Rev. A 37 (1988) 4419.
3. Hänggi P. and Ingold G-L., Chaos 15 (2005) 026105.
4. Ford G.W., Lewis J.T. and O'Connell R.F., Stat J. Phys. 53 (1988) 439.
5. Ford G.W., Kac M. and Mazur P., Math J. Phys. 6 (1965) 504.
6. Dorofeyev I., Phys. Rev. E 82 (2010) 011602.

Высокочастотная проводимость в наклонном магнитном поле в структурах p-$Si_{0.4}Ge_{0.6}$/Ge/$Si_{0.4}Ge_{0.6}$ с анизотропным g-фактором

И.Л. Дричко[1], ***В.А. Малыш***[1], ***И.Ю. Смирнов***[1], ***А.В. Суслов***[2], ***M. Kummer***[3,4], ***H.von Känel***[3]

[1] Физико-техничекий Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург
[2] National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, Florida 32310, USA
[3] Laboratorium für Festkörperphysik ETH Zürich, CH-8093 Zürich Switzerland
[4] EpiSpeed SA, Technoparkstrasse 1, CH-8005 Zürich Switzerland

e-mail: irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

Измерения поглощения Γ и изменения скорости ΔV/V поверхностной акустической волны (ПАВ) были проведены в гетероструктурах p-GeSi/Ge/GeSi с единичной квантовой ямой Ge.с концентрацией p =6×10^{11} $см^{-2}$ в температурном диапазоне (0.3 -5.8) К, частотах 30 и 85 МГц в магнитном поле до 18 Тл. Из экспериментальных кривых с помощью формул, приведенных в работе [1], были определены зависимости реальной части высокочастотной проводимости σ_1 от магнитного поля в температурном диапазоне (0.3-5.8) К. На рис.1 приведены зависимости этой проводимости от магнитного поля при разных температурах.

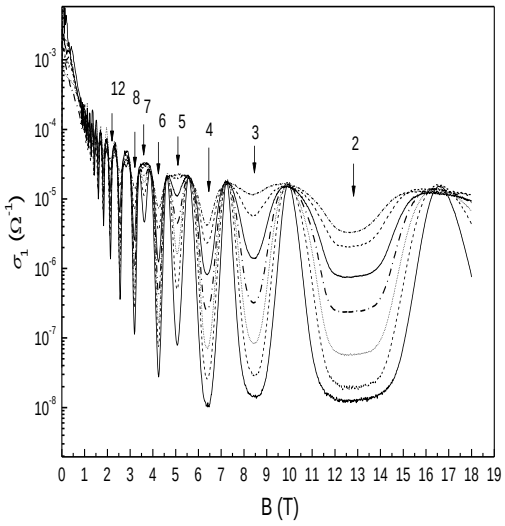


Рис. 1. Зависимость проводимости σ_1 от магнитного поля при температурах: 0.3К, 0.7К, 1.1 К, 2.5 К, 4 К, 5.8К, f=30 MHz

На рис.1 стрелками указаны величины чисел заполнения, которые соответствуют: четные – орбитальному расщеплению уровней Ландау, а нечетные – спиновому. Из зависимостей проводимости от магнитного поля видно, что в этой структуре наблюдаются осцилляции типа Шубникова –де Гааза и квантовый эффект Холла.

Используя температурную зависимость проводимости в магнитных полях, в которых наблюдаются осцилляции Шубникова–де Гааза (до 3 Тл), можно определить подвижность делокализованных носителей заряда – дырок, транспортное и квантовое времена релаксации. Зависимость подвижности от температуры представлены на рис.2.

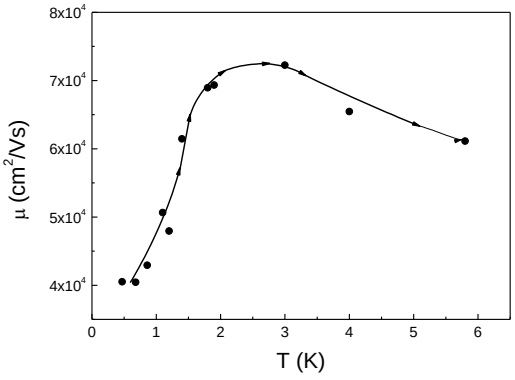


Рис. 2. Зависимость подвижности от температуры

Из рисунка видно, что подвижность дырок в этом материале высокая ~ $6\times10^4$$см^2$./Вс (при T=4.2 К) и в области температур (0.3-5.8) К немонотонно зависит от температуры.

Определены величины транспортного τ_t и квантового τ_q времен релаксации, $\tau_t=2.3\times10^{-12}$ с при T=0.3 К, а отношение $\tau_t/\tau_q=4$ и практически не зависит от температуры.

Основной задачей этой работы было определение величины g-фактора.

Используем стандартную процедуру для определения g-фактора. Строим зависимости $\ln\sigma_1$ от 1/T, где σ_1 - проводимость в минимумах осцилляций, соответствующих спиновому расщеплению, с номерами ν=3, 5 и 7. В области температур, в которой выполняется закон Аррениуса

$$\sigma_1 \sim \exp[-\Delta E/2kT],$$

где $\Delta E = g\cdot\mu_B\cdot B$, μ_B- магнетон Бора, для каждого ν определяются значения ΔE, а величина g-фактора определяется из наклона зависимости ΔE (B). Она оказалась равной g=5. Определение g-фактора из температурной зависимости проводимости в минимумах четных осцилляций с большими числами заполнения ν>8 дало величину g=9.

Для определения g-фактора еще одним способом обычно используется метод совмещения [2]. Для этого были проведены измерения поглощения и изменения скорости ПАВ при T=0.3 К в зависимости от угла наклона магнитного поля относительно нормали к поверхности образца. Известно, что валентная зона материалов типа Ge и Si в 2-мерных слоях под действием растяжения (в исследуемых структурах 2-мерный канал находится

в напряженной квантовой яме германия) расщепляется так, что верхней зоной оказывается зона тяжелых дырок. При условии сильной деформации, когда энергия расщепления легких и тяжелых дырок превышает энергию Ферми, спиновое расщепление в зоне тяжелых дырок определяется компонентой магнитного поля, перпендикулярной плоскости структуры, т.к. в этом случае g-фактор сильно анизотропен [3,4,5]. В результате, амплитуда осцилляций, соответствующих спиновому расщеплению- с нечетными числами заполнения, не должна зависеть от угла наклона магнитного поля. Однако на эксперименте зависимость от угла наклона отсутствует лишь до угла $\theta \sim 60^0$, а затем угловая зависимость наблюдается не только для осцилляций с $\nu=5,7$, но и для осцилляций с четными номерами $\nu>8$. На рис.3 представлены зависимости проводимости от нормальной составляющей магнитного поля $B_\perp$ для$\nu=5,6,7,8,10$.

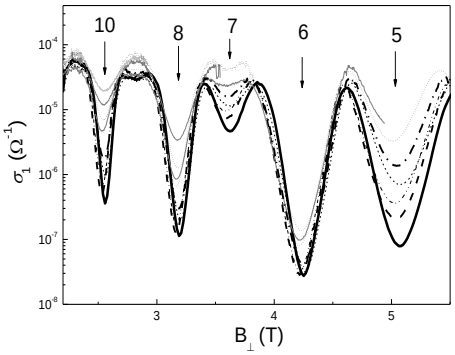


Рис. 3. Зависимость σ_1 от нормальной составляющей магнитного поля, стрелки указывают число заполнения, T=0.3 K, f=30 МГц для разных углов θ: 0^0, 54^0,57^0,62^0,68^0,74^0,75^0,78^0

Из рисунка видно, что для осцилляций с числом заполнения $\nu \geq 5$ при увеличении угла наклона θ проводимость в минимумах растет, при этом амплитуда осцилляций уменьшается. При изменении угла от 0^0 до 82^0 амплитуда осцилляций для $\nu=7$ уменьшается вплоть до их исчезновения, однако пересечения уровней Ландау не наблюдается.

Необходимо подчеркнуть, что проводимость в минимумах осцилляций, соответствующих и спиновому расщеплению уровней Ландау, и в минимумах осцилляций, соответствующих орбитальному расщеплению, растут при увеличении угла θ. Обычно при изменении относительного положения уровней Ландау при росте угла наклона эти проводимости изменяются в противофазе. На рис.4 представлены зависимости проводимости в минимумах осцилляций от угла наклона для разных чисел заполнения. По-видимому, наблюдаемые особенности связаны с ростом компоненты магнитного поля вдоль плоскости квантовой ямы при увеличении угла наклона магнитного поля относительно нормали к плоскости образца.

Как указывалось в статье [6], зоны для дырок в 2-мерных объектах типа Ge должны быть сильно непараболичны, поэтому значение g-фактора зависит от величины уровня Ферми. Действительно, на дне зоны тяжелых дырок g=23.4[4], в то время как для образца с множественными квантовыми ямами p-Ge/GeSi с $p \sim 1\times10^{11}$см$^{-2}$ g=14±1.4 [7], а в нашей работе g=7±2 для $p=6\times10^{11}$ см $^{-2}$, что подтверждает выводы, сделанные в [6].

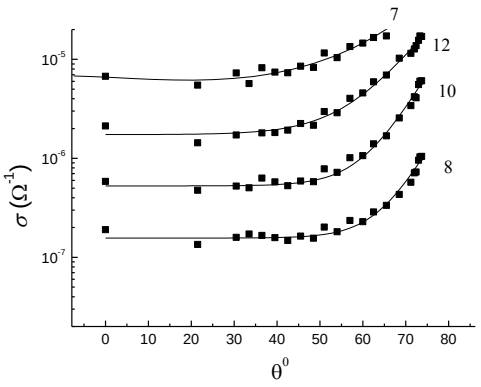


Рис. 4. Зависимость проводимости в минимумах осцилляций с разными числами заполнения от угла наклона магнитного поля, T=0.3 K, 30 МГц

Часть работы выполнялась в лаборатории «Сильных магнитных полей» (США)

Работа поддержана проектом РФФИ 11-02-00223, проектом Президиума РАН , Программой «Спинтроника» отделения Физики РАН. Работа в США поддерживалась грантами the NSF through Cooperative Agreement No. DMR-0654118, the State of Florida, and the US Department of Energy.

1. Drichko I.L. High frequency hopping conductivity in the quantum Hall effect regime: Acoustical studies /. I.L Drichko., A.M. Diakonov, I. Yu. Smirnov, Yu. M. Galperin. A. I. Toropov // Phys. Rev. B. 2000. V. 62, № 11. P. 7470-7476

2. Fang F. F. Effects of a Tilted Magnetic Field on a Two-Dimensional Electron Gas/ F. F. Fang and P. J. Stiles // Phys. Rev. 1968. V. 174, №;3. P. 823–828

3. Martin R.W. Two-dimensional spin confinement in strained-layer quantum wells / R..W. Martiт, R.J. Nicholas, G.J.Rees, S.K.Haywood, N.J.Mason, P.J.Walker // Phys.Rev. B. 1990. V.42, N14. P. 9237-9240

4.Арапов Ю.Г**.** Осцилляции магнитосопротивления в напряженных сверхрешетках $Ge/Ge_{1-x}Si_x$ в наклонном магнитном поле / Ю.Г. Арапов, Н.А. Городилов, О.А. Кузнецов, В.Н. Неверов, Л.К. Орлов, Р.А. Рубцова, Г.И. Харус А,

Р.А. Рубцова, Г.И.. :

Лазер зеленого диапазона длин волн на основе AlGaInP/GaAs

А.А. Дубинов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время большое число исследований направлено на преодоление разрыва в зеленом диапазоне длин волн полупроводниковых лазеров на основе A3B5. На основе структур InGaN/GaN удалось достигнуть длины волны лазерной генерации 520-530 нм [1]. Продвижение в более длинноволновый диапазон в структурах на основе InGaN/GaN затруднено из-за большой разницы постоянных решеток GaN и InGaN с большим содержанием индия, необходимым для этого диапазона длин волн. С другой стороны зеленого диапазона удалось достичь генерации только на длинах волн не короче 590-580 нм в структурах на основе AlGaInP/GaAs и GaInP/GaAs [2], что связано с тем, что полупроводники AlGaInP и GaInP становятся непрямозонными при больших долях Al и Ga, соответственно.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию возможности создания лазера в зеленом диапазоне длин волн на основе гетероструктуры AlGaInP/GaAs с большим содержанием Al и зависимости порогового тока от степени легирования AlGaInP. Хотя твердый раствор $(Al_xGa_{1-x})_{0.49}In_{0.51}P$ с x < 0.55 [3] –прямозонный в пространстве импульсов полупроводник, разница между энергиями X - долины (ближайшей по энергии долины к Γ – долине) и Γ – долины для $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ составляет только 29 мэВ [3], а прямой оптический переход соответствует длине волны 560 нм при комнатной температуре. Из-за того, что плотность состояний в X – долине существенно превосходит плотность состояний в Γ – долине, а энергетический разрыв между ними сравним с комнатной температурой, то большая часть электронов будет находиться в X – долине, что препятствует созданию достаточной инверсии населенности для лазерной генерации. Для достижения достаточной инверсии населенности необходимо инжектировать в активный слой большую концентрацию электронов и дырок, что приводит к большим пороговым плотностям тока из-за ожерекомбинации.

Рассмотрим лазер на двойной гетероструктуре, согласованной по постоянной решетки с GaAs, в которой активный слой $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ толщиной d помещен между ограничительными слоями $(Al_{0.6}Ga_{0.4})_{0.49}In_{0.51}P$, толщины которых значительно превышают d. Оценку для пороговой плотности тока в нашем случае можно получить из следующего выражения (носители в зонах считаем вырожденными в условиях инверсии населенности):

$$j = qd\left(R_A + B_X n_X p + B_\Gamma n_\Gamma p\right) \qquad (1),$$

где q – заряд электрона, R_A – скорость ожерекомбинации, B_X и B_Γ, n_X и n_Γ – коэффициенты излучательной рекомбинации и концентрации электронов в X и Γ долинах, соответственно, p – концентрация дырок.

Скорость оже-рекомбинации в объемных полупроводниках обычно записывают как [4] $R_A = C_n n^2 p + C_p p^2 n$, где $n = n_X + n_\Gamma$, а C_n и C_p – коэффициенты оже-рекомбинации, соответственно. Коэффициенты C_n и C_p для широкозонных A3B5 материалов недостаточно изучены [4] и значения этих коэффициентов для $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ нам неизвестны. В основном можно найти только суммарное значение этих коэффициентов для широкозонных A3B5 материалов: $C = C_n + C_p$. Поэтому в данной работе использовалась аппроксимация коэффициента C для $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ из работы [4]: 10^{-30} см^6/с. Также и коэффициенты излучательной рекомбинации для $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ неизвестны, и для расчетов использовались значения $B_\Gamma = 10^{-10}$ см^3/с и $B_X = 10^{-13}$ см^3/с [3].

Для нахождения пороговых значений концентраций электронов и дырок можно использовать выражение для порога генерации лазера [5]:

$$gG = \alpha + \frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \qquad (2),$$

где g – коэффициент усиления активной среды, G – фактор оптического ограничения [5], α – коэффициент поглощения, как в активной среде, так и в ограничивающих слоях, L – длина лазера, R_1 и R_2 –коэффициенты отражения двух зеркал.

Вычислим коэффициент усиления при прямом междузонном переходе в объемном слое легированного донорной примесью твердого раствора $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$. Будем считать, что при накачке успевает установиться равновесное энергетическое распределение электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, но нет равновесия между этими зонами. В этом случае можно вести квазиуровни Ферми для электронов F_n и дырок F_p. Используя приближение параболических зон и пренебрегая переходами между электронами Γ долины и легкими дырками (так плотность состояний в зоне легких дырок намного меньше плотности состояний в зоне тяжелых дырок из-за значительной разницы в их массах) можно записать коэффициент усиления в следующем виде [5]:

$$g = \frac{(2m_R)^{\frac{3}{2}} q^2}{c\omega\hbar^3 m_0\sqrt{\varepsilon}}\left(\frac{m_0}{m_n} - 1\right)\frac{E_g\left(E_g + \Delta\right)}{3E_g + 2\Delta} \times \sqrt{\hbar\omega - E_g}\left[f_n - f_p\right],$$

$$f_n = \left[1+\exp\left\{\left(\frac{m_R}{m_n}\left(\hbar\omega - E_g\right) - F_n + E_g\right)/k_BT\right\}\right]^{-1} \quad (3)$$

$$f_p = \left[1+\exp\left\{\left(\frac{m_R}{m_n}\left(\hbar\omega - E_g\right) + F_p\right)/k_BT\right\}\right]^{-1} \quad -$$

функции распределения электронов и тяжелых дырок, T – температура полупроводника, m_0 – масса свободного электрона, ω –частота усиливаемого излучения, c – скорость света в вакууме, $\hbar$ и k_B – постоянные Планка и Больцмана, соответственно, ε - диэлектрическая проницаемость полупроводника, m_n и m_p – масса плотности состояний электронов в Г долине и тяжелых дырок, соответственно, $m_R = m_n m_p/(m_n + m_p)$, E_g – ширина прямой запрещенной зоны полупроводника, отчитываемая от потолка валентной зоны, Δ - энергия спин-орбитального расщепления. Квазиуровни Ферми для электронов и дырок в зависимости от инжектируемых носителей можно найти из следующих выражений:

$$N + n = \frac{2}{\hbar^3}\left(\frac{m_n k_B T}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \Phi_{1/2}\left(\frac{F_n - E_g}{k_B T}\right) + \quad (4) \text{ и}$$

$$\frac{2}{\hbar^3}\left(\frac{m_x k_B T}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \Phi_{1/2}\left(\frac{F_n - E_g^X}{k_B T}\right)$$

$$p = \frac{2}{\hbar^3}\left(\frac{m_p k_B T}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \Phi_{1/2}\left(\frac{-F_p}{k_B T}\right) \quad (5),$$

где N – концентрация полностью ионизованной при комнатной температуре донорной примеси, m_x – масса плотности состояний электронов в X – долине, E_g^X – энергетический разрыв между потолком валентной зоны и дном X –долины в зоне проводимости, $\Phi_{1/2}$ – интеграл Ферми-Дирака [5].

Поглощение в рассматриваемом лазере в основном связано с поглощением излучения на свободных носителях. Коэффициент поглощения можно вычислить по формуле Друде, использовав данные по подвижности [3]. Оценка поглощения на свободных носителях в столь сильнолегированном полупроводнике $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ n-типа показывает, что в диапазоне длин волн около 555 нм это поглощение не существенно из-за квадратичной зависимости поглощения от длины волны излучения и составляет около 10 см$^{-1}$.

Используя выражения (2-5) можно найти величину j по формуле (1) в рассматриваемом лазере в зависимости от N и от экспериментально неизвестного отношения $\beta = C_p/C_n$ при фиксированном C (см. рис. 1). Например, для GaAs значение $\beta \sim 5$ [6]. В расчетах использовались следующие параметры лазера: длина волны излучения 560 нм, d = 200 нм, G = 0.5 (вычислено для величины d), L = 1 мм, R_1 = 0.95 (практически полностью отражающее зеркало) и R_2 = 0.34 (зеркало образовано разницей показателей преломления полупроводника и воздуха), T = 300 К, концентрация инжектированных электронов и дырок считалась равной.

Из рис. 1 видно, что при небольших концентрациях N значение j практически не зависит от β и составляет 17.5 кА/см^2. Отметим, что величина j для рассматриваемого лазера сопоставима с величиной j лазеров на основе InGaN/GaN, излучающих в диапазоне длин волн 520-530 нм [1]. Однако при больших концентрациях N величина j существенно зависит от β. Зависимость j от N имеет минимум при $N = N_{opt}$, величина и положение которого зависит от β. При больших β пороговая плотность тока при оптимальном легировании может снижаться почти в 2 раза по сравнению с j слаболегированной структуры. При уменьшении β до 1 (см. вставку на рис. 3) N_{opt} уменьшается до 0, а минимальная j стремиться к значению j для слаболегированной структуры.

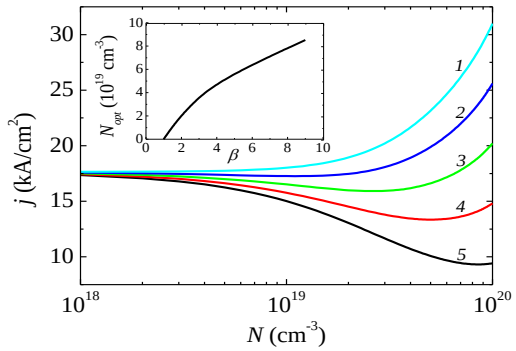


Рис. 1. Зависимость j от N в слое $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ для рассматриваемого в статье лазера для 5 значений β: 1 (*1*), 1.5 (*2*), 2.33 (*3*), 4 (*4*), 9 (*5*). На вставке приведена зависимость N_{opt} в слое $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ от значения β

В заключение можно сделать вывод, что в рассматриваемом лазере минимальная пороговая плотность тока при $\beta > 1$ достигается при достаточно сильном легировании активной области (и достаточно больших потерях на свободных носителях) в отличие, от лазеров, в которых активная область состоит из прямозонного полупроводника с большой разницей энергий между дном прямой и дном непрямой долины в зоне проводимости. В таких лазерах стараются снизить до минимально возможного уровня легирование активной области для уменьшения потерь на свободных носителях, а, следовательно, и для снижения пороговой плотности тока [2]. Причина столь сильно различия определяется двумя факторами: разницей энергий между дном прямой и дном непрямой долины в зоне проводимости, и превалированием оже - рекомбинации дырок над оже- рекомбинацией электронов.

Автор выражает благодарность В.Я. Алешкину за многочисленные полезные обсуждения, способствовавшие написанию этой работы.

1 Enya Y. et al., Appl. Phys. Express **2**, 082101 (2009).
2. Tanaka T. et al., Appl. Phys. Lett. **66**, 783 (1995).
3. http://www.matprop.ru/
4. Bulashevich K.A., Karpov S.Yu. Phys. stat. solidi (c) **5**, 2066 (2008).
5. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т. 1. М.: Мир, 1981, 300 с.
6. Takeshima M., Appl J. Phys. **58**, 3846 (1985).

Волноводный эффект квантовых ям GaAsSb в лазерной структуре на GaAs

***В.Я. Алешкин*[1, 2], *А.А. Афоненко*[3], *Н.В. Дикарёва*[4], *А.А. Дубинов*[1, 2], *К.Е. Кудрявцев*[1, 2], *С.В. Морозов*[1, 2], *С.М. Некоркин*[4]**

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[3] Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
[4] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время ведется большое количество исследований, направленных на улучшение характеристик полупроводниковых лазеров: увеличения мощности, квантовой эффективности, качества выходящего излучения [1]. Одним из важных составляющих полупроводникового лазера, которое ответственно за многие его характеристики, является волновод. Обычно для создания волновода используются либо ограничительные слои с показателем преломления меньшим показателя преломления сердцевины волновода (например, ограничительные слои InGaP или AlGaAs для лазеров на основе GaAs), либо используется волноводный слой с большим показателем преломления (InAlGaAsP), чем в подложке (InP). В этом случае сама подложка играет роль ограничительного слоя.

Общеизвестно, что в случае симметричного волновода (когда слой с большим показателем преломления заключен между неограниченными слоями с меньшим показателем преломления) возможно существование TE_0 и TM_0 мод при любой сколь угодно малой толщине волновода [2]. Следовательно, электромагнитная мода может быть локализована в окрестности волноводного слоя, толщина которого на порядки меньше длины волны этой моды. В случае полупроводниковых лазеров, генерирующих в области длин волн порядка 1 мкм, таким волноведущим слоем может выступать слой даже толщиной порядка 10 нм. Отметим, что такая толщина характерна для квантовых ям, играющих роль активной среды в лазерах. Следовательно, принципиально возможно построение лазеров, в которых квантовые ямы будут играть двойную роль - служить активной и волноведущей средами. В таких лазерах отсутствует необходимость в обычном волноводе, а, следовательно, они обладают более простой конструкцией, что очень важно для технологии. В работах [3, 4] была продемонстрирована возможность одновременного использования квантовых ям в качестве волноведущих и активных слоев в полупроводниковых лазерах.

В настоящей работе показана возможность использования квантовых ям только в качестве волноведущих слоев. Для этого была выращена структура методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в горизонтальном реакторе на подложке GaAs (см. Таблица 1), содержащая 3 квантовые ямы GaAsSb толщиной 10 нм каждая, разделенных барьерами GaAs толщиной 100 нм.

Таблица 1

Параметры структуры GaAs/GaAsSb

Номер	Состав	Толщина, нм
1	GaAs (подложка и буфер)	-
2	GaAsSb	10
3	GaAs	100
4	GaAsSb	10
5	GaAs	100
6	GaAsSb	10
7	GaAs	3600

Расчет распределения электрического поля в ТЕ моде методом трансфер матриц для выращенной структуры приведен на рис. 1. Для исследования оптических свойств был сделан скол (110) грани структуры. Оптическое возбуждение осуществлялось пятном диаметром ~ 5 мм вблизи скола при температуре жидкого азота. Для оптического возбуждения использовалось излучение параметрического генератора света MOPO-SL ("Spectra-Physics") с длительностью импульса 10 нс и длиной волны 730 нм. В качестве приемника излучения из структуры использовались диодная линейка (диапазон работы 0.62-2.2 мкм). При превышении мощности возбуждения порогового значения наблюдалась суперлюминесценция (обужение ширины спектра излучения с 15 до 3 нм и резкое увеличение интенсивности излучения) на длине волны, соответствующей оптическому переходу в объемном GaAs (длина волны 835 нм). Спектр излучения из образца показан на рис. 2. Порог перехода в суперлюминесцентный режим составил 2 кВт/см^2. При значительно меньших плотностях мощности накачки в спектре превалирует люминесценция из квантовых ям GaAsSb в широкой линии около длины волны 935 нм. Однако при увеличении плотности мощности накачки люминесценция на этой длине волны незаметна на фоне люминесценции из GaAs. Объяснить наблюдаемое можно следующим образом. Выращенные квантовые ямы GaAsSb оказались низкого качества (на что указывает широкий спектр люминесценции из них), и, кроме того, неглубокими для

электронов. Поэтому коэффициент усиления в этих квантовых ямах оказался значительно ниже, чем коэффициент усиления в объемном GaAs при интенсивном оптическом возбуждении. Однако, не смотря на низкое качество квантовых ям GaAsSb, показатель преломления в них значительно превосходит показатель преломления GaAs и эти квантовые ямы играли роль волноведущих слоев для волны с длиной волны 835 нм. Отметим, что в структуре без квантовых ям суперлюминесценция не наблюдалась, что подтверждает волноводный эффект квантовых ям GaAsSb в лазерной структуре на основе GaAs.

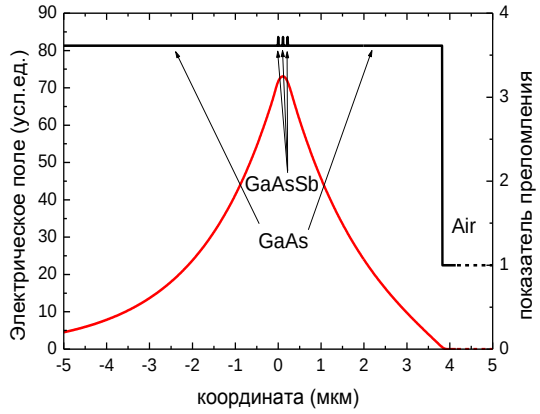


Рис. 1. Зависимость электрического поля TE моды на длине волны 835 нм и показателя преломления структуры от координаты роста структуры.

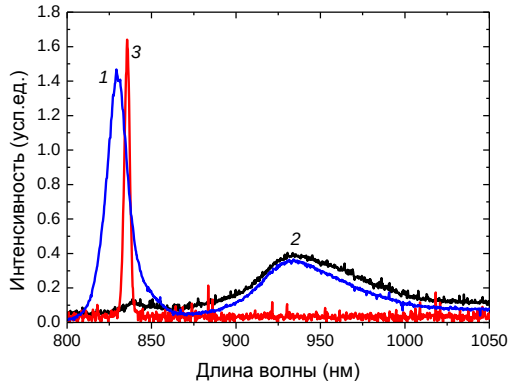


Рис. 2. Спектр излучения структуры на основе GaAs с 3 квантовыми ямами GaAsSb при T = 77 K и при накачке излучением непрерывного Nd:YAG лазера с длиной волны 532 нм (*1*) и параметрического генератора света с длиной волны 730 нм при мощности меньшей пороговой (*2*) и большей пороговой (*3*).

В заключение обсудим преимущества и недостатки лазеров с волноводом на квантовых ямах. Очевидно, что 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 [3, 4] и в рассматриваемой структуре имеется всего одна мода, и поэтому нет проблемы возбуждения мод высокого порядка. Следует также отметить практическое отсутствие в таких волноводах рассеянного лазерного излучения (суперлюминесценция наблюдается только со скола). Очевидно также упрощение конструкции лазера. К недостаткам следует отнести увеличение поглощения света на свободных носителях – это плата за широкую область локализации моды. Кроме того, отсутствует ограничение носителей широкозонными слоями в волноводной области, поэтому не захваченные квантовыми ямами носители могут диффундировать вглубь p- и n-областей. К недостаткам также можно отнести возможность использования таких волноводов только в системах с достаточно большой разностью показателей преломления квантовых ям и окружающих их областей.

Следует отметить, что в этой работе продемонстрирована только принципиальная возможность создания лазеров с таким волноводом и необходимы дальнейшие экспериментальные исследования достоинств и недостатков таких лазеров.

Работа была выполнена при поддержке грантов Президента РФ по поддержке молодых российских ученых (МК-678.2012.2) и ведущих научных школ (НШ-4756.2012.2), программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009 - 2013 годы (госконтракт № 8578), программы фундаментальных исследований ОФН РАН № 7, РФФИ (13-02-97058 - р_поволжье, 13–02-97062 - р_поволжье), РФФИ-БРФФИ (12-02-90024-Bel).

1. Bachmann F., Loosen P., Poprawe R. High power diode laser. Technology and applications. (Springer, Berlin, 2007).

2. Yariv A., Yeh P. Optical waves in crystals (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1984).

3. В. Алёшкин Я., Дубинов А.А., Звонков Б.Н., К Кудрявцев.Е., Яблонский А.Н. Волноводный эффект квантовых ям InGaAs в полупроводниковых лазерах на основе GaAs и InP. «Нанофизика и наноэлектроника». Труды XVI международного симпозиума. 12-16 марта 2012 г. Нижний Новгород. Т.1, с. 241-242.

4. Aleshkin V. Ya., Dubinov A. A., Kudryavtsev K. E., Yablonskiy A. N., Zvonkov B. N. arXiv:1211.4312.

Селективно-легированные гетеровалентные структуры Ga(Al)As:Be/Zn(Mn)Se с двумерным дырочным каналом и их электрические свойства

Е.А. Европейцев, Г.В. Климко, Т.А. Комиссарова, И.В. Седова, С.В. Сорокин, Д.Ю. Казанцев, Б.Я. Бер, С.В. Иванов, А.А. Торопов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

evropeitsev@beam.ioffe.ru

Гетеровалентные структуры, включающие магнитные полупроводники химических групп A^3B^5 и A^2B^6, представляют интерес как с точки зрения разработки функциональных элементов магнитоэлектронных приборов [1,2], так и для изучения "эффектов близости" в слоистых магнитных системах [3]. Тем не менее, как показали недавние оптические исследования гетеровалентных квантовых ям AlGaAs/GaAs/ZnSe [4,5], задача формирования гетеровалентных интерфейсов с воспроизводимой величиной разрыва зон, более однородным распределением электронного потенциала и минимальной концентрацией точечных дефектов в приинтерфейсной области по-прежнему является актуальной, особенно для структур с транспортом двумерных носителей вдоль интерфейса A^3B^5/A^2B^6.

В настоящей работе сообщается об изготовлении и исследовании гетероструктур, содержащих двумерный канал проводимости с высокой концентрацией дырок, сформированный вблизи гетеровалентного интерфейса (Al)GaAs/Zn(Mn)Se. Эти исследования являются этапом на пути создания структур с ферромагнитным двумерным каналом проводимости с увеличенной температурой Кюри. На первой стадии методом молекулярно-пучковой эпитаксии в двухкамерной установке (STE3526, Semiteq) были выращены изовалентные структуры, включающие в себя квантовую яму (КЯ) $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ ($0.3<x<0.6$) толщиной 3–5 нм с селективным легированием Be в нижнем барьере AlGaAs. Использовались два метода легирования: δ-легирование и легирование в слое AlGaAs толщиной 10 нм. В разных образцах варьировался также уровень легирования Be. Параметры роста легированных слоев выбирались согласно ранее разработанной модели МПЭ AlGaAs:Be [6]. Концентрации и подвижности носителей заряда в структурах рассчитывались исходя из значений коэффициента Холла и удельного сопротивления, измеренных при 77 и 300 К в стандартной холловской геометрии и в геометрии Ван дер Пау в магнитном поле 0.1 Тл. Было показано, что максимальная концентрация дырок в двумерном (2D) канале изовалентных структур $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$, которая может быть получена с помощью δ-легирования Be, составляет 3×10^{13} см$^{-2}$ (T=300 К). Дальнейшее увеличение концентрации Be в δ-слое приводит к появлению проводимости n-типа, что, по-видимому, связано с формированием донорных дефектных комплексов. Использование вместо δ-легирования легированного слоя $Al_xGa_{1-x}As$:Be толщиной 10 нм, расположенного на том же расстоянии (4.5 нм) от КЯ GaAs, позволило повысить концентрацию дырок в 2D канале до 1.5×10^{14} см$^{-2}$ при подвижности 30 см^2/Вс (300 К). С помощью анализа результатов, полученных методом динамической масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС), было определено оптимальное расстояние (L = 8 нм) между квантовой ямой и легированным слоем для снижения концентрации Be в квантовой яме. Концентрация дырок в 2D канале такой изовалентной структуры составила 1×10^{14} см$^{-2}$ при их подвижности 50 см^2/Вс (300 К). На основе данной изовалентной структуры были изготовлены гетеровалентные структуры (рис.1) с различной толщиной $Al_{0.6}Ga_{0.4}As/GaAs$ барьера (d) между 3 нм двумерным каналом и слоем MnSe (5 МС). Толщина барьерного слоя варьировалась от 30 нм до 1.2 нм. Последнее значение является минимальным для формирования структурно совершенного гетеровалентного интерфейса GaAs/MnSe.

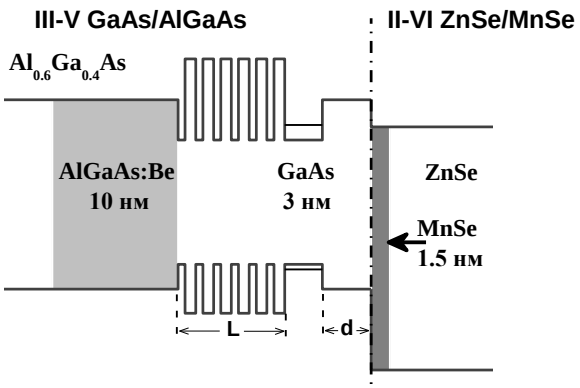


Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма гетероструктуры, содержащей КЯ GaAs/AlGaAs с высоким содержанием Al в барьере вблизи гетеровалентного интерфейса AlGaAs/MnSe

Длина диффузии Mn в КЯ GaAs из (Zn)MnSe анализировалась с помощью профилирования гетеровалентной структуры, отожженной при различных температурах, с помощью ВИМС. Электрические свойства двумерного дырочного канала гетеровалентных структур исследовались с помощью измерений эффекта Холла в температурном диапазоне 4.2–300 К в магнитных полях до 1 Тл. Обнаружено, что, несмотря на близость гетерова-

лентного интерфейса, в этих структурах также наблюдается дырочная проводимость, хотя концентрация дырок в 2D канале структур уменьшается при уменьшении расстояния до гетеровалентного интерфейса и при 1.2 нм составляет 1.5×10^{13} см$^{-2}$ при подвижности 100 см^2/Вс при 300 К. Анализ результатов, полученных с помощью ВИМС, показал, что такое уменьшение концентрации дырок при приближении КЯ к гетеровалентному интерфейсу, вероятно, связано с диффузией атомов Se, который является донорной примесью в КЯ, через гетеровалентный интерфейс.

Работа была поддержана грантами РФФИ ##11-02-01139, 11-02-01139-офи-м, 13-02-01063 и программой ОФН РАН “Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника”.

1. Fiederling R., Keim M., Reuscher G. et al. Nature **402**, 787 (1999).

2. Saito H., Yuasa S. and Ando K. Phys. Rev. Lett. **95**, 086604 (2005).

3. Choi I.S., An S.Y., Chung S.J. et al. J. Appl. Phys. **99**, 08D512 (2006).

4. Toropov A.A., Ya.V. Terent’ev, P.S. Kop’ev, et al., Phys. Rev. B **77**, 235310 (2008).

5. Liaci F., Kaibyshev V.Kh., Toropov A.A. et al. Phys. Stat. Sol. C **9**, 1790 (2012).

6. Ivanov S.V., Ledentsov N.N., Kop’ev P.S., Cryst J. Growth **108**, 661 (1991).

Исследование междолинных спин-орбитальных взаимодействий электронов в вырожденном основном состоянии мелкого донорного центра лития в моноизотопном кремнии ^{28}Si

А.А. Ежевский[1], ***С.А. Попков***[1], ***А.В. Сухоруков***[1], ***Д.В. Гусейнов***[1], ***N.V. Abrosimov***[2], ***H. Riemann***[2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[2] Leibniz Institute for Crystal Growth, Berlin, Germany

e-mail: ezhevski@phys.unn.ru

Инверсная структура уровней основного 1s состояния у изолированного донорного центра лития в кремнии дает уникальную возможность исследования междолинных спин-орбитальных взаимодействий электронов в вырожденном основном состоянии мелкого донора методом электронного парамагнитного резонанса.

В работе [1] мы исследовали образцы моноизотопного кремния с содержанием изотопа ^{28}Si 99.99% с малым содержанием кислорода (N~$2\cdot10^{14}$ см$^{-3}$), легированных литием. При температуре T~3.8 К было обнаружено семейство анизотропных спектров ЭПР, связанных с изолированным донорным центром Li. Спектры (g<2.000) наблюдались как без приложения внешней нагрузки к образцу, так и при сжатии вдоль направления [110]. Наблюдаемые спектры существенно отличались от спектров, полученных в более ранних работах [2]. Проведенный анализ экспериментальных данных и численное моделирование спектров и их угловых зависимостей показали, что спектр, имеющий компоненты g-тензора, соответствующие тетрагональной симметрии, состоит из двух линий, принадлежащих триплетному состоянию T_2, а две другие линии в спектре имеют угловую зависимость, характерную для дублетного состояния E. На основе анализа спектров с помощью спинового гамильтониана были определены параметры междолинных спин-орбитальных связей λ и λ', а также параметры Δ, характеризующие расщепление состояний под действием внутренних деформаций кристалла.

Для правильной оценки параметров λ, λ' и Δ, в работе использовался независимый подход в определении этих величин через угловые зависимости ширины линии парамагнитного резонанса с учетом роли внутренних деформаций кристалла. Данные о распределении этих деформаций в исходных кристаллах можно было получить на основе исследования центра Fe^0 в кремнии.

Согласно работам [3] Fe^0 в кремнии является примесью внедрения, встраивается так же, как и литий в тетраэдрические междоузлия, но в отличие от лития, имеет схожий ковалентный радиус с кремнием, железо слабо деформирует решетку кристалла. Таким образом, Fe^0 может служить тензочувствительным зондом [4], позволяющим определить вклад остаточных деформаций, создаваемых в процессе роста кристалла.

С этой целью в ходе исследования использовались серии образцов моноизотопного кремния ^{28}Si, легированные как Li так и Fe^0.

В отсутствие внешних или внутренних деформаций кристалла спектр ЭПР Fe^0 состоял бы из одиночной линии, уширенной при низких температурах неразрешенным сверхтонким взаимодействием с ядрами ^{29}Si. Однако наличие в кристалле внутренних деформаций, создаваемых точечными дефектами или дислокациями, приводит к дополнительному уширению спектра из-за возникающего различия в энергиях переходов $M_s = -1 \rightarrow M_s = 0$ и $M_s = 0 \rightarrow M_s = +1$.

Детальный анализ полученных спектров ЭПР примесного центра Fe^0 показал, что центральная часть спектра, относящаяся к двухквантовому переходу $M_s= -1 \rightarrow M_s=+1$ ($\Delta M_s=2$) значительно слабее зависит от действия деформации [5] по сравнению с переходами $M_s=-1 \rightarrow M_s=0$, $M_s=0 \rightarrow M_s=+1$ ($\Delta M_s=1$). Согласно этому, используя значения ширины линии ЭПР ($\Delta M_s=1$), измеренной (рис. 1) для направления магнитного поля параллельно тетрагональной оси [100], можно найти величину Δ, основной вклад в которую дают деформации, создаваемые дефектами кристалла: точечными дефектами и дислокациями в кремнии. Для линии с ΔH_{pp}=0.025 mT, параметр $\Delta=2.5\cdot10^{-7}$.

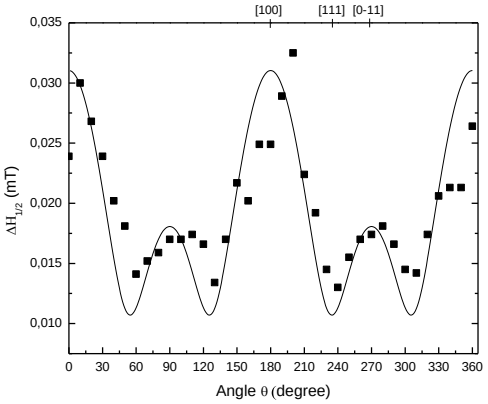


Рис. 1. Угловая зависимость ширины линии ЭПР Fe^0 для линии, соответствующей переходу $\Delta M_s=1$

Механизм влияния деформаций на ширину линии ЭПР донорного центра лития отличается от механизма, описанного выше для Fe^0 в кремнии [6]. Однако для мелких донорных центров приме-

сей V группы наиболее существенными механизмами, влияющими на ширину линии ЭПР, являются смещение g-фактора и изменение сверхтонкого взаимодействия при деформации [7]. Для лития механизм, связанный со сверхтонким взаимодействием, не существен, поскольку основное состояние не является синглетным. Следовательно, уширение линии ЭПР для лития можно записать:

$$\Delta H = \left|\frac{\partial g}{\partial e}\right| \frac{H}{g} \Delta \qquad (1)$$

Отношение $\left|\frac{\partial g}{\partial e}\right|$ определяется через λ/Δ_T, которое составляет, согласно [1], значение $5\cdot10^{-5}$.

Используя подход [4, 8] в определении неоднородного уширения линии ЭПР, где функция распределения деформаций рассматривалась с учетом угловой зависимости, выражение для ΔH можно записать в следующем виде:

$$\Delta H = \left[6\frac{\lambda}{\Delta_T}\frac{1}{\varepsilon}\frac{H}{g}\Delta(1+\xi_z^2) + 4\frac{\lambda}{\Delta_T}\frac{1}{\varepsilon}\frac{H}{g}\Delta(1-\xi_z^2)\right]\Phi_i^{1/2}, \qquad (2)$$

где, зависящая от угла функция Φ_i определяется как:

$$\Phi_i = 1 - 3F\left[1 - \left(\frac{4G_{44}}{3G_{11}}\right)^2\right],$$

$$F = \sin^2\theta\left(1 - \frac{3}{4}\sin^2\theta\right), \qquad (3)$$

G_{11}, G_{44} – спин-фононные константы

Теоретически рассчитанная зависимость ΔH линий ЭПР от направления магнитного поля, соответствующая триплетному состоянию T_{2z} лития, с использованием выражений (2, 3), а также экспериментальная зависимость представлены на рис. 2. Параметры зависимости, входящие в выражения (1), с помощью которых удалось описать экспериментальные данные, приведены в подписи к рисунку.

Как известно [8], для систем с s=1/2, уширение возникает в результате модуляции g-тензора спин-фононным взаимодействием. Таким образом, использование значений параметров спинового гамильтониана λ, λ', и Δ, определенных в [1], при анализе экспериментальных угловых зависимостей ширины линии триплета T_{2z} обнаруживается хорошее согласие с найденным вкладом деформаций в ширину линии триплета. Это означает, что, несмотря на то, что параметры расщепления триплетных и дублетных состояний Δ в [1] незначительно превышали энергии зеемановского расщепления, учет междолинного спин-орбитального взаимодействия во втором порядке теории возмущений по отношению к расщеплению за счет деформаций правильно описывает экспериментальные данные, полученные в [1] и в настоящей работе.

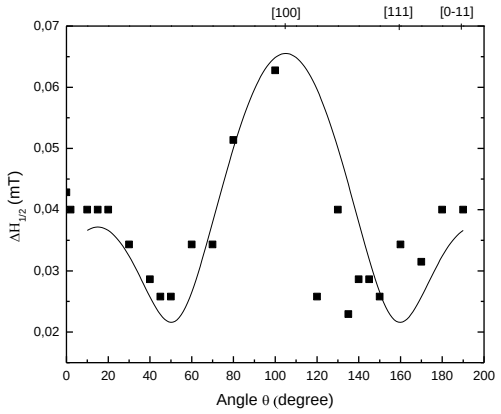


Рис. 2. Угловая зависимость ширины линии, соответствующей триплетному состоянию T_{2z} лития. Параметры спектра: g=1.99830±0.00005, $\lambda/\Delta_T=3.72\cdot10^{-5}$ и $\lambda'/\Delta_T=5.38\cdot10^{-5}$, $\Delta= 5\cdot10^{-6}$

1. Ежевский А.А., Гусейнов Д.В., Сухоруков А.В., Попков С.А., Abrosimov N.V., Riemann H. // ФТП. 2012. Т.46. С. 1468–1474.

2. Watkins G. D., Ham F.S. // Phys. Rev. 1970. V. 1. P. 4071–4071.

3. Ludwig G.W., Woodbury H.H. // Phys. Rev. 1958. V. 117. P. 102–108.

4. Бугай А.А., Кустов В.Е., Шаховцов В.И., Шиндич В. Л., Семенов Ю.Г. // ФТТ. 1985. Т. 27. С. 1824–1829.

5. McMahon D.H. // Phys. Rev. 1964. V. 134. P. 128–A139.

6. Ежевский А.А., Гусейнов Д.В., Сухоруков А.В., Попков С.А., Abrosimov N.V., Rieman H. // ФТП. 2013. Т. 47. С. 168–173.

7. Wilson D.K. // Phys. Rev. 1964. V. 134. P. A265–A285.

8. Колоскова Н.Г. // ФТТ. 1963. Т. 5. С. 62–65.

Высокоэффективный плазмонный детектор терагерцового излучения на основе транзисторной структуры GaAs/InGaAs с решеточным затвором

Д.М. Ермолаев[1], К.В. Маремьянин[3], Д.В. Фатеев[2], В.В. Попов[2], Н.А. Малеев[4], В.Е. Земляков[1], В.И. Гавриленко[3], С.Ю. Шаповал[1], Ф.Ф. Сизов[5]

[1]Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка
[2]Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратов
[3]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[4]Физико-технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
[5]Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, Киев

e-mail: yermolayev@iptm.ru

При создании миниатюрных частотно-селективных электрически перестраиваемых детекторов терагерцового (ТГц) излучения на основе коллективные колебания плотности заряда (плазмоны) в двумерном (2D) электронном газе в канале субмикронных полевых транзисторов [1], важной проблемой при создании плазмонного детектора является обеспечение хорошей связи плазмонов с ТГц-излучением. Дело в том, что подзатворные плазмоны в канале полевого транзистора с одиночным затвором оказываются слабо связанными с ТГц-излучением [2], так как они сильно экранированы затворным электродом. К тому же суммарный дипольный момент подзатворной плазмонной моды крайне мал из-за акустической природы этой моды, что также значительно снижает эффективность связи подзатворных плазмонов с ТГц-излучением. В работе [3] было показано, что широкоапертурный решеточный затвор полевого транзистора (рис. 1, вставка) представляет собой эффективной элемент связи между плазмонными модами в канале транзистора и ТГц-излучением. При этом эффективность связи значительно повышается при использовании решеточного затвора с узкими щелями (ширина щели значительно меньше периода решетки затвора).

Резонансное детектирование ТГц-излучения в транзисторных структурах GaAs/AlGaAs с решеточным затвором наблюдалось ранее в работах [4, 5]. Однако в указанных работах использовался решеточный затвор с широкими щелями (ширина щелей была равна ширине затворных электродов) и поэтому величина ТГц фотоотклика была сравнительно невелика (порядка нескольких микровольт при мощности падающего ТГц излучения несколько милливатт).

В данной работе исследовалось детектирование ТГц-излучения в транзисторной структуре GaAs/InGaAs с узкощелевым решеточным затвором большой площади (рис. 1), которая изготавливалась из выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии гетероструктуры GaAs/InGaAs с высокой подвижностью 2D электронного газа. Плотность электронов в квантовой яме составляла около $3\cdot10^{12}$ см$^{-2}$ при подвижности 5900 см^2/(В·с) (при T = 300 K), период решетки затворных электродов L = 3мкм, ширина затворных электродов W= 2,7 мкм (зазор между ними составлял 0,3 мкм), расстояние между решеточным затвором и каналом d = 46 нм. Площадь всей транзисторной структуры с решеточным затвором составляла 2×2 мм (рис. 2, вставка).

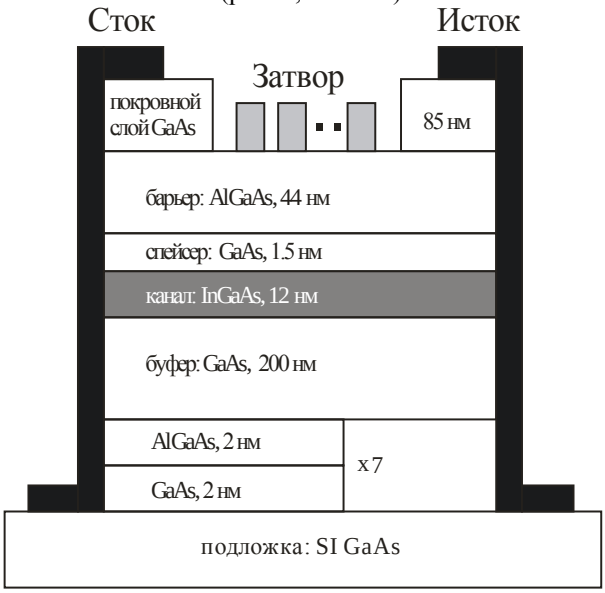


Рис. 1. Вертикальный разрез транзистора

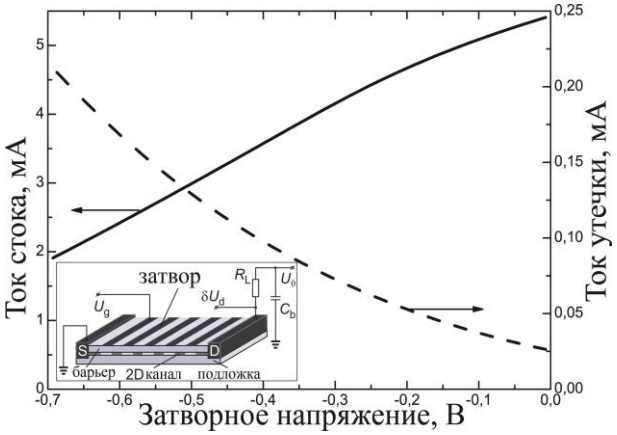


Рис. 2. Переходная характеристика и ток утечки (вставка: электрическая схема измерений выпрямленного напряжения)

Переходные характеристики, вольт-амперные характеристики (ВАХ) и фотоотклик структуры на

ТГц-излучение были измерены при T = 4,2 К. В качестве монохроматического источника излучения применялась лампа обратной волны с непрерывной перестройкой частоты излучения. Через канал пропускался небольшой (много меньше тока насыщения) постоянный ток смещения ~ 0,5 мА. Типичная зависимость тока «исток–сток» Ids транзисторной структуры GaAs/InGaAs с решеточным затвором от напряжения на затворе Ugs показана на рис. 2. Хотя измерения проводились только до Ugs = –0.7 В (с целью сберечь транзистор от пробоя затвора), интерполяция зависимости, показанной на рис. 1, к нулевому значению тока в транзисторной структуре позволяет сделать вывод о том, что напряжение отсечки составляет Uth ≈ –1 В. На рис. 3 представлена ВАХ структуры, измеренная при Ugs = –0 В, на которой при напряжении "исток-сток" больше 1 В виден участок насыщения тока.

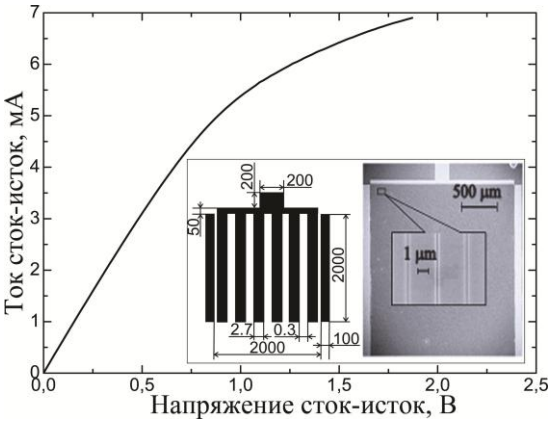


Рис. 3. ВАХ (вставка: схематичный вид и электронная фотография планарной структуры (размеры в микронах))

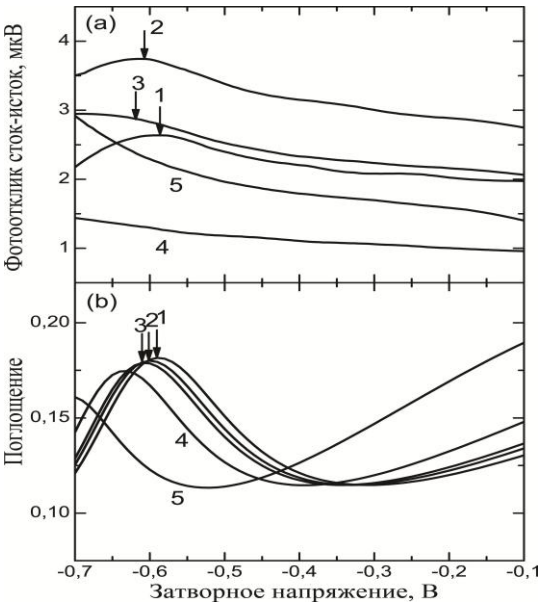


Рис. 4. Фотооклик сток-исток (а) и расчетная кривая поглощения (б) как функции затворного напряжения для частот: 697 ГГц (1), 688 ГГц (2), 682 ГГц (3), 659 ГГц (4) и 593 ГГц (5). Стрелки указывают положения плазмонных резонансов

На рис. 4(а) представлены зависимости сигнала фотопроводимости транзисторной структуры GaAs/InGaAs, измеренные при T = 4,2 К. Из графиков видно, что для каждой из частот падающего излучения положение резонансного пика фотоотклика смещается с ростом частоты в область больших отрицательных напряжений на затворе. Максимальная величина фотонапряжения на образце составляла около 4 мкВ, при падающей на детектор ТГц-мощности 14 мкВт соответственно чувствительность 280 В/Вт, что на два порядка лучше чем в [4, 5]. Поскольку через канал пропускался ток, то при оценке шумовой эквивалентной мощности учитывался дробовой шум (остальными шумами пренебрегалось). Оценка дала $6 \cdot 10^{-6}$ Вт/Гц$^{0.5}$, что значительно лучше чем в [4, 5].

Для количественного описания экспериментально наблюдаемого поведения резонансов при изменении затворного напряжения и частоты излучения было проведено электродинамическое моделирование возбуждения плазмонных резонансов в исследуемой структуре с использованием строго электродинамического подхода [6] с использованием модели «плавного канала» [7]. На рис. 4(б) приведены расчетные зависимости коэффициента поглощения от величины затворного напряжения для пяти частот падающего излучения, используемых в эксперименте. Заметим, что коэффициент поглощения в резонансе достигает величины 0.2, близкой к теоретическому пределу 0.5·(1-R),где R – коэффициент отражения транзисторной структуры в отсутствие решеточного затвора. Этот факт свидетельствует об эффективной связи плазмонов с ТГц-излучением. Резонансы поглощения связаны с возбуждением второй (n = 2) подзатворной плазмонной моды в квантовой яме.

Резонансный плазмонный отклик может быть значительно усилены в FET-структуре с узкощелевом решеточном затворе из-за сильной связи между ТГц излучением и плазмонными колебаниями и за счет уменьшения рассеяния между пальцами затвора. Эти результаты открывают возможности для значительного улучшения производительности плазмонных детекторов ТГц основанных на рещеточных FET-структурах. Хотя полученные значения чувствительности и NEP плазмонного детектора все еще неконкурентоспособны с хорошими некогерентными детекторами, дальнейшая оптимизация устройства вместе с электрической подстраевоемостью детектора может проложить путь для практического применения таких устройств.

1. Dyakonov M.I., Shur M.S. // IEEE Trans. on Electr. Devices, 43, 380 (1996).

2. Popov V.V. et al. // J. Appl. Phys. 98, 033510 (2005).

3. Popov V.V. et al. // Int. Journal of High Speed Electronics and Systems, 17, 557 (2007).

4. Peralta X.G. et al. // Appl. Phys. Lett. 81, 1627 (2002).

5. Shaner E.A. et al // Appl. Phys. Lett. 81, 193507 (2005).

6. Матов О.Р . и др. // ЖЭТФ, 109, 876 (1996).

7. Shur M.S. // Introduction to Electronic Devices. New York: Wiley, 1996.

Параметрическая неустойчивость двумерных магнитоплазмонов

***А.А. Заболотных*[2,1], *В.А. Волков*[1,2]**

[1] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва
[2] Московский физико-технический институт, Долгопрудный

e-mail: Volkov.V.A@gmail.com

Исследования микроволнового отклика двумерной электронной системы (ДЭС) с очень высокой подвижностью электронов (порядка 10^7 см^2/(В·с)) при низких температурах в магнитном поле вызывают большой интерес (см., например, обзор [1]). Сопротивление таких структур уже при небольшой мощности микроволновой накачки изменяется: оно осциллирует при изменении магнитного поля с периодом, определяемым отношением частоты облучения Ω к циклотронной частоте электронов ω_C [2,3]. При увеличении мощности облучения минимумы осцилляций углубляются, достигая нулевых значений [4,5].

Недавно в системах с ещё большей подвижностью был обнаружен новый эффект [6]-[9]: появление аномально высокого и узкого пика сопротивления ДЭС, возникающего, когда Ω находится вблизи $2\omega_C$. Происхождение этого эффекта неясно. Его возможному объяснению и посвящена данная работа.

В работе построена теория, использующая гидродинамический подход для описания магнитоплазмонов в ДЭС под действием неоднородного электрического поля частоты Ω, вызванного микроволновой накачкой. В реальных ДЭС поле, действующее на электроны, всегда неоднородно из-за наличия контактов, с помощью которых измеряется фотосопротивление, причем амплитуда этого поля $\mathbf{E_0}$ медленно падает по степенному закону при удалении от контакта внутрь ДЭС. Поведение магнитоплазмонов в ДЭС описывается в линейном приближении по плазмонным переменным (флуктуации гидродинамической скорости, плотности заряда и тока), но с учетом нелинейного вклада накачки. Показано, что скорость плазмона удовлетворяет уравнению, в котором присутствует параметрическое слагаемое. Периодичность этого слагаемого по времени приводит, согласно теореме Флоке-Блоха, к образованию зонного спектра магнитоплазмонов. Основная щель в этом спектре открывается на удвоенной циклотронной частоте $\Omega=2\omega_C$. Получено, что магнитоплазмоны могут становиться неустойчивыми, т.е. их амплитуда при увеличении накачки начинает экспоненциально нарастать во времени, если Ω находится вблизи $2\omega_C$.

В локальном приближении параметрическая неустойчивость магнитоплазмонов реализуется, если существует точка x, в которой градиент $\mathbf{E_0}(x)$ больше порогового значения. Оценки выражения для порога были получены в двух моделях: несамосогласованной, в которой не учитывается самосогласованный потенциал электронов, и модели плавного поля $\mathbf{E_0}(x)$. Полученные в этих моделях выражения коррелируют друг с другом.

Приведём выражение для порогового градиента, полученное в несамосогласованном приближении

$$|e(dE_0/dx)^{th}| = 2m\Omega(1/\tau^2 + (\Omega/2-\omega_C)^2)^{1/2},$$

где e, m – заряд и эффективная масса электрона ДЭС, τ – время релаксации гидродинамической скорости. Для реализации локальной неустойчивости условие $|(dE_0(x)/dx)| \geq |(dE_0/dx)^{th}|$ должно быть выполнено хотя бы в одной точке x.

Развитие неустойчивости приводит к разогреву системы, что, в свою очередь, приводит к увеличению сопротивления образца. Таким образом, при достаточно малой расстройке резонанса и достаточно большом времени релаксации (т.е. в образцах с большой подвижностью электронов) пороговый градиент электрического поля накачки оказывается достаточно малым и достижимым в реальных структурах. Этот сценарий способен объяснить появление гигантского узкого пика в фотосопротивлении, обнаруженного в экспериментах [6]-[9].

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 11-02-01290, 11-02-12143 и программами РАН.

1. Dmitriev I.A., A Mirlin.D., Polyakov D.G., and Zudov M.A. Rev. Mod. Phys., **84**, 1709 (2012).

2. Zudov M.A., Du R.R., Simmons J.A., and Reno J.L., Phys. Rev. B **64**, 201311(R) (2001).

3 Ye. P.D., Engel L.W., Tsui D.C., Simmons J.A., Wendt J.R., Vawter G.A., and Reno J.L. Appl. Phys. Lett. **79**, 2193 (2001).

4. Mani R.G., Smet J.H., Klitzing K. von, Narayanamurti V., Johnson W.B., and Umansky V. Nature (London) **420**, 646 (2002).

5. Zudov M.A., Du R.R., Pfeiffer L.N., and West K.W., Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).

6. Dai Ya., Du R.R., Pfeiffer L.N., and West K.W. Phys. Rev. Lett. **105**, 246802 (2010).

7. Dai Ya., Stone K., Knez I., Zhang C., Du R.R., Yang C., Pfeiffer L.N. and West K.W. Phys. Rev. B **84**, 241303(R) (2011).

8. Hatke A.T., Zudov M.A., L.N Pfeiffer. and West K.W. Phys. Rev. B **83**, 121301(R) (2011).

9. Hatke A.T., Zudov M.A., Pfeiffer L.N., and West K.W. Phys. Rev. B **83**, 201301(R) (2011).

Инжекционные лазерные конверторы A^2B^6/A^3N желто-зеленого спектрального диапазона

С.В. Иванов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

e-mail: ivan@beam.ioffe.ru

Отсутствие на рынке компактных полупроводниковых лазеров зеленого спектрального диапазона (520-550нм), необходимых для большого числа применений, таких как: проекционное лазерное телевидение, в особенности компактные пико-проекторы, интегрированные в смартфоны, ноутбуки и видеокамеры; локальные волоконно-оптические линии связи, использующие пластиковые волокна PMMA с окнами максимальной прозрачности на 510 и 570 нм; высококачественная цветная печать; лазерная навигация, локация и коммуникация, включая подводную; флуоресцентная диагностика клеток в медицине и др., - стимулирует широкий спектр исследований различных альтернативных способов получения эффективного лазерного излучения в данной области спектра. Несмотря на то, что компактные зеленые лазеры (530 нм) на основе второй гармоники (ЛВГ) ИК лазерных диодов (ЛД), работающие в непрерывном режиме с выходной мощностью 60 мВ и к.п.д. 6-12% [1, 2], уже имеются на рынке, основная масса исследований направлена на получение прямо-излучающих зеленых ЛД на основе гетероструктур AlGaN/InGaN [3-4], которые, как ожидается, выиграют у ЛВГ по стабильности, размерам и цене. В прошлом году совместные исследования Sumitomo SEI & Sony AML привели к прорыву в области создания зеленых InGaN ЛД, продемонстрировав непрерывное излучение на длинах волн 525-530 нм с выходной мощностью 100 мВт и временем жизни 5000 ч [6], а также ЛД, излучающий на 536 нм [7]. Тем не менее «истинный» зеленый диапазон (530-550 нм), а также желто-зеленый диапазон видимого спектра (560-580 нм) пока недостижимы для A^3N ЛД, и несомненно следует ожидать существенного ограничения их выходной мощности для этих диапазонов вследствие фундаментальных проблем структурного качества InGaN с большим содержанием In и больших пороговых токов таких ЛД. Интерес к разработке лазеров, излучающих в желто-зеленом диапазоне спектра, вызван прежде всего потребностью в их использовании в мультимедийных лазерных проекторах для расширения цветового пространства (CMYK).

В связи с этим идея использования для создания мощных зеленых и желто-зеленых компактных лазеров широкозонных соединений A^2B^6 в системах ZnMgSSe или BeMgZnSe с активной областью на основе квантовых ям (КЯ) (Be)ZnCdSe или квантовых точек (КТ) CdSe, легко перекрывающих весь интересующий спектральный диапазон (520-580 нм), по-прежнему привлекает внимание исследователей ([8] и ссылки в ней). В частности, недавно возобновлены исследования по разработке инжекционных лазеров A^2B^6 на основе халькогенидов Be на диапазон 540-570 нм [9]. И хотя в этих работах пока не затрагивается проблема деградации A^2B^6 ЛД, их параметры уже близки к параметрам InGaN ЛД зеленого диапазона, а детальный анализ всей совокупности деградационных проблем A^2B^6 ЛД , проведенный в [8], показывает, что долгоживущие A^2B^6 ЛД могут быть созданы в принципе. Исследования A^2B^6 получили дополнительную стимуляцию также в связи с недавней демонстрацией фотолюминесцентных A^2B^6/A^3N светодиодных (СД) конвертеров на основе нелегированных гетероструктур с ZnCdSe/MgZnCdSe КЯ, выращенных на подложках InP, излучающих в зеленом, желтом и красном спектральных диапазонах с квантовой эффективностью до ~70%, что позволило продемонстрировать более высокую эффективность зеленого СД конвертера на основе синего СД InGaN/GaN по сравнению с эффективностью прямо-излучающего зеленого СД InGaN/GaN с большим содержанием In [10].

В данном докладе речь пойдет об еще одном достаточно перспективном подходе к созданию компактных полупроводниковых лазеров зеленого и желто-зеленого спектральных диапазонов, развиваемом моей группой в тесном сотрудничестве с Институтом физики НАН Беларуси, а именно об инжекционных лазерных конвертерах A^2B^6/A^3N, в которых оптическая накачка зеленой лазерной наногетероструктуры A^2B^6 осуществляется излучением синего (или фиолетового) InGaN ЛД или СД. Идея такого конвертера была предложена несколько лет назад и реализована тогда в чисто оптической схеме [11]. Проведенные исследования по оптимизации конструкции и технологии лазерных наногетероструктур ZnMgSSe с активной областью на основе КТ CdSe, а также значительный прогресс в технологии A^3-нитридов, приведший к появлению на рынке мощных синих импульсных InGaN ЛД (выходная мощность более 1.5 Вт в импульсе), привели к демонстрации нами первых инжекционных лазерных конвертеров, в которых накачка A^2B^6 гетероструктуры осуществляется излучением такого A^3N ЛД [12]. Тем не менее, реализация эффективного коммерческого лазера, излучающего на большой мощности (свыше 100 мВт), в непрерывном режиме, требует дальнейше-

го снижения порога генерации гетероструктур A^2B^6.

В настоящей работе будут представлены результаты последних двух лет по разработке и оптимизации технологии молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), оптимизации конструкции и исследованию свойств лазерных гетероструктур на основе ZnMgSSe с КТ CdSe/ZnSe, используемых в качестве активных элементов зеленого и желто-зеленого A^2B^6/A^3N лазерных конвертеров. Гетероструктуры выращиваются на подложках GaAs (100) в двух-реакторной установке МПЭ STE3526 (Semiteq, Россия), в которой передача образцов из камеры роста A^3B^5 в камеру роста A^2B^6 происходит по сверхвысоковакуумному трубопроводу таким образом, что поверхностная реконструкция (2x4)As GaAs оказывается ненарушенной для формирования когерентного гетеровалентного интерфейса GaAs/ZnSe. Типичная лазерная структура (рис. 1) содержит нижний (1-1.2 мкм) и верхний (20-30 нм) ограничивающие слои $Zn_{1-x}Mg_xS_ySe_{1-y}$, изорешеточные с GaAs при составах x=0.10-0.12 и y=0.16-0.18, которые имеют ширину запрещенной зоны E_g ~2.9эВ при 300К. Функцией верхнего слоя ZnMgSSe является подавление поверхностной рекомбинации неравновесных носителей, возбужденных при оптической накачке, а нижнего - оптическое ограничение электромагнитной моды в волноводе. Волновод представляет собой переменно-напряженную сверхрешетку (СР) $ZnS_{0.15}Se_{0.85}$/ZnSe толщиной 100-200 нм, изорешеточную с GaAs как целое, в которую симметрично или асимметрично вставлены одна или несколько электронно-связанных плоскостей КТ CdSe, каждая номинальной толщиной 2.5-3 монослоя (МС), окруженных 10нм КЯ ZnSe. Расстояние между плоскостями не превышает 6 нм.

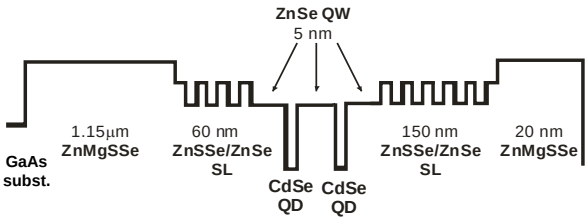


Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма типичной лазерной наногетероструктуры A^2B^6 для оптической накачки

Использование в подобных структурах варизонного волновода, обеспечивающего плавное снижение энергетических зон к активной области и представляющего собой набор короткопериодных СР Zn(Mg)SSe/ZnSe с постоянной концентрацией Mg и S и различным соотношением толщин составляющих слоев [13], при условии прецизионной компенсации напряжений как внутри СР, так и между отдельными областями лазерной гетероструктуры привело к заметному снижению пороговой плотности мощности возбуждения до значений P_{th}~1.5 кВт/см^2 [14] или в единицах импульсной мощности накачивающего лазерного диода - ~320 мВт [15]. Схематическая зонная диаграмма такой лазерной гетероструктуры с 5 плоскостями КТ CdSe и варизонным Zn(Mg)SSe/ZnSe СР-волноводом, а также соответствующий ей профиль деформаций относительно параметра решетки GaAs, иллюстрирующий концепцию компенсации упругих напряжений, приведены на рис. 2.

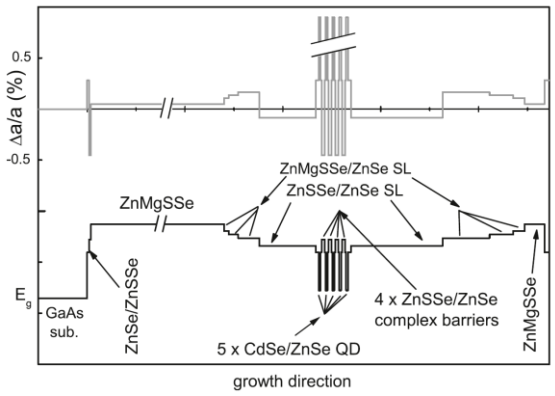
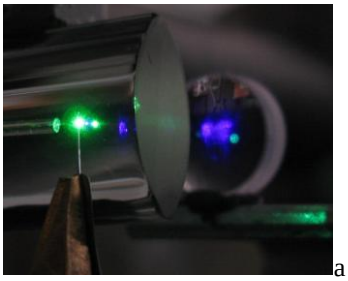
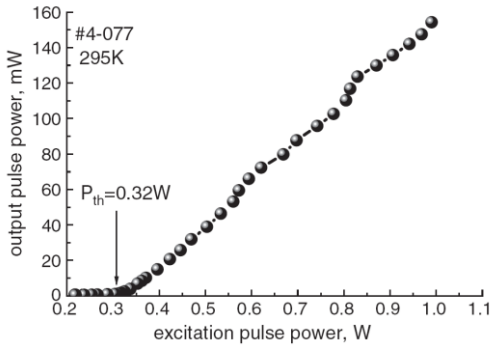


Рис. 2. Схематическая зонная диаграмма (внизу) и профиль деформаций (сверху) лазерной наногетероструктуры с варизонным волноводом

Данная гетероструктура в качестве активного элемента зеленого лазерного конвертера при накачке импульсным ЛД InGaN/GaN, излучающем на длине волны 416 нм (P_{exc}^{max}~1.0 Вт, t=50 нс, f=1кГц), продемонстрировала выходную оптическую мощность 154 мВт (рис. 3b) и квантовую эффективность конверсии η=25.4% [15]. Используя данные параметры можно рассчитать к.п.д. такого устройства (6%), который уже сопоставим с ЛВГ зелеными лазерами и с лучшими параметрами прямо-излучающих зеленых ЛД на основе КЯ InGaN/GaN [7].

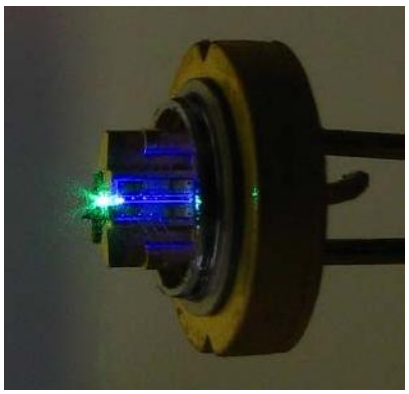

a

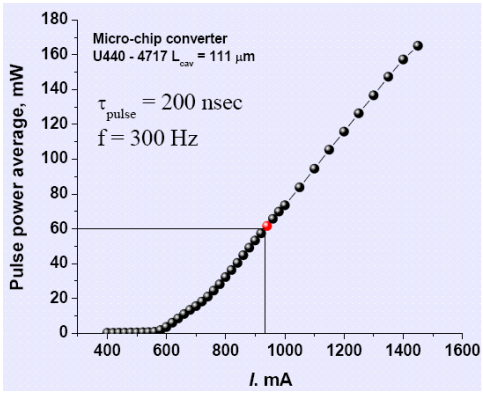


b

Рис. 3. Фотография лабораторного образца лазерного конвертора в процессе работы (a). Зависимость выходной импульсной мощности лазерного конвертора от мощности накачки InGaN ЛД (b)

Далее, при разработке технологии МПЭ существенное внимание было уделено процессу контролируемого выращивания низкодефектных гетеровалентных интерфейсов GaAs/ZnSe, что привело с использованием технологии низкотемпературной эпитаксии с повышенной миграцией ($T_п$ =210°C) и понижением температуры источника серы (ZnS) на 200°C по сравнению с рабочим значением при росте зародышевого слоя ZnSe к снижению плотности дефектов упаковки до ~10^4 см$^{-2}$ [16]. С использованием таких гетероструктур и коммерчески доступных синих InGaN ЛД (λ=437 нм) удалось недавно впервые в мире реализовать прототип лазерного конвертера на микрочипе с поперечной накачкой (рис. 4a) в стандартном корпусе диаметром 6мм. В данном случае в качестве фокусирующей цилиндрической линзы использовался кусок кварцевого оптического волновода.


a



b

Рис. 4. Фотография зеленого лазерного микро-чип конвертора в процессе работы (a). Зависимость выходной импульсной мощности микро-чип конвертора от тока накачки InGaN ЛД (b).

Данный микро-чип конвертер продемонстрировал пороговый ток 510 мА, максимальную выходную мощность в импульсе (t=200нс) 160 мВт (рис. 4b), однако эффективность конверсии упала до 3%, видимо, вследствие больших световых потер в схеме возбуждения. Следует отметить, что все описанные выше результаты получены на кристаллах гетероструктур A^2B^6 без использования диэлектрических и просветляющих покрытий на сколотых зеркалах резонатора и на поверхности структуры, соответственно.

Дальнейшая оптимизация лазерных конверторов в плане снижения пороговых токов и повышения коэффициента конверсии требует оптимизации оптической схемы накачки с использованием специально сконструированных A^3N ЛД, использования отражающих и просветляющих покрытий на A^2B^6 кристалле, но, главным образом, дальнейшего снижения пороговой плотности мощности накачки самих лазерных гетероструктур. В качестве возможного решения было предложено использование модулированного легирования Cl (~10^{18} см$^{-3}$) пограничных областей ограничивающих слоев ZnMgSSe и варизонного волновода, что должно было привести к увеличению остаточной

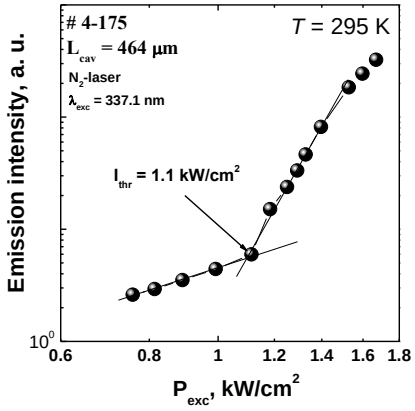


Рис. 5. Зависимость выходной интенсивности излучения модулировано легированной лазерной гетероструткуры A2B6 с варизонным волноводом о плотности мощности оптического возбудения с использованием импульсного N_2 лазера (λ = 337 нм, f = 1кГц, t = 10 нс).

концентрации равновесных электронов в активной области, повысив тем самым вероятность излучательной рекомбинации при низких уровнях возбуждения. Данные структуры действительно продемонстрировали снижение пороговой плотности мощности накачки до ~ 1.1 кВт/см^2 (рис. 5), что соответствует пороговой плотности тока j_{th} менее 200А/см^2.

В последней части доклада будет продемонстрирована возможность расширения спектрального диапазона оптически-накачиваемых лазерных гетероструктур с КТ CdSe в желто-зеленую спектральную область. Лазерная гетероструктура, выращенная МПЭ для этих целей, имела активную область, состоящую из двух плоскостей электронно-связанных квантовых точек CdSe/ZnSe с номинальной толщиной свыше 3МС. Несимметричное расположение активной области в варизонном волноводе позволила совместить ее с максимумом интенсивности основной фундаментальной моды волновода. Лазерное излучение с оптической накачкой азотным лазером было получено во всей желто-зеленой области спектра на длинах волн 550 – 565 нм для образцов с длиной резона-

тора до 720 мкм. Минимальный порог генерации такой структуры составил величину 1.83 кВт/см^2, а максимальная выходная импульсная мощность достигала 17 Вт с одного зеркала. Из анализа экспериментальных зависимостей порога и дифференциальной квантовой эффективности генерации лазеров от длины резонатора получены следующие значения внутренних лазерных характеристик гетероструктуры: характеристическое усиление $\Gamma G_0 = 114$ см$^{-1}$; порог прозрачности $I_T = 1.2$ кВт/см^2; внутренние потери $\alpha_i = 4.1$ см$^{-1}$, внутренняя квантовая эффективность $\eta_i \approx 82$ %. Данные характеристики оказались близки к лучшим характеристикам зеленых оптически накачиваемых лазеров на основе гетероструктур с КТ CdSe/ZnSe [17]. Использование в качестве матрицы для формирования КТ CdSe КЯ ZnCdSe с содержанием Cd ~25мол. % позволило довести длину волны излучения такой активной области до 580 нм. Измерение внутренних лазерных параметров гетероструктуры позволили оценить величину оптимальной длины резонатора $L_{рез}$ = 100-140 мкм, при которой для достижения генерации необходима минимальная мощность накачки.

На базе данной структуры был создан желто-зеленый микро-чип конвертер с использованием такого же синего InGaN ЛД (λ = 437 нм) и цилиндрической микролинзы. Длина резонатора A^2B^6 лазера ($L_{рез}$=114 мкм) и размеры микролинзы выбирались из условия обеспечения минимальных габаритных размеров устройства и оптимальной фокусировки излучения InGaN ЛД. Порог генерации для A^2B^6 лазера достигался при токе инжекции InGaN лазерного диод 770 мА. Максимальная выходная мощность составила 88 мВт при токе 1.5 А.

Таким образом, проведенные исследования подтверждают перспективность использования оригинальных лазерных конвертеров A^2B^6/A^3N для создания компактных полупроводниковых лазеров зеленого и желто-зеленого спектрального диапазона с параметрами, не уступающими ЛВГ и прямо-излучающими зелеными ЛД на основе A^3N.

Данные исследования поддерживаются НТП Союзного государства «Прамень».

1. Nguyen H.K. et al., Electron. Lett. **43**, 716 (2007).
2. Jensen O.B. et al., Opt. Express **17**, 6532 (2009).
3. Avramescu A. et al., Appl. Phys. Express **3**, 061003 (2010).
4. Raring J.W. et al., Appl. Phys. Express **3**, 112101 (2010).
5. Adachi M. et al., Appl. Phys. Express **3**, 121001 (2010).
6. Yanashima K. et al., Appl. Phys. Express **5**, 082103 (2012).
7. Takagi S. et al., Appl. Phys. Express **5**, 082102 (2012).
8. Ivanov S.V. et al., Molecular beam epitaxy of wide-gap II–VI laser heterostructures. In: Henini M, editor. Molecular Beam Epitaxy: From research to mass production. Elsevier Inc., 2013. p. 611–630.
9. Kasai J.-I. et al., Appl. Phys. Express 4, 082102 (2011).
10. Haase M.A. et al., Appl. Phys. Lett. **96**, 231116 (2010).
11. Sedova I.V. et al., Semicond. **38**, 1099 (2004).
12. Lutsenko E.V. et al., Phys. Stat. Sol. (b) **247**, 1557 (2010).
13. Gronin S.V. et al., Phys. Stat. Sol. (c) **7**, 1694 (2010).
14. Sedova I.V. et al., Appl. Phys. Lett. **98**, 171103 (2011).
15. Sorokin S.V. et al., Electron. Lett. **48**, 118 (2012).
16. Gronin S.V. et al., Phys. Status Sol. (c) **9**, 1833 (2012).
17. Lutsenko E.V. et al., Phys. Stat. Sol. (c) **9**, 1837 (2012).

Проявление эффекта Пёрселла в проводимости короткопериодных сверхрешеток InAs/AlSb

М.С. Каган[1], ***И.В. Алтухов***[1], ***А.Н. Баранов***[2], ***Н.Д. Ильинская***[3],

ВАХ при U<1.5 V на рис. 3) наблюдается насыщение тока. Это насыщение вызвано образованием статического домена, который образуется из-за флуктуационной неустойчивости однородного распределения электрического поля в образце с ОДП. При дальнейшем увеличении напряжения перекрытие уровней в соседних КЯ исчезает, а проводимость осуществляется за счет нерезонансного туннелирования электронов, сопровождающегося отдачей энергии акустическим фононам. Этот механизм должен приводить к монотонному росту тока. Однако в области напряжений 1,5 – 4,5 В на вольтамперной характеристике обнаруживаются несколько практически эквидистантных максимумов (рис. 3). Для данного образца расстояние между этими максимумами соответствует ~8 мВ в расчете на один период СР.

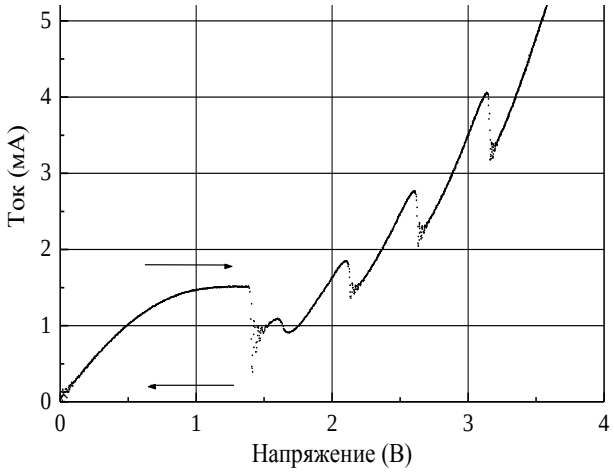


Рис. 3. Вольтамперная характеристика резонаторного образца СР InAs/AlSb. T=300 K

Наблюдаемые максимумы не могут быть связанными с перекрытием основного состояния в КЯ с возбужденным состоянием в соседней КЯ, так как разность энергий между основным и первым возбужденным уровнем размерного квантования в нашем случае (узкая КЯ и малая эффективная масса) больше, чем 0,4 эВ. Такое перекрытие может достигаться только при напряжении почти на порядок больше использованных в наших опытах. Эти максимумы нельзя объяснить и нерезонансным туннелированием с испусканием оптического фонона, так как его энергия в InAs составляет ~30 meV.

Периодические максимумы на ВАХ мы связываем с влиянием резонатора за счет эффекта Пёрселла [6]. Этот эффект заключается в увеличении интенсивности спонтанного излучения в резонаторе по сравнению с интенсивностью спонтанного излучения в свободное пространство. Для вычисления интенсивности излучения в резонаторе надо интенсивность спонтанного излучения умножить на коэффициент Пёрселла: $F_P = (3/4\pi^2)\,(\lambda^3/V)Q$ (λ - длина волны в материале, Q – добротность резонатора, V – модовый объем). В нашем случае $F_P \sim 10^3$ для Q=100. Это значит, что энергия, отдаваемая электроном за счет излучения на резонансной частоте, может стать сравнимой с энергией, уносимой при испускании акустических фононов. Действительно, наблюдаемая разность напряжений между максимумами с хорошей точностью коррелирует с энергией кванта с частотой нашего резонатора (~ 8 мэВ).

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-00611 и программами РАН **"**Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов**"** и " Современные проблемы радиофизики".

1. Hoffmann J., Lehnert T., Hoffmann D. and Fouckhardt H. Semicond. Sci. Technol., **24**, 065008 (2009); Jie Guo, et al., Infrared Physics & Technology, **52**, 124 (2009); J.B. Rodriguez, E. Plis, G. Bishop, et al., Appl. Phys. Lett., **91**, 043514 (2007).

2. Li L.L. et al., Microelectronics Journal, **40**, 812 (2009).

3. Baranov A.N., Bertru N., Cuminal Y., Boissier G., Alibert C., and Joullié A. Appl. Phys. Lett. **71**, 735 (1997); A. A. Popov, V.V. Sherstnev, A.N. Baranov, C. Alibert, Y. P. Yakovlev, Electronics Letters, **34**, 1398 (1998); J. Devenson, R. Teissier, O. Cathabard, and A. N. Baranov, Appl. Phys. Lett. **90**, 111118 (2007).

4. T Daoud., G Boissier., Devenson J., Baranov A.N. and Teissier R. Journal of Physics: Conference Series, **193**, 012014 (2009).

5. Kagan M.S., Altukhov I.V., Baranov A.N., Il'inskaya N.D., Paprotskiy S.K., Sinis V.P. and Usikova A.A., Acta Physica Polonica, **119**, 210, (2011).

6. Purcell E.M. Phys. Rev. **69**, 681 (1946).

Выращивание слоёв LT-GaAs для терагецовых антенных систем, интегрированных на Si подложке

Т.М. Бурбаев, А.А. Горбацевич, В.И. Егоркин, И.П. Казаков, В.П. Мартовицкий, Н.Н. Мельник, Ю.А. Митягин, В.Н. Мурзин, С.А. Савинов, С.С. Шмелев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

E-mail: ipkazakov@yandex.ru

Благодаря избытку мышьяка эпитаксиальные слои LT-GaAs (LT - low temperature) [1] характеризуются высокой концентрацией глубоких центров, которые обеспечивают рекордно низкие времена жизни неравновесных носителей [2]. При оптическом возбуждении носителей заряда LT-GaAs структуры способны генерировать пикосекундные (и даже более короткие) электрические импульсы. На этой базе могут быть созданы как приемники и генераторы терагерцового излучения [3], так и сверхбыстродействующие ключи, монолитно интегрированные с кремниевой электроникой [4].

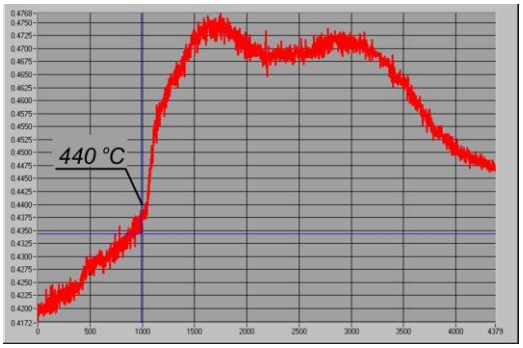


Рис. 1. Сигнал отражения (λ = 500 нм) от поверхности слоя LT-GaAs в зависимости от времени при увеличении температуры T_s во время отжига. Стрелкой отмечено начало изменения дефектной структуры

Слои LT-GaAs выращивались методом МПЭ на установке Цна-25. Использовались подложки Si (001) марки КЭФ-4,5 и i-GaAs (001). Перед загрузкой подложки Si травились в смеси H_2SO_4 : H_2O : H_2O_2 (3:1:1) и пассивировались в растворе HF: H_2O (1:6). В ростовой камере проводился отжиг подложек Si в парах As_4 при температуре T_s= 700 °C в течение 10 мин. Затем T_s опускалась до 270°C, и выращивался слой LT-GaAs толщиной 0.5 мкм со скоростью 0.18 нм/с при эквивалентных давлениях паров Ga - $3\cdot10^{-7}$ Торр и As - $5\cdot10^{-6}$ Торр. После окончания роста производился отжиг структуры при T_s = 600 °C в течение 6 мин. Процессы выращивания и отжига слоёв LT-GaAs контролировались «in situ» методами дифракции быстрых электронов и анизотропного оптического отражения. Для оптических измерений использовался ИК спектрометр EpiRAS IR TT фирмы LayTec. При T_s около 440 ºC зарегистрировано (рис. 1) сильное увеличение сигнала отражения от слоёв LT-GaAs, свидетельствующее о начале распада антиструктурных дефектов As_{Ga} и образованием приципитатов As, имеющих металлическую природу.

Структурные исследования производились на рентгеновском дифрактометре Panalytical X'Pert Pro MRD Extended. Установлено, что параметр кристаллической решётки слоёв LT-GaAs до отжига (a =5.6590 Å) на 0.1 % больше, чем у подложки GaAs, что обусловлено присутствием сверхстехиометрического As. Последующий отжиг образцов приводит к релаксации кристаллической решётки в слое LT-GaAs с образованием преципитатов As, а её параметр приближается к своему равновесному значению. Установлено, что процесс формирования преципитатов As не сопровождается генерацией дислокаций. Отсутствие заметной анизотропии указывает на то, что при снятии напряжений несоответствия в процессе послеростового отжига, слой LT-GaAs разбивается на мелкие блоки, разделённые малоугловыми границами. При увеличении соотношения As/Ga до 40, наблюдается поликристаллический рост слоёв LT-GaAs.

Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) изготовленных образцов LT-GaAs структур регистрировались на спектрометре U-1000 фирмы Jobin-Yvon (Франция) с разрешением 2÷10 $см^{-1}$. Для возбуждения использовалось излучение 514 нм аргонового лазера. В слоях LT-GaAs, выращенных на GaAs подложке, в спектре КРС (рис. 2) в геометрии «обратного рассеяния» проявляется только LO полоса, а TO полоса практически отсутствует После отжига частота LO полосы сдвигается примерно на 1.6 $см^{-1}$ в сторону LO полосы монокристалла GaAs (292 $см^{-1}$), что свидетельствует об уменьшении внутренних напряжений в отожженном LT-GaAs слое и формировании преципитатов As. Также после отжига образца в спектре КРС появляется дополнительная слабая полоса при 215 $см^{-1}$. Оцененные по положению этой появившейся полосы с использованием работы [3] размеры преципитатов As в слое LT-GaAs оказались равными порядка 10 нм.

Исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) выращенных образцов. Для фотовозбуждения структур использовалось излучение He-Cd лазера (λ = 0.44 мкм). Спектр рекомбинационного излучения регистрировался с помощью светосильного дифракционного монохроматора и охлаждаемого жидким азотом германиевого pin-фотодиода.

Проведено сравнение спектров ФЛ слоев LT-GaAs, выращенных на GaAs(001) и Si(001) подложках. В спектре ФЛ (300К) отожжённых LT-

GaAs образцов, выращенных на подложках GaAs и Si, зарегистрирована широкая полоса (FWHM ≈ 300 мэВ) с максимумом при энергии фотонов 1020 мэВ (рис. 3а), обусловленая излучательными переходами с участием комплекса V_{Ga} [5].

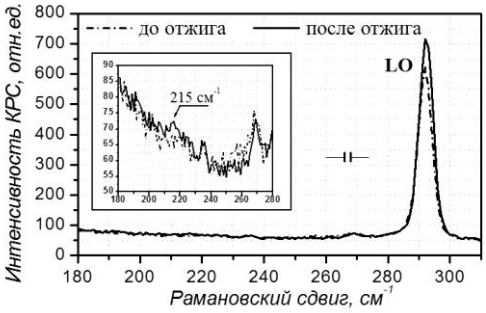


Рис. 2. Спектры КРС образцов LT-GaAs на GaAs подложке до и после отжига. Стрелкой помечена полоса формирования в LT-GaAs/Si преципитатов As

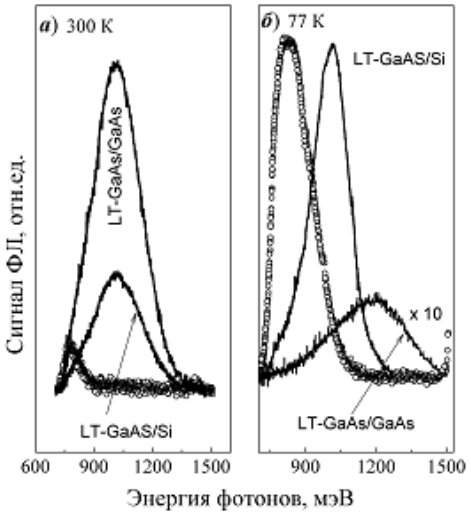


Рис. 3. Сравнение спектров ФЛ отожженных слоев LT-GaAs, выращенных на подложках GaAs и Si:
а) T = 300 K, б) T = 77 K. Кружками показан спектр ФЛ используемой подложки GaAs

Энергетическое положение линий ФЛ структур LT-GaAs/GaAs и LT-GaAs/Si, как видно из рис. 3а, полностью совпадает. Совпадает также и нормированная форма линий ФЛ. Вместе с тем интенсивность ФЛ в структурах на Si-подложке почти в 3 раза ниже, чем в структурах на подложке GaAs. Это означает, что при комнатной температуре в структурах LT-GaAs/Si в отличие от структур LT-GaAs/GaAs присутствует значительная концентрация центров безизлучательной рекомбинации.

С понижением температуры измерений до 77К картина явлений в слое LT-GaAs изменяется (рис. 3б). В структурах LT-GaAs/GaAs наблюдается слабая полоса излучения при энергии 1200 мэВ, обусловленная центрами $V_{As}Cu_{Ga}$, $Te_{As}V_{Ga}$, $Te_{As}Cu_{Ga}$ [5]. Концентрация этих центров мала, поэтому сигнал ФЛ от них низкий. В структурах LT-GaAs/Si при 77К наблюдается новая интенсивная линия с максимумом 1015 мэВ. Мы полагаем, что эта линия обусловлена дислокациями несоответствия, ФЛ которых проявляется при низких температурах. При 300К эти дислокации являются центрами безизлучательной рекомбинации. Таким образом, следует ожидать высокого быстродействия приборов, изготовленных из таких структур и работающих при комнатной температуре.

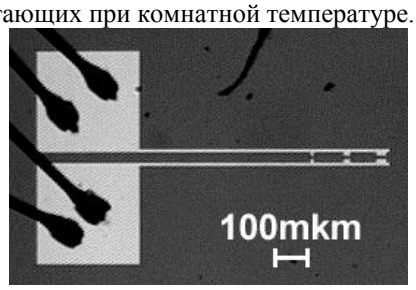


Рис. 4. Фотография излучающего элемента с контактными площадками (слева), дипольной антенной и фотоключами (справа) на слое LT-GaAs, выращенном на подложке Si

На рис.4 приведена фотография дипольной антенны с фотоключами, изготовленная на слое LT-GaAs. Зарегистрировано суб-ТГц излучения в условиях освещения фотоактивной области фемтосекундными импульсами Ti:Sa лазера (τ = 175 фс, λ = 800 нм, P_w = 250 мВт, $f_{имп}$ = 76 МГц). Измерения проводились с использованием низкотемпературного германиевого болометра методом синхронного детектирования при низкочастотной модуляции лазерного излучения. Зависимость интенсивности излучения от приложенного к антенне напряжения, приведенная на рис. 5, свидетельствует в пользу того, что механизм генерации связан с возбуждением в антенне коротких электрических импульсов.

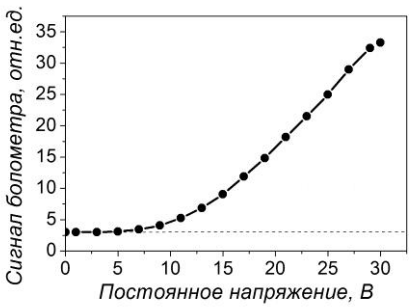


Рис. 5. Интенсивность зарегистрированного суб-ТГц излучения в зависимости от приложенного напряжения. Пунктирной линий показан уровень сигнала болометра в условиях лазерной подсветки при отсутствии напряжения смещения на LT-GaAs элементе

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (ГК №16.513.11.3079), РФФИ (№11-02-12133-офи_м, №11-02-01182, № 11-02-00432-а), Программы Президиума РАН №24 и ОФН РАН IV.12 и III.7.

1. Smith F.W. et al. Appl. Phys. Lett. **54**, 890 (1989)
2. ToufellaJ M. Appl. Phys. **85**, 2929 (1999)
3. Shen Y.G. et al. Appl. Phys. Lett. **85**, 164 (2004)
4. Ma K. et al. IEEE J. Quantum Electron. **40**, 800 (2004).
5. Гавриленко В.И. и др., Справочник. Наукова Думка, Киев, 1987 г.

Оптическая ориентация ядер в полупроводнике в режиме электронного спинового фильтра

Л.С. Колодзейчак[1,2], Д.Р. Яковлев[1,2], Ф.Ю. Гинкель[1], Ф.Ю. Гинкель[1]

[1]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
[2]Лаборатория оптики спина, С.-Петербургский государственный университет, С.-Петербург

e-mail: kalevich@solid.ioffe.ru

В последние годы спиновые свойства азотосодержащих твердых растворов GaAsN привлекают повышенный интерес в связи с тем, что в них при комнатной температуре наблюдается гигантская (до 90%) спиновая поляризация свободных электронов, возбуждаемая циркулярно-поляризованным светом [1]. Этот эффект вызван спинзависимой рекомбинацией свободных электронов из зоны проводимости на глубокие парамагнитные центры, которые присутствуют в кристалле. Такие центры динамически поляризуются и действуют как спиновый фильтр, увеличивая спиновую поляризацию, а также концентрацию свободных фотовозбужденных электронов. При сильной накачке спиновая поляризация центров и свободных электронов может быть полной.

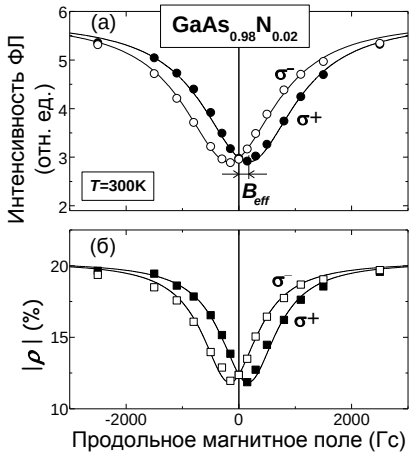


Рис. 1. Зависимость интенсивности (а) и степени циркулярной поляризации (б) фотолюминесценции $GaAs_{0.98}N_{0.02}$ от продольного магнитного поля при возбуждении поляризованным по правому (σ^+) и левому (σ^-) кругу светом с интенсивностью $W = 30$ мВт

Недавно мы обнаружили [2], что продольное магнитное поле $B \sim 1$ кГс увеличивает эффективность спинового фильтра, что проявляется в существенном (до двух раз) возрастании интенсивности J и степени круговой поляризации ρ краевой фотолюминесценции (ФЛ) в $GaAs_{0.98}N_{0.02}$ (см. рис. 1) при слабых и умеренных накачках. В основе этого эффекта лежит подавление магнитным полем спиновой релаксации парамагнитных центров, вызванной хаотическими спиновыми флуктуациями ядер.

Также нами обнаружено [2], что экспериментальные зависимости $\rho(B)$ и $J(B)$ смещены относительно нуля поля на величину B_{eff}, причем направление смещения изменяется на противоположное при смене знака круговой поляризации накачки (см. рис. 1). Поскольку время жизни свободных электронов (< 1 пс [1]) чрезвычайно мало по сравнению со временем жизни электронов, локализованных на центрах, то наведенное светом поле B_{eff} оказывает существенное влияние только на парамагнитные центры. Эффективное поле B_{eff} может быть создано сверхтонким взаимодействием локализованного на центре электрона с собственным ядром парамагнитного центра или с ближайшими ядрами кристаллической решетки, а также обменным взаимодействием с поляризованными по спину свободными электронами в зоне проводимости.

В настоящей работе предоставлен эксперимент, однозначно свидетельствующий о ядерной природе поля B_{eff}. На качественном уровне различить поле ядер B_N и поле обменного взаимодействия B_{ex} можно по их зависимости от интенсивности накачки. Действительно, сверхтонкое контактное ($A\mathbf{s}_c \cdot \mathbf{I}$) и обменное ($Q\mathbf{s}_c \cdot \mathbf{s}$) взаимодействия создают действующие на спин $\mathbf{s}_c$ локализованного на центре электрона поля $B_N \propto \langle I \rangle \propto P_c$ и $B_{ex} \propto S \propto Pn$ [3, 4]. Здесь $\mathbf{I}$ и $\mathbf{s}$ – спины ядра и свободного электрона, A и Q – сверхтонкая и обменная константы, S – полный спин свободных электронов, P_c и P – поляризация локализованных и свободных электронов соответственно. При достаточно большой интенсивности накачки W эффект спинового фильтра приводит к практически полной поляризации как локализованных ($P_c \approx 1$), так и свободных ($P \approx 1$) электронов [1]. В нашем случае это осуществляется при $W \geq 75$ мВт. Об этом свидетельствует насыщение приведенной на рис.2а зависимости $\rho(W)$, так как $\rho \propto P$ [5]. При дальнейшем увеличении накачки поле B_N не должно изменяться, а поле B_{ex} должно линейно расти, поскольку $n \propto W$.

Зависимость $B_{\text{eff}}(W)$, измеренная в $GaAs_{0.98}N_{0.02}$, показана на рис.2а кружками. Видно, что поле B_{eff} растет с увеличением интенсивности накачки и насыщается на уровне ≈ 250 Гс [6]. Насыщение поля B_{eff} с ростом накачки однозначно свидетельствует о том, что оно является стационарным полем ядер, динамически поляризованных при сверхтонком взаимодействии с оптически ориентированными парамагнитными центрами, и не может быть полем обменного взаимодействия, наведенным на центрах поляризованными свободными электронами.

Рост и насыщение ядерного поля B_N с накачкой свидетельствуют о росте и выходе на насыщение среднего ядерного спина $\langle I \rangle$. В свою очередь, рост поляризации ядер должен сопровож-

даться уменьшением хаотической поперечной компоненты ядерного спина $\sqrt{I_\perp^2}$. Именно она определяет величину хаотического поля ядерной флуктуации, деполяризующей локализованные электроны в нулевом магнитном поле. С другой стороны, характерная величина флуктуирующего ядерного поля B_f определяет полуширину на полувысоте $B_{1/2}$ кривых восстановления интенсивности или поляризации ФЛ в продольном поле: $B_{1/2} \sim B_f$. Поэтому увеличение $\langle I \rangle$ с ростом накачки должно сопровождаться уменьшением B_f и, как следствие, уменьшением $B_{1/2}$. Зависимость $B_{1/2}(W)$, полученная из экспериментальных кривых $J(B)$, приведена на рис. 2б (квадраты). Видно, что она резко, примерно в два раза, уменьшается с ростом накачки и выходит на постоянный уровень при $W \geq 75$ мВт. Столь значительное уменьшение $B_{1/2}$ при увеличении интенсивности возбуждения свидетельствует о сильном подавлении флуктуаций ядерного поля и тем самым подтверждает выше сделанный вывод о достижении больших значений ядерной поляризации при больших накачках.

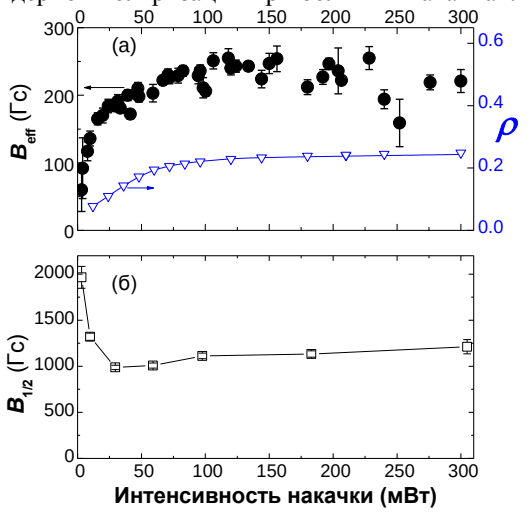


Рис. 2. Сдвиги B_{eff} (кружки) и полуширины $B_{1/2}$ (квадраты) кривых $J(B)$ и степень ρ поляризации ФЛ (треугольники) в зависимости от интенсивности циркулярно-поляризованной накачки

Теория оптической ориентации парамагнитного центра предсказывает[7], что при большой интенсивности накачки, когда поток неравновесного спина, передаваемый от оптически ориентированных электронов ядрам, существенно превышает утечку ядерного спина, ядра центров становятся полностью поляризованными. На этом основании мы делаем вывод, что в GaAsN при больших интенсивностях возбуждения получена близкая к полной поляризация ядер парамагнитных центров.

Флуктуация ядерного поля тем больше, чем меньше число ядер N в области локализации электрона: $B_f \sim (B_{N\max}/N^{1/2})$, где $B_{N\max} \propto A/(g_c\mu_B)$ – поле полностью поляризованных ядер, действующее на спин локализованного электрона с g-фактором g_c, μ_B – магнетон Бора. В свою очередь $B_{1/2} \sim B_f$. Из рис. 2б видно, что максимальная величина $B_{1/2}$ ограничена снизу значением 2000 Гс. С учетом $A \sim 100$ мкэВ [5] и g_c=2 это дает N <25, что соответствует сильной локализации волновой функции электрона. Сильная локализация электрона приводит к высокой скорости поляризации ядер электронами [5]. Это утверждение подтвердилось тем, что время поляризации ядер электронами, измеренное при модуляции круговой поляризации возбуждающего света с высокой (34 кГц) частотой, оказалось короче 15 мкс.

Таким образом, спин-зависимая рекомбинация в полупроводнике может быть эффективным механизмом получения аномально больших спиновых поляризаций свободных и локализованных электронов и ядер, в том числе при комнатной температуре.

1. Ivchenko E.L., Kalevich V.K., Shiryaev A.Yu., Afanasiev M.M., Masumoto Y. Optical orientation and spin-dependent recombination in GaAsN alloys under continuous-wave pumping // J. Phys. Condens. Matter **22,** 465804 (2010).

2. Kalevich B.K., Afanasiev M.M., Shiryaev A.Yu., Egorov A.Yu. Amplification of spin-filtering effect by magnetic field in GaAsN alloys // Phys. Rev. B **85**, 035205 (2012).

3. Abragam A. and B Bliney. Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions // Clarendon, Oxford, 1970.

4. Kavokin K.V. Spin relaxation of localized electrons in n-type semiconductors // Semicond. Sci. Technol. **23**, 114009 (2008).

5. Meier F. and B Zakharchenya.P. (Eds.). Optical orientation (North_Holland, Amsterdam, 1984).

6. Калевич В.К., Афанасьев М.М., Ширяев А.Ю., Егоров А.Ю. Оптическая ориентация ядер в азотосодержащих твердых растворах GaAsN при комнатной температуре // Письма в ЖЭТФ **96**, 635 (2012).

7. Дьяконов М.И., Перель В.И. Сверхтонкое взаимодействие при оптической ориентации электронов в полупроводниках // ЖЭТФ **63**, 1883 (1972).

Поглощение поверхностных акустических волн газом двумерных непрямых дипольных экситонов

В.М. Ковалев[1,2]***, А.В. Чаплик***[1,3]

[1] ,
[2]
[3]

e-mail: vadimkovalev@isp.nsc.ru

- -

-

- -

T_C $T>T_C$

N
N

$T<T_C$

T□

- □ . :
1978.
2. Giorgini S. Damping in dilute Bose gases: A mean-field approach / S. Giorgini // Phys. Rev. A 1988. V. 57. P. 2949.

Расщепление линий ЦР в гетероструктурах Ge/GeSi

***Д.В. Козлов*[1,2], *В.И. Гавриленко*[1,2], *К.Е. Спирин*[1,2], *M. Orlita*[3], *A.H.A. Hassan*[4], *O.A. Mironov*[4], *A. Dobbie*[4], *R.J.H. Morris*[4], *J.E. Halpin*[4], *D.R. Leadley*[4], *A. Feher*[5], *E. Cizmar*[5]**

[1]ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород
[2]ННГУ, 603950, Нижний Новгород
[3]Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI-G), France
[4]University of Warwick, UK
[5]Institute of Physics, Faculty of Science P.J. Safarik University Kosice, Slovakia

e-mail: dvkoz@ipm.sci-nnov.ru

Подвижность двумерных (2D) дырок в напряженных германиевых каналах может быть много больше, чем в кремнии. В настоящей работе исследованы спектры магнитопоглощения гетероструктур Ge/GeSi *p*-типа с квантовыми ямами (КЯ) в слоях чистого германия шириной 10 нм (образец № 285) и 20 нм (образцы № 284, 287, 289) с высокой (свыше 10^5 см^2/В*с) подвижностью носителей заряда при T = 4.2 К. Доля кремния в твердом растворе, образующем барьеры, составляла 18%. Структуры выращивались на подложке Si на буфере из твердого раствора GeSi с низким содержанием кремния. Рентгеноструктурный анализ показал значение постоянной решетки в плоскости КЯ структуры 5.62 А. Квантовые барьеры структур были легированы акцепторами (с одной стороны КЯ). Концентрация 2D дырочного газа в КЯ Ge n_s составляла $3*10^{11}$ см$^{-2}$ (образец № 289), $6*10^{11}$ см$^{-2}$ (образцы № 284, 285) и $8{,}7*10^{11}$ см$^{-2}$ (образец № 287). Измерения спектра пропускания структуры проводились при T = 4.2 К на фурье – спектрометре BRUKER 113V в Лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле с разрешением 1 см$^{-1}$ в нормальных магнитных полях от 3 до 11 Тл. Прошедшее через образец излучение детектировалось кремниевым болометром, сигнал пропускания в магнитном поле нормировался на сигнал в нулевом поле. Для интерпретации результатов экспериментов были выполнены расчеты уровней Ландау дырок в КЯ Ge/GeSi в приближении эффективной массы. Гамильтониан уравнения для огибающих включал гамильтониан Латтинджера и прямоугольный потенциал квантовой ямы. Задача решалась в аксиальном приближении, в котором пренебрегают анизотропией закона дисперсии дырок в плоскости роста структуры. На рис.1 представлены рассчитанные уровни Ландау дырок для структур с приведенными выше параметрами. Стрелками отмечены некоторые разрешенные циклотронные переходы между уровнями Ландау. В приямоугольной КЯ правила отбора разрешают переходы между состояниями одинаковой симметрии (индексы *s* и *a* в обозначениях уровней) при изменении номера уровня на 1. Отметим, что анализе экспериментальных спектров пропускания необходимо учитывать фактор заполнения уровней Ландау $\nu = n_s/(eB/2\pi\hbar c)$.

На рис.2 представлены измеренные спектры пропускания исследуемых образцов На рис.2а видно, что в спектрах пропускания образца с низкой концентрацией 2D дырок (№ 289), в полях свыше 5Тл наблюдалось расщепление линии циклотронно-

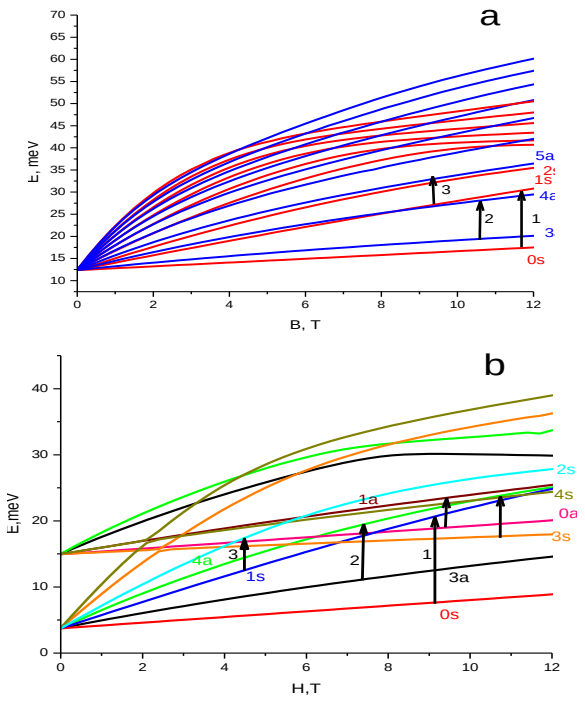
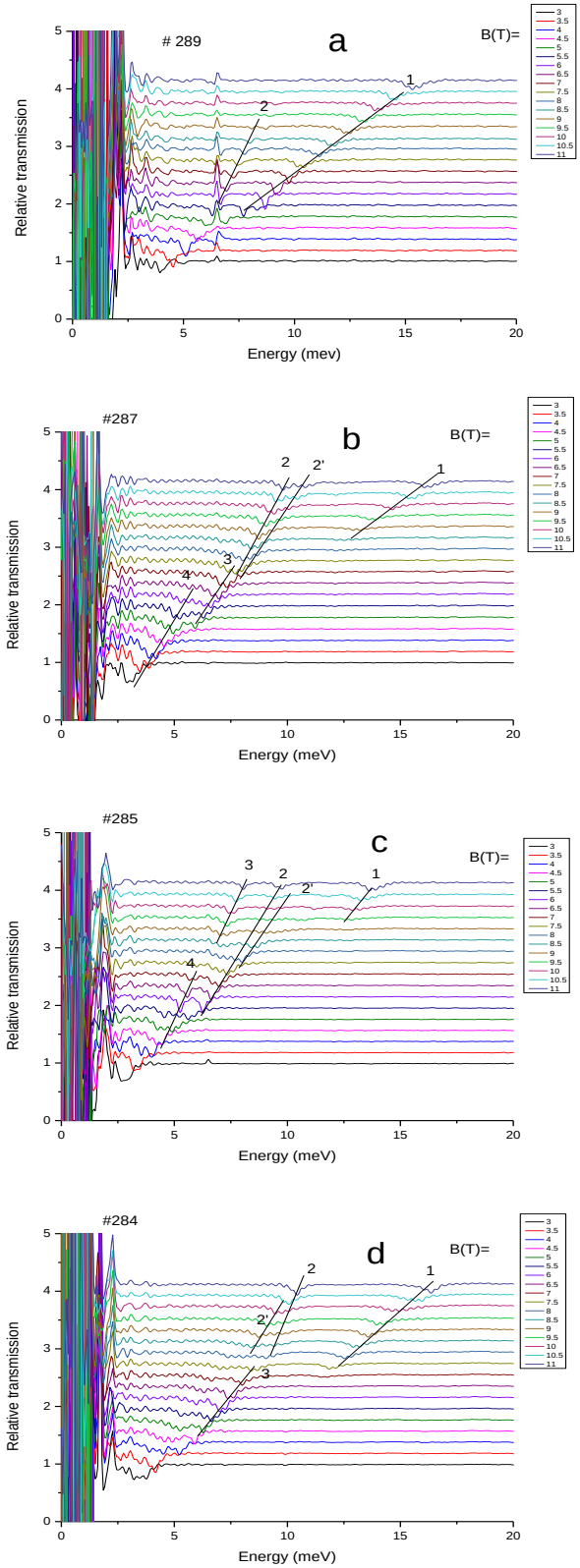


Рис. 1. Рассчитанные энергии уровней Ландау в зависимости от величины магнитного поля для гетероструктур Ge/$Ge_{0.82}Si_{0.18}$ с шириной квантовой ямы: (a) – 100A, (b) – 200 A

го резонанса (ЦР) на две линии, при этом длинноволновая линия (1) исчезала в полях свыше 10 Тл. Подобное расщепление наблюдалось в частности в работе [1] в напряженных КЯ INGaAs/GaAs, где связывалось с переходами с двух нижних уровней Ландау дырок 0*s* → 1*s* и 3*a* → 4*a*. Исчезновение длинноволнового перехода 3*a* → 4*a* с ростом поля естественно связать с падением населенности уровня 3*a* (ν = 1 в поле 12 Тл). В спектре поглощения структур с более высокой концентрацией 2D дырочного газа наблюдается более сложная картина линий. В полях от 9 до 11 Тл наблюдаются линии связанные с переходами 0*s* → 1*s* (1 на рис.2) и 3a → 4a (2). При такой величине магнитного поля в образцах № 284, 285 и 287 начальные уровни этих переходов полностью заполнены дырками, а конечные – свободны. Отметим, что линия 1 исчезает в спектре структуры № 287 с



самой высокой концентрацией дырочного газа при уменьшении магнитно го поля ниже 9 Тл, когда ν становится больше 4, и заполняется пятое по энергии состояние 1s (см рис.
1b). Интенсивность линии 2 падает в полях ниже 7.5 Тл, когда ν становится больше 6. В спектре структуры № 285 коротковолновая линия 1 также исчезает при уменьшении величины магнитного поля ниже 9 Тл при ν > 3, поскольку в таком поле меняется расположение уровней 4*a* и 1*s* (см рис.1a), что приводит к росту населенности состояния 1*s* и опустошению состояния 4*a* и, следовательно, к уменьшению интенсивности линии 1 и росту интенсивности линии 2 (см. рис.2c). В спектре структуры № 284 с широкой квантовой ямой и с промежуточным значением концентрации дырочного газа ($6*10^{11}$ см$^{-2}$) линии 1 и 2 сохраняют интенсивность при уменьшении магнитного поля до 7 Тл, при котором происходит пересечение уровней 1*s* и 4*a* с уровнями 0a и 3*s* из второй подзоны размерного квантования (см рис.1b). Отметим, что положения линий 1 и 2 хорошо согласуется с рассчитанными энергиями переходов.

Линии 3 и 4, соответствующие меньшим энергиям квантов поглощаемого излучения, связаны с переходами между вышележащими уровнями Ландау: 1*s* → 2*s* (3) и 4*a* → 5*a* (4). Отметим, что количество наблюдаемых линий превышает ожидаемое, исходя из фактора заполнения. В частности в спектрах образцов с высокой концентрацией ($(6–8.7)*10^{11}$ см$^{-2}$) наблюдается линия 2', «отщепившаяся» от линии 2, которая не может быть объяснена в рамках нашей модели. Ранее эволюцию линий ЦР гетероструктур Ge/GeSi с концентрацией 2D дырок свыше 10^{12} см$^{-2}$ исследовали в работе [2], где наблюдались линии 1, 3 и 4 в наших обозначениях. Линия 2, соответствующая переходу 3*a* → 4*a*, (и соответственно её расщепление) не наблюдалась из-за высокой заселенности уровня 4*a*. Эти впервые обнаруженные линии могут быть связаны с взаимодействием и антипересечением уровней Ландау (ср. с [3]), в частности, из-за неаксиальности энергетического спектра дырок, нарушения симметрии потенциала КЯ вследствие одностороннего легирования.

Отметим, что в области энергий квантов около 40 мэВ наблюдаются особенности, похожие на обнаруженные в спектрах магнитопоглощения объемного Ge [4] Эти линии могут быть связаны с переходами между уровнями акцепторов в подложке Si:B.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект # 11-02-00952) , РАН, EPSRC UK *Renaissance Germanium* project и Агенства исследований и развития Словакии.

1. Drachenko O. et.all,./ Phys. Rev. B v.79, p.073301 (2009).
2. Winkler R. et.all,./ Phys. Rev. B v.53, p. 10858 (1995).
3. Zholudev M. et.all,./ Phys. Rev. B v.86, p.205420 (2012).
4. Drachenko O. et.all,./ Phys. Rev. B v.84, p.245205 (2011).

Электрическая анизотропия гетероструктур с квантовыми ямами $InSb/Al_xIn_{1-x}Sb$ и эпитаксиальных слоев InSb, выращенных на подложках GaAs

***Т.А. Комиссарова*[1], *А.Н. Семенов*[1], *Б.Я. Мельцер*[1], *В.А. Соловьев*[1], *А.А. Ситникова*[1], *P. Paturi*[2], *С.В. Иванов*[1]**

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
[2] University of Turku, Turku, Finland

e-mail: komissarova@beam.ioffe.ru

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) $InSb/Al_xIn_{1-x}Sb$ являются перспективными материалами для создания на их основе быстродействующих транзисторов с высокой подвижностью электронов. В таких гетероструктурах была обнаружена анизотропия подвижности электронов в кристаллографических направлениях [110] и [1-10], которая была объяснена анизотропией плотности дефектов упаковки (ДУ) [1]. Однако в настоящее время отсутствует детальное исследование электрической анизотропии в гетероструктурах $InSb/Al_xIn_{1-x}Sb$. В частности, в [1] только удельное сопротивление структур измерялось в разных кристаллографических направлениях, тогда как коэффициент Холла и, соответственно, концентрация электронов измерялись в одном направлении. Кроме того, в результате электрических измерений в одном кристаллографическом направлении было показано, что вклад в проводимость структур $InSb/Al_xIn_{1-x}Sb$ могут давать барьер $Al_xIn_{1-x}Sb$, а также плоскость δ-легирования барьера [2]. Это позволяет предположить, что такие проводящие слои могут давать вклад и в наблюдаемую анизотропию подвижности электронов. Таким образом, для выявления причин наблюдаемой анизотропии необходимо проведение детального исследования электрических свойств в кристаллографических направлениях [110] и [1-10] не только гетероструктур $InSb/Al_xIn_{1-x}Sb$, но также и слоев In(Al)Sb, поскольку ДУ образуются прежде всего в объемных буферных слоях.

В настоящей работе представлены результаты исследований эпитаксиальных слоев InSb и гетероструктур с КЯ $InSb/Al_xIn_{1-x}Sb$, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии в различных условиях. Чтобы искусственно создать различную плотность ДУ в слоях InSb, варьировалась температура роста буферного слоя AlSb, поскольку ранее было установлено, что появление ДУ обусловлено низкими температурами роста AlSb [3]. Структурные свойства InSb и $InSb/Al_xIn_{1-x}Sb$ исследовались с помощью просвечивающей электронной микроскопии в двух кристаллографических направлениях [110] и [1-10]. В тех же направлениях проводились и измерения коэффициента Холла R_H и удельного сопротивления ρ в стандартной холловской геометрии в диапазоне температур 4.2-300К. Магнитотранспортные измерения проводились как в слабом магнитном поле B=0.1 Тл, так и в сильных полях до 30 Тл.

Впервые была обнаружена анизотропия концентрации электронов n и их подвижности μ, измеренных в слабых B, в слоях InSb. Было показано, что температура роста буферного слоя AlSb действительно оказывает влияние на величину электрической анизотропии слоев InSb. Так, в образце с буфером AlSb, выращенным при низкой температуре, значения n и μ в направлениях [110] и [1-10] при 300К составляли, соответственно, $n_{[110]} = 5.7\times10^{17}$ cm^{-3}; $\mu_{[110]} = 2700$ cm^2/Vs and $n_{[1\text{-}10]} = 1.4\times10^{17}$ cm^{-3}; $\mu_{[1\text{-}10]} = 17700$ cm^2/Vs. Анизотропия в пленках InSb, выращенных на буферных слоях AlSb, полученных при высоких температурах, либо не наблюдалась, либо была намного слабее. Анизотропия концентрации и подвижности электронов, измеренных в слабых B, была также обнаружена и в гетероструктурах $InSb/Al_xIn_{1-x}Sb$.

Для выявления причин наблюдаемой анизотропии транспортных параметров были измерены зависимости R_H и ρ от B. В гетероструктурах $InSb/Al_xIn_{1-x}Sb$ наблюдались осцилляции Шубникова-де Гааза, связанные с проводимостью по двумерному (2D) электронному каналу. Было обнаружено, что величина концентрации и квантовой подвижности квантованных электронов 2D-канала, определенные, соответственно, из периода осцилляций ШдГ и зависимости амплитуды осцилляций от B, не зависят от кристаллографического направления. В эпитаксиальных слоях InSb и гетероструктурах $InSb/Al_xIn_{1-x}Sb$ была обнаружена аномальная возрастающая зависимость модуля коэффициента Холла от B во всем диапазоне температур. Было показано, что амплитуда изменения R_H зависит от кристаллографического направления. Таким образом, наблюдаемая при измерениях в слабых магнитных полях электрическая анизотропия может быть связана с аномальной магнитополевой зависимостью R_H. Возрастающая зависимость R_H от B обсуждается в рамках модели, учитывающей наличие сильно проводящих неоднородностей в полупроводнике [4].

Работа была поддержана грантом РФФИ #11-02-12249-офи-м-2011.

1. Mishima T.D., J Keay.C., Goel N., Ball M.A., Chung S.J., M Johnson.B., Santos M.B., Cryst J. Growth **251**, 551 (2003).

2. Pooley O.J., Gilbertson A.M., Buckle P.D., Hall R.S., Buckle L., Emeny M.T., Fearn M., Cohen L.F., Ashley T. New Journal of Physics **12**, 053022 (2010).

3. Семенов А.Н., Мельцер Б.Я., Соловьев В.А., Комиссарова Т.А., Ситникова А.А., Кириленко Д.А., Надточий А.М., Попова Т.В., Копьев П.С., Иванов С.В. Физика и техника полупроводников **45**, 1379 (2011).

4. Wolfe C.M. and Stillman G.E. Appl. Phys. Lett. **18**, 205 (1971).

Фундаментальные электрофизические свойства In-обогащенных твердых растворов InGaN

Т.А. Комиссарова

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

e-mail: komissarova@beam.ioffe.ru

Соединения A^3N являются перспективными материалами для практического использования в опто- и микроэлектронике. В настоящее время на основе соединений $In_xGa_{1-x}N$ ($x < 15\%$) и $Al_xGa_{1-x}N$ ($x < 20\%$) практически завершена разработка и освоен промышленный выпуск светодиодов зеленого, синего и ближнего ультрафиолетового спектральных диапазонов, а также лазерных диодов синего и УФ диапазонов [1]. Созданы высокомощные сверхвысокочастотные транзисторы на основе гетероструктур GaN/AlGaN [1]. Нитрид индия и твердые растворы InGaN, обогащенные In, считаются ключевыми материалами с точки зрения расширения возможностей применения нитридов III-ей группы в зелено-красной и ИК областях спектра. Для InN были также предсказаны лучшие, по сравнению с другими соединениями A^3N, транспортные параметры, в частности малая эффективная масса электронов и их высокая подвижность. Это делает данный материал крайне перспективным для создания на его основе высокоэффективных СВЧ транзисторов. Однако существующий в настоящее время ряд проблем в понимании фундаментальных электрофизических свойств InN и InGaN с высоким содержанием In привел к тому, что, несмотря на интенсивные в течение последнего десятилетия исследования данных материалов, ни одно из предсказанных применений в микроэлектронике пока не реализовано.

Основные проблемы при исследовании электрических свойств пленок InN возникают из-за пренебрежения их сложной композитной структурой, несмотря на то, что существует большое количество экспериментальных подтверждений спонтанного формирования кластеров металлического In во время роста InN [2-4], являющегося следствием термодинамической нестабильности InN, In-обогащенных условий роста и высокой плотности протяженных дефектов. Кроме того, неизвестные транспортные параметры различных подслоев (поверхностный, интерфейсный) пленок InN приводят к неправильному определению транспортных параметров объема слоев InN, что осложняет их контроль в процессе роста. Процессы кластеризации металлического In могут наблюдаться и в соединениях $In_xGa_{1-x}N$ с высоким содержанием In (> 20%). Образование кластеров In стимулируется явлениями фазового распада вследствие большого рассогласования периодов кристаллической решетки InN и GaN, а также процессами аккумуляции In на дефектах. Наличие таких металл-обогащенных областей может приводить к снижению эффективности излучательной рекомбинации в $In_xGa_{1-x}N$, что является одной из причин, препятствующей расширению спектрального диапазона эффективной работы светодиодов и лазерных диодов на основе InGaN в длинноволновую область спектра. Таким образом, необходимо определение критического состава твердого раствора, при котором начинается кластеризация металлического In.

В настоящем докладе детально рассматриваются четыре основных вклада (кластеры In, поверхностный, приинтерфесный и объемный слои) в проводимость пленок InN, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота. Различные вклады в проводимость были обнаружены и исследованы с помощью транспортных измерений в сильных магнитных полях (до 63 Тл) и в широком диапазоне температур (1.6-300) К. Обнаружено, что наличие кластеров металлического In в пленках InN приводит к аномальной возрастающей магнитополевой зависимости модуля коэффициента Холла и сильному линейному эффекту магнитосопротивления, не выходящему на насыщение в сильных магнитных полях [5,6]. Данный критерий использовался также для определения критического содержания In в эпитаксиальных слоях InGaN, при котором начинается формирование кластеров In (~ 38 мол%) [7].

Обнаружение двух серий осцилляций Шубникова-де Гааза в слоях InN (в магнитных полях до 63Тл) позволило разделить вклады поверхностного, приинтерфейсного и объемного слоев в проводимость полупроводниковой матрицы InN [8]. Впервые экспериментально определены диапазоны концентрации и подвижности электронов в поверхностном слое для различных нелегированных и легированных Mg слоев InN, показано, что они лежат в диапазонах $(1\text{-}3)\times10^{13}$ $см^{-2}$ и (400-600) $см^2В^{-1}с^{-1}$, соответственно. Проведена оценка возможного влияния поверхностного слоя на измерения транспортных параметров объема InN.

Работа была поддержана грантом РФФИ #13-02-00735.

1. Takahashi K., Yoshikawa A., Sandhu A. – Springer, Berlin Heidelberg New York, 2007.

2. Shubina T.V. et al., Phys. Rev. B **79**, 153105 (2009).

3. Bartel T.P. et al., Appl. Phys. Lett. **91**, 101908 (2007).

4. Ivanov S.V. et al., Cryst J. Growth **269**, 1 (2004).

5. Komissarova T.A. et al., Appl. Phys. Lett. **95**, 012107 (2009).

6. Komissarova T.A. et al., Phys. Rev. B **82**, 245204 (2010).

7. Komissarova T.A. et al., Appl. Phys. Lett. **99**, 072107 (2011).

8. Komissarova T.A. et al., Phys. Rev. B **84**, 035205 (2011).

Спиновая структура зоны проводимости кремниевых нанокристаллов

А.А. Конаков, Н.В. Курова, В.А. Бурдов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: konakov_anton@mail.ru

В последние годы кремний – ключевой материал микроэлектроники – привлекает внимание еще и как перспективный элемент для построения приборов на спиновых эффектах за счет больших времен спиновой релаксации и длин спиновой диффузии электронов проводимости в сравнении с типичными полупроводниками A_3B_5, такими как арсенид галлия [1]. Одной из основных проблем спинтроники является выбор технологического решения, позволяющего увеличить размер канала для передачи спина. Среди возможных решений этой задачи можно выделить использование упорядоченных массивов 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. Однако к настоящему времени не проводилось расчетов даже спиновой структуры зоны проводимости кремниевых нанокристаллов, необходимых для дальнейшего анализа динамических спиновых явлений. В связи с этим в данной работе ставится задача восполнить этот пробел.

В работе в рамках приближения огибающей и **k**·**p**-метода выполняются расчеты тонкой структуры состояний зоны проводимости сферических кремниевых квантовых точек, внедренных в матрицу широкозонного диэлектрика, с учетом спин-орбитального взаимодействия. Анализ электронных спектров проводится в модели бесконечно глубокой потенциальной ямы, которая, не смотря на известное завышение значений энергий электронов и дырок в нанокристаллах [3], позволяет правильно описать иерархию и симметрию квантовых состояний. Используя естественное обобщение ранее развитых теоретических моделей [4,5], не учитывающих спин-орбитального взаимодействия, на случай наличия спин-орбитальной связи зоны проводимости и валентной зоны [6], мы нашли, что спин-орбитальное взаимодействие дополнительно к смешиванию огибающих функций s- и продольного p-типа, обусловленному анизотропией кремниевой электронной структуры вблизи дна зоны проводимости [4], подмешивает к s-функциям еще и поперечные p-орбитали. Это приводит, в частности, к перестройке структуры нижних вырожденных уровней. Вследствие долинной анизотропии спинового смешивания [7], заключающейся во вдвое большем проявлении эффекта межзонной спин-орбитальной связи в электронных долинах, лежащих вдоль оси квантования спина, 12-кратно вырожденное (с учетом спина) основное состояние в зоне проводимости расщепляется на 4-кратно и 8-кратно вырожденные уровни с величиной расщепления $\sim 2.3/R$ мэВ, где R – радиус нанокристалла в нм. Подобно прочим энергетическим характеристикам величина этого спин-орбитального расщепления убывает с ростом размера нанокристалла [4] и наиболее выражена (доступна для наблюдения) в кристаллитах малых размеров (с диаметром ~ 2 нм). Огибающие квадруплета представляет собой суперпозицию s- и p_z-подобной функций, смешанных спин-орбитальным взаимодействием с p_x- и p_y-подобными, в то время как огибающие 8-кратно вырожденного уровня образованы смешиванием s-p_x и s-p_y гибридизованных функций с огибающей p_z-типа.

Такая дополнительная *s-p* гибридизация будет определять скорость релаксации электронных спинов по механизму Эллиотта-Яфета [8,9] (в результате взаимодействия с фононами или статическими дефектами) как в уединенных, так и во «взаимодействующих» нанокристаллах (в транспортных процессах).

Работа поддержана РФФИ (гранты № 12-02-00576-а, 12-07-00546-а, 12-02-31697-мол_а, 12-07-31232-мол_а), Минобрнауки РФ в рамках соглашения 14.B37.21.1502 и Фондом некоммерческих программ «Династия».

1. Silicon spintronics with ferromagnetic tunnel devices / R. Jansen, S.P. Dash, S. Sharma, B.C. Min // Semicond. Sci. Technol. Vol. 27, № 8. P. 083001.

2. Wu M.W. Spin dynamics in semiconductors / M.W. Wu, J.H. Jiang, M.Q. Weng // Physics Reports. 2010. Vol. 493, № 2–4. P. 61–236.

3. Бурдов В.А. Зависимость ширины оптической щели кремниевых квантовых точек от их размера / В.А. Бурдов // ФТП. 2002. Т. 36, вып. 10. С. 1233–1236.

4. Бурдов В.А. Электронные и дырочные спектры кремниевых квантовых точек / В.А. Бурдов // ЖЭТФ. 2002. Т. 121, вып. 2. С. 480–488.

5. Konakov A.A. Optical gap of silicon crystallites embedded in various wide-band amorphous matrices: role of environment / A.A. Konakov, V.A. Burdov // J. Phys.: Condens. Matter. 2010. Vol. 22, № 21. P. 215301.

6. Li P. Spin-orbit symmetries of conduction electrons in silicon / P. Li, H. Dery // Phys. Rev. Lett. Vol. 107, № 10. P. 107203.

7. Cheng J.L. Theory of the spin relaxation of conduction electrons in silicon / J.L. Cheng, M.W. Wu, J. Fabian // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 104, № 1. P. 016601.

8. Elliott R.J. Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors / R.J. Elliott // Phys. Rev. 1954. Vol. 96, № 2. P. 266–279.

9. Yafet, Y. g factors and spin-lattice relaxation of conduction electrons / Y. Yafet // Solid State Physics. 1963. Vol. 14. P. 1–98.

Расчёт вольт-амперной характеристики контакта с барьером Мотта на основе решения кинетического уравнения

С.А. Королёв, Н.В. Востоков, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: pesh@ipmras.ru

Контакт с барьером Мотта представляет собой твердотельную структуру, состоящую из трёх слоёв: металл (M), нелегированный полупроводник (I), сильнолегированный полупроводник (S).

Впервые теоретическое описание контакта с барьером Мотта было дано в работе [1]. Для описания тока через контакт было использовано дрейфово-диффузионное приближение. Функция распределения электронов в I-слое на границе с металлом предполагалась равной функции распределения в металле, а на границе с S-слоем она считалась квазиравновесной.

Позднее была предложена другая модель переноса заряда в контакте металл-полупроводник. Она основана на вычислении термоэмиссионного тока через потенциальный барьер, образующийся на границе металла и полупроводника. В данной модели предполагается, что функция распределения электронов в I-слое постоянна и равна квазиравновесной функции распределения в S-слое. [2]

Позднее было сделано обобщение диффузионной и термоэмиссионной теорий. В обобщённой термоэмиссионно-диффузионной (ТД) теории концентрация электронов в I-слое на границе с металлом изначально считается неизвестной. Однако по-прежнему предполагается, что на границе с S-слоем функция распределения – квазиравновесная. Очевидно, что это выполняется только для малых длин свободного пробега, много меньших ширины I-слоя. [3,4]

Как было показано в работе [5], где рассматривался контакт с барьером Шоттки (металл – легированный полупроводник), эти теории становятся неточны, когда длина свободного пробега электрона становится сравнимой с шириной обеднённой области. В случае контакта с барьером Мотта обеднённой областью является I-слой. В указанной работе с использованием кинетического уравнения Больцмана во всей области обеднения была найдена функция распределения электронов и вычислен ток через контакт. В общем случае выражение для тока содержит один неизвестный параметр, связанный с тем, что мы изначально не знаем ход квазиуровня Ферми в обеднённой области. От неизвестного параметра удаётся избавиться в двух предельных случаях: пренебрегая разрывом квазиуровня Ферми на границе с металлом или пренебрегая его производной на той же границе.

В настоящей работе изучался контакт с барьером Мотта. С помощью метода, предложенного в работе [5], были определены верхняя и нижняя границы возможных значений тока через контакт. Энергетическая диаграмма контакта приведена на рис. 1. По горизонтали отложена координата x. Ширина I-слоя равна w. В вертикальном направлении откладывается энергия электрона E. Она отсчитывается от энергии Ферми в металле E_F, которая принимается равной нулю. Жирной линией отмечен ход дна зоны проводимости $E_c(x)$. В I-слое ход линейный, т. к. экранировкой электронами электрического поля мы пренебрегаем.

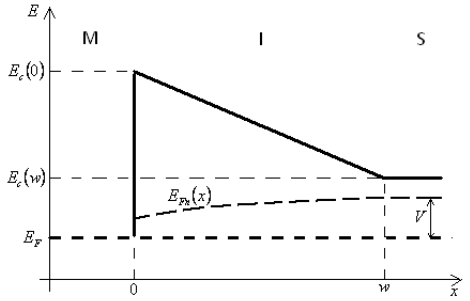


Рис. 1. Энергетическая диаграмма контакта с барьером Мотта при прямом напряжении смещения V

Если к контакту приложено напряжение смещения V, то функция распределения электронов проводимости в I- и S-слое становится неравновесной. Новую функцию распределения удобно представить в виде суммы функции максвелловского вида и добавочного члена. В максвелловской части вместо энергии Ферми E_F фигурирует новая величина $E_{Fn}(x)$, называемая квазиуровнем Ферми. Качественный ход квазиуровня Ферми $E_{Fn}(x)$ изображён на рис. 1.

С помощью метода, предложенного в работе [5], на основе решения кинетического уравнения Больцмана, была найдена функция распределения электронов в I-слое. Она зависит от неизвестной функции квазиуровня Ферми $E_{Fn}(x)$ и её производной dE_{Fn}/dx. Зная функцию распределения и используя уравнение непрерывности $dJ/dx=0$, можно найти выражение для тока. В него будет входить неизвестный параметр Г. Этот параметр может зависеть от напряжения смещения на контакте, высоты барьера, длины свободного пробега и других параметров задачи, но важно, что он изменяться лишь от нуля до единицы.

Выражение для тока имеет вид:

$$J=A^*T^2\exp(-\Phi/k_BT)[\exp(qV/k_BT)-1]\times$$
$$\times\{2w/\lambda\cdot[\,f(\Phi/k_BT-qV/k_BT)+f(\Phi/k_BT-qV/k_BT+$$
$$+2w/\lambda)]\}^{-1}\times\{1-\Gamma[1-2w/\lambda\cdot(1-\exp(-2w/\lambda))\,/$$
$$/\,(1+\exp(-2w/\lambda))\cdot f(\Phi/k_BT-qV/k_BT+2w/\lambda)]\}. \quad (1)$$

В формуле (1) введены следующие обозначения: A^* - эффективная постоянная Ричардсона, равная $A^*=4\pi qm^*k_B^2/h^3$, где q – элементарный заряд, m^* - эффективная масса электрона, k_B – постоянная Больцмана, h – постоянная Планка; T – температура, $E_c(0)\equiv\Phi$ –

высота барьера, λ – длина свободного пробега, $f(\xi)=[1-\exp(-\xi)]/\xi$ – вспомогательная функция.

Анализируя зависимость тока от параметра Γ, можно показать, что минимальное значение ток принимает при Γ=1, а максимальное – при Γ=0. Первый случай соответствует тому, что квазиуровень Ферми не зависит от x, и всегда равен приложенному напряжению смещения V. Второй случай предполагает изменение значения квазиуровня Ферми от V до 0 при движении в направлении от $x=w$ к $x=0$. (На рис 1 показан ход квазиуровня Ферми $E_{Fn}(x)$ для некоторого промежуточного значения параметра Γ).

Минимальное и максимальное выражения для тока, соответствующие Γ=1 и Γ=0, образуют нижнюю и верхнюю границы для возможного значения тока на графике вольтамперной характеристики (красные линии на рис. 2). Построено шесть графиков: для двух разных значений высоты барьера Φ и трёх значений отношения w/λ. Параметры Φ и w/λ выбирались так, чтобы, по возможности, охватить весь диапазон таковых, встречающихся в реальных диодах. Значение эффективной массы бралось равным $m^*=0.067m_0$ (GaAs), где m_0 – масса свободного электрона.

Для сравнения, на тех же графиках построены зависимости тока от напряжения в ТД приближении (чёрные линии на рис. 2). Видно, что при любых значениях параметров они попадают в область, ограниченную верхней и нижней предельными кривыми. Это говорит о том, что ТД решение отвечает определённому частному выбору параметра Γ.

Возможные значения тока при фиксированном напряжении различаются не более чем на один-два порядка. Максимальный диапазон наблюдается при длине свободного пробега λ, равной ширине I-слоя w. Обычно же, длина свободного пробега меньше ширины I-слоя, тем самым поправка к ТД приближению ещё меньше.

Важной характеристикой детектора на основе контакта металл-полупроводник является коэффициент нелинейности $\beta=(d^2J/dV^2)/(dJ/dV)$. В рамках термоэмиссионной модели он равен $\beta_0=q/k_BT$. Используя выражение (1), была сделана оценка коэффициента нелинейности при нулевом напряжении смещения V=0. Для высоты барьера Φ, лежащей в диапазоне 0.25÷1 эВ, коэффициент нелинейности равен $(0.8\div1)\beta_0$.

Таким образом, в настоящей работе на основе решения кинетического уравнения Больцмана, было получено выражение для тока через контакт с барьером Мотта. Полученное решение обобщает соответствующее решение в ТД приближении. Для характерных величин высоты барьера, длины свободного пробега и ширины обеднённой области поправка к ТД току составляет не более одного порядка. Параметр нелинейности β отличается от β_0 не более чем на 20%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-02-00948, 11-02-00572, 12-02-12006).

1. Mott N.F. The Theory of Crystal Rectifiers / N.F. Mott // Proc. R. Soc. Lond. A 1939. V. 171, P. 27–38.

2. Rhoderick E.H. Metal-Semiconductor Contacts / E.H. Rhoderick, R.H. Williams. Oxford University: Clarendon Press, 1988. – 252 с.

3. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1 / С. Зи. М.: Мир, 1984. 456 с.

4. Simmons J.G. Generalized Theory of Conduction in Schottky Barriers/ J.G. Simmons, G.W. Taylor // Solid-State Electronics 1983. V. 26, № 7. P. 705-709.

5. Baccarani G. Current transport in Schottky-barrier diodes / G. Baccarani // J. Appl. Phys. 1976. V. 47, P. 4122.

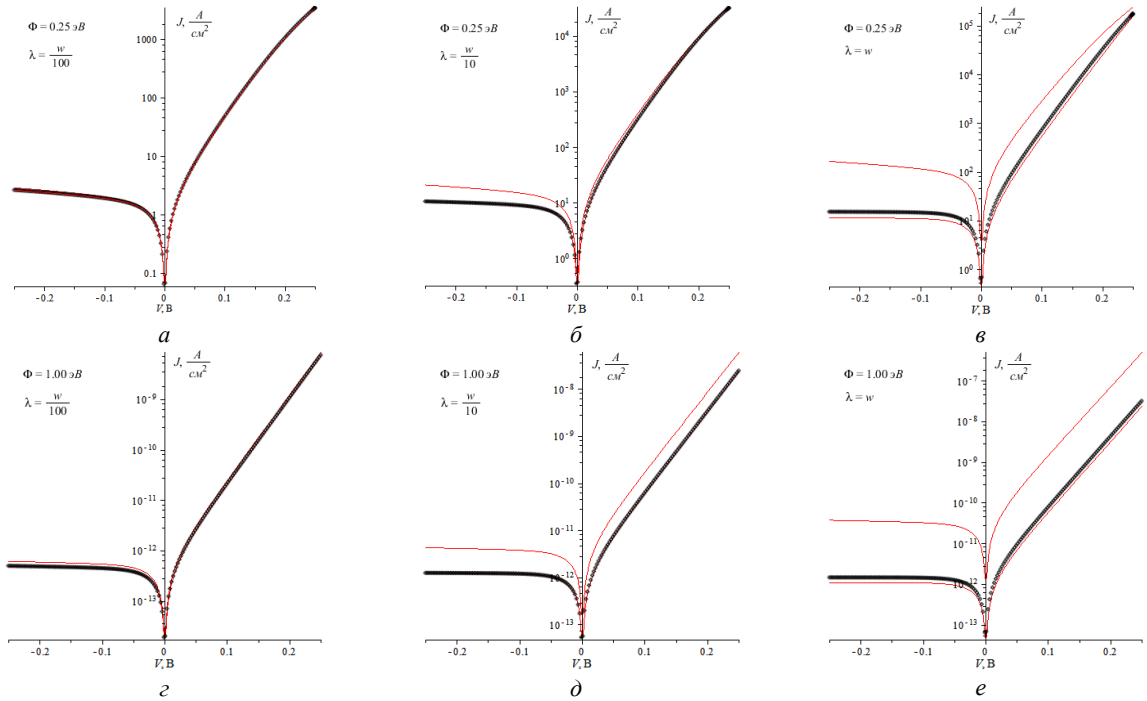


Рис. 2. Нижняя и верхняя границы для тока, полученные в кинетической теории (красные линии), и ток, полученный в ТД теории (чёрные линии). Нижняя тонкая линия на графиках (а), (б), (г) и (д) сливается с толстой линией

Конденсация экситонов в микрорезонаторах в условиях трехмерного квантования

В.П. Кочерешко[1,2], ***А.В. Платонов***[1,2], ***П. Саввидис***[2], ***А.В. Кавокин***[2,3], ***Ж. Блез***[4], ***А. Мариетт***[4]

[1]Физико-технический институт РАН, Санкт-Петербург
[2]Лаборатория Оптики Спина, Санкт-Петербургский государственный университет
[3]Университет Саусгемптона, Великобритания
[4]Институт Нееля, CNRS, Гренобль, Франция

e-mail: Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru

В работе исследовалась зависимость спектров поляризованной фотолюминесценции в микрорезонаторах с 3^x-мерным квантованием экситонов от интенсивности стационарного и/или импульсного возбуждения в магнитных полях до 11Т. Исследуемые структуры представляли собой мезы изготовленные из микрорезонаторов. Микрорезонатор состоял из микрополости 5λ/2 на основе GaAs окруженной двумя брэгговскими зеркалами состоящими из 32 слоев $AlAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$. В микрополость помещались четыре квантовые ямы рассположенные в пучностях электромагнитного поля. Из таких микрорезонаторов были изготовлен набор мез диаметром от 1 до 40 микрон. Добротность микрорезонаторов достигала 20000. В микрорезонаторах имел место режим сильной экситон-фотонной связи с расщеплением Раби порядка 10 мэВ. Спектры возбуждались импульсами Ti:Sa лазера с длительностью импульса 100 фемтосекунд и частотой повторения 100 Мгц с энергией 1.62 эВ, что соответствует области прозрачности брэгговских зеркал.

При малой интенсивности возбуждения спектр фотолюминесценци мез представлял собой довольно широкую полосу простирающуюся от 1.545 эВ до 1.565 эВ не зависимо от диаметра мезы. При превышении интенсивности возбуждения некоторого порогового значения вместо этой широкой полосы люминесценции в спектре появляется набор узких интенсивных пиков. Полуширина этих пиков составляла менее ½ мэВ. Их число и энергетическое расстояние между ними зависило от латтерального размера мезы. Так, в мезах диаметром 40 мкм, наблюдалась всего одна линия, а в мезах диаметром, например, 10 мкм наблюдалось 7 линий. Эти линии, очевидно, связаны с латтеральным квантование экситонных поляритонов в мезах. Поляритонная природа лазерной эмиссии подтверждается зависимостью степени циркулярной поляризации излученного света от магнитного поля характерной для экситонной фотолюминесценции. В мезе диаметром 5 мкм наблюдалось 5 линий латерального квантования поляритонов на энергиях 1.546 эВ, 1.5485 эВ, 1.5525 эВ, 1.557 эВ и 1.5625 эВ (Рисунок 1).

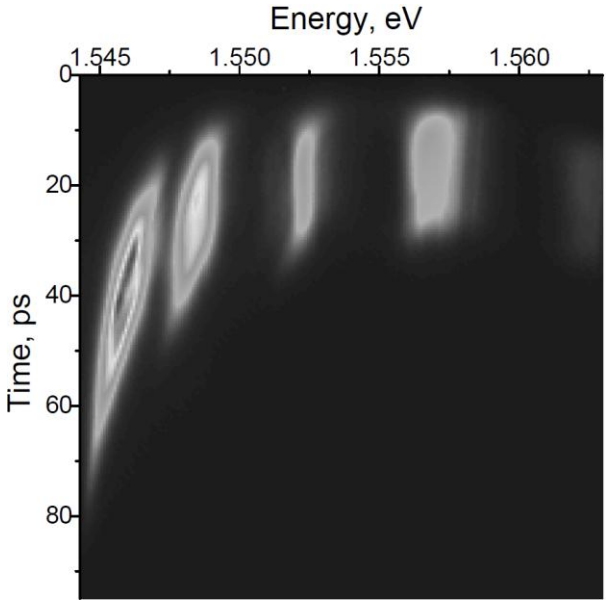


Рис.1. Спектр фотолюминесценции с развёрткой по времени от микрорезонатора

Времена спада фотолюминесценции на всех линиях составляло порядка десяти пикосекунд, что существенно короче типичных всемен спада экситонной люминесценции и также указывает на поляритонный характер этих состояний. Иссле-

дование кинетики фотолюминесценции показало, что наблюдаемые в спектре пики изменяются во времени по разному. Из рисунка 1 видно, что эти линии возникают и затухают со временем последовательно, начиная с более коротковолновых линий. Этот факт указывает на то, что имеет место каскадная релаксация поляритонов по энергии между несколькими квантованными состояниями поляритонного бозе-конденсата.

Самая длинноволновая линия и возникает и исчезает в спектре позже всех остальных. Кроме того, она имеет и наиболее длинную кинетику спада фотолюминесценции порядка 20 пикосекунд. Эту линию мы приписываем основному сосоянию поляритонного конденсата. Самая коротковолновая линия в спектре на энергии 1.5625 эВ имеет наименьшую интенсивность и возникает позже трех более длинноволговых линий. Появление этой линии может быть связано с параметрическим рассеянием поляритонов. Действительно, симметрично к этой линии по энергии относительно интенсивной линии на энергии 1.557 эВ имеется очень слабая линия на энергии 1.5515 эВ, которая не соответствует никакому реальному состоянию квантования поляритонов. Происхождение линии 1.5515 эВ связано с параметрическим рассеянием поляритонов [1] при их аннигиляции, когда поляритон на уровне 1.557 эВ аннигилирует, а другой поляритон с этого же уровня возбуждается на уровень с энергией 1.5625 эВ. В результате излученный фотон должен иметь энергию равную 1.5515 эВ. Очевидно, что для этого поляритоны должны достаточно эффективно взаимодействовать друг с другом. Этот процесс в точности аналогичен так называемым шейк-ап процессам при рекомбинации трионов [2]. Наличие тиких процессов также подтверждает утверждение о том, что имеет место латеральное квантование бозе-конденсата экситонных поляритонов.

Оказаось, что все линии в спектре фотолюминесценции поляризованы линейно. Степень поляризации различалась для разных линий от 20% до 60%. Направление линейной поляризации также немного различалось для разных линий. Степень этой спонтанной поляризации определяется плотностью поляритонного конденсата и коррелировала с интенсивностью самих линий.

1. Ciuti C., Schwwendimann P. and Quattropani A. // Semiconductor Science and Technology, 2004, V. 18, p.S279-S293

2. Yakovlev D.R., Kochereshko V.P., Suris R.A., Schenk H., Ossau W., Waag A. Landwehr G., Christianen P.C.M. and Maan J.C. // Phys.Rev.Lett, 1997, V. 79, p. 3974-3977

Накопление избыточных носителей заряда и кинетика экситонной люминесценции в структурах GaAs/AlGaAs с мелкими квантовыми ямами

М.В. Кочиев, В.А. Цветков, С.А. Федоров, Н.Н. Сибельдин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

e-mail: kochievmv@mail.ru

Для эффективного формирования трионов в квантовой яме (КЯ) необходимо наличие в ней избытка носителей заряда какого-либо знака. Ранее нами было показано [1], что накопление в КЯ избыточных неравновесных одноименных носителей заряда играет ключевую роль в формировании и динамике экситон-трионной системы, определяя не только ее парциальный состав, а и кинетические свойства. В настоящей работе исследовано влияние избытка носителей заряда на динамику экситон-трионной системы в зависимости от условий эксперимента: температуры и энергии квантов подбарьерного возбуждения.

Исследовалась номинально нелегированная структура GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ (x = 0,05) с двумя туннельно изолированными мелкими КЯ шириной d = 3 и 4 нм, разделенные барьером толщиной 60 нм.

Избыточные неравновесные носители заряда в КЯ структуры создавались при ее надбарьерной накачке пикосекундными импульсами УФ излучения. Наличие и величина этого заряда оценивались по изменениям в кинетике и спектрах экситонной люминесценции ям, возникающей в результате подбарьерного возбуждения структуры импульсами ИК излучения. Импульсы УФ излучения имели задержку относительно импульсов ИК излучения примерно равную 2 нс; частоты следования УФ и ИК импульсов совпадали. В качестве источника импульсов ИК-излучения использовался перестраиваемый Ti-сапфировый лазер с синхронизацией мод, генерировавший непрерывную периодическую последовательность импульсов длительностью 2,5 пс с частотой повторения 76 МГц. Для надбарьерной накачки применялись УФ импульсы второй гармоники лазерного излучения, получаемые в результате преобразования в нелинейном кристалле. Для регистрации кинетических зависимостей и разрешенных по времени спектров фотолюминесценции (ФЛ) использовалась стрик-камера, сопряженная со спектрометром.

При T = 5 K и подбарьерном возбуждении структуры импульсами ИК излучения в спектрах люминесценции КЯ наблюдались только линии излучения экситонов с тяжелыми дырками (пунктирные линии на рис. 1). При облучении структуры ИК и УФ импульсами («двухцветное возбуждение») в спектрах люминесценции КЯ (изображены сплошными линиями на рис. 1) появлялись трионные линии, смещенные в низкоэнергетическую сторону примерно на 1 мэВ [2] относительно энергетического положения линий экситонов. А времена затухания экситонной люминесценции КЯ τ_x при двухцветном возбуждении были меньше, чем при возбуждении только импульсами ИК излучения (рис. 2). При повышении температуры наблюдалось быстрое гашение трионной люминесценции: она практически пропадала уже при T = 15 K. Однако τ_x изменяются при включении УФ подсветки в более широком диапазоне температур. УФ подсветка переставала влиять на кинетику люминесценции экситонов в узкой яме при T = 20 K, а в широкой – при T = 30 K, т.е. при тех температурах, начиная с которых кинетика экситонов в КЯ определяется, главным образом, тепловой эмиссией неравновесных носителей заряда из ям [3]. Тепловая эмиссия носителей заряда из узкой ямы начинается при меньшей температуре из-за меньшей энергии активации, обусловленной меньшей, чем в широкой яме энергией локализации носителей заряда.

При T = 5 K также было исследовано влияние энергии квантов подбарьерного ИК возбуждения на кинетику люминесценции экситонов в КЯ с подсветкой УФ излучением и без нее (рис. 3). На

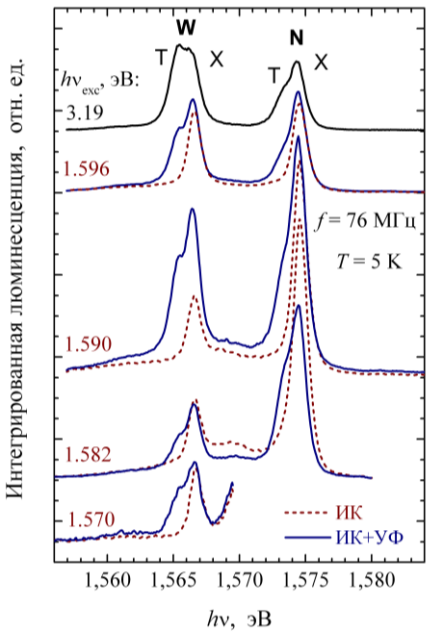


Рис. 1. Спектры ФЛ широкой (W) и узкой (N) КЯ структуры, интегрированные по временному промежутку ≈ 2 нс после ИК-импульса, при различных энергиях квантов возбуждения. Спектры с УФ-подсветкой – сплошные синие линии; без – коричневый пунктир. Каждая пара спектров нормирована на максимум экситонной линии широкой ямы без подсветки. Вверху – спектр ФЛ, полученный при возбуждении только УФ-импульсами

«спектральных» зависимостях времени затухания люминесценции экситонов τ_x обеих КЯ при подбарьерном возбуждении имеются участки (от E_{ehh} до E_{elh}, где E_{ehh} (E_{elh}) –энергия перехода в состояние экситонов с тяжелой (легкой) дыркой), на которых τ_x увеличивается с ростом энергии фотонов $h\nu$. Увеличение избыточной энергии фотонов

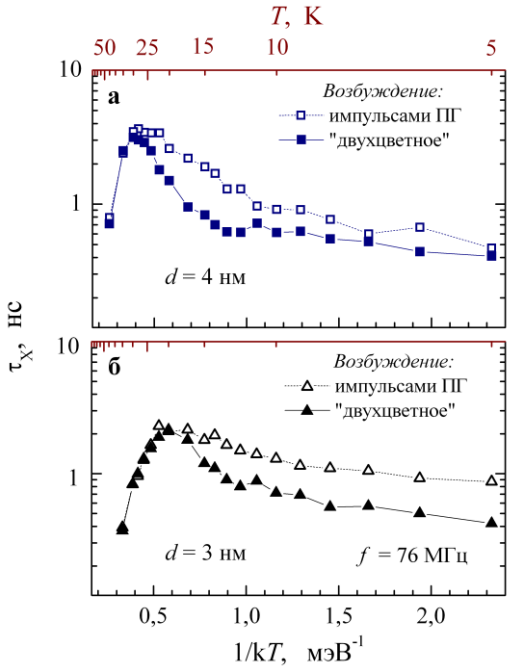


Рис. 2. Зависимости времен затухания люминесценции экситонов после импульса ИК-возбуждения без подсветки (незаполненные символы) и с подсветкой УФ-импульсами (заполненные символы) от обратной температуры в: *а* – широкой, [– узкой КЯ

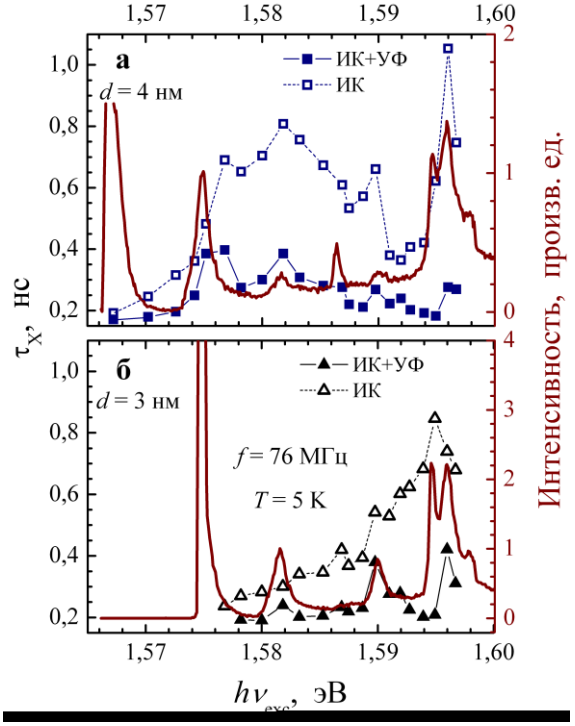


Рис. 3. Зависимости времени затухания люминесценции экситонов от энергии квантов подбарьерного возбуждения ИК-импульсами с подсветкой УФ-импульсами (заполненные символы) и без (пустые символы) в: *а* – широкой, [– узкой КЯ. Сплошной линией показаны спектры возбуждения ФЛ экситонов в КЯ [4] (правая шкала)

($h\nu$–E_{ehh}) приводит к увеличению кинетической энергии экситонов, что замедляет их излучательную рекомбинацию. При этом значения τ_x при «двухцветном» возбуждении всюду меньше значений, полученных без УФ подсветки, и практически не увеличиваются с ростом $h\nu$ на указанном интервале. Когда энергия фотонов превышает значение $E_{elh}^{W} \approx E_{ehh}^{N}$ возникает поглощение широкой ямой излучения узкой КЯ, о чем свидетельствует совпадение некоторых максимумов на спектрах возбуждения ФЛ (ВФЛ) этих ям [4]. Перепоглощение излучения приводит к увеличению τ_x в широкой яме. Минимум в области 1,592 эВ может быть обусловлен возбуждением большого количества несвязанных электрон-дырочных пар (возможно и небольшого количества избыточных носителей заряда [1]): свободные носители быстрее релаксируют ко дну зоны, чем экситоны [5]. В отличие от широкой КЯ, в узкой яме τ_x растет с увеличением избыточной энергии фотонов вплоть до энергии объемного экситона в барьерном слое структуры.

При «двухцветном» возбуждении зависимость τ_x экситонов от энергии квантов ИК излучения коррелирует со спектрами ВФЛ. В обеих КЯ при включении УФ подсветки оно уменьшается (вплоть до 180 пс в диапазонах от E_{ehh} до E_{elh}) по сравнению со значениями при ее отсутствии. Однако при энергиях, больших E_{ehh} наблюдается увеличение τ_x в резонансах спектра ВФЛ. Аналогичное увеличение τ_x в резонансах спектра ВФЛ наблюдалось в [6] при одноцветном возбуждении нелегированной структуры с КЯ.

Уменьшение время затухания люминесценции при включении УФ подсветки объясняется охлаждением горячих экситонов вследствие их рассеяния на холодных избыточных носителях заряда, накапливающихся в КЯ в течение промежутка времени микросекундного масштаба и имеющих благодаря этому температуру кристаллической решетки [1]. Рост же времени затухания при подсветке в резонансах спектра ВФЛ происходит из-за увеличения количества фотовозбужденных экситонов с большой избыточной энергией [6].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 11-02-01310, 11-02-12261 и 12-02-31382), Программы Президиума РАН № 24 и УНК ФИАН.

1. Кочиев М.В., Цветков В.А., Сибельдин Н.Н. Письма в ЖЭТФ **95**, 544 (2012).
2. Sibeldin N.N., Skorikov M.L., and Tsvetkov V.A. Nanotechnology **12**, 591 (2001).
3. Кочиев М. В., Сибельдин Н. Н., Скориков М.Л., Цветков В. А. Изв. РАН. Сер. физ. **76**, 247 (2012).
4. Муляров Е.А., Сибельдин Н.Н., Скориков М.Л., Цветков В. А., Этьен Б. Письма в ЖЭТФ **70**, 613 (1999).
5. Roussignol P., C Delalande., Vinattieri A., Carraresi L., Colocci M. Phys. Rev. B **45**, 6965 (1992).
6. Bacher G., Hartmann C Schweizer., H. and Nickel H. Solid State Commun. **95**, 15 (1995).

спектрах возбуждения в коротковолновую область (спектры 3 и 4 на рис. 1). Сдвиг максимума спектра возбуждения при уменьшении толщины подложки возникает в данном случае вследствие увеличения вклада в отраженный сигнал излучения с более короткими длинами волн.

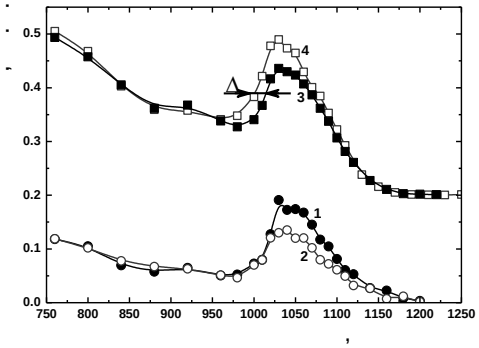


Рис. 1. Спектры возбуждения эрбиевой ФЛ в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si с x = 31%, мощность возбуждения P = 1 мВт/см^2, T = 77K: 1,3 – структуры, выращенные на подложке Si толщиной 500 мкм; 2 – структура выращенная на подложке Si толщиной 500 мкм с низким коэффициентом отражения на границе подложка/воздух (тыльная сторона подложки подвергалась механической обработке); 4 – структура, выращенная на механически утоньшенной до 330 мкм подложке Si. Δ ~ 10 нм

Проведен расчет спектров возбуждения ФЛ эрбия при однородной засветке структуры $Si/Si_{0.89}Ge_{0.11}$:Er/Si для случая поглощения отраженного подложкой излучения слоем $Si_{0.89}Ge_{0.11}$:Er, и без учета поглощения. При моделировании, в случае поглощения отраженного излучения, предполагалось, что сигнал ФЛ равен сумме сигналов, возбуждаемых падающим на структуру излучением и излучением, прошедшим через кремниевую подложку, и отраженным от неосвещенной стороны структуры. В расчете использовались: измеренная зависимость интенсивности эрбиевой ФЛ от плотности мощности оптической накачки и зависимости коэффициентов поглощения Si и твердого раствора $Si_{0.89}Ge_{0.11}$ от длины волны излучения [10]. На рис. 2 приведены спектры возбуждения, рассчитанные при нескольких значениях мощности оптического возбуждения (P/P_{max}, где P_{max} — максимальная мощность накачки, соответствующая условию насыщения сигнала эрбиевой ФЛ в эксперименте). Полученные зависимости хорошо описывают эффект возникновения пика в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ при наличии поглощения переотраженного излучения узкозонным слоем $Si_{0.89}Ge_{0.11}$:Er. В аналогичных зависимостях, рассчитанных для случая однородного возбуждения, без дополнительного поглощения света в слое $Si_{0.89}Ge_{0.11}$:Er, наблюдается монотонное изменение интенсивности люминесценции, аналогичное изменению интенсивности ФЛ эрбия, наблюдаемому в структтурах Si/Si:Er при однородном оптическом возбуждении [8].

Поскольку наличие максимума в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si связывается с процессами переотражения и последующего распространения излучения в подложке,

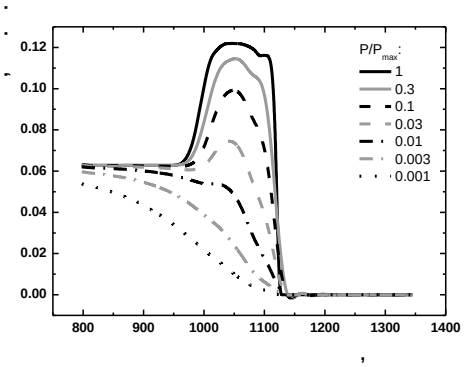


Рис. 2. Рассчитанные спектры возбуждения эрбиевой ФЛ в структуре $Si/Si_{0.89}Ge_{0.11}$:Er при различных значениях относительной мощности накачки. Отраженное подложкой излучение поглощается слоем $Si_{0.89}Ge_{0.11}$:Er. Расчеты проведены для однородного возбуждения поверхности структуры $Si/Si_{0.89}Ge_{0.11}$:Er с толщиной активного слоя 2 мкм, наличие покровного слоя Si в структурах не учитывалось

то изменение ее оптических свойств должно приводить и к трансформации спектра возбуждения. Одна из исследованных гетероструктур была выращена на подложке сапфира. Данный материал прозрачен во всем диапазоне длин волн возбуждающего излучения 760 − 1400 нм. Спектры возбуждения ФЛ эрбия в структуре $Al_2O_3/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si существенно отличаются от спектров возбуждения в $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si. Вместо максимума в области 1040-1050 нм наблюдается плавный спад интенсивности эрбиевой фотолюминесценции, что говорит об отсутствии переотражения, и, как следствие, постоянном уровне возбуждения активного слоя $Si_{1-x}Ge_x$:Er в структурах $Al_2O_3/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si.

Таким образом, в работе показано, что возникновение характерного максимума в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si связано с увеличением эффективной интенсивности возбуждения активного слоя $Si_{1-x}Ge_x$:Er. Увеличение эффективной интенсивности накачки происходит вследствие эффектов переотражения излучения с энергией меньше ширины запрещенной зоны кремния от внешней границы подложка/воздух.

Работа поддержана программами РАН, РФФИ (11-02-00963), Министерством образования и науки РФ (соглашение 8735).

1. Stepikhova M.V. et al. J. Cryst. Growth, **288**, 65 (2006).

2. Бреслер М.С. и др. ФТТ, **38**(5), 1474 (1996).

3. Светлов С.П. и др. Изв.РАН, сер.физ., **65**, 203 (2001).

4. Красильникова Л.В. и др. ФТП, **44**(11), 1527 (2010).

5. Андреев Б.А. и др. ФТТ **46**, 98 (2004).

6. I Izeddin. et al. Phys.Rev.Lett. **99**, 077401 (2007).

7. Яблонский А.Н. и др. ФТП **44**, 1519 (2010).

8. Яблонский А.Н. и др. ФТП, **46**(11), 1435 (2012).

9. Красильникова Л.В. и др. Труды XV симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», **2**, 490 (2011).

10. Humlicek J. in Properties of Strained and Relaxed Silicon Germanium, ed. by E. Kasper, London, (1995), 121.

Оптические свойства волноводных структур Si:Er/SOI

***Б.А. Андреев*[1], *З.Ф. Красильник*[1], *Л.В. Красильникова*[1,2], *К.Е. Кудрявцев*[1,2], *Д.В. Шенгуров*[1], *А.Н. Яблонский*[1]**

[1]Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2]ННГУ им. Н.И Лобачевского, Н. Новгород

luda@ipmras.ru

Важной задачей кремниевой оптоэлектроники является поиск эффективных механизмов излучательной релаксации в кремниевых наноструктурах. В качестве одного из потенциальных источников излучения с длиной волны 1.5 мкм, оптимальной для волоконно-оптических линий связи и устройств кремниевой нанофотоники рассматривается кремний, легированный эрбием (см., например, обзор [1]). В настоящей работе сообщается о формировании волноводных меза-структур Si:Er/SOI, необходимых для возможного получения стимулированного излучения на внутриатомных переходах эрбия, и исследовании их люминесцентных свойств.

Исходные структуры Si:Er/SOI были выращены методом сублимационной МЛЭ [2] на подложках "кремний-на-изоляторе" (SOI, silicon-on-insulator). Помимо хорошо известной очистки ростовой поверхности исходных подложек SOI от загрязнений и естественного окисла путем высокотемпературного отжига, для подложек с толстым (1-2 мкм) поверхностным слоем Si сублимацией при высокой температуре удалялся избыточный кремний (с уменьшением толщины слоя Si до 100-200 нм) [3]. Далее проводился рост активного слоя Si:Er толщиной ~ 2 мкм. Температура роста структур составляла от 400ºC до 600ºC.

Выращенные слои Si:Er/SOI использовались для изготовления полосковых волноводов. Рисунок волноводов наносился методом стандартной контактной фотолитографии. Далее, с помощью установки Oxford Instruments PlasmaLab 80Plus производилось плазмохимическое травление структур в атмосфере SF_6. Типичная длина полоска составляла 8-10 мм и определялась как технологически удобным размером, так и удобством дальнейших люминесцентных исследований оптических потерь и взаимодействия волноводных мод с центрами эрбия. Следует отметить, что оцениваемый достижимый коэффициент усиления в слоях Si:Er составляет достаточно небольшую величину (единицы $см^{-1}$), и компенсация потерь на торцах требует большой длины активной области. Ширины волноводов составляли W = 10-30 мкм и были выбраны с целью снижения оптических потерь за счет рассеяния излучения на неоднородностях боковых стенок волновода, пропорциональных W^{-4} [4]. В нашем случае наилучшая достигнутая шероховатость стенок составила, по данным растровой электронной микроскопии, величину ~ 100 нм. Приведенное значение существенно хуже достигнутых в мире для волноводных структур на основе Si/SiO_2 (~ 9 нм [5]). Для формирования плоских торцов резонатора осуществлялась полировка сколов структуры фокусированным ионным пучком, что позволило получить достаточно гладкие выходные поверхности (рис.1).

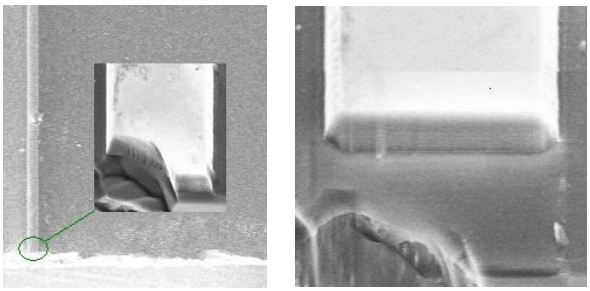


Рис. 1. РЭМ-изображение полоскового волновода шириной 10 мкм и торца волновода непосредственно после скола структуры (слева) и после ионной полировки (справа)

Люминесцентные свойства полученных структур исследовались методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) с высоким разрешением, для чего применялся Фурье-спектрометр Bomem DA3 с высокочувствительным германиевым фотоприемником. Для накачки образцов использовался непрерывный лазер на основе Nd:YAG с удвоением частоты (λ_{ex} = 532 нм). Исследование кинетики ФЛ эрбия с наносекундным временным разрешением осуществлялось с использованием параметрического генератора света MOPO-SL ("Spectra-Physics"). Сигнал ФЛ эрбия регистрировался с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i, ФЭУ Hamamatsu на основе InP/InGaAs (спектральный диапазон 0.93-1.7 мкм) и цифрового осциллографа LeCroy. Измерения ФЛ проводились при температуре 4.2 и 77 K.

В исследованных структурах наблюдался интенсивный сигнал фотолюминесценции эрбия на длине волны 1.54 мкм, соответствующий (в пересчете на излучающий объем) лучшим образцам Si:Er/Si и Si:Er/SOI, что свидетельствует о высокой концентрации оптически активных центров иона Er^{3+}. В соответствии с выявленными ранее для структур Si:Er/Si закономерностями формирования оптически активных центров эрбия при различных режимах роста [6], в спектрах ФЛ исследуемых структур Si:Er/SOI наблюдаются, в зависимости от температуры роста, либо неоднородно уширенная линия центра Er^{3+} в SiO_x-подобных преципитатах, либо отдельные узкие (~ 0.2 $см^{-1}$ при T = 4.2 K) линии изолированных эрбиевых центров (рис.2).

Эффективность возбуждения излучающих центров эрбия в полученных структурах Si:Er/SOI, характеризуемая величиной эффективного сечения возбуждения и определяемая из зависимости интенсивности ФЛ от мощности оптического возбуждения, близка к значению, полученному ранее для эпитаксиальных структур Si:Er/Si ($5\cdot10^{-14}$ см^2 [7]).

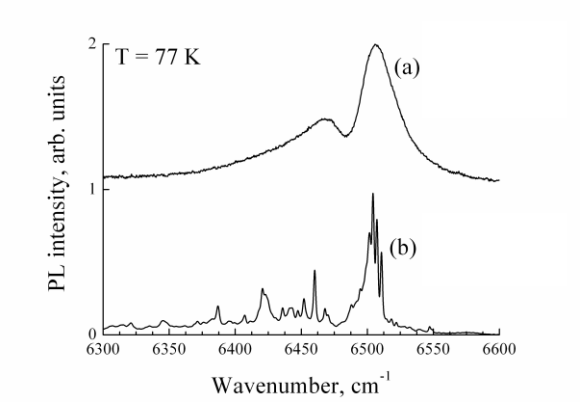


Рис. 2. Спектры ФЛ волноводных структур на основе Si:Er/SOI, выращенных при температуре 600°C (a) и 400°C (b). Спектры нормированы на максимальное значение ФЛ и разнесены по вертикали для наглядности

В эпитаксиальных структурах Si:Er/Si и Si:Er/SOI было проведено исследование временных зависимостей ФЛ ионов эрбия с наносекундным временным разрешением при различных значениях мощности и длины волны возбуждающего излучения. Ранее было показано [8], что характерное время передачи возбуждения от электронной подсистемы кремния ионам эрбия в структурах Si:Er/Si, определяющее кинетику нарастания эрбиевой ФЛ при низких уровнях оптической накачки, составляет менее 5 нс. В то же время при высоких уровнях оптического возбуждения в кинетике ФЛ эрбия в структурах Si:Er/Si наблюдалась медленная компонента нарастания с характерным временем ~ 1 мкс [8]. Возникновение медленной компоненты нарастания ФЛ эрбия связывается со снижением эффективности возбуждения и интенсивным безызлучательным девозбуждением ионов эрбия при высокой концентрации носителей заряда и образовании электронно-дырочной плазмы. Кроме того, было обнаружено, что вклад медленной компоненты в кинетику нарастания ФЛ эрбия в структурах Si:Er/Si снижается при уменьшении длины волны возбуждающего излучения. Наблюдение такой зависимости может быть объяснено существенным влиянием на процессы возбуждения и девозбуждения ионов эрбия в слое Si:Er носителей заряда, возникающих в кремниевой подложке и диффундирующих в эпитаксиальный слой Si:Er.

Для проверки данного предположения было проведено сравнение кинетики нарастания ФЛ ионов эрбия в структурах Si:Er/Si и Si:Er/SOI. Основная отличительная особенность структур Si:Er/SOI состоит в том, что в этих структурах активный слой Si:Er отделен от кремниевой подложки слоем SiO_2 толщиной ~ 1 мкм. Наличие данного изолирующего слоя полностью исключает возможность диффузии носителей заряда из Si подложки в эпитаксиальный слой Si:Er. На рис.3 приведены временные зависимости ФЛ эрбия в структурах Si:Er/Si и Si:Er/SOI при высокой плотности оптического возбуждения. Как видно из приведенных графиков, в структуре Si:Er/SOI возрастание интенсивности ФЛ эрбия даже при высоких уровнях оптической накачки осуществляется в течение короткого времени, определяемого длительностью импульса возбуждения, и медленная компонента нарастания ФЛ отсутствует. Этот результат подтверждает, что медленное нарастание интенсивности эрбиевой ФЛ в структурах Si:Er/Si связано с девозбуждением ионов эрбия неравновесными носителями заряда, генерируемыми в кремниевой подложке и диффундирующими в активный слой Si:Er.

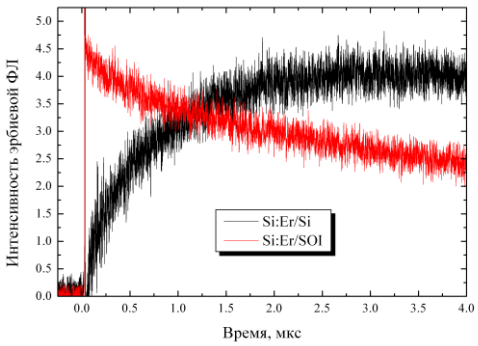


Рис. 3. Сравнение кинетики нарастания ФЛ эрбия в структурах Si:Er/Si и Si:Er/SOI при высоких уровнях оптического возбуждения. λ_{ex} = 900 нм. T = 77 K

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 11-02-953, 11-02-963, 12-02-31287) и Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение 8735).

1. Kenyon A.J., Semic. Sci. Tech., **20**, R65 (2005).
2. Кузнецов В.П. и др. ФТП, **34**(5), 519 (2000).
3. Шенгуров Д.В. и др., XV Симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника", 14-18 марта 2011, Н. Новгород, т.2, с.448.
4. Lee K. et al., Appl. Phys. Lett., **77**(11), 1617 (2000).
5. Lee K. et al., Opt. Lett., **26**(23), 1888 (2001).
6. Крыжков Д.И. и др., ФТП, 39(12), 1448 (2005).
7. Андреев Б.А. и др., ФТП, **46**(11), 1398 (2012).
8. Яблонский А.Н. и др., XVI Симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника", 12-16 марта 2012, Н. Новгород, т.2, с.445.

Модель роста нанооостровков кремния на сапфире

Н.О. Кривулин, Д.А. Павлов, П.А. Шиляев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

e-mail: Krivulin@phys.unn.ru

На начальных стадиях роста кремния на сапфире на поверхности формируется массив нанооостровков кремния [1]. Причем, островки формируются не сразу на поверхности сапфира, первоначально формируется сплошной смачивающий слой кремния толщиной в несколько монослоев, а уже на нем образуются островки. В данной работе приводятся результаты моделирования роста нанооостровков кремния на сапфире.

Рост островков может проходить по двум механизмам: за счет прямого попадания атомов кремния на островок или за счет диффузии атомов в островок из смачивающего слоя. В первом случае толщина смачивающего слоя будет оставаться постоянной, а во втором будет уменьшаться в процессе роста островков. Во втором механизме атомы кремния вначале присоединяются к смачивающему слою, а островки растут уже за счет самого слоя. По такому механизму происходит рост в гетеросистемах кремний-германий и GaAs-InGaAs [2]. В работе [2] рассматривается подобная модель, по которой атомы под действием упругих напряжений диффундируют в островок из смачивающего слоя. Для нахождения скорости роста островков закритического размера di/dt (i – количество атомов в островке) в этом случае используется формула:

$$\frac{di}{dt} = \frac{D}{l_o^{\,2}} \frac{\nabla \mu}{k_B T} P$$, где D – коэффициент диффузии атомов смачивающего слоя, вызванной разностью упругих напряжений в смачивающем слое и в островке, μ– градиент химического потенциала на границе островка, P – периметр островка, $1/l_0$ – концентрация адсорбционных мест на поверхности.

В случае гетеросистемы кремний-сапфир островки кремния очень близко находятся друг от друга. При размере островков 5-7 нм, расстояние между ними лежит в пределах 5-10 нм. В этом случае может быть существенным вклад прямого попадания атомов в рост островков. Мы попытались учесть этот вклад. Скорость роста в таком случае выражается следующим образом

di/dt = S·J, где S – площадь основания островка, J – плотность потока атомов осаждаемого вещества. При скорости роста 2 Å/c для кремния (100), J ≈ 10 $нм^{-2} \cdot с^{-1}$.

На рисунке 1 представлены зависимости латеральных размеров островков от времени роста. На начальных этапах роста (при времени роста менее 30 сек.) наблюдается корреляция экспериментальных данных и результатов моделирования. При этом, как видно, рост за счет прямого попадания вклада практически не дает.

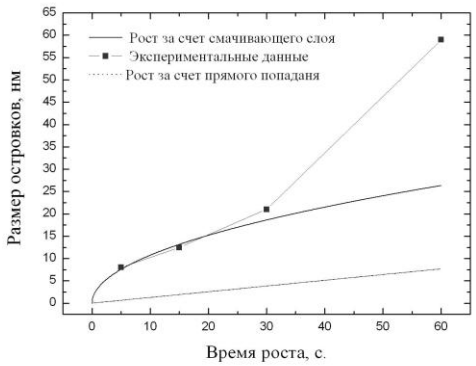


Рис. 1. ПЭМ-снимок высокого разрешения слоя кремния на сапфире, выращенного при температуре 650°C.

При времени осаждения более 30 сек. начинается сильное расхождение экспериментальных результатов и результатов моделирования. Реальные размеры островков значительно больше расчетных, причем расхождение растет при увеличении времени осаждения. Данный факт связан с тем, что в представленной модели не учитывается коалесценция островков, в то время, как она наблюдается даже на самых ранних стадиях МЛЭ. При коалесценции островки объединяются, и суммарный размер резко увеличивается. В целом же, модель адекватно описывает процесс МЛЭ КНС.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-02-31686 мол_а.

1. Павлов Д.А., Коротков Е.В., Шиляев П.А., Кривулин Н.О. Формирование нанокристаллического кремния на сапфире методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Письма в ЖТФ, 2010, том 36, вып. 12, с. 16-22.

2. Дубровский Г. Теоретические основы технологии полупроводниковых наноструктур: Санкт-Петербург, 2006. – 347с.

Туннельная спектроскопия межподзонных возбуждений в GaAs квантовой яме резонансно-туннельного диода в планарном магнитном поле

В. Г. Криштоп[1,2]***, В.Г. Попов***[1,2]***, J.-C. Portal***[3,4,5]***, M. Henini***[6]

[1]Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, НОЦ, Черноголовка
[2]ФФКЭ, Московский физико-технический институт, Долгопрудный
[3]Grenoble High Magnetic Field Laboratory, France
[4]INSA, 135 Avenue de Rangueil, France
[5]Institut Universitaire de France, France
[6]School of Physics and Astronomy of Nottingham University, UK

e-mail: krishtop@iptm.ru

Туннельная спектроскопия чувствительна к щелевым возбуждениям, причем проявление этих возбуждений носит двойственный характер. С одной стороны, возбуждения могут участвовать в процессе неупругого туннелирования электронов, с другой стороны, они могут модифицировать спектр самой системы, что тоже отражается в туннельном спектре, но в процессах когерентного туннелирования. При туннелировании электронов между квантовой ямами (КЯ) эти два эффекта иногда удается различить. Причина в том, что при неупругом туннелировании, например с испусканием оптического фонона, максимум тока наблюдается при сохранении планарной компоненты квазиимпульса электрона [1], а модификация спектра радикально меняет условия резонансного туннелирования между ДЭГ. Так в работе [2] исследовались фононные реплики в ВАХ РТД в планарном магнитном поле, и была обнаружена их тонкая структура. В работе [2] был предложен механизм резонансного туннелирования электронов в поляронные состояния квантовой ямы, который также объясняет различное положение по напряжению смещения неупругих реплик и реплик поляронного происхождения, на величину напряжения, соответствующую энергии Ферми в эмиттере.

В работе [3] исследовались несимметричные РТД в квантующих магнитных полях и впервые наблюдалась реплика вблизи второго резонансного пика в токе. Возможно, появление этой реплики вызвано туннелированием электронов, стимулированным испусканием межподзонных плазмонов (ТСМП). Положение ТСМП-реплики перед вторым резонансом может быть обусловлено уменьшением энергии межподзонного плазмона ниже расщепления подзон, рассмотренным в работе [4]. Или же, вероятно, аналогично ситуации резонансного туннелирования электронов в поляронные состояния [2], туннелирование может происходить в состояния квантовой ямы, образованными поляронами на межподзонных плазмонах («плазмонных поляронов»), следствием чего будет также смещение реплики относительно второго резонанса в сторону меньших напряжений пропорционально энергии Ферми в эмиттере. Прояснить этот вопрос поможет исследование в планарном поле.

Туннельные диоды изготавливались на основе гетероструктуры, в которой слой GaAs КЯ толщиной 8 нм сформирован между двумя туннельными барьерами $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ толщиной 6 нм; барьеры отделены от сильнолегированных слоев GaAs нелегированными спейсерными слоями GaAs шириной 50 нм.

Получены вольт-амперные характеристики РТД в планарном магнитном поле до 12 Тл. Исследованы два пика на вольтамперной характеристике диодов, соответствующие резонансному туннелированию электронов при совпадении энергии квантового уровня в эмиттере с энергиями основного и первого возбужденного уровней в КЯ.

Перед началом второго резонансного пика имеется реплика, как и в работе [3], представляющая собой особенность типа «ступенька в токе». Особенность проявляется в виде дополнительной реплики на ВАХ при напряжении вблизи 1В, после первого основного резонанса и фононных реплик, следующей за первым основным резонансом, непосредственно перед вторым резонансным пиком. Т.к. с ростом магнитного поля положение основного резонанса смещается в сторону высоких напряжений, и одновременно увеличивается амплитуда «фононных реплик», непосредственное наблюдение особенности на ВАХ становится невозможным. Мы используем вторую производную тока по напряжению, что позволяет уверенно наблюдать исследуемую реплику (рис.1), и дает возможность определить ее положение и поведение в магнитном поле. В то же время при двукратном численном дифференцировании проводится сглаживание получившихся кривых, поэтому тонкая структура на графике второй производной в значительной степени утрачена.

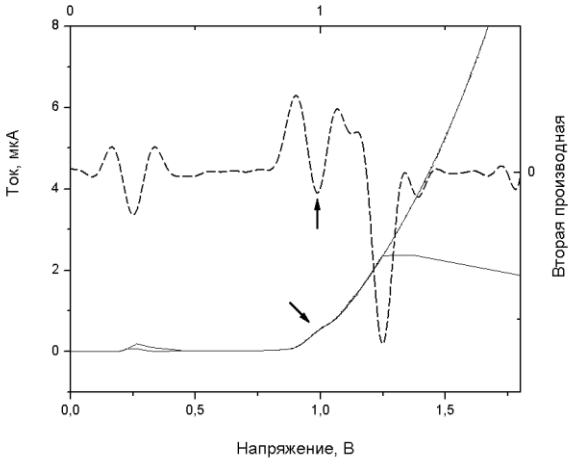


Рис. 1. Ступенька в токе вблизи второго резонанса в отсутствие магнитного поля. Пикам тока соответствуют минимумы второй производной. ВАХ – сплошная кривая, вторая производная ВАХ по напряжению – прерывистая.

Установлено, что положение особенности нечувствительно к слабому магнитному полю, а в магнитном поле более 4-5 Тл, параллельном плоскостям слоев гетероструктуры, особенность полностью подавляется (Рис.2).

Подавление реплики может быть вызвано затуханием плазмонов. В случае межподзонных плазмонов сильное затухание может быть вызвано затуханием Ландау, которое возникает при совпадении фазовой скорости волны со скоростью свободных носителей. В планарном поле состояния разных подзон перемешиваются, что существенно изменяет спектр и скорость носителей.

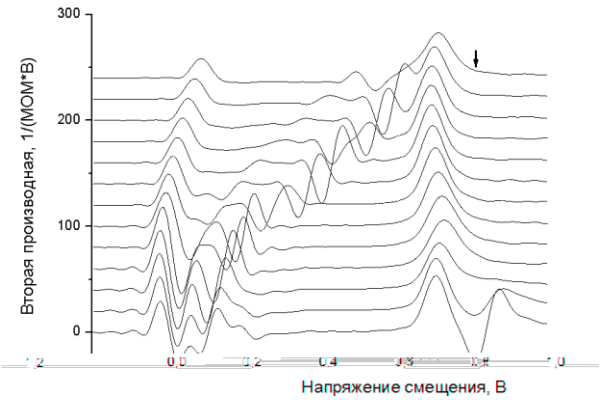


Рис. 2. Подавление особенности в сильном планарном магнитном поле. Вторая производная ВАХ по напряжению в планарном поле до 12 Тл с шагом 1 Тл.

Работа выполнена в рамках программы CNRS—LNCMI № SG-SC0712, при поддержке РФФИ грант № 10-02-01318-а.

1. Mizuta H. and Tanoue T. The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes. Cambridge Univ. Press, 1995, p. 53.

2. Попов В.Г., Криштоп В.Г., Макаровский О.Н., Хенини М. ЖЭТФ 138, сс.249-254 (2010).

3. Попов В.Г., Portal J.-C., Henini M. Труды XVI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Т. 2. С. 350 (2012).

4. Витлина. Р.З., Чаплик А.В., Письма в ЖЭТФ 81, 758 (2005).

Циклотронный и спиновый резонанс в узкозонных квантовых ямах в ультраквантовом пределе

С.С. Криштопенко

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: gavr@ipm.sci-nnov.ru

В последнее время наблюдается значительный рост интереса к теоретическому исследованию коллективных эффектов, связанных с электрон-электронным (*e-e*) взаимодействием, в различных двумерных (2D) системах с непараболичным законом дисперсии [1-5]. Непараболичный закон дисперсии и/или сильное спин-орбитальное (СО) взаимодействие приводят к новым коллективным эффектам в 2D электронном газе, недоступным в «классических» 2D системах с параболическим законом дисперсии (например, в квантовых ямах (КЯ) GaAs/AlGaAs). Ярким примером таких эффектов является нарушение симметрийных теорем Кона [6] и Лармора [7] в КЯ на основе узкозонных и бесщелевых полупроводников (InAs, InSb, HgTe), что приводит к значительной перенормировке энергий циклотронного (ЦР) и спинового резонанса (СР), связанной с *e-e* взаимодействием. Отметим, что в графене, где СО взаимодействие очень слабое, многочастичная перенормировка энергий СР отсутствует [2, 8], однако эффекты *e-e* взаимодействия экспериментально наблюдаются в ЦР [9]. Другим важнейшим отличием узкозонных КЯ от графена является возможность управления коллективными эффектами с помощью сильного спинового расщепления Рашбы путем изменения симметрии профиля КЯ [7, 10].

До настоящего времени исследование перенормировки энергий СР вследствие нарушения теоремы Лармора в узкозонных КЯ n-типа проводилось в единственной работе [5]. Было продемонстрировано как значительное увеличение энергий СР, так и расхождение g-фактора 2D электронов в слабых магнитных полях, связанное с *e-e* взаимодействием. Результаты, полученные в работе [5], свидетельствуют о том, что СР принципиально возможно использовать для изучения эффектов *e-e* взаимодействия в узкозонных КЯ. Отметим, что все расчёты в работе [5] были выполнены для случая заполнения нескольких уровней Ландау. В настоящей работе впервые исследуются перенормировки энергий СР, ЦР, а также длинноволновой циклотронной спин-флип (ЦСФМ) моды (см. рис. 1) , связанные с *e-e* взаимодействием, в узкозонных КЯ в ультраквантовом пределе (в пределе заполнения одного уровня Ландау).

Целью данной работы был расчёт энергий ЦР, СР и длинноволновой ЦСФМ в КЯ InAs/AlSb в режиме дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) для состояний, соответствующих факторам заполнения уровней Ландау ν = 1/2, 1/3, 1/5, 1/7, 1/9. При нецелочисленном заполнении нижнего уровня Ландау для определения энергии возбуждений, представленных на рис. 1, обычно используются два приближения: Хартри-Фока (все состояния равновероятны, корреляций в основном состоянии нет) и обобщённое одномодовое приближение GSMA (*general single-mode approximation*), в котором корреляции учитываются через парную корреляционную функцию электронов (или статический структурный фактор) [11, 12]. Для произвольных факторов заполнения структурный фактор не известен, но он может быть получен из численных расчетов методом Монте-Карло для ряда поляризованных по спину лафлиновских состояний ν = 1/3, 1/5, 1/7, 1/9 [13] и для состояний, соответствующих ν = 1/2 [14, 15]. Используя электрон-дырочную симметрию для однородных 2D систем, можно вычислить структурный фактор электронов и для сопряжённых состояний $\nu = 1-1/M$ (M = 3, 5, 7, 9).

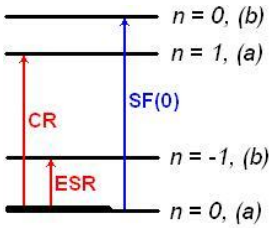


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая возбуждения между уровнями Ландау в узкозонной КЯ n-типа в ультраквантовом пределе. Красным отмечены возбуждения, соответствующие ЦР и СР, синим – ЦСФМ. Нумерация уровней Ландау соответствует работам [4, 5].

В настоящей работе энергии ЦР, СР и длинноволновой ЦСФМ рассчитывались как в приближении Хартри-Фока, так и в GSMA с использованием экситонного представления [16, 17], а также 8-зонного **k·p** гамильтониана в качестве одночастичного оператора кинетической энергии. Это позволило корректно учитывать влияние непараболичности, деформации и спин-орбитального взаимодействия на энергетический спектр одночастичных состояний. Для нахождения кулоновской функции Грина в КЯ, описывающей взаимодействие двух точечных зарядов, решалась электростатическая задача в плоскослоистой среде с разными значениями диэлектрической проницаемости в слоях [4].

На рис 2-4 представлены результаты расчётов энергии поглощения в СР, ЦР а также энергии возбуждения длинноволновой ЦСФМ в симметричной КЯ InAs/AlSb шириной 15 нм, вычисленные при фиксированной величине магнитного поля 10 Т. Коричневые точечные кривые соответствуют «одноэлектронному» приближению Харт-

ри. Зеленые кривые соответствуют результатам расчёта, выполненным в приближении Хартри-Фока. Черные символы соответствуют энергиям, полученным в GSMA для лафлиновских состояний *1/M* and *1-1/M*. Соответствующие энергии для поляризованных состояний Пфаффиана (*Pfaffian*) и CFS (*composite Fermi sea*) [14, 15] отмечены красными и синими символами соответственно.

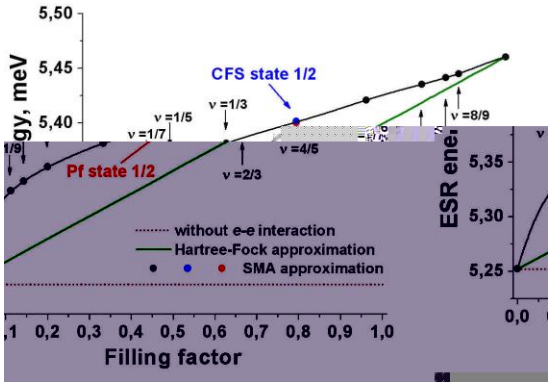


Рис. 2. Значения энергии СР в одноэлектронном приближении (точечная кривая), приближении Хартри-Фока (зелёная кривая) и GSMA (чёрные, красные и синие символы). Чёрная линяя проведена для удобства.

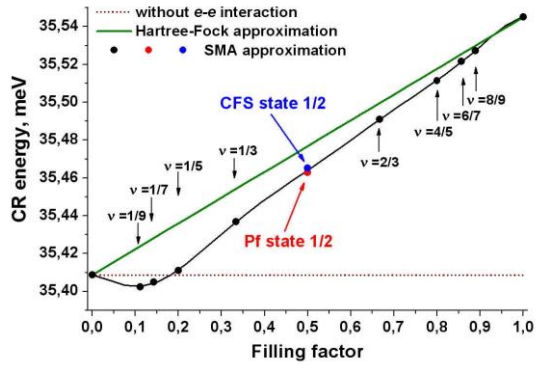


Рис. 3. Значения энергии ЦР в одноэлектронном приближении (точечная кривая), приближении Хартри-Фока (зелёная кривая) и GSMA (чёрные, красные и синие символы). Чёрная линяя проведена для удобства.

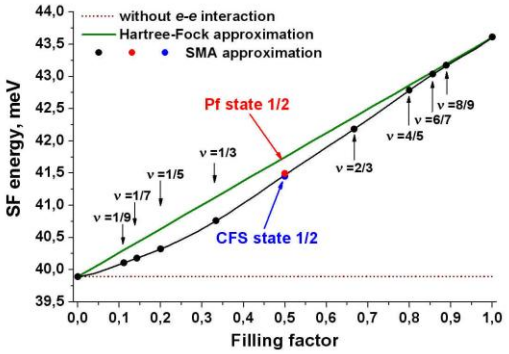


Рис. 4. Значения энергии длинноволновой ЦСФМ в одноэлектронном приближении (точечная кривая), приближении Хартри-Фока (зелёная кривая) и GSMA (чёрные, красные и синие символы). Чёрная линяя проведена для удобства.

Из рис. 2 видно, что учёт корреляций в рамках GSMA приводит не только к дополнительному усилению энергии СР для состояний ДКЭХ по отношению к значениям, полученным в приближении Хартри-Фока, но и к нелинейной зависимости энергии СР от фактора заполнения уровней Ландау.

Для ЦР учёт *e-e* взаимодействия в приближении Хартри-Фока приводит к увеличению энергий поглощения (зелёная кривая на рис. 3), что является следствием непараболичности подзон в КЯ InAs/AlSb. Учёт в рамках GSMA корреляционного взаимодействия для состояний ДКЭХ приводит к не только к немонотонной зависимости энергии ЦР от фактора заполнения уровней Ландау, но и к уменьшению энергий ЦР по сравнению со значениями, полученными в приближении Хартри-Фока.

Отметим, что поскольку ограничений, подобных теоремам Кона и Лармора на энергию комбинированных возбуждений, связанных с переворотом спина с одновременным изменением орбитальной компоненты волновой функции электрона, не существует, то эффекты *e-e* взаимодействия в энергии длинноволновой ЦСФМ наблюдаются в любой 2D системе [18]. Из рис. 4 видно, что результаты расчётов энергии длинноволновой ЦСФМ в КЯ InAs/AlSb качественно соответствуют аналогичным расчётам, выполненными для 2D систем с параболическими подзонами.

Таким образом, на примере КЯ InAs/AlSb продемонстрировано нарушение теорем Кона и Лармора в узкозонных КЯ в режиме ДКЭХ. Настоящая работа демонстрирует принципиальную возможность изучения состояний ДКЭХ в узкозонных КЯ с помощью циклотронного и спинового резонанса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-93111, 12-02-00940, 13-02-00894), РАН, Минобрнауки РФ (НШ-4756.2012.2) и Фонда некоммерческих программ “Династия”.

1. Eric Yang S.-R. et al. Phys.Rev.B **41**, 1294 (1990).
2. Roldán R. et al. Phys.Rev.B **82**, 205418 (2010).
3. Volkov A.V. et al. Phys.Rev.B **86**, 155440 (2012).
4. Krishtopenko S.S. et al. J. Phys.: Condens. Matter **23**, 385601 (2011); **24**, 135601 (2012).
5. Krishtopenko S.S. et al. J. Phys.: Condens. Matter **24**, 252201 (2012).
6. Kohn W. Phys.Rev. **123**, 1242 (1961).
7. Califano M. et al. Phys.Rev.B **73**, 113315 (2006).
8. Mani R.G. et al. Nat.Commun. **3**, 996 (2012).
9. Henriksen E.A. et al. Phys.Rev.Lett. **104**, 067404 (2010).
10. Криштопенко С.С. и др. ФТП **46**, 1186 (2012).
11. Kallin C. et al., Phys.Rev.B **30**, 5655 (1984).
12. Longo J.P. et al., Phys. Rev. B **47**, 4429 (1993).
13. Girvin S.M. et al. Phys.Rev.Lett. **54**, 581 (1985); Phys.Rev.B **33**, 2481 (1986).
14. Chesi S. et al., Phys.Rev.Lett. **101**, 146803 (2008).
15. Park K. et al., Phys. Rev.B **58**, 10167 (1998).
16. Дикман С.М. и др., ЖЭТФ, **28**, 105 (2005).
17. Dickmann S.M. et al., Phys.Rev.B **85,** 045318 (2012).
18. Журавлев А.С. и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 128 (2007).

Особенности закона дисперсии магнитоплазмонов и спиновых волн в узкозонных квантовых ямах

С.С. Криштопенко, В.И. Гавриленко

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: gavr@ipm.sci-nnov.ru

При поглощении резонансного электромагнитного излучения двумерной (2D) электронной системой, помещённой в перпендикулярное магнитное поле, происходит заброс электрона с уровня Ландау, лежащего ниже уровня Ферми, в одно из состояний, лежащих выше уровня Ферми. При этом на нижнем уровне Ландау возникает дырка. Образовавшееся связанное состояние возбуждённого электрона и дырки можно рассматривать в качестве *магнитного экситона* [1]. Особый интерес представляет изучение коллективных возбуждений (магнитных экситонов), активных в поглощении электромагнитного излучения, – *магнитоплазмонов*, связанных с изменением орбитального квантового числа, и *спиновых волн*, связанных с изменением спинового квантового числа, энергии которых удовлетворяют теоремам Кона [2] и Лармора [3].

В существующих работах [1, 4-6] расчёты энергия различных коллективных возбуждений 2D системы в магнитном поле были выполнены для случая простой параболичной подзоны. Было продемонстрировано, что, во-первых, дисперсии магнитоплазмонов и спиновых волн, отсчитанные от «одноэлектронных» значений энергии циклотронного (ЦР) и спинового резонанса (СР), в полном соответствии с теоремами Кона [2] и Лармора [3] не имеют щели при нулевом волновом векторе k. Во-вторых, закон дисперсии данных возбуждений при *фиксированных* факторах заполнения уровней Ландау ν, выраженный в единицах e^2/a_H, (где e – заряд электрона, a_H – магнитная длина), зависит только от произведения ka_H и не зависит от концентрации 2D электронов.

В узкозонных гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ), в которых подзоны размерного квантования характеризуются сильной непараболичностью, и в которых проявляются эффекты, связанные со спин-орбитальным (СО) взаимодействием, теоремы Кона и Лармора должны нарушаться. В недавней работе [7] было продемонстрировано нарушение теоремы Лармора в узкозонных КЯ, однако расчётов дисперсий магнитоплазмонов и спиновых волн до настоящего момента не проводилось.

В данной работе на примере КЯ InAs/AlSb впервые проводится исследование дисперсий магнитоплазмонов и спиновых волн в узкозонных КЯ n-типа. КЯ InAs/AlSb имеют большую величину разрыва зон на гетерогранице (более 2 эВ), малую эффективной массой электронов (порядка 0.03 m_0) и большие значения g-фактора [8]. Известно, что даже в номинально нелегированных структурах InAs/AlSb присутствует 2D электронный газ с концентрацией порядка 10^{12} см$^{-2}$ [9]. Выраженная непараболичность подзон размерного квантования приводит к зависимости циклотронной массы от концентрации [10] и неэквидистантности уровней Ландау 2D электронов (рис. 1).

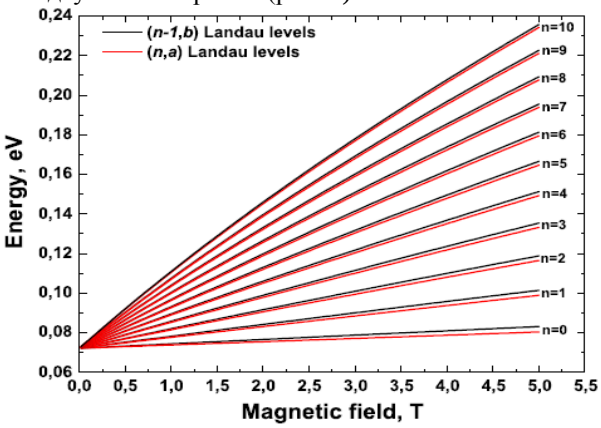


Рис. 1. Уровни Ландау в прямоугольной КЯ InAs/AlSb шириной 15 нм

Целью работы являлся расчёт энергий возбуждений в гетероструктурах InAs/AlSb с КЯ при различных факторах заполнения уровней Ландау и концентрации 2D электронов. Энергии возбуждений магнитоплазмонов и спиновых волн рассчитывались в приближении Хартри-Фока с использованием экситонного представления [6, 7], а также 8-зонного **k·p** гамильтониана в качестве одночастичного оператора кинетической энергии. Это позволило корректно учитывать влияние непараболичности, деформации и спин-орбитального взаимодействия на энергетический спектр одночастичных состояний. Отметим, что для упрощения описания пренебрегались слагаемыми, пропорциональными параметрам Латтинжера, что оправдано только для узкозонных КЯ n-типа таких, как КЯ InAs/AlSb. Для нахождения кулоновской функции Грина в КЯ, описывающей взаимодействие двух точечных зарядов, решалась электростатическая задача в плоскослоистой среде с разными значениями диэлектрической проницаемости в слоях [8].

На рис. 2-5 представлены результаты расчётов законов дисперсии магнитоплазмонов и спиновых волн при нечётных факторах заполнения уровней Ландау (ν = 3 и 5) и различных значениях концентрации 2D электронов, соответствующих заполнению только нижней подзоны размерного квантования в КЯ InAs/AlSb шириной 15 нм. Видно, что энергия обоих типов возбуждений при фиксированных значениях ν, отсчитанная в единицах

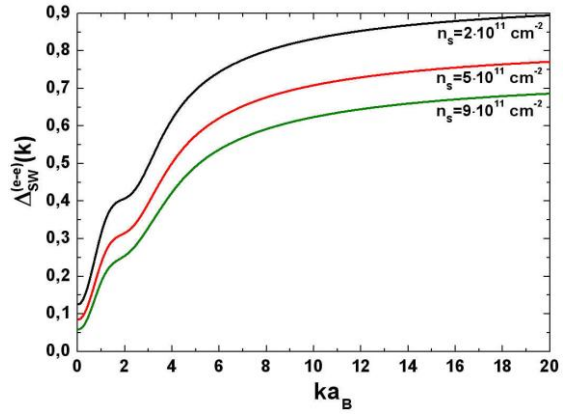


Рис. 2. Энергия спиновой волны (в единицах $e^2/\varepsilon a_H$) при ν = 3, отсчитанная от «одноэлектронных» значений СР в прямоугольной КЯ InAs/AlSb шириной 15 нм при различных значениях концентрации 2D электронов

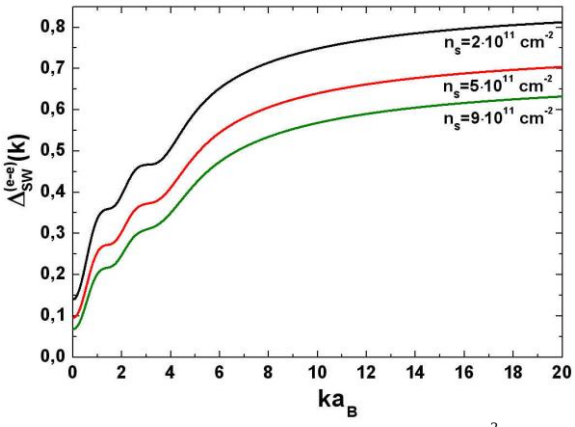


Рис. 4. Энергия спиновой волны (в единицах $e^2/\varepsilon a_H$) при ν = 5, отсчитанная от «одноэлектронных» значений СР в прямоугольной КЯ InAs/AlSb шириной 15 нм при различных значениях концентрации 2D электронов

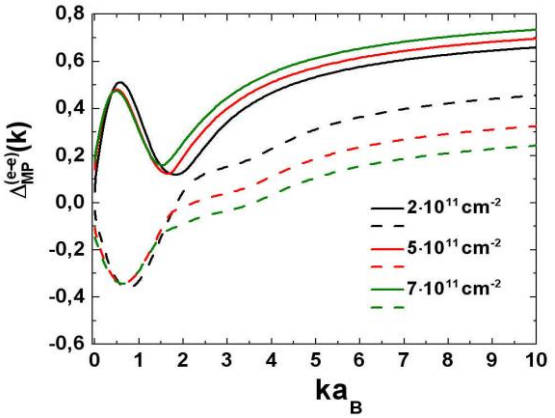


Рис. 3. Энергия магнитоплазмонов (в единицах $e^2/\varepsilon a_H$) при ν = 5, отсчитанная от «одноэлектронных» значений ЦР в прямоугольной КЯ InAs/AlSb шириной 15 нм при различных значениях концентрации 2D электронов

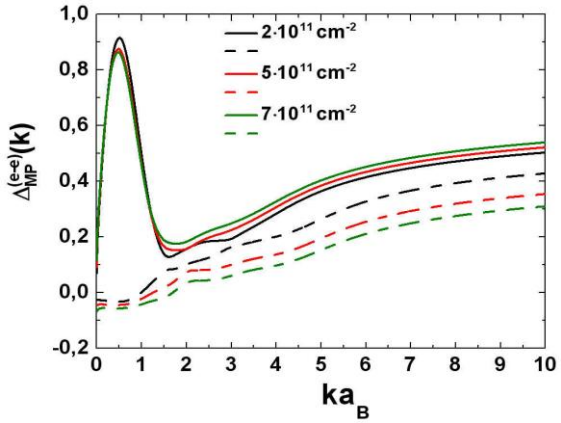


Рис. 5. Энергия магнитоплазмонов (в единицах $e^2/\varepsilon a_H$) при ν = 5, отсчитанная от «одноэлектронных» значений ЦР в прямоугольной КЯ InAs/AlSb шириной 15 нм при различных значениях концентрации 2D электронов

$e^2/\varepsilon a_H$, (ε – диэлектрическая проницаемость InAs) от соответствующих *одноэлектронных* значений энергии СР и ЦР, зависит от концентрации 2D электронного газа, что является следствием непараболичности подзон в КЯ InAs/AlSb.

Другой важной особенностью законов дисперсии спиновых волн и магнитоплазмонов в узкозонных КЯ от соответствующих возбуждений в КЯ с простыми параболическими подзонами является наличие щели в спектре возбуждений при нулевом волновом векторе, что связано с нарушением теорем Кона и Лармора вследствие непараболичности подзон и СО взаимодействия [2, 3, 7]. Величина щели в спектре спиновых волн и магнитоплазмонов (для каждой ветви возбуждений), отсчитываемая нулевых значений, определяет перенормировку энергий СР и ЦР, связанную с *e-e* взаимодействием [7]. Видно, что при увеличении концентрации 2D электронов щель в спектре спиновых волн при фиксированных факторах заполнения уровней Ландау уменьшается, в то время как в спектре магнитоплазмонов величина щели возрастает (см. рис. 2-5). Вблизи $k = 0$ поведение законов дисперсии спиновых волн и магнитоплазмонов в узкозонных КЯ аналогично законам дисперсии соответствующих возбуждений в КЯ с простыми параболическими подзонами, рассчитанных с использованием в «однозонного» гамильтониана [1, 4-6].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-93111, 12-02-00940, 13-02-00894), РАН, Минобрнауки РФ (НШ-4756.2012.2) и Фонда некоммерческих программ “Династия”.

1. Kallin C., Halperin B.I. Phys.Rev.B **30**, 5655 (1984).
2. Kohn W., Phys.Rev. **123**, 1242 (1961).
3. Califano M. et al., Phys.Rev.B **73**, 113315 (2006).
4. Antoniou D. and MacDonald A.H. Phys.Rev B **43**, 11686 (1991).
5. Mandal S.S., Phys.Rev.B **56**, 7525 (1997).
6. Дикман С.М. и др., ЖЭТФ, **28**, 105 (2005).
7. Krishtopenko S.S. et al. J.Phys.: Condens. Matter **24**, 252201 (2012).
8. Krishtopenko S.S. et al., J.Phys.: Condens. Matter **23**, 385601 (2011).
9. Sadofyev Yu.G. et al., Appl. Phys. Lett. **81**, 1833 (2002).
10. Алёшкин В.Я. и др., ФТП **39**, 71 (2005).

Спектрокинетические свойства гетероструктур с КЯ на основе GaAs/GaAsSb и GaAsSb/InGaAs/GaAs излучающих в области 1-1.3 мкм

***С.В. Морозов*[1], *Д.И. Крыжков*[1], *В.Я. Алешкин*[1], *В.И. Гавриленко*[1], *Б.Н. Звонков*[2], *О.В. Вихрова*[2] , *З.Ф. Красильник*[1]**

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] НИФТИ ННГУ им. Лобачевского, Н. Новгород

e-mail: krizh@ipmras.ru

Система $GaAs_{1-x}Sb_x$/GaAs с молярной долей сурьмы больше 35% исследуется на протяжении последнего десятилетия главным образом в связи с возможностью создания вертикально излучающего лазера работающего при T = 300K вблизи 1.3 мкм. Однако, несмотря на довольно интенсивный сигнал фотолюминесценции (ФЛ) в области 1.3 мкм, полученный в таких структурах при комнатной температуре, до сих пор создание лазера остается нерешенной задачей [1].

С точки зрения технологии последнее обстоятельство может быть отчасти обусловлено сложностями получения материала квантовой ямы высокого качества, связанное с большим различием периодов кристаллических решеток GaAs и GaSb, которое составляет 7.8 % [2], Однако, слои GaAsSb с молярной долей сурьмы до 0.5 и приемлемым оптическим качеством были успешно получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии [3]. До настоящего времени у научного сообщества не сложилось единого мнения о типе зонной структуры гетероперехода GaAsSb/GaAs с молярной долей сурьмы 0.35. В частности в работе [4] представлены данные, указывающие, что тип зонной диаграммы напряженного гетероперехода GaAsSb/GaAs является функцией молярной доли сурьмы, и изменяется от первого типа для x < 0.34 ко второму типу для x > 0.34.

Квантовая яма GaAsSb, ограниченная барьерами GaAs, может рассматриваться как система с хорошо локализованными дырками и слабо локализованными (или делокализованными) электронами, в особенности при относительно высокой температуре (вблизи комнатной), когда тепловая энергии носителей kBT 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 материала с сильной электронной локализацией. В частности перспективной, на наш взгляд, является гетероситема с двойной КЯ $GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs_ySb_{1-y}/GaAs$ [5]. 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 для улучшения локализации электронов в зоне проводимости на подложке GaAs выращены гетероструктуры с двойной квантовой ямой $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs_{0.8}Sb_{0.2}/GaAs$. В структуре №6534 толщины слоёв слоёв InGaAs и GaAsSb составляли 6 нм и 5 нм соответственно, а в структуре №6854 6 нм и 10 нм соответственно. Кроме того, для структуры №6534 был выращена структура спутник GaAsSb/GaAs с шириной ямы GaAsSb 5 нм. Структура №6534 демонстрировала интенсивную люминесценцию вплоть до комнатной температуры (на длине волны 1040 нм при T=300K). Было обнаружено увеличение сигнала ФЛ в 2.5 раза и сдвиг положения максимума пика ФЛ (~100 мэВ) в длинноволновую область по сравнению со структурой спутником GaAsSb/GaAs.

Исследование спектров структуры №6854 показало, что увеличение толщины слоя GaAsSb позволило уменьшить энергию основного перехода (на 140 меВ по отношению к структуре №6534) и приблизиться к желаемой длине волны излучения 1.3 мкм (рис. 1). Кроме того, увеличение ширины слоя GaAsSb привело к увеличению интенсивности ФЛ при комнатной температуре в 60 раз, что связано с уменьшением энергии основного состояния для электронов в КЯ GaAsSb, а следовательно лучшей локализацией электронов и меньшим температурным гашением ФЛ. Была измерена кинетика ФЛ структур при 4 К. Время спада сигнала ФЛ для структур №6534 и №6854 составляло 8 нс и 40 нс соответственно. Таким образом, усиление локализации электронов в слое InGaAs для структуры №6854 приводит к уменьшению перекрытия волновых функций электронов и локализованных в слое GaAsSb

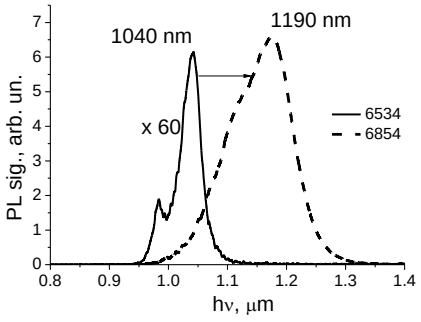


Рис. 1. Спектры ФЛ при T=300 К двух структур $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs_{0.8}Sb_{0.2}/GaAs$: №6534 с толщинами слоёв InGaAs и GaAsSb 6 и 5 нм соответственно и №6854 с толщинами слоёв InGaAs и GaAsSb 6 и 10 нм

дырок, а соответственно увеличению времени спада сигнала ФЛ.

Неожиданным оказался результат, полученный при исследовании кинетики ФЛ в области основного перехода в структуре №6534 при увеличении мощности возбуждения (рис. 2). Так при достаточно больших мощностях (> 20 мВт), после быстрого спада (~ 1 нс) сигнала ФЛ наблюдался участок медленного роста сигнала с последующим спадом на временах порядка 9 нс.

На наш взгляд наблюдавшиеся необычные зависимости интенсивности ФЛ от времени главным образом определяется зависимостью энергии электронных и дырочных уровней от распределения неравновесных носителей по уровням (рис. 3). В случае высокой мощности возбуждения кинетика ФЛ на длине волны соответствующей равновесной длине волны основного перехода имеет следующий вид:

i) сразу после импульса возбуждения концентрация неравновесных носителей велика и основные и возбуждённые состояния заполнены. Энергия основного перехода близка к энергии основного перехода при малом уровне возбуждения (рис. 3в).

ii) по мере рекомбинации носителей и опустошения возбуждённых состояний экранировка поля создаваемого пространственно разделёнными зарядами на основных состояниях уменьшается. Изгиб зон на границе InGaAs/GaAsSb увеличивается, энергия основного перехода растёт и интенсивность ФЛ на длине волны наблюдения уменьшается (рис.2, P = 58 мВт, t = 0 - 3 нс). Этот процесс определяется временем прямой в пространстве рекомбинации электронов и дырок возбуждённых состояний (т.к. время непрямой в пространстве рекомбинации между основными электронным и дырочным состояниями значительно больше).

iii) энергия основного перехода максимальна когда основные состояния заполнены, а возбуждённые нет. В дальнейшем при рекомбинации носителей изгиб зон уменьшается и энергия основного перехода уменьшается и стремится к равновесной энергии основного перехода, а интенсивность ФЛ на длине волны наблюдения растёт (рис. 2, P = 58 мВт, t = 3 - 8 нс).

iv) в дальнейшем вид зонной структуры гетероперехода InGaAs/GaAsSb/GaAs не меняется и кинетическая кривая определяется непрямой в пространстве рекомбинацией между основными состояниями (рис. 2, P = 58 мВт, t >8 нс).

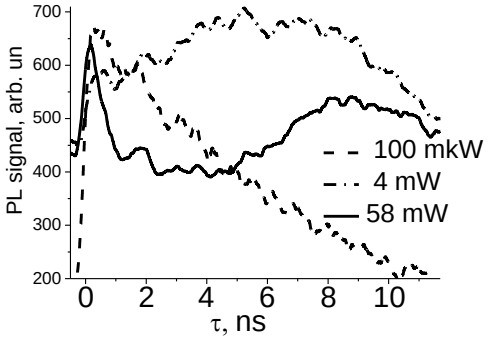


Рис. 2. Осциллограммы сигнала ФЛ в структуре №6534 при 77 К, в области основного перехода (988 нм) при различной мощности накачки

Обнаруженный эффект важен с точки зрения создания источников излучения, в том числе стимулированного, на основе InGaAs/GaAsSb/GaAs структур. Как было показано [5], одной из основных проблем в данном направлении является сдвиг максимума интенсивности ФЛ (а так же длины волны возникновения усиления) в коротковолновую область за счёт заполнения возбуждённых состояний, а так же изменения изгиба зон при увеличении концентрации неосновных носителей. Из этих двух эффектов последний, как мы показали, перестаёт действовать после определённой мощности возбуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№13-02-01314 и 11-02-00645-а), РФ НШ-4756.2012.2 и поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8578.

1. Anan T. et al. // Electron. Lett. 35, 903 (1999).
2. Pesetto J.R. and Stringfellow G.B. // J. Cryst. Growth. 62, 1 (1983).
3. Chang C.A. et al. // Appl. Ppys. Lett. 31, 759 (1977).
4. Prins A.D. et al. // Phys. Rev. B 47, 2191 (1993).
5. Klem J. F. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B 18(3), 1605, (2000).

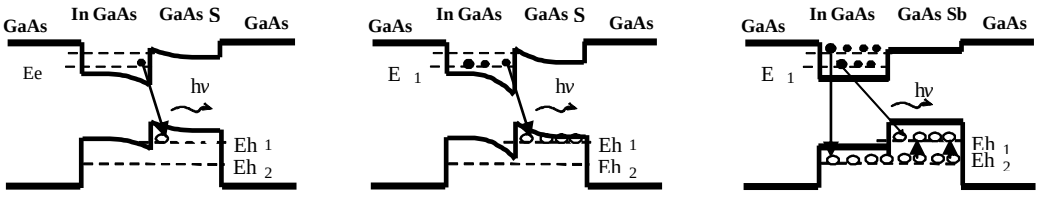


Рис. 3. Схема зонной диаграммы и оптических переходов в гетероструктуре InGaAs/GaAsSb/GaAs при различных степенях заполнения электронных и дырочных состояний. а) малое количество носителей на основных состояниях, б) - большое количество носителей на основных состояниях. Вследствие кулоновского взаимодействия, увеличивается изгиб зон на границе InGaAs/GaAsSb. б) - заполнены основные (локализованные в разных ямах) и неосновные (слабо или делокализованные) состояния. Носители на возбуждённых состояниях (главным образом дырки) начинают экранировать поле пространственно разделённых носителей расположенных на основных состояниях и, таким образом уменьшают изгиб зон.

Волноводные свойства и оптические потери в структурах Si:Er/SOI с активными волноводами в области длин волн 1.5 мкм

Б.А. Андреев, С.А. Гусев, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, К.Е. Кудрявцев, Д.В. Шенгуров, А.Н. Яблонский

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

e-mail: krizh@ipmras.r

Актуальность работ, направленных на получение стимулированного излучения в кремниевых структурах в ближней ИК области спектра, не уменьшается, несмотря на реализации лазерного эффекта при оптической и электрической накачке в нескольких наноструктурах на основе кремния. Одним из возможных путей решения этой проблемя является формирования активных волноводов Si:Er/Si и волноводных резонаторов с брэгговскими зеркалами на длину волны 1.54 мкм.

Гребенчатые волноводы из нелегированного кремния на SOI известны давно [1]. В предшествующих работах активные волноводы, легированные эрбием, изготавливались методом ионной имплантации, что приводило к увеличению потерь на рабочей длине волны, вносимых дефектами [2]. Преимуществом метода сублимационной МЛЭ при создании активных волноводов на основе Si:Er является также возможность формировать достаточно толстые (~ 2 мкм) активные слои Si:Er с малой плотностью дефектов. Это особенно важно, поскольку для хорошей локализации электромагнитного поля в структурах Si:Er/SOI требуется толщина активного слоя > 1 мкм.

В настоящей работе представлены результаты исследования волноводных свойств структур Si:Er/SOI с сформированными полосковыми волноводами. Структуры Si:Er/SOI были выращены методом сублимационной МЛЭ на подложках SOI (silicon-on-insulator). Температура роста активного слоя Si:Er составляла 400ºC. Размеры многомодовых активных волноводов Si:Er/SOI: высота - 1-2 мкм, ширина - 10, 20, 30 и 50 мкм и длина 8-10 мм. Шероховатость ростовой поверхности эпитаксиального слоя не превышала величину RSM=0.2 нм, для боковой поверхности волновода - RMS~100 нм. `Для части волноводов на торцах методом ионного травления с пространственным разрешением менее 100 нм сформированы плоские зеркала или брэгговские зеркала Si/SiO2/Si. Изображение волновода с брэгговскими зеркалами приведено на рис.1. Структуры и активные волноводы Si:Er/SOI демонстрируют интенсивную люминесценцию на длине волны 1.54 мкм перехода иона Er^{3+} при оптической накачке.

Выполнено исследование волноводных свойств активных полосковых волноводов Si:Er длиной 8-10 мм, высотой 1-2 мкм и шириной 10, 20 и 30 мкм сформированных на структурах Si:Er/SOI. В качестве источника излучения использовалась спонтанная люминесценция иона эрбия на длине волны 1.54 мкм, локально возбуждаемая в волноводе светом в области межзонного поглощения в кремнии.

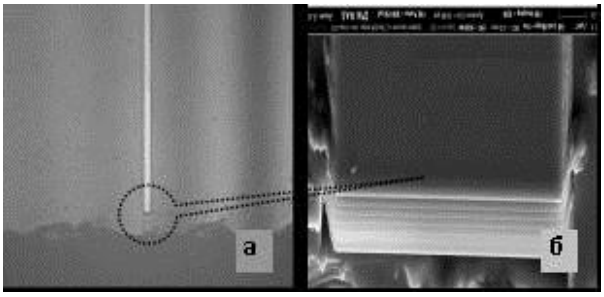


Рис. 1. Волноводный резонатор Si:Er/SOI (2×20мкм×1 см) (a) с брэгговскими зеркалами (b). Изображения получены в сканирующем электронном микроскопе.

На рисунке 2 представлена зависимость интенсивности излучения на длине волны 1.54 мкм (длина волны люминесценции иона Er) из точки на поверхности волновода отстоящей на расстояние L от точки поверхности волновода возбужденной межзонным лазерным излучением. Сигнал из области ± 0.5 мм соответствует люминесценции из непосредственно возбуждаемой области волновода (размер пятна возбуждающего лазера ~ 0.5 мм). Однако значительный сигнал на длине волны 1.54 мкм наблюдается из невозбуждаемой области 0.5 - 5 мм. Данный сигнал связан с высвечиванием излучательных мод волновода. При дальнейшем увеличении расстояния между точкой наблюдения и точкой возбуждения сигнал на длине волны 1.54 мкм исчезает, а при достижении L = 10 мм (соответствующей торцу волновода) наблюдается пик люминесценции. Таким образом видно, что значительная доля излучения возникшего при возбуждении ФЛ иона Er канализируется и достаточно эффективно распространяется по волноводу. Оценка сверху для суммарных потерь в исследуемых многомодовых волноводах на длине волны 1.54 мкм (поглощение для направляемых мод, рефракция, потери на выходном зеркале) в предположении одного прохода дает значение менее $a<5$ $см^{-1}$. В работе обсуждается возможное соотнесение полученного значения с поглощением на переходе $4I_{13/2} - 4I_{15/2}$ иона эрбия.

В работе так же обсуждаются эксперименты по измерению усиление в структурах Si:Er/SOI методом pump-probe подробно описанном в работе [3]. В этом методе большая часть волновода возбуждается лучом pump-a для достижения ин-

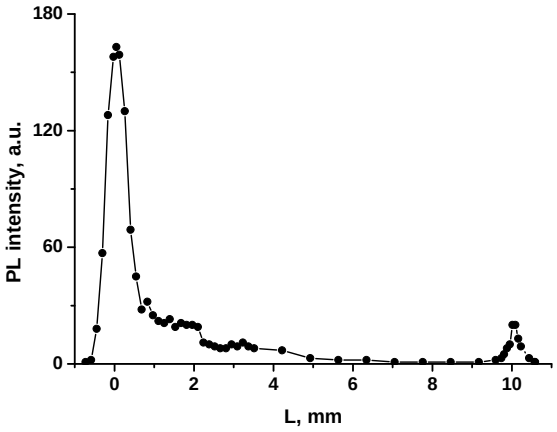


Рис. 2. Зависимость интенсивности сигнала люминесценции с поверхности волновода на длине волны 1.54 мкм от расстояния между точкой наблюдения и точкой возбуждения ФЛ.

версии возбуждённых ионов Er. Меньшая часть волновода возбуждается лучом prob-a, и исследуется прохождение света возникшего при возбуждении лучом prob-a через область волновода возбуждённую лучом pump-a. В исходном методе подразумевается, что луч pump-a не влияет на область возбуждаемую лучом prob-a. Однако наши оценки показали, что при приближении к условиям когда может возникнуть усиление излучение, родившееся в области возбуждённой импульсом pump-a, распространяясь по волноводу начинает возбуждать ионы Er в области возбуждаемой лучом prob-a. Этот эффект необходимо учитывать для правильного определения значения оптического усиления в волноводных структурах Si:Er/SOI.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№11-02-00953-а) и поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8735.

1. Soref R.A. Lorenzo J.P. / Electronics Letters 21, 953 (1985)

2. Homewood K.P. et al./ Optical Materials 32 1601 (2010)

3. Lourenço M. A., Gwilliam R. M., and Homewood K. P. / Appl. Phys. Lett., 91, 141122 (2007).

Исследования структуры ферромагнитного слоя GaMnSb

А.И. Бобров, Е.Д. Павлова, А.В. Кудрин, Н.В. Малехонова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород

e-mail: kudrin@yandex.ru

Ферромагнитные полупроводники $A^{III}B^{V}$ содержащие примесь Mn широко исследуются в связи с их потенциальным применением в спинтроники. Однако температура Кюри таких структур значительно ниже комнатной, что осложняет их применение для прикладных целей. К числу интенсивно развиваемых и исследуемых разбавленных магнитных полупроводников относится твердый раствор $Ga_{1-x}Mn_xAs$ с Tc = 190 K [1]. Однако внимание исследователей сосредоточено и на поиске других соединений подобного типа с полупроводниковой матрицей $A^{III}B^{V}$ и ионами замещения Mn. Возможным кандидатом таких соединений является твердый раствор Mn в матрице GaSb [2]. В слоях однофазных твердых растворов $Ga_{1-x}Mn_xSb$, где атомы Mn занимают преимущественно узлы галлия и являются акцепторами, достигнутые температуры Кюри однако не превышают 25 K [3]. В случае полученных таким же методом, так называемых, дискретных сплавов GaSb/Mn (периодических структур) величина Tc составляла 40-50 K [4]. Однако высокие значения температуры Кюри могут быть достигнуты в дискретных сплавах на основе сильно пересыщенных растворов Mn в полупроводниковых соединениях элементов III и V групп (III-Mn-V) (см., например, [5]). В то же время при большем содержании x и/или повышении температуры роста наблюдаются эффекты распада твердого раствора и образования дополнительных магнитных фаз, природа которых сейчас активно обсуждается [5, 6]. Наиболее часто в качестве дополнительных фаз в слоях $Ga_{1-x}Mn_xSb$ выступают ферромагнитные кластеры MnSb со структурой цинковой обманки [5, 7, 8, 9].

Целью данной работы являлось исследование особенностей кристаллической структуры пересыщенного марганцем слоя GaMnSb, полученного путем осаждения нелегированного GaSb и металлического Mn из лазерной плазмы в вакууме.

Для выращивания пленки GaMnSb толщиной ~100 нм применялся импульсный лазер на алюмоиттриевом гранате, работающий в режиме модулированной добротности на длине волны 1.06 мкм. В потоке газа-носителя водорода производилось периодическое распыление полупроводниковой мишени GaAs и мишени металлического Mn. Нанесение пленки осуществлялось на пластину полуизолирующего GaAs с ориентацией (100) при температуре подложки ~ 400 °C.

Полученная таким образом структура была исследована методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), реализованными на её поперечном срезе. Подготовка последнего осуществлялась по стандартной технологии Gatan, описанной в [10].

Структурные данные об объекте были получены благодаря просвечивающему электронному микроскопу JEM-2100F, работающему при ускоряющем напряжении 200кэВ. Элементный состав определялся методом энерго-дисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДС), реализованного посредством безазотного детектора X-max, компании Oxford instruments, смонтированного на описанном выше микроскопе.

На рис. 1(а) показан обзорный снимок исследуемой структуры, полученный в режиме сканирующего просвечивающего электронного микроскопа (СПЭМ), который нетрудно сопоставить с картами распределения элементного состава, изображёнными на рисунках 1(б-г). Из представленных изображений видно, что в областях, отличающихся тёмным контрастом, имеет место преимущественная локализация марганца в сочетании с почти полным отсутствием сурьмы. Распределение галлия носит равномерный характер по всей эпитаксиальной структуре.

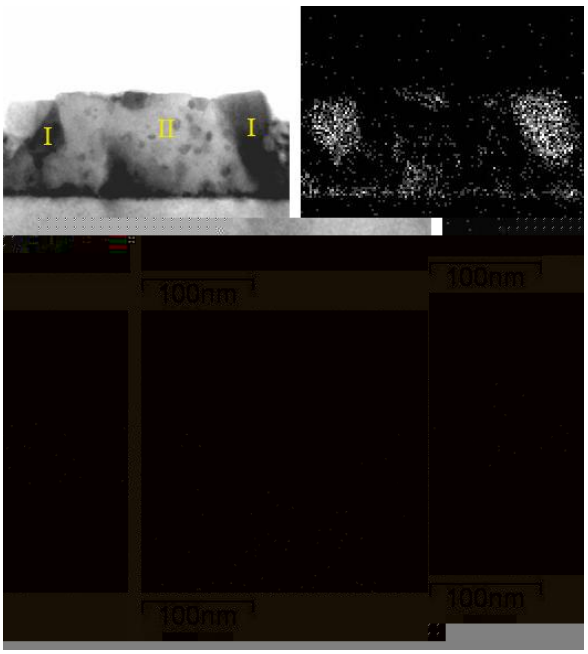


Рис. 1. а) Обзорный снимок структуры GaSb:Mn с включениями GaMn, б) карта распределение Mn, полученная методом ЭДС, в) карта распределения Sb, в) карта распределения Ga

Количественный анализ по точкам, проведённый в режиме Point & ID программы INCA TEM Energy (управляющей программы ЭДС-детектора), показал, что содержание марганца непосредственно во включениях, помеченных на

рис. 1(а) цифрой I, оказалось на уровне (32±5) ат. %, концентрация галлия составила (68±5) ат. %. Сурьмы же в этих областях обнаружено не было. При этом был зафиксирован следующий состав матрицы (область, отмеченная на рис. 1(а) цифрой II): Mn – (2,0±1,8) ат. % , Ga – (57±1) ат. % , Sb – (40±3) ат. % . На основании этих данных элементного анализа можно утверждать об образовании в исследуемой структуре включений GaMn в матрице GaSb. На этот факт так же указывают результаты цифровой обработки снимков высокого разрешения, заключавшейся в получении классических дифракционных картин путём проведения Фурье-преобразования распределения интенсивности в областях, отмеченных цифрами I и II на рис. 2, в программе Digital Micrograph. На боковых сносках иллюстрации показаны полученные таким образом электронограммы. Их индицирование также показало наличие включений GaMn, в стехиометрическом соотношении $Ga_{162.5}Mn_{101.5}$. При этом в дифракции электронов принимали участие плоскости типа (100), для которых характерное межплоскостное расстояние тетрагональной элементарной ячейки соединения $Ga_{162.5}Mn_{101.5}$ составляет 1.26 нм [11]. На снимке ПЭМ видно, что период решетки $Ga_{162.5}Mn_{101.5}$ явился неким «свехпериодом» относительно решетки GaSb:Mn.

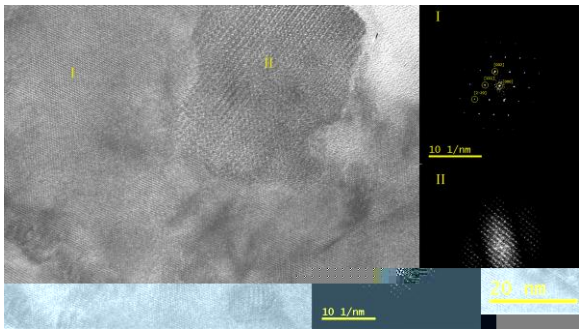


Рис. 2. ПЭМ-снимок поперечного сечения плёнки GaSb:Mn (I) с включением $Ga_{162.5}Mn_{101.5}$ (II). На сноске справа показаны электронограммы соответственно от матрицы GaSb:Mn (помечена цифрой I) и включения $Ga_{162.5}Mn_{101.5}$ (помечена цифрой II)

Кроме того, на снимках гетерограницы между подложкой GaAs и плёнкой GaSb в атомным разрешением (см. рис. 3) можно видеть периодические нановключения имеющих по данным ЭДС следующий элементный состав: Mn - (15±6) ат. % , Ga – (51±3) ат. % , Sb – (32±8) ат. %. Их расположение, форма и отличное от окружающей матрицы атомное строение указывают на специфический для данной системы механизм релаксации напряжений, связанных с 7% рассогласования параметров решётки подложки и выращиваемой плёнки, через образование на границе раздела 3-х мерных включений сложного элементного состава. Наиболее вероятным кажется предположение о том, что эти образования также являются фазовыми включениями соединения $Ga_{162.5}Mn_{101.5}$, образовавшегося на гетерогранице с подложкой. Однако для подтверждения данной гипотезы требуются более детальные структурные исследования данного объекта.

Важным аспектом исследованной структуры является сведение к минимуму количества дефектов в формируемой плёнке GaSb, по сравнению со структурами, выращенными без добавления марганца [12].

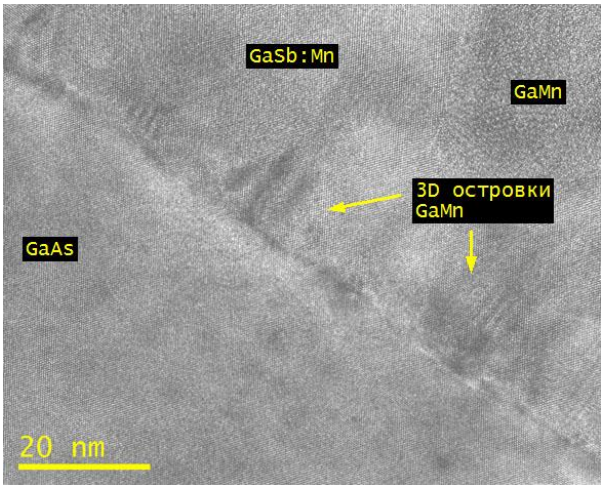


Рис. 3. ПЭМ-снимок поперечного сечения плёнки GaSb:Mn вблизи гетерограницы с подложкой GaAs. На изображении можно видеть 3-х мерные включения на стыке двух материалов, обеспечивающие псевдоморфный эпитаксиальный рост GaSb на поверхности GaAs

1. Chen L., Yan S., Xu P.F., Lu J., Wang W.Z., Deng J.J., Qian X., Ji Y., Zhao J.H. // Appl. Phys. Lett. 95, 182505-1–182505-3, (2009).

2. Abe E., Matsukura F., Yasuda H., Ohno Y. and Ohno H.. // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 7(3-4):981–985, (2000).

3. Matsukura F., Abe E., Ohno H. // J. Appl. Phys. 87, 6442–6444, (2000).

4. Chen X., Na M., Cheon M., Wang S., Luo H et all. // Appl.Phys.Lett. 81,511–513, (2002).

5. Luo H., Kim G.B., Clieon M. et al. // Physica E **20,** 338 (2004).

6. Maliadevan P. and Zunger A. // Phys. Rev. B 68, 075202 (2003).

7. Abe E., Matsukura F., Yasuda H., Ohno Y., Ohno H. // Physica E 7, 981–985, (2000).

8. Akinaga H., Mizuguchi M., Manago T., Sato T., Kuramochi H., Ono K., Ofuchi H., Oshima M. // Physica E **10**, 447–451 (2001).

9. Mizuguchi M., Akinaga H., Ono K., Oshima M. // Appl.Phys. Lett. 76,1743–1745, (2000).

10. User's Guide: Precision Ion Polishing System, Gatan inc.- revision 3 - 11.1998 - 118 p.

11. Boström M., Hovmöller S. // J. Solid State Chem., 153, 398–403 (2000).

12. Соловьев В.А., Торопов А.А., Мельцер Б.Я. и др. // ФТП, Т.36, В. 7, 869-873, (2002).

Подзонная фотопроводимость эпитаксиальных слоев Si:Er/Si

А.В. Антонов, В.П. Кузнецов, К.Е. Кудрявцев, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: konstantin@ipmras.ru

Известно, что в условиях подзонного возбуждения структур Si:Er/Si излучением с энергией фотона, меньшей ширины запрещенной зоны кремния, наблюдается достаточно интенсивная эрбиевая люминесценция [1], что указывает на наличие эффективных механизмов подзонного поглощения в кремнии, легированном эрбием. В качестве возможного механизма генерации электронно-дырочных пар при подзонном возбуждении Si:Er в работе [2] предложен двухступенчатый процесс поглощения излучения накачки с участием энергетических уровней примесей в запрещенной зоне кремния. Целью данной работы является исследование механизмов подзонного поглощения света в структурах Si:Er/Si с помощью методики спектроскопии фотопроводимости. Приведены результаты исследования фотоэлектрических свойств структур Si:Er, полученные результаты сопоставлены с соответствующими данными для тестовых кремниевых диодов, не легированных редкоземельной примесью.

Исследуемые структуры были выращены методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии [3] на подложках Si. Толщина активного слоя Si:Er составляла в различных структурах 0.4-1 мкм. Для измерений на диодных структурах Si:Er/Si стандартными методами формировались меза-структуры площадью до 2 мм^2 и производилось напыление контактов (Ti/Au), измерения фототока проводились в вертикальной геометрии. Для спектрального анализа использовался Фурье-спектрометр Bruker Vertex80v. В качестве источника возбуждающего излучения использовался глобар, что позволило проводить измерения в линейном по мощности накачки режиме, и полностью исключить влияние двухфотонных процессов. Температурные измерения проводились в заливном азотном криостате. Спектральный диапазон измерений составлял 1000-15000 см$^{-1}$. Для учета спектральной функции источника излучения производилась нормировка измеряемых спектров фототока на отклик пироэлектрического (DTGS) приемника, имеющего практически плоскую спектральную функцию во всем диапазоне работы.

Спектры фототока исследуемых структур Si:Er, а также тестового кремниевого диода без эрбия, измеренные при температуре T=300 K, приведены на рис. 1. Во всех случаях наблюдается хорошо известный край поглощения кремния с выраженной фононной структурой. В области энергий меньше ширины запрещенной зоны кремния поглощение света мало и приблизительно одинаково во всех образцах, как с эрбием, так и не легированных редкоземельной примесью.

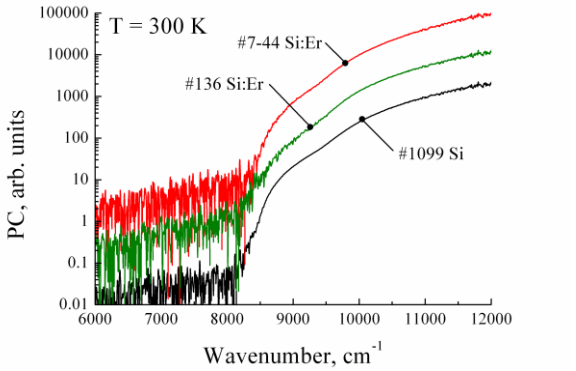


Рис. 1. Спектры фототока Si:Er диодов и тестового Si диода, измеренные при комнатной температуре. Спектры разнесены по вертикали для наглядности

При температуре жидкого азота ситуация совершенно меняется. На рис. 2 приведены спектры фототока тех же структур, измеренные при температуре T=80 K. Помимо ожидаемого при уменьшении температуры сдвига края поглощения в область больших меньших энергий и уменьшения вклада оптических переходов с поглощением фонона, в ряде исследуемых структур Si:Er/Si наблюдается значительный фотоотклик в области энергий ниже ширины запрещенной зоны кремния, на два порядка величины превышающий соответствующее значение для кремниевых структур, не легированных редкоземельной примесью.

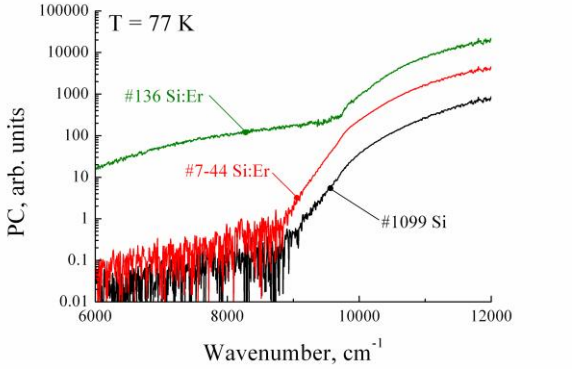


Рис. 2. Спектры фототока различных Si:Er/Si диодов при температуре жидкого азота

В качестве возможного механизма возникновения фотоотклика в указанной области энергий можно предположить примесную фотопроводимость за счет примесно-дефектных комплексов,

формируемых в процессе эпитаксиального роста. Следует отметить, что люминесцентные свойства, такие как состав излучающих центров, а также интенсивность фото- и электролюминесценции, сходны для исследуемых Si:Er/Si диодов. В то же время, величина фотоотклика при подзонной засветке существенно меняется для различных образцов, и не наблюдается какой-либо корреляции между излучательными свойствами Si:Er диодов и интенсивностью подзонного поглощения. Таким образом, можно заключить, что наблюдаемое подзонное поглощение не связано непосредственно с легированием слоя редкоземельной примесью эрбия, и определяется, по-видимому, иными электрически активными комплексами, формируемыми в Si:Er/Si диодах.

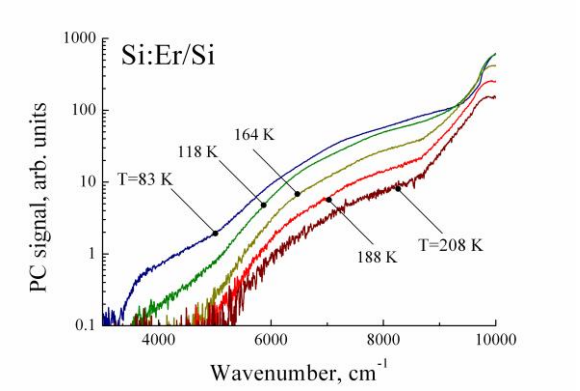


Рис. 3. Спектры фототока Si:Er/Si диода при различных температурах

Для ряда структур Si:Er/Si, демонстрирующих сильное подзонное поглощение при низких температурах, была исследована температурная зависимость фототока Результаты представлены на рис. 3. По мере увеличения температуры вклад длинноволновой части спектра в общий сигнал фотоотклика существенно снижается, и при комнатной температуре форма края поглощения в исследуемых структурах практически совпадает с краем поглощения кремния. Интересно отметить, что структура приведенных на рис. 3 спектров фототока Si:Er/Si диодов не характерна для примесной фотопроводимости, обусловленной каким-либо определенным центром с заданной энергией ионизации. Вероятно, здесь следовало бы говорить о серии уровней или даже достаточно широкой примесной подзоне с непрерывной плотностью состояний. Причина наблюдаемого температурного гашения фототока на настоящий момент не ясна. Возможно, гашение фототока обусловлено взаимодействием носителей заряда с различными типами глубоких центров, «прилипание» и рекомбинация на которых существенно меняется с температурой [4]. Действительно, структура приведенных на рис. 3 спектров фототока указывает на наличие по крайней мере двух типов центров, вносящих вклад в подзонный фотоотклик исследуемого Si:Er/Si диода.

Следует также заметить, что, в отличие от приводимых в литературе исследований фотоотклика структур на основе Si:Er [например, 5], мы ни при каких температурах не наблюдаем в спектрах фотоотклика резонансных особенностей вблизи энергий, соответствующих излучательным переходам эрбиевых центров (~6500 $см^{-1}$). Это обстоятельство, наряду с отсутствием выраженных примесных уровней, коррелирующих с формированием оптически активных центров эрбия, указывает на возможность реализации альтернативных принятым [6, 7] механизмов возбуждения и релаксации редкоземельной примеси в исследуемых структурах.

Таким образом, в работе исследована фотопроводимость эпитаксиальных слоев Si:Er. В ряде структур при низкой температуре наблюдается значительный (по сравнению с тестовыми кремниевыми структурами без эрбия) фотоотклик при энергии падающего излучения существенно меньше ширины запрещенной зоны кремния. Показано, что наблюдаемое подзонное поглощение не связано непосредственно с легированием слоя редкоземельной примесью эрбия. Предполагается, что поглощение света с малыми энергиями кванта определяется иными примесно-дефектными комплексами, возникающими в процессе роста эпитаксиального слоя и формирующими квазинепрерывным спектр состояний в запрещенной зоне кремния.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 11-02-953, 11-02-963, 13-02-00397) и Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение 8735).

1. Андреев Б.А. и др., ФТТ, **46** (1), 98 (2004).
2. Яблонский А.Н. и др., ФТП, **46**(11), 1435 (2012).
3. Кузнецов В.П. и др. ФТП, **34**(5), 519 (2000).
4. Роуз А. Основы теории фотопроводимости. Москва, Мир (1966).
5. Hamelin N. et al., J. Appl. Phys., **88**(9), 5381.
6. Palm J. et al., Phys. Rev. B, **54**, 17603 (1996).
7. Priolo F. et al., Phys. Rev. B, **57**, 4443 (1998).

Диэлектрическая проницаемость нанокомпозитов Ag/ПАН

А.И. Машин [1], ***М.А. Кудряшов*** [1], ***А.А Логунов*** [1], ***G. Chidichimo*** [2], ***G. De Filpo*** [2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[2] Department of Chemistry, University of Calabria, Rende (CS), Italy

e-mail: Kudryashov@phys.unn.ru

Металлополимерные композиты, состоящие из полимера и диспергированных в нем проводящих металлических частиц, обладают интересными свойствами, и могут использоваться в различных применениях. Для исследования электрических свойств эти системы считают гетерогенными, и используются различные соотношения в рамках теорий эффективных сред, описывающие их поведение, на основе диэлектрических постоянных и удельных электропроводимостей их составных частей [1]. Их электрические характеристики связаны с объемной долей проводящего наполнителя, размера и формы его частиц, а также с другими факторами, такими как адгезия между частицами и матрицей и другие возможные взаимодействия между проводящей и непроводящей фазой [2].

В композитах металл/полимер присутствуют диэлектрические релаксации, которые могут быть исследованы с помощью диэлектрической спектроскопии. Однако, из-за присутствия проводящих частиц, релаксации могут быть неотчетливыми, например, в случае граничной (межфазной) поляризации, наблюдаемой в гетерогенных системах [3]. Поэтому удобнее использовать понятие «электрический модуль». [4]

Нанокомпозитные пленки серебро/полиакрилонитрил (Ag/ПАН) были изготовлены методом фотополимеризации раствора нитрата серебра ($AgNO_3$) в акрилонитриле в присутствии фотоинициатора 2,2-диметокси-1,2-дифенил-этан-1-она (IN) УФ излучением с λ = 365 nm и мощностью порядка 0.155 мВт/см^2 в течение 90 min при комнатной температуре. При получении варьировалась концентрация исходных компонентов. Измерение проводимости и емкости от частоты электрического поля осуществлялось на LCR-метре Hewlett-Packard 4284A в эквивалентной схеме параллельно соединенные резистор и конденсатор в диапазоне частот 20 - 10^6 Гц. Температура образца контролировалась с помощью криостата Grant LTD 6 и изменялась в интервале 12 - 60 °C. Из измерений емкости и проводимости данных структур вычислялись реальные и мнимые части диэлектрической проницаемости, соответственно.

Диэлектрическая проницаемость увеличивается с ростом содержания нитрата серебра в исходной смеси и температуры. При максимальной температуре 60 °C в области низких частот, диэлектрическая постоянная достигает самых высоких значений, которые спадают до нормальных значений для этих композитов с увеличением частоты электрического поля, указывая на существование диэлектрической релаксации. Однако максимумы диэлектрических потерь, связанные с этой релаксацией, не заметны при тех же самых температурах. Из ранних исследований выяснено, что с увеличением концентрации нитрата серебра в смеси повышается объемная доля металла в получаемых композитах. Рост диэлектрической проницаемости композитов с объемной долей металла согласуется с теориями эффективных сред и другими экспериментальными данными по изучению электрических свойств подобных структур [1,5]. Постепенное увеличение диэлектрической проницаемости с температурой возможно связано с повышением сегментальной подвижности полимерных молекул. В области низких частот, диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери достигают высоких значений, которые уменьшается с увеличением частоты поля.

Хорошо известно и подтверждено, что диэлектрические релаксации присутствуют в композитах на основе полимерной матрицы [3]. Полимерные системы, по существу, изолирующие материалы и, таким образом, могут быть поляризованы в ответ на приложенное электрическое поле. Происходящие диэлектрические релаксации являются следствием напряжений, полученных различными полярными сегментами полимерной системы, которые разворачиваются по направлению приложенного переменного поля Однако, присутствие проводящих включений критически изменяет ситуацию. В металлополимерных композитах существование поверхностей раздела вызывает граничную поляризации или эффект Максвелла-Вагнера-Силларса, возникающий из-за скопления заряда на поверхности раздела и формирования больших диполей на металлических частицах или кластерах. Граничная релаксация зависит от удельной электропроводности и диэлектрической проницаемости составных частей композиционного материала и в полимерных композитах наблюдается в области низких частот, из-за инерции сформированных диполей, будучи самой медленной из всех проявляющихся диэлектрических процессов. Граничная поляризация приводит к высоким значениям диэлектрической проницаемости и потери, которые быстро уменьшаются с частотой. В случае композитов, изученных в данной работе, используя преобразование диэлектрической проницаемости в электрический модуль, релаксационное поведение явно изображено на

рис. 1 и 2, которое приписано эффекту Максвелла-Вагнера-Силларса.

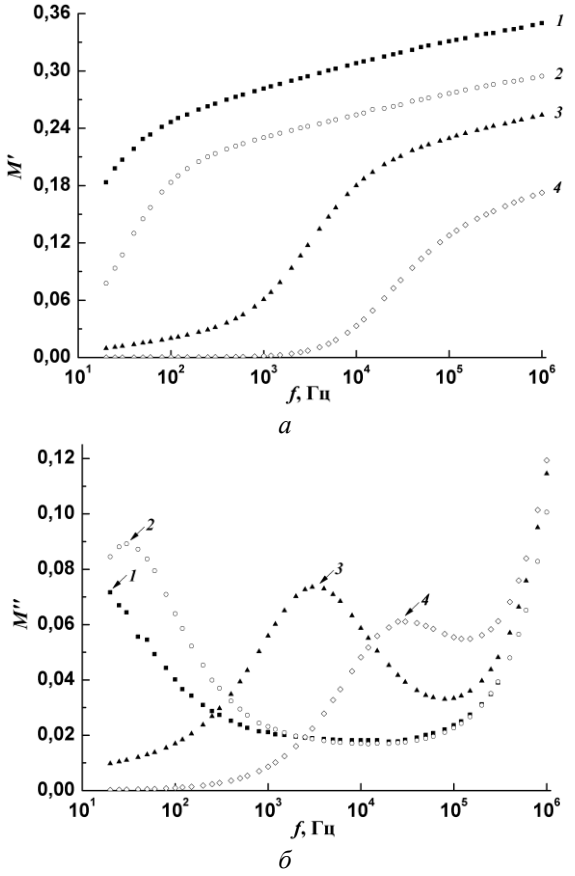


Рис. 1. Частотные зависимости реальной (а) и мнимой (б) части электрического модуля нанокомпозитов Ag/PAN при разных концентрациях $AgNO_3$ в исходной смеси, мас.%: *1* – 0, *2* – 2, *3* – 10, *4* – 30

Можно заметить, что реальная часть электрического модуля (*M*') уменьшается с ростом содержания нитрата серебра в исходной смеси и температуры, как результат увеличения вещественной части диэлектрической проницаемости. Аналогичное поведение наблюдалось и в других композитных материалах с проводящими включениями [3,5]. При температурах выше, чем 50 °C для всех композитов наблюдается скачкообразный переход от низких значений до высоких. Этот переход подразумевает релаксационный процесс и должен сопровождаться максимумом потерь на зависимостях мнимой части электрического модуля (*M*") от частоты. Построение *M*" относительно частоты ведет к явному формированию соответствующих релаксационных максимумов. Релаксационные пики сдвигаются к более высоким частотам с увеличением температуры. В то же время максимум уменьшается с увеличением содержания наполнителя, при постоянной температуре. Это поведение подразумевает граничную поляризацию, что согласуется с теорией и предыдущими экспериментальными результатами в подобных системах.

При увеличении концентрации соли металла в смеси наряду с возрастанием объемной доли металла, вероятно, повышается количество ионов непрореагировавшего нитрата серебра, остающихся в полимерной матрице, которые могут обуславливать ионную поляризацию в наших образцах. Этим можно объяснить резкий рост мнимой части электрического модуля на высоких частотах вблизи 10^6 Гц для всех образцов и при всех температурах. Данный скачок *M*" возможно является левым краем максимума потерь, связанный как раз с ионной поляризацией. Однако, чтобы это утверждать, необходимы измерения проводимости и емкости данных структур в диапазоне более высоких частот.

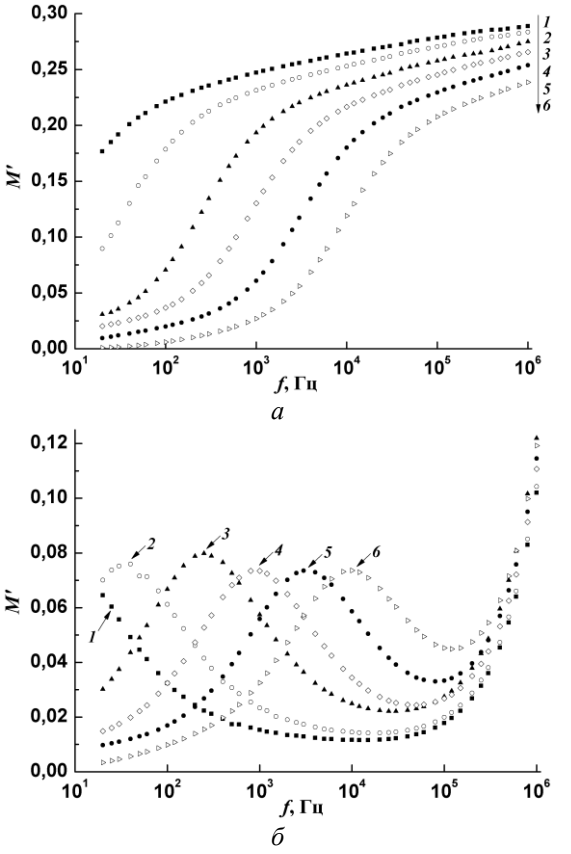


Рис. 2. Частотные зависимости реальной (а) и мнимой (б) части электрического модуля нанокомпозитов Ag/PAN при разных температурах, ºС: *1* – 12, *2* – 20, *3* – 30, *4* – 40, *5* – 50, *6* – 60

1. Du H. Use of effective medium theory to model the effect of the microstructure on dc conductivity of nanotitanium films / H. Du, H. Chen, J. Gong, T.G. Wang, C. Sun, S.W. Lee, L.S. Wen // Appl. Surf. Sci. 2004. V. 233, № 1-4. P. 99–104.

2. Pierre C. Electrical-conduction mechanism in polymer-copper-particle composites I. Temperature and high-magnetic-field dependence of the conductivity / C. Pierre, R. Deltour // Phys. Rev. B. 1990. V. 42, № 6. P. 3380-3385.

3. Tsangaris G.M. Electric modulus and interfacial polarization in composite polymeric systems / G.M. Tsangaris, G.C. Psarras, N Kouloumbi // J. Mater. Sci. 1998. V. 33, № 8. P. 2027-37.

4. Suzhu Y. Dielectric properties of polystyrene-aluminum-nitride composites / Y. Suzhu, H. Peter, H. Xiao // J. Appl. Phys. 2000. V. 88, № 1. P. 398-404.

5. Psarras, G.C. Electrical relaxations in polymeric particulate composites of epoxy resin and metal particles / G.C. Psarras, E Manolakaki, G.M. Tsangaris // Composites Part A: Appl. Sci. Manufact. 2002. V. 33, № 3. P. 375–384.

Формирование микрорезонаторов на основе широкозонных соединений A2B6 для фотонных приложений

П.И. Кузнецов[1], ***В.И. Козловский***[2]

[1] ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино
[2] Физический институт им П.Н. Лебедева, Москва

e-mail: pik218@ire216.msk.su

Широкозонные соединения A_2B_6 характеризуются высокой энергией связи экситонов, предопределяющей их существование при относительно высоких температурах. Дальнейшее увеличение энергии связи экситона возможно при использовании низкоразмерных структур. Это является хорошей основой для создания эффективных источников когерентного излучения в синей и ультрафиолетовой области спектра на основе экситонных переходов. Благодаря резонансно-периодическому усилению в микрорезонаторах толщиной 4-5 мкм с множественными квантовыми ямами, в несколько раз был снижен порог генерации для лазеров с продольной накачкой электронным пучком [1,2]. Однако в таких относительно «длинных» микрорезонаторах с активной средой, представляющей собой планарную периодическую структуру – фотонный кристалл, зажатой с обеих сторон полупроводниковыми или диэлектрическим зеркалами, нельзя рассчитывать на реализацию сильной связи экситонов с фотонной модой резонатора. Режим сильной связи достигается в резонаторах с высокой добротностью при толщине полупроводниковой гетероструктуры, сопоставимой с длиной волны излучения [3]. При этом могут быть созданы не инверсионные, практически “беспороговые”, источники когерентного излучения. Если энергия связи экситона в полупроводниковом материале такого микрорезонатора больше или близка к *kT*, то может быть реализован поляритонный “лазер”, работающий при комнатной температуре [4,5]. В данной работе мы обобщаем обширный материал, полученный нами в полупроводниковых лазерах с использованием микрорезонаторов, и представляем первые данные по формированию микрорезонаторов A_2B_6 для получения поляритонного излучения в синей и ультрафиолетовой областях спектра.

Мы используем гибридный технологический принцип формирования этих двух типов микрорезонаторов на базе широкозонных соединений A_2B_6. Прежде всего на подложках GaAs или GaP методом химического газофазного осаждения из металлоорганических соединений выращивались структуры с квантовыми ямами ZnSe, ZnCdSe (для синей области спектра) или ZnSSe, ZnCdS (для ультрафиолетовой области спектра), зажатые барьерными слоями ZnMgSSe. При помощи *in-situ* фоторефлектометрии контролировалось размещение квантовых ям в пучностях основной моды резонатора. Для повышения добротности микрорезонатора особое внимание было уделено получению структур с низкой шероховатостью ростовой поверхности и гетерограницы с подложкой. На ростовую поверхность структуры наносилось полупрозрачное диэлектрическое зеркало из четвертьволновых слоев HfO_2/SiO_2. Структура приклеивалась со стороны зеркала на сапфировый диск, затем подложка удалялась методом химического травления по разработанным методикам с сохранением высокого оптического качества поверхности раздела и толщины структуры. Выбранные составы и температурный режим обеспечивали селективность травления свыше 400:1. На освобожденную поверхность наносилось глухое зеркало из четвертьволновых слоев HfO_2/SiO_2 и для ряда задач дополнительного слоя Al. Количество пар диэлектрических слоев изменялось в зависимости от задачи и необходимой добротности (Q-фактора) резонатора.

На рис. 1 приведен пример реализации гибридного микрорезонатора с сильной связью экситонов с фотонной модой, в котором две квантовых ямы ZnCdS разделены полуволновыми слоями ZnMgSSe. Расчеты показывают, что Q-фактор в сформированных микрорезонаторах может превысить 4000, а энергия связи экситона в квантовых ямах - 40 мэВ. Нами реализованы также резонаторы с объемным слоем ZnCdS и одиночной квантовой ямой ZnMgSSe/ZnCdS/ZnMgSSe. Образцы находятся в активной стадии исследования. При отсутствии слоя Al оптическая накачка резонаторов возможна с любой из сторон на длине волны первого коротковолнового минимума отражения диэлектрических зеркал.

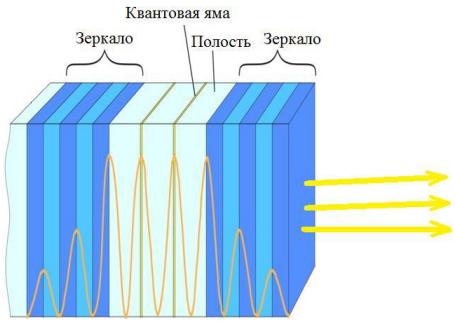


Рис. 1. Гибридный микрорезонатор поляритонного лазера. Для реализации режима сильной связи две квантовых ямы ZnCdS находятся в пучностях электрического поля моды резонатора. Ямы разделены между собой и зеркалами полуволновыми слоями ZnMgSSe. Зеркала слева и справа состоят из 15 пар HfO_2/SiO_2

Для одного из образцов на рис. 2 представлены АСМ изображения обеих сторон полости мик-

рорезонатора с двумя квантовыми ямами. Среднеквадратичное отклонение неровностей (rms) ростовой и обратной поверхностей от среднего положения составило соответственно значения 0.95 и 0.56 нм.

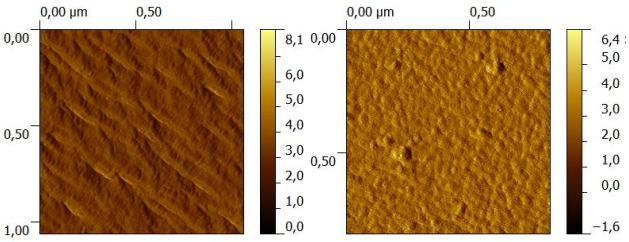


Рис. 2. АСМ изображения ростовой и обратной поверхностей ZnMgS полости микрорезонатора с двумя квантовыми ямами

Микрорезонаторы для вертикально излучающих лазеров отличаются от представленного на рис. 1 только большим количеством квантовых ям и меньшим количеством пар в диэлектрических зеркалах. Для их накачки использовался остросфокусированный электронный пучок с энергией электронов до 50 кэВ. В синей области спектра лучшие результаты получены на структуре с 30 квантовыми ямами ZnCdSe при 4% содержании Cd с шероховатостью ростовой поверхности, характеризуемой rms ≈ 2 нм. В качестве глухого зеркала использовалось 7.5 пар HfO_2/SiO_2 с 200 нм слоем Al сверху, а полупрозрачное (≈ 92 %) зеркало состояло из 6 пар этих же диэлектриков. Для данного резонатора на рис. 3 представлены спектр генерации при 300 K, картина дальнего поля и зависимости выходной мощности от тока накачки. Эффективность генерации на длине волны 465 нм достигал 10 %. Пороговый ток равнялся 8 А/см^2, что в 6-7 раз ниже чем в соответствующих лазерах на объемных кристаллах A_2B_6 [6].

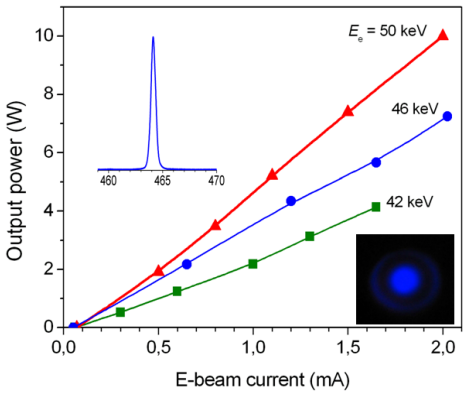


Рис. 3. Зависимость выходной мощности лазера от тока накачки при энергии электронов (E_e) = 42, 46, 50 keV. На вставках спектр генерации (сверху) и картина дальнего поля (снизу). Угол расходимости лазера равен 10^0

Лучший лазер в ультрафиолетовой области спектра (378 нм) реализован на структуре с 60 квантовыми ямами ZnSSe, полуволновыми барьерными слоями ZnMgSSe и rms ростовой поверхности 3.6 нм. Использовались диэлектрические зеркала близкие к описанным выше для синих лазеров. Более низкие характеристики лазера (пороговый ток 18 А/см^2 и эффективность ≈ 3 %) обусловлены недостаточным оптическим качеством ростовой поверхности, требование к которой значительно возрастает с уменьшением длины волны генерации.

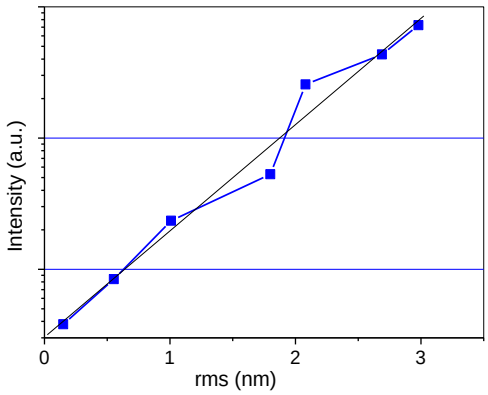


Рис. 4. Калибровочный график для определения шероховатости поверхности по интенсивности пика диффузного рассеивания лазерного излучения 266 нм

Для оценки шероховатости поверхности пленок и структур нами разработана экспрессная методика, основанная на измерении диффузного рассеивания лазерного излучения 266 нм. Второй порядок спектра этого излучения лежит в области максимальной чувствительности ПЗС-линейки. От поверхности подложки GaP с шероховатостью 0.145 нм был зарегистрирован сигнал на порядок превышающий уровень шума. Шероховатость определялась по калибровочной кривой (рис. 4), при этом значения rms измерялись с помощью атомно-силовой микроскопии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №11-07-00195-а и №11-02-12190-офи-м-2011).

Численное моделирование генерации импульсов ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения в результате сверхизлучательной рекомбинации экситонов в нанокристаллах алмаза, внедрённых в полимерную плёнку

В.А. Кукушкин

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

e-mail: vakuk@appl.sci-nnov.ru

Генерация мощного когерентного излучения ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазона частот является важной задачей современной лазерной физики вследствие его широкого применения как в фундаментальных исследованиях, так и в многочисленных прикладных областях, включая биохимический анализ, запись и копирование информации, очистку воды и воздуха, антибактериальную терапию, фототерапию и др. Использование в качестве его источников газовых лазеров [1] осложнено их громоздкостью, малой эффективностью при работе в непрерывном режиме (в том числе за счёт короткого радиационного времени жизни электронов на верхнем лазерном уровне, которое убывает обратно пропорционально кубу частоты генерации) и токсичностью используемых в них рабочих веществ. Кроме того, зеркала резонаторов для электромагнитного поля этого диапазона частот относятся к достаточно дорогому оборудованию. Другой способ получения ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения, заключающийся в генерации гармоник рабочей частоты титан-сапфирового лазера, также связан с созданием сложных и дорогих установок, доступных лишь в лабораторных условиях [2].

Альтернативным методом генерации ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения является использование нестационарных процессов затухания электронных возбуждений в твёрдых телах, например хорошо известного сверхизлучения [3], протекающих на временных масштабах, значительно меньших релаксационных времён в среде. Хотя такие процессы и не позволяют работать в непрерывном режиме, они могут обеспечить генерацию коротких и мощных импульсов когерентного излучения в этом частотном диапазоне. При этом важно подчеркнуть, что основанные на них устройства являются компактными и достаточно дешевыми, для своей работы они не требуют зеркал, а их эффективность не снижается из-за укорочения времени жизни электронов на верхнем лазерном уровне.

В качестве примера таких процессов рассмотрим сверхизлучательную рекомбинацию экситонов в нанометровых монокристаллах алмаза (ширина запрещённой зоны в котором соответствует ультрафиолетовому и мягкому рентгеновскому диапазону), внедрённых в полимерную плёнку. Ранее это явление наблюдалось для нанокристаллов CdS, встроенных в полимер [4]. Однако, в отличие от CdS, алмаз является непрямым полупроводником, максимум энергии валентной зоны в котором соответствует Γ-точке зоны Бриллюэна (где квазиимпульс электронов $\mathbf{p}$ равен нулю), а минимум зоны проводимости лежит на Δ-направлении и отвечает $\mathbf{p} \neq 0$. Вследствие этого рекомбинация экситона в алмазе происходит как правило с излучением или поглощением фонона.

Настоящая работа посвящена численному анализу возможности использования сверхизлучательной рекомбинации непрямых экситонов в нанометровых монокристаллах алмаза для генерации коротких и мощных импульсов когерентного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского электромагнитного поля. При этом энергия излучаемых фотонов $\hbar\omega$ окажется меньше величины непрямой запрещённой зоны алмаза (5,5 эВ) на сумму энергии связи экситона (80 мэВ) и энергии поперечного оптического фонона (150 мэВ) и будет отвечать вакуумной длине волны 235 нм.

Пусть монокристаллы алмаза с характерным линейным размером $l_c = 50$ нм внедрены в полимерную плёнку с длиной $l = 108$ мкм (см. рис. 1).

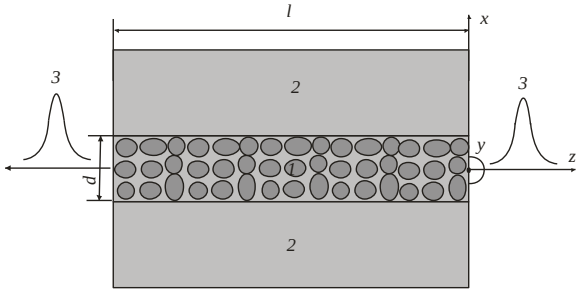


Рис. 1. Полимерная плёнка с внедрёнными в неё монокристаллами алмаза (*1*), окружённая слоями чистого полимера (*2*). Также показана используемая в тесте система координат и импульсы сверхизлучения (*3*)

Расстояние между ними много меньше их размеров, так что показатель преломления такой плёнки можно считать близким к показателю преломления алмаза, который в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне равен 3,5. Плёнка окружена чистым полимером, показатель преломления которого значительно меньше показателя преломления алмаза. Пусть поперечные размеры плёнки вдоль направлений x и y одинаковы и равны $d \approx 160$ нм и, таким образом, более чем вдвое превышают длину волны рекомбинационного излучения экситонов в алмазе ($235/3{,}5 \approx 67$

нм). В результате за счёт волноводного эффекта последнее будет заключено в основном внутри плёнки и, распространяясь вдоль неё без дифракции, будет выходить наружу лишь через её торцевые грани при $z=-l$ и $z=0$. Коэффициент отражения на них вычисляется по формулам Френеля, что даёт для него величину 0,31 (по мощности).

Сверхизлучательная рекомбинация непрямых экситонов исследовалась с помощью численного решения одномерного волнового уравнения для импульса выходного излучения и уравнений фон Неймана для матриц плотности экситонов, рассматриваемых как трёхуровневые квантовые системы, взаимодействующие с электромагнитным полем и фононами. Один из этих уровней соответствовал непрямому экситону с квазиимпульсом центра масс $\mathbf{p}\neq 0$, образованному дыркой в максимуме валентной зоны и электроном в минимуме зоны проводимости, другой – прямому экситону, состоящему из дырки и электрона в Γ-точке, в который переходит непрямой экситон после излучения поперечного оптического фонона, а третий отвечал отсутствию экситона после рекомбинации составлявших его электрона и дырки.

Пусть начальная концентрация непрямых экситонов в нанокристаллах алмаза равна $n=4\cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Её можно создать, например, мощным импульсным источником некогерентного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения с энергиями фотонов, большими ширины запрещённой зоны алмаза. Тогда, как показывают проведённые в рамках описанной выше математической модели расчёты, через время задержки $\tau_{\mathrm{d}}\approx 17$ пс мощность излучения P с торца плёнки достигнет максимального значения, более чем на порядок превышающего мощность некогерентного спонтанного рекомбинационного излучения такого же начального количества непрямых экситонов $N\equiv nd^2l$, определяемую их радиационным временем жизни $\tau_{\mathrm{r}}\sim 1$ мкс [5] (см. рис. 2). При этом длительность импульса излучения по уровню половинной мощности составит около 6 пс.

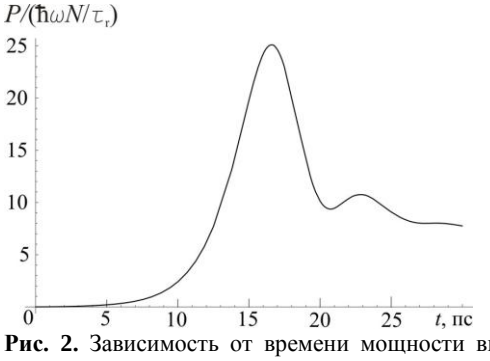


Рис. 2. Зависимость от времени мощности выходного излучения P, нормированной на мощность некогерентного спонтанного рекомбинационного излучения такого же начального количества непрямых экситонов

Для практической реализации предложенного метода генерации импульсов ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения необходимо, чтобы разброс частот фотонов, излучаемых различными монокристаллами алмаза, $\Delta\omega$, за время задержки τ_{d} не приводил к их заметной расфазировке, т.е. чтобы выполнялось неравенство $\Delta\omega\tau_{\mathrm{d}}\le 1$ или, иными словами, неоднородное уширение в системе было достаточно мало. Величина $\Delta\omega$ обусловлена дисперсией поперечного оптического фотона, значения квазиимпульса которого для различных монокристаллов различаются на величину порядка $\pi\hbar/l_{\mathrm{c}}$, а также флуктуациями размеров самих монокристаллов алмаза Δl_{c}, которые приводят к изменению ширины его запрещённой зоны на величину порядка $3\cdot 2(\Delta l_{\mathrm{c}}/l_{\mathrm{c}})(\hbar\pi/l_{\mathrm{c}})^2/(2m)$, где m - масса свободного электрона. Оценки, основанные на данных [6] и предположении, что $\Delta l_{\mathrm{c}}/l_{\mathrm{c}}\sim 0{,}1$, показывают, что для рассматриваемой системы $\Delta\omega\tau_{\mathrm{d}}\ge 1$. Таким образом, полученные выше без учёта неоднородного уширения результаты могут рассматриваться лишь в качестве оценок.

Таким образом показано, что рекомбинация непрямых экситонов в нанометровых монокристаллах алмаза, несмотря на необходимость участия в этом процессе фононов и слабости экситон-фононного взаимодействия, может проходить в сверхизлучательном режиме и обеспечить генерацию пикосекундных импульсов излучения на длине волны 235 нм с пиковыми мощностями, более чем на порядок превышающими мощность излучения при спонтанной некогерентной рекомбинации такого же начального количества экситонов. В итоге сделан вывод, что рассмотренный процесс может лечь в основу создания компактных источников импульсного когерентного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-00364-а и 12-02-00855-а) и Совета по грантам Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ (грант НШ-4185.2012.2).

1. Weber M. J. Handbook of Laser Wavelengths / M.J. Weber. – Boca Raton: CRC Press LLC, 1999.

2. Wang N. Generation of deep ultraviolet narrow linewidth laser by mixing frequency Ti:sapphire laser at 5 kHz repetition rate / N. Wang, R. Wang, H. Teng, D. Li, Z. We // Appl. Optics. 2012. V. 51, № 12. P. 1905–1909.

3. Андреев А.В. Кооперативные явления в оптике / А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский. М.: Наука, 1988. – 288 с.

4. Misawa K. Superradiative emission from CdS microcrystallites / K. Misawa, H. Yao, T. Hayashi, T. Kobayashi // J. of Crystal Growth. 1992. V. 117. P. 617–621.

5. Fujii A. Lifetime and quantum efficiency of luminescence due to indirect excitons in a diamond / A. Fujii, K. Takiyama, R. Maki, and T. Fujita // J. Lumin. 2001. V. 94–95. P. 355–357.

6. Madelung O. Semiconductors: Data Handbook / O. Madelung. – Berlin: Springer, 2004.

Наносборка пленок SiC на Si - новый метод выращивания бездефектных эпитаксиальных структур. От теории до производства

С.А. Кукушкин[1], *А.В. Осипов*[1], *Н.А. Феоктистов*[2]

[1]Институт проблем машиноведения РАН (ИПМаш РАН), Санкт-Петербург

[2]Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург

e-mail: sergey.a.kukushkin_s@gmail.com

Теоретически разработан и экспериментально реализован новый метод выращивания низкодефектных, механически ненапряженных нанопленок различных материалов на подложках при большом рассогласовании решеток пленки и подложки (~15-25%) [1-5]. Метод заключается в замене части атомов матрицы кремния, на атомы углерода с образованием молекул карбида кремния. Процесс замещения протекает постепенно без разрушения кристаллической структуры кремния. Ориентацию пленки при этом задает "старая" кристаллическая структура исходной матрицы кремния, а не только поверхность подложки кремния, как это реализуется при использовании традиционных методик выращивания пленок.

Показано, что процесс замещения атомов кремния на атомы углерода можно реализовать, используя химическую реакцию типа 2Si + CO = SiC + SiO. Доказано, что реакция протекает в две стадии. На первой стадии образуется промежуточное соединение - активированный комплекс "кремниевая вакансия-атом углерода—матрица кремния". Атомы углерода на этой стадии располагаются в межузельных позициях кремниевой матрицы. На втором этапе реакции активированный комплекс переходит в карбид кремния, а освободившиеся вакансии сливаются в поры, образующиеся под слоем карбида кремния.

Установлено, что в зависимости от кристаллографического расположения в решетке кремния между атомом углерода и вакансией может возникнуть как притяжение, так и отталкивание, обусловленное упругим механическим взаимодействием. Если дефекты притягиваются друг к другу, то упругая энергия решетки кремния, вызванная внедрением в нее точечных дефектов, компенсируется энергией их притяжения. Притягивающийся атом С и вакансия Si образуют единый объект - дилатационный диполь.

Выведена формула, описывающая энергию взаимодействия точечных дефектов от их взаимного кристаллографического расположения в кремнии. Формула получена на основе тензорной функции Грина упруго-анизотропных сред. Показано, что в случае притяжения между дефектами, образуется единый объект, названный нами дилатационным диполем. Образование подобного рода диполей ведет к стабилизации активированного комплекса и его переходу в карбид кремния без образования дефектов структуры.

Установлено, что активированный комплекс состоит из упорядоченного кремниевой решеткой ансамбля дилатационных диполей. Переход активационного комплекса в карбид кремния и поры является структурным фазовым переходом типа смещения. При этом кристаллическое упорядочение карбид кремниевой решетки задается исходной решеткой кремниевой матрицы. На примере химического взаимодействия газа CO с монокристаллической матрицей Si вскрыт механизм протекания гетерогенных химических реакций между газовой фазой и твердым телом.

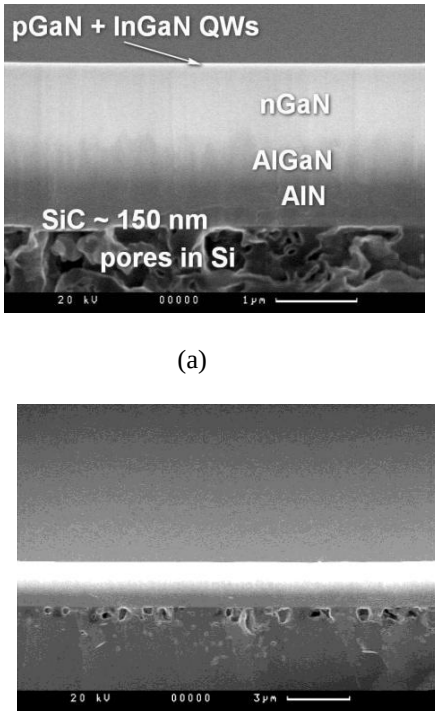
Теоретически описан новый вид фазовых переходов, при которых одна из фаз стимулирует появление другой фазы. Вычислена работа образования и все основные термодинамические и кинетические характеристики двухфазных фазовых переходов, а также, вычислены зависимости от времени числа зародышей новой фазы, плотностей химических компонентов, толщины образующейся пленки.

Найдены условия, при которых реализуется бездефектный рост пленок SiC на Si.

Впервые, на практике, осуществлена сборка пленок нанокарбида кремния на кремниевой подложке посредством синтеза дилатационных диполей и выращены высокосовершенные слои карбида кремния на кремниевой подложке.

Проведенные рентгеноструктурные, электронографические, эллипсометрические и люминесцентные исследования, доказывающие высокое совершенство получаемых пленок. Впервые на подложках кремния выращены монокристаллические нанопленки карбида кремния гексагональных 4H-SiC и 6H-SiC политипов [2]. Наилучшие по структурному совершенству пленки SiC на Si имели полуширину рентгеновской кривой качания ($\mathrm{FWHM}\ \omega-\theta$), лежащую в диапазоне $\mathrm{FWHM}\omega_\theta = 0{,}4^0 - 0{,}66^0$ при толщине пленки $\sim 100\,\mathrm{nm}$, а в переменных ($\mathrm{FWHM}\ \omega-2\theta$) полуширина лежит в диапазоне $\mathrm{FWHM}\omega_{2\theta} = 0{,}1^0 - 0{,}145^0$. Этот результат не только не уступает лучшим слоям, выращенным методом CVD, но и превосходит последние. На полученных пленках карбида кремния были выращены светодиодные гетероструктуры методом МОГФЭ [6]. SEM изображение скола

светодиодной структуры на темплейте SiC/Si, полученном методом твердофазной эпитаксии приведено на рис.1. Видно, что поверхность гладкая и не содержит трещин.



(a)

(b)

Рис. 1. SEM изображение скола светодиодной структуры на темплейте SiC/Si, полученном методом твердофазной эпитаксии (a); то же при меньшем увеличении (b).

В настоящий момент времени завершен этап научно-исследовательских работ и НИОКР. Работа готова к внедрению в производство.

Начат полупромышленный выпуск пластин со слоем SiC на кремнии диаметром 76мм (3Дм) и 100мм (4Дм).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 11-02-00496, № 11-02-12154-офи-м, № 12-02-00935-а), Фонда поддержки науки и образования, Санкт-Петербург. Программы президиума РАН "Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов" и программы президиума РАН "Поддержка инноваций и разработок", инновационного центра "Сколково" (регистрационный номер№ 1110023).

1. Кукушкин С.А., Осипов А.В., Феоктистов Н.А.. Способ изготовления изделия, содержащего кремниевую подложку с пленкой из карбида кремния на ее поверхности / С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, Н.А. Феоктистов // Патент на изобретение № 2363067, приоритет от 22.01.2008

2. Кукушкин С.А., Осипов А.В. Новый метод твердофазной эпитаксии карбида кремния на кремнии: модель и эксперимент / С.А. Кукушкин, А.В. Осипов // ФТТ. 2008. Т. 50, вып.7. С.1188-1195.

3. Кукушкин С.А., Осипов А.В.. Гетероэпитаксия тонких пленок за счет формирования ансамбля дилатационных диполей / С.А. Кукушкин, А.В. Осипов // ДАН. 2012. Т.444, №3. С.1-4.

4. Кукушкин С.А., Осипов А.В. Новый механизм релаксации упругой энергии при гетероэпитаксии монокристаллических пленок: взаимодействие точечных дефектов и дилатационные диполи / С.А. Кукушкин, А.В. Осипов // Известия РАН. Механика твердого тела. 2012. № 2 (в печати).

5. Kukushkin S.A., Osipov A.V. A new method for the synthesis of epitaxial layers of silicon carbide on silicon owing to formation of dilatation dipoles / S.A. Kukushkin, A.V. Osipov //J. Appl. Phys, vol.113, 2, p (in press) (2013).

6. Кукушкин С.А., Осипов А.В., С Жуков.Г., Заварин Е.Е., Лундин В.В., М Синицын.А., Рожавская М.М., Цацульников А.Ф., Трошков С.И., Феоктистов Н.А. Светодиод на основе III–нитридов на кремниевой подложке с эпитаксиальным нанослоем карбида кремния / С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, С.Г. Жуков, Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, М.А. Синицын, М.М. Рожавская, А.Ф. Цацульников, С.И. Трошков, Н.А. Феоктистов // Письма в ЖТФ. 2012. Т.38б вып. 6. С. 90-95.

Когерентный оптический отклик квантово-каскадной структуры

***В.Я. Алешкин*[1], *Л.В. Гавриленко*[1], *Д.М. Гапонова*[1], *З.Ф. Красильник*[1], *Д.И. Крыжков*[1], *Д.И. Курицын*[1], *С.М. Сергеев*[1], *В.Г. Лысенко*[2]**

[1]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2]Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов, Черноголовка

e-mail: dk@ipmras.ru

Исследовалась квантово-каскадная (КК) структура из двух туннельно-связанных квантовых ям $Al_{0.02}GaAs_{0.98}/Al_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs$, содержащая 200 периодов (период 40 нм, общая толщина – 8 мкм). Исследования спектров и кинетики межзонной ФЛ проводились при температуре 4,2 К при возбуждении мощным импульсным фемтосекундным перестраиваемым лазером Наиболее выраженные линии соответствуют излучательной межзонной рекомбинации в объемном GaAs (820 нм), переходам e1-hh1 (дублет 805 и 806 нм), e1-hl1 (802.5 нм) и переходу e2-hh2 (788 нм) [1]. Для наиболее интенсивной линии (806 нм) полная ширина на полувысоте (FWHM) составляет ~1.3 мэВ. Используемая спектральная ширина возбуждения (~12нм) приводит к одновременному возбуждению экситонов с тяжёлой и лёгкой дырками [2]. Некоторое время (T2) после воздействия импульса возбуждения каждый из ансамблей экситонов (с тяжёлой и лёгкой дырками) сохраняет когерентность, в результате чего сигнал эха испытывает осцилляции с периодом $T_{12}=\hbar/(E_{lh}-E_{hh})$, где ħ – постоянная Планка, E_{lh} и E_{hh} – энергии оптических переходов для экситона с лёгкой и тяжёлой дырками, соответственно. Оптический отклик от структуры (Рис.1) испытывает осцилляции на длинах волн, близких к резонансным частотам экситонов (806-812 нм), и совершенно отсутствует при возбуждении резонансно с возбуждённым состоянием (788 нм). Период осцилляций составляет 0.4 пс (что соответствует частоте 2.5 ТГц). Кривая «806 a» на Рис.1 (отклик структуры, регистрируемый при отклонении на ~5˚ от отражённого возбуждающего импульса) демонстрирует более длительное время нарастания и большую длительность по сравнению с сигналами, сораспространяющимися с отражённым лазерным пучком. Данный вид кривой свидетельствует о частичной релаксации импульса экситона без потери им когерентности [3]. Сходный характер оптического отклика (Рис. 2) демонстрирует структура из 10 туннельно-связанных квантовых ям (сверхрешётка) GaAs/AlAs (толщина КЯ и барьера соответственно 97 и 17 Å) при резонансном возбуждении экситонной линии. Терагерцовые осцилляции когерентного оптического отклика из сверхрешётки (СР) с периодом ~0.43 пс длятся, по сравнению с КК структурой, большее время (~2.5 пс у СР против ~1 пс у КК на Рис.5), что позволяет, наряду с формой линии экситонной ФЛ, косвенно судить о качестве выращенных структур. Период терагерцовых осцилляций, примерно одинаковый для СР

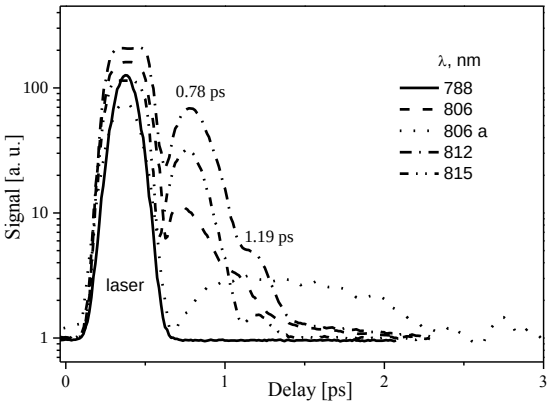


Рис. 1. Оптический отклик структуры при регистрации в направлении отражённого возбуждающего пучка и под углом (~5˚) к нему (кривая “806 a”). T=10K

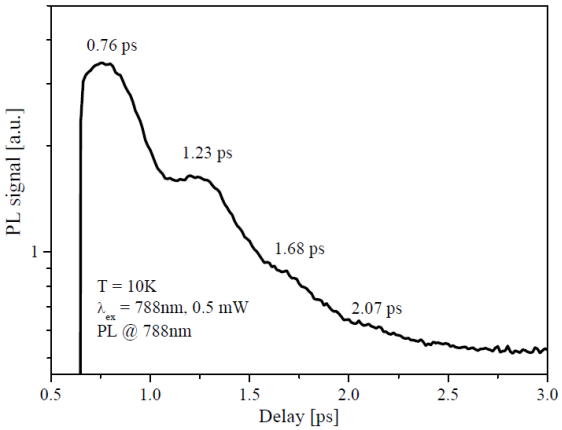


Рис. 2. Когерентный оптический отклик структуры со сверхрешеткой (СР), измеренный при резонансном возбуждении экситонной линии. T=10K

и КК (~0.43 пс) хорошо совпадает с разницей в 8 мэВ энергий экситонов с тяжелой и лёгкой дырками. Таким образом, регистрация оптического отклика резонансно фотовозбуждённой структуры с КЯ одиночными лазерными импульсами позволяет оценить как разницу энергий экситонов с тяжёлой и лёгкой дырками (по периоду терагерцовых осцилляций отклика), так и время фазовой релаксации в этих структурах (по затуханию амплитуды осцилляций).

1. Крыжков Д.И., Морозов С.В., Гапонова Д.М., Сергеев С.М., Курицын Д.И., Маремьянин К.В., Гавриленко В.И., Садофьев Ю.Г. / Диагностика квантовых каскадных структур оптическими методами в ближнем инфракрасном диапазоне // ФТП, **46** (11), 1440 (2012).

2. Planken P. C. M., Brener I., Nuss M.C., Luo M.S.C., Chuang S.L. / Coherent control of terahertz charge oscillations in a coupled quantum well using phase-locked optical pulses. // Phys. Rev. B **48**, 4903–6 (1993).

3. Hailin Wang, Jagdeep Shah, T. C. Damen, L. N. Pfeiffer. / Spontaneous Emission of Excitons in gaas Quantum Wells: The Role of Momentum scattering. // Phys. Rev. Lett., **74**, 3065 (1995).

Электронная структура и скорости Оже-рекомбинации в нанокристаллах кремния с мелкими донорами (P, Li): расчеты из первых принципов

Н.В. Курова, В.А. Бурдов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: kurova_natasha@mail.ru

На основе теории функционала плотности выполнены расчеты электронной структуры нанокристаллов кремния, содержащих атомы фосфора или лития. Знание электронной структуры является необходимой основой для расчетов вероятностей различных релаксационных процессов, протекающих в нанокристаллах. Один из таких процессов – Оже-рекомбинация – возможен либо при высоком уровне лазерной накачки, либо при внесении примесного центра в нанокристалл. Наличие примеси в нанокристалле, с одной стороны, модифицирует его электронную структуру, а, с другой стороны, обеспечивает присутствие «лишнего» электрона (в случае донора) в зоне проводимости. При этом фотовозбуждение даже хотя бы одной электронно-дырочной пары делает возможным (благодаря уже существующему в зоне проводимости электрону) Оже-процесс *eeh* типа.

Для определения скорости Оже-процесса необходимо знание энергий и волновых функций электронов в нанокристалле, которые и были найдены в данной работе. Были рассмотрены нанокристаллы кремния (после релаксации) с одним атомом фосфора или лития (рис. 1), находящимся в центре нанокристалла, в случае полной пассивации оборванных связей на поверхности водородом.

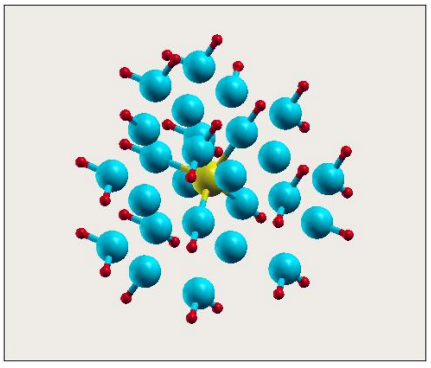


Рис. 1. Нанокристалл кремния $Si_{26}H_{32}Li$, диаметр которого равен 1 нм. Атом лития помещен в тетраэдрическую пустоту между атомами кремния в центре нанокристалла. Маленькие шарики на поверхности – атомы водорода. Крупные шарики – атомы кремния

Расчеты электронной структуры проводились с помощью программного комплекса OCTOPUS [1]. Здесь, в качестве примера представлены результаты расчетов для нанокристалла кремния с литием (рис. 2). Видно, что введение атома лития в нанокристалл модифицирует электронную структуру, что выражается в полном или частичном снятии вырождения уровней и перестройке волновых функций. Введение фосфора оказывает еще более сильное воздействие на электронную структуру нанокристала, как показывают выполненные нами расчеты.

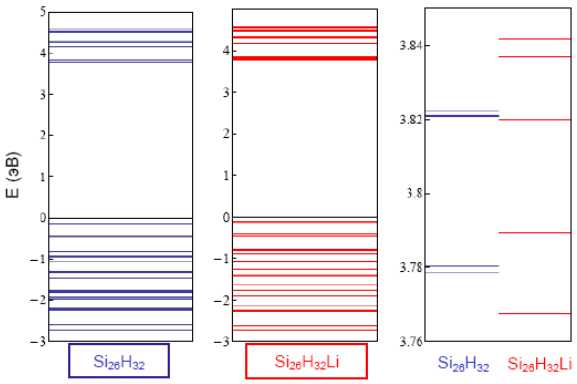


Рис. 2. Уровни энергии нанокристалла кремния с диаметром 1 нм. Слева – нанокристалл кремния без примесей. В центре – нанокристалл кремния с одним атомом лития, расположенным в центре нанокристалла. Справа – фрагмент зоны проводимости (нижние уровни дублета и триплета)

Расчет скорости Оже-рекомбинации проводился на основе «золотого правила Ферми». Как показало сравнение результатов, полученных для чистых нанокристаллов [2] (в которые был искусственно введен один лишний электрон в зону проводимости) и нанокристаллов с донором, скорость Оже-рекомбинации в присутствии донора возрастает. При этом оказывается, что фосфор сильнее ускоряет Оже-переход, нежели литий, что, по-видимому, связано с более сильным потенциалом центральной ячейки иона фосфора.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ и ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы» (ГК № 07.514.11.4147).

1. Andrade X., et al. J. Phys.: Condens. Matter **24**, 233202 (2012).

2. Курова Н.В., Бурдов В.А., “Резонансная структура скорости Оже-рекомбинации в нанокристаллах кремния”, ФТП **44**, 1463 (2010).

Инженерия напряжений при создании квантовых ям InGaAs/AlGaAs/GaAs (λ=1030-1100 нм)

М.А. Ладугин, Т.А. Багаев, А.А. Падалица, А.А. Мармалюк

ООО "Сигм Плюс", Москва

e-mail: M.Ladugin@siplus.ru

Лазерные диоды (ЛД) на основе напряженных полупроводниковых эпитаксиальных гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs, излучающих на длине волны 1030-1100 нм, используются для накачки различных сред, в медицине и оптической связи [1]. Для реализации генерации в указанном спектральном диапазоне требуется формирование напряженных квантово-размерных слоев – квантовых ям (КЯ) $In_xGa_{1-x}As$ (x(In)>0.3). Величина упругих напряжений в таких КЯ, согласно [2], находится на границе области устойчивости по отношению к генерации дислокаций несоответствия (рис. 1). Флуктуация состава и толщины КЯ, увеличение внутренних напряжений в случае использования нескольких КЯ могут приводить к превышению критических значений и их релаксации с образованием дислокаций несоответствия. Это приводит к снижению мощности выходного излучения ЛД и их деградации.

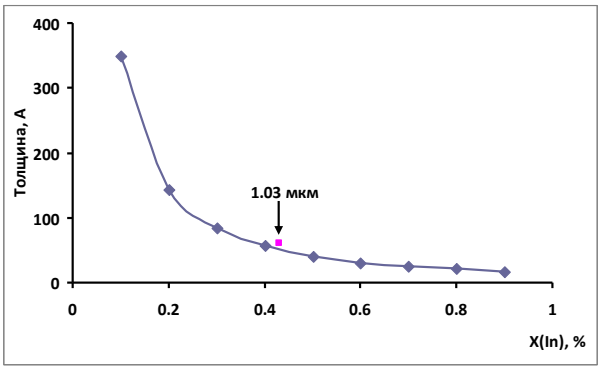


Рис. 1. Критическая толщина образования дислокаций несоответствия по модели [2]

Для повышения технологической устойчивости активной области таких ЛД и повышения уровня их выходных характеристик целесообразно использовать дополнительные слои, компенсирующие напряжения, введенные квантово-размерной активной областью. С этой целью зачастую используются слои с напряжением растяжения, например, GaAsP или InGaAsP, компенсирующие напряжения сжатия в КЯ InGaAs. В данной работе исследовано влияние компенсирующих слоев GaAsP с деформацией растяжения на интенсивность фотолюминесценции напряженно-сжатых гетероструктур (ГС) с КЯ InGaAs/AlGaAs/GaAs и изучены выходные характеристики ЛД, созданных на их основе.

При практической реализации данного подхода по компенсации напряжений КЯ путем введения слоев с напряжениями противоположного знака важно учитывать также и критическую толщину этого компенсирующего слоя. Показано, что традиционный подход по компенсации напряжений путем замены барьерного слоя КЯ InGaAs на GaAsP, хотя и приводит к повышению излучательных характеристик КЯ, но не является лучшим вариантом [3]. Возможным ограничением может служить снижение качества гетерограниц КЯ за счет обменных процессов As/P [4]. В данной работе предложен новый подход по управлению уровнем упругих напряжений в КЯ без ухудшения качества ее гетерограниц. Для чего КЯ помещается в поле упругих напряжений компенсирующего слоя, но исключается их прямой контакт.

Из-за того, что слои GaAs и GaAsP не согласованы по параметру решетки была учтена критическая толщина слоя GaAsP, которую можно вырастить без релаксации напряжений. С другой стороны, состав твердого раствора GaAsP необходимо выбрать таким, чтобы он максимально компенсировал напряжения, возникающие в квантовой яме InGaAs.

С учетом этих условий были выбраны оптимальный состав и толщина твердого раствора GaAsP и выращены ГС с различной геометрией (рис. 2):

1) с GaAs-спейсерами;
2) без GaAs-спейсеров;
3) с GaAsP-слоями;
4) с предварительно напряженной квантовой ямой InGaAs слоем GaAsP.

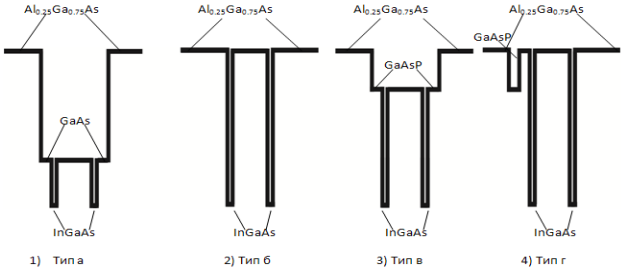


Рис. 2. Геометрия полученных гетероструктур: 1) тип А; 2) тип Б; 3) тип В; 4) тип Г

Эпитаксиальные полупроводниковые гетероструктуры InGaAs/AlGaAs/GaAs с компенсирующими слоями GaAsP были выращены в условиях

газофазной эпитаксии с использованием металлоорганических соединений и гидридов на установке СИГМОС-130. Рост происходил при пониженном давлении (60-70 Torr) в горизонтальном кварцевом реакторе на подложках GaAs ориентации (100). Используемые материалы и типичные режимы роста приведены в [5].

Для исследования излучательных характеристик структур проводились измерения фотолюминесценции на установке RPM-Sigma компании Nanometrics.

Установлено, что интенсивность фотолюминесценции ГС InGaAs/AlGaAs с компенсирующими слоями GaAsP в структуре типа В по сравнению со структурами типов А и Б увеличилась на 30% (рис. 3). Две КЯ InGaAs, помещенные в поле упругих напряжений компенсирующего слоя, с целью исключения их прямого контакта с GaAsP (структура типа Г) продемонстрировала увеличение сигнала на 55%. Это, по-видимому, связано с качеством гетероинтерфейса слоя GaAsP/InGaAs по сравнению с гетероинтерфейсом AlGaAs/InGaAs при росте соответствующих эпитаксиальных структур.

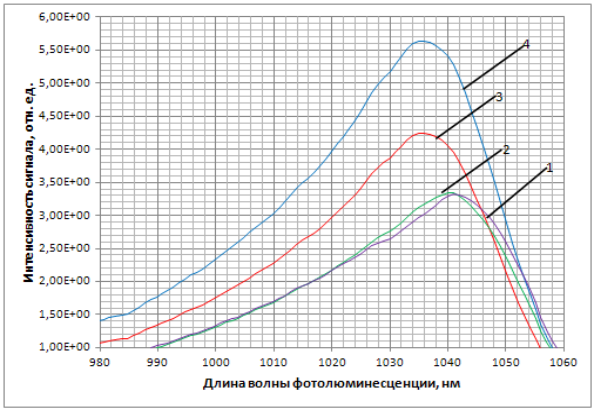


Рис. 3. Зависимость интенсивности фотолюминесценции для различных типов гетероструктур: 1) тип А; 2) тип Б; 3) тип В; 4) тип Г

Кроме того, установлено изменение интенсивности фотолюминесценции в зависимости от положения слоя GaAsP, расположенного внутри слоя AlGaAs, т.е. на расстоянии 100 А, 60 А и 30 А от КЯ (рис. 4). Это, на наш взгляд, связано с влиянием поля упругих напряжений компенсирующего слоя на излучательные характеристики напряженных квантовых ям InGaAs.

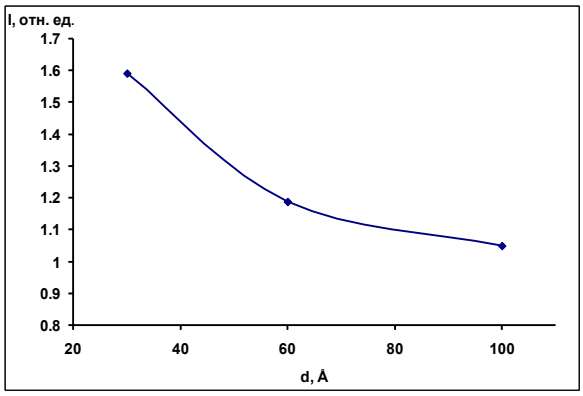


Рис. 4. Зависимость интенсивности фотолюминесценции для различных типов гетероструктур типа Г от толщины слоя AlGaAs между компенсирующим слоем GaAsP и КЯ InGaAs

Таким образом, в работе показано, что по мере снижения остаточных напряжений в КЯ, интенсивность сигнала фотолюминесценции растет, а его полуширина заметно снижается. ЛД, сформированные на основе таких ГС, продемонстрировали повышенную квантовую эффективность и выходную мощность.

1. Лобинцов А.А. Полупроводниковые оптические усилители для спектрального диапазона 1000—1100 нм / М.В. Шраменко, С.Д. Якубович // Квантовая электроника, Т.38, С. 661 (2008).

2. Matthews J.W. // Journal of Vacuum Science & Technology, V. 12. P. 126 (1975).

3. Дураев В.П. Влияние барьерных слоев GaAsP на параметры лазерных InGaAs/AlGaAs-диодов спектрального диапазона 1050-1100 нм / А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, А.В. Петровский, Ю.А. Рябоштан, М.А. Сумароков, А.В. Сухарев // Квантовая электроника, Т.35, С.909 (2005).

4. Stringfellow G.B. Organometallic vapor-phase epitaxy: theory and practice, 2nd ed., Academic Press, San Diego, 1999, 585 p.

5. Мармалюк А.А. Лазерные диоды с несколькими излучающими областями (λ=800-1100 нм) на основе эпитаксиально-интегрированных гетероструктур / Е.И. Давыдова, М.В. Зверков, В.П. Коняев, В.В. Кричевский, М.А. Ладугин, Е.И. Лебедева, С.В. Петров, С.М. Сапожников, В.А. Симаков, М.Б. Успенский, И.В. Яроцкая, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов // Физика и техника полупроводников, Т. 45. С. 528 (2011).

Ослабление механизма Дьяконова-Переля в GaAs квантовой яме с латерально локализующим потенциалом

А.В. Ларионов [1], ***А.В. Секретенко*** [1], ***А.И. Ильин***[2]

[1] Институт Физики твердого тела РАН, Черноголовка

[2]ИПТМ РАН, Черноголовка

e-mail: larionov@issp.ac.ru

Исследована когерентная спиновая динамика электронов латерально локализованных в плоскости одиночной GaAs квантовой ямы с помощью специального мозаичного электрода, нанесенного на поверхность образца. Время жизни электронного спина измерялось в структурах с разным размером отверстий с помощью методики время-разрешенного спинового эффекта вращения Керра. Обнаружено, что время жизни электронного спина в латеральных ловушках значительно возрастает с уменьшением размеров отверстий в мозаичном электроде. Найденная зависимость времени жизни электронного спина обусловлена подавлением механизма Дъяконова-Переля.

Управление спиновой динамикой носителей в немагнитных структурах посредством влияния на спин-орбитальное взаимодействие является одним из приоритетных направлений исследований полупроводниковой спинтроники. Это обусловлено тем, что в нецентросимметричных полупроводниковых структурах спин-орбитальным взаимодействием обусловлен основной механизм спиновой релаксации – механизм Дъяконова-Переля. Так, теоретически было предсказано, что ограничение движения носителей в плоскости квантовой ямы может приводить к сильному подавлению механизма Дъяконова-Переля уже на масштабе одного микрометра.

Целью настоящей работы было изучение когерентной спиновой динамики электронов в ансамбле регулярно расположенных в плоскости GaAs квантовой ямы (КЯ) потенциальных ям, создаваемых приложением к КЯ электрического поля в специальной конфигурации с помощью двух электродов.

Исследовалась GaAs/AlGaAs наноструктура с одиночной 25нм GaAs КЯ. Внутренним электродом служила легированная кремнием 30 нм КЯ, а внешним шоттки-затвором – нанесенный на поверхность наноструктуры слой золота с отверстиями разного диаметра – от 1.7 до 0.8 мкм на треугольной сетке – мозаичный электрод (рис. 1). Исследуемый образец помещался в оптический криостат со сверхпроводящем соленоидом, создававшим магнитном поле до 6Тл (геометрия Фойгта). Изучение спиновой динамики электронов проводилось с помощью метода время-разрешенного спинового эффекта вращения Керра. В качестве источника фотовозбуждения использовался 82 МГц фемтосекундный титан-сапфировый лазер (Tsunami, Spectra Physics). Лазерное излучение предварительно проходило через перестраиваемый акусто-оптический фильтр, после которого длительность импульсов составляла 2пс и имела спектральную ширину на половине высоты 0.5нм. Циркулярно поляризованный импульс накачки создавал в образце спиновую ориентацию электронов вблизи 1sHH состояния экситона в КЯ, регистрировавшуюся по углу поворота плоскости поляризации отраженного от образца линейно поляризованного пробного пучка. Измерения проводились в спектрально вырожденном режиме, при котором длина волны накачивающего и пробного лазерных пучков совпадала.

На рис. 2 представлена зависимость керровского сигнала от приложенного смещения к мозаичному электроду с отверстиями 0.8мкм. Видно, что с ростом обратного приложенного смещения затухание керровского сигнала имеет два времени. Мы полагаем, что короткое время связано с процессами термолизации, и в дальнейшем мы будем обсуждать только второе более длинное время, поскольку только оно чувствительно к приложенному смещению. Полученные экспериментальные кривые хорошо аппроксимируются экспоненциально затухающей осциллирующей зависимостью с частотой Ω_L (Ларморовская частота) и временем затухания τ_s: $I = I_0 \exp(-t/\tau_s)\cos(\Omega_L t)$.

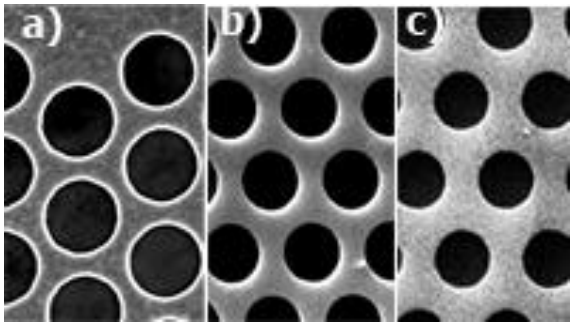


Рис. 1. Снимок участка мозаичного электрода с помощью сканирующего электронного микроскопа: a) 1.7 мкм; b) 1.2 мкм; c) 0.8 мкм

Рис. 3 демонстрирует результаты такой аппроксимации для трех образцов с разными отверстиями в мозаичном электроде в зависимости от приложенного обратного смещения. Полученные зависимости немонотонны, т.е. время жизни электронного спина сперва увеличивается с ростом приложенного смещения, а потом резко падает. Такое поведение становится более выразительным с уменьшением размера отверстий в мозаичном электроде и может быть объяснено следующим образом. При прямом смещении

(U > 0V, смещение в направлении плоских зон) время жизни электронного спина имеет масштаб порядка нескольких сот пикосекунд и ограничивается радиационной рекомбинацией электронов и дырок в КЯ. С ростом обратного смещения (-3V < U < 0V) время жизни электронного спина определяется процессами спиновой релаксации, поскольку при таком смещении время рекомбинации составляет уже несколько десятков наносекунд.

Время жизни электронного спина определяется спин-орбитальным взаимодействием [формула (2) в 1] и может управляться с помощью приложенного смещения [1]. Более того, спин-орбитальное расщепление зависит от латерального конфайнмента для электронов в плоскости КЯ, который может быть создан и управляться искусственным образом, как это предсказано теоретически [2]. Мы полагаем, что в нашем случае приложенное обратное смещение создает одиночную потенциальную яму в центре отверстия мозаичного электрода, которая захватывает электроны. Глубина такой потенциальной ямы определяется абсолютным значением приложенного обратного смещения, а латеральный размер зависит от диаметра отверстия. Таким образом электрически созданный, латеральный потенциальный конфайнмент для электронов (субмикронного масштаба) ослабляет механизм спиновой релаксации Дъяконова-Переля и, как следствие, приводит к существенному росту времени жизни электронного спина.

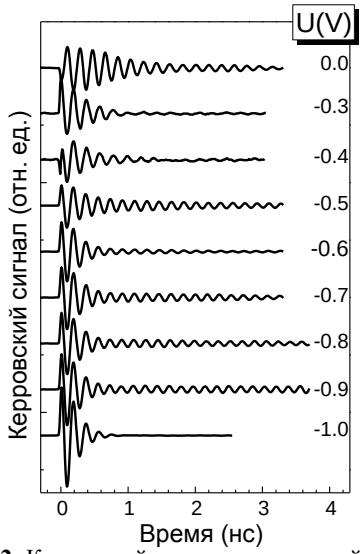


Рис. 2. Керровский сигнал, измеренный как функция приложенного смещения к мозаичному электроду с отверстиями 0.8 мкм

Вставка к рис.3 демонстрирует зависимость максимального времени жизни электронного спина как функцию размера отверстия в мозаичном электроде. Видно, что уменьшение площади электронного конфайнмента на 30-50% приводит к более чем двукратному увеличению времени жизни электронного спина.

Причиной резкого уменьшения времени жизни электронного спина при обратном смещении, вероятно, является появление двумерного электронного газа, вследствие увеличения протекания электрического тока через образец. Как было нами недавно установлено [3], время электронной спиновой дефазировки сверхлинейно возрастает с уменьшением плотности электронного газа в КЯ.

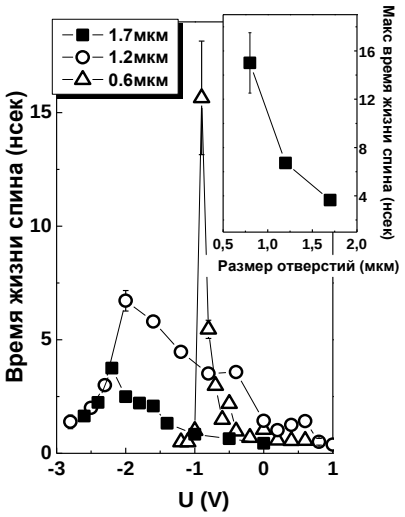


Рис. 3. Время жизни спина электрона как функция приложенного смещения к мозаичному электроду с отверстиями 1.7 (темные квадратные символы), 1.2 (светлые круглые символы) и 0.8 мкм (светлые треугольные символы). На вставке представлена зависимость максимального времени жизни спина электрона от отверстия в мозаичном электроде

Согласно выражению (2) (см. [1]) время релаксации спина электрона определяется как: $\tau_{rel}^{-1} \sim k_F 2^* \tau_p$, где τ_p - время релаксации импульса одиночного электрона. Для высокоподвижного электронного газа τ_p контролируется электрон-электронными столкновениями [3] и линейно увеличивается с ростом электронной плотности n_s, $\tau_p \sim n_s$. Таким образом, время электронной спиновой релаксации: $\tau_{rel}^{-1} \sim n_s^2$. Оценка плотности электронного газа нашем случае составляет: $n_s > 10^{11}$ cm^{-2} с мобильностью $\mu_e \sim 10^6$ $cm^2/Vsec$.

Таким образом, в данной работе была исследована когерентная спиновая динамика электронов в широкой 25 нм GaAs квантовой яме со специальным мозаичным затвором на поверхности образца. Обнаружено, что время жизни электронного спина увеличивается более чем в 2 раза при уменьшении латерального конфайнмента для электронов на 30-50%. Это обусловлено ослаблением механизма спиновой релаксации Дъяконова-Переля.

1. Larionov A.V. and Golub L.E. // Phys. Rev. B., v. 78., pp. 033302 (2008).

2. Люблинский И.С. // Письма в ЖЭТФ, в. 83, стр. 395-396 (2006).

3. Ивченко Е.Л. и Глазов М.М. // ЖЭТФ, в. 126, стр. 1465-1478 (2004).

Когерентная спиновая динамика двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме

А.В. Ларионов

[1] Институт Физики Твердого Тела РАН, Черноголовка

e-mail: larionov@issp.ac.ru

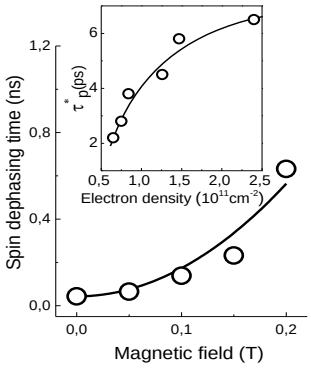


Рис. 2. Время спиновой дефазировки, измеренное как функция продольного магнитного поля для темновой концентрации двумерных электронов (геометрия Фарадея, светлые символы). Непрерывная кривая - результат теоретической аппроксимации. На вставке показана сводная зависимость времени релаксации импульса τ_p^* от концентрации двумерных электронов в КЯ. Сплошная кривая приведена для удобства

$$1/\tau_{x,y} = (\alpha \pm \beta)^2 \tau_p^* 2k_F^2/\hbar^2;\ 1/\tau_z = (\alpha^2+\beta^2)\tau_p^* 4k_F^2/\hbar^2$$

здесь $1/\tau_{x,z,y}$ – компоненты тензора обратных времен спиновой релаксации в главных осях системы $x \parallel [1\text{-}1\ 0]$, $y \parallel [110]$, $z \parallel [001]$. Различия величин $\tau_{x,z,y}$ связаны с анизотропией спиновой релаксации [1].

Экспериментально измеряя τ_p^* и степень анизотропии спиновой релаксации, можно с помощью полученной зависимости $\tau_s(n_e)$ определить величину спин-орбитального расщепления как функцию концентрации двумерных электронов $\Delta(n_e)$.

Для исследования степени анизотропии спиновой релаксации, время спиновой дефазировки измерялось как функция ориентации магнитного поля **B** относительно кристаллографического направления [110] для разной концентрации двумерных электронов в КЯ. Обнаружено, что при темновой концентрации двумерных электронов в КЯ отношение α/β равно единице. Это означает, что структурная инверсионная асимметрия (СИА, гамильтониан Рашбы) равна по величине объемной инверсионная асимметрии (ОИА, гамильтониан Дрессельхауза). Такая большая величина СИА качественно связана с различными свойствами гетероинтерфейсов, что может быть промоделировано разными высотами барьеров справа и слева относительно КЯ. С уменьшением концентрации двумерных электронов в КЯ величина СИА падает и отношение α/β стремится к нулю (см. рис 3a).

Для экспериментального определения времени релаксации импульса τ_p^* измерялась магнито-полевая зависимость времени спиновой релаксации $\tau_s(\mathbf{B})$ в слабом магнитном поле (геометрия Фарадея). На рис.2 представлены результаты такой магнито-полевой зависимости для темновой концентрации двумерных электронов в КЯ (светлые символы). Непрерывная кривая - подгонка экспериментальных точек параболической зависимостью. Наблюдаемое в эксперименте снижение τ_p^* обусловлено влиянием электрон-электронного взаимодействия, предсказанное в работах [2]. Согласно развитой теории, при уменьшении концентрации двумерных электронов уменьшается энергия Ферми и частота электрон-электронных столкновений увеличивается.

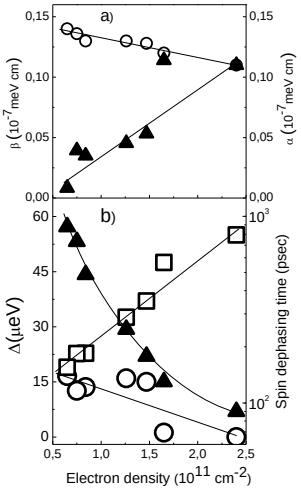


Рис. 3. (a) Экспериментальная зависимость постоянных Дрессельхауза β (круглые символы) и Рашбы α (треугольные символы) от плотности двумерного электронного газа; (b) Экспериментальная зависимость спин-орбитального расщепления вдоль направления [1-1 0] (круглые символы) и вдоль направления [110] (квадратные символы) от плотности двумерного электронного газа (левая шкала). Сплошные прямые приведены для удобства

На рис.3b показано поведение величины спин-орбитального расщепления от концентрации двумерных электронов, для двух ортогональных кристаллографических направлений. При максимальной концентрации двумерных электронов спин-орбитальное расщепление максимально вдоль направления [110] и отсутствует в направлении [1-1 0], что соответствует максимальной степени анизотропии спиновой релаксации. По мере уменьшения концентрации двумерных электронов степень анизотропии уменьшается, и, как следствие, уменьшается разница в величине спин-орбитального расщепления для двух взаимно ортогональных направлений - [1-10] и [110], соответственно. При этом существенно уменьшается (в 3 раза) абсолютная величина спин-орбитального расщепления, что соответствует росту времени спиновой релаксации примерно в 10 раз (рис.3b, правая шкала).

Таким образом, в данной работе была исследована когерентная спиновая динамика квазидвумерных электронов разной плотности в GaAs квантовой яме. Найдено, что время электронной дефазировки сверхлинейно увеличивается с уменьшением электронной плотности. С помощью измерения степени анизотропии спиновой релаксации электронов и времени релаксации квазиимпульса получена зависимость спин-орбитального расщепления от плотности двумерного электронного газа.

1. Larionov A.V. and Golub L.E. // Phys. Rev. B., v. 78., pp. 033302 (2008).

2. Ивченко Е.Л. и Глазов М.М. // ЖЭТФ, в. 126, стр. 1465-1478 (2004).

Исследование циклотронного резонанса в полупроводниковых наноструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe

А.А. Ластовкин [1,2], ***А.В. Иконников*** [1,2], ***М. С. Жолудев*** [1], ***В.И. Гавриленко*** [1,2], ***О. Драченко*** [3], ***M. Helm*** [3], ***J. Wosnitza*** [3]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
[3] Dresden High Magnetic Field Laboratory and Institute of Ion-Beam Physics and Materials Research

lastovkin@ipm.sci-nnov.ru

Узкозонные гетероструктуры на основе соединения HgCdTe привлекают внимания многих исследовательских групп. Материалы, из которых создают такие гетероструктуры, обладают замечательными особенностями. Зонная структура объемного HgTe инвертированная (волновые функции электронов в зоне проводимости имеют *p*-тип). В этом случае говорят об отрицательной ширине запрещенной зоны, которая составляет -0,3 эВ. При этом материал CdTe обладает нормальной зонной структурой. Ширина запрещенной зоны для CdTe составляет 1,6 эВ. Естественно, что гетероструктуры HgTe\ $Hg_{1-x}Cd_xTe$ сочетают в себе одновременно свойства материалов HgTe и CdTe, что проявляется, например, в существовании критической толщины квантовой ямы (КЯ) при которой ширина запрещенной зоны становится равной нулю [1]. При этом можно рассчитывать на применение гетероструктур HgTe\$Hg_{1-x}Cd_xTe$ с параметрами близкими к критическим параметрам в устройствах генерирующих и детектирующих излучение терагерцового диапазона. Естественно, что спектральные характеристики таких приборов будут зависеть от температуры, влияние которой проявляется в изменении зонной структуры HgTe\$Hg_{1-x}Cd_xTe$. Эффективным методом исследования зонного спектра является метод циклотронного резонанса (ЦР). Данная работа посвящена спектральным исследованиям узкозонных гетероструктур HgTe\$Hg_{1-x}Cd_xTe$(013) методами циклотронного резонанса в сильных импульсных квантующих магнитных полях (до 70 Тл) при различной температуре.

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs(013) (см., например [2]). В работе представлены результаты исследований двух образцов 091222_1 (№1) и 091223_1 (№2). Доля Cd в барьерных слоях $Hg_{1-x}Cd_xTe$ в образце №1 составляет x=0.7, а во втором образце x=0.64. Концентрация двумерного электронного газа в квантовой яме HgTe в образце №1 составляет $2.7*10^{11}$ $см^{-2}$, в образце №2 – $1.6*10^{11}$ $см^{-2}$. Ширина квантовой ямы у обоих образцов 8 нм. Исследования ЦР структур в импульсных магнитных полях были проведены в лаборатории сильных магнитных полей в Дрездене (HZDR). В качестве источника

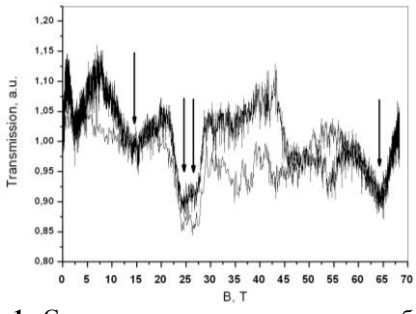


Рис. 1. Спектры магнитопоглощения в образце № 1, измеренные на восходящей и нисходящей ветвях импульса магнитного поля

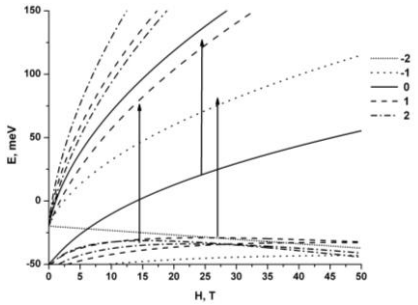


Рис. 2. Зависимости энергий уровней Ландау в образце № 1 от магнитного поля

излучения использовался квантовый каскадный лазер диапазона 11.4 мкм.

На Рис. 1 приведены два спектра ЦР образца №1, соответствующих измерениям на росте и спаде импульса магнитного поля. На спектрах вертикальными стрелками при 14.5, 24.5, 27, 64.3 Тл обозначены линии поглощения. Для идентификации спектральных линий был выполнен численный расчет на основе модели Кейна (гамильтониан 8x8, см., например, [2]) с учетом деформационных слагаемых, которые возникают из-за несоответствия постоянных решеток квантовой ямы и барьеров. Спектр электронов находился с помощью разложения огибающей волновой функции электрона по плоским волнам и диагонализацией гамильтониана в этом базисе. Результаты расчета представлены на Рис. 2. В дипольном приближении разрешены переходы между уровнями Ландау, номера которых отличаются на 1. Положение вертикальных стрелок соответствуют магнитным полям, в которых наблюдались линии ЦР, длина равна 107.8 мэВ (λ = 11.4 мкм). Как видно из рисунка, спектральную линию, обнаруженную в магнитных полях 27 Тл

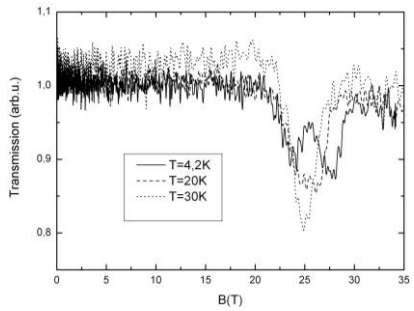


Рис. 3. Спектры магнитопоглощения в образце № 2, измеренные при различных температурах

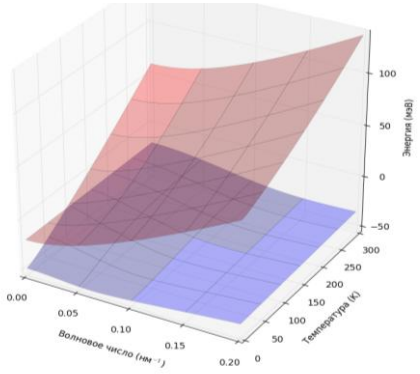


Рис. 4. Зависимость энергии зоны проводимости и валентной зоны от волнового числа в квантовой яме $HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$ шириной 8 нм при различных температурах

можно соотнести с циклотронным переходом между уровнями Ландау -2 и -1, относящимися (в слабых магнитных полях) к зоне проводимости. Линии ЦР при 14.5 Тл и 24.5 Тл соответствуют переходам 2-1 и 0-1, которые являются межзонными переходами, т.е. переходами с уровней Ландау, относящихся к уровням валентной зоны, на уровни зоны проводимости. Линия поглощения, наблюдаемая при 64.3 Тл, связана, скорее всего, с переходами с уровней Ландау -1 и 1 валентной зоны на уровень 0 в зоне проводимости (ср. с [2]). Спектры ЦР образца № 2, измеренные при различных температурах представлены на Рис. 3. В спектре, записанном при температуре 4.2 К, как и в образце №1 в магнитных полях около 24 и 27 Тл наблюдаются линия ЦР электронов и межзонный переход. При этом увеличение температуры приводит к смещению в магнитном поле линий навстречу друг другу. При температуре 30 К линии сливаются, а резонансное магнитного поле равно 25 Тл. Следует отметить, что при изменении температуры положение линии, соответствующей межзонному переходу 0 – 1, изменяется сильнее. Такое поведение объясняется влиянием температуры на ширину запрещенной зоны. Численный расчет дисперсионных зависимостей в зоне проводимости и в валентной зоне в квантовой яме $HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$ шириной 8 нм при различных температурах приведѐн на Рис. 4. Видно, что для таких образцов с инвертированной зонной структурой ширина запрещенной зоны при увеличении температуры уменьшается (в отличии от структур с нормальной зонной структурой). При температуре около 100 К имеет место пересечение соответствующих энергетических уровней, после чего зонная структура становится нормальной.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-93111_НЦНИЛ, 11-02-00958), РАН, ННГУ, EuroMagNET (контракт #228043) и DFG (проект DR832/3-1).

1. Bernevig B.A., Hughes T.L. and Zhang S.C. 2006 Science 314 1757.

2. Ikonnikov A.V. et al. // Semiconductor Science and Technology. 2011. V. 26. N. 12. P. 125011.

Особенности люминесцентных и фотопроводящих свойств SiGe структур с самоформирующимися наноостровками, выращенными на КНИ подложках

А.В.Антонов[1], Н.А.Байдакова[1], Ю.Н.Дроздов[1], З.Ф.Красильник[1], К.Е.Кудрявцев[1], Д.Н.Лобанов[1], А.В.Новиков[1], М.В.Шалеев[1], N.D.Zakharov[2], P.Werner[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Halle/Saale

e-mail: dima@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время Ge/Si гетероструктуры с самоформирующимися наноостровками и квантовыми точками, выращенные на Si(001) подложках, рассматриваются как один из перспективных материалов для создания эффективных источников и приемников света в диапазоне длин волн 1.3-1.55 мкм [1, 2]. Интерес к подобным структурам усиливается совместимостью технологии их получения с современной кремниевой технологией. Область длин волн 1.3-1.55 мкм является рабочей для современных оптоволоконных линий связи. Кроме того, объѐмный кремний в этой области длин волн прозрачен, что позволяет использовать кремниевые волноводы для внутричиповых соединений.

Для создания оптоэлектронных схем на кремнии используются Si подложки со скрытым окислом SiO_2 («кремний на изоляторе», КНИ), что делает исследования роста и оптоэлектронных свойств структур с Ge(Si) островками на таких подложках актуальными. Кроме того, одним из преимуществ SiGe структур, сформированных на КНИ подложках, является возможность существенно увеличить фоточувствительность таких структур за счет волноводного эффекта [2]. Ранее, нами сообщалось об исследованиях фотолюминесценции (ФЛ), электролюминесценции (ЭЛ) и фотопроводимости (ФП) p-i-n диодных многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками [3]. В этих работах исследовались меза-структуры с вертикальным транспортом носителей заряда, которые представляли собой p-i-n диоды, в нелегированную i-область которых была встроена решѐтка с Ge(Si) наноостровками.

В данной работе представлены результаты исследований роста и оптических свойств (ЭЛ и ФП) многослойных структур с Ge(Si) островками, выращенных на КНИ подложках. КНИ подложки состояли из верхнего слоя Si толщиной 200 нм, скрытого окисла SiO_2 толщиной 1 мкм и кремниевой подложки с ориентацией (001). Исследуемые структуры были выращены методом МПЭ и представляли собой p-i-n диоды, в нелегированную i-область которых была встроена 20-периодная решетка с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками (рис. 1). Толщина Si слоя, разделяющего соседние слои с островками, составляла 17 нм. Решетка с островками была выращена при 600^0C. Данная температура является оптимальной для достижения максимальной интенсивности сигнала ЭЛ от островков при комнатной температуре [3].

На выращенных структурах с использованием оптической литографии и плазмохимического травления формировались стандартные меза-структуры размером 1 х 1 и 0.5 х 1 мм. Кроме этого на структурах были сформированы полосковые волноводные меза-структуры (рис. 1). Контакты к меза-структурам формировались путѐм магнетронного осаждения Au/Ti и взрывной литографии. Ширина волноводов составляла 100 и 200 мкм, а длина – 3 мм. Спектры электролюминесценции и фотопроводимости, приведенные в работе, измерены при комнатной температуре.

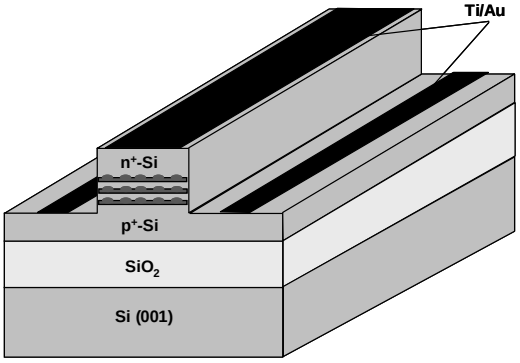


Рис. 1. Схема волноводных меза-структур, сформированных на КНИ подложках

При выполнении исследований была отработана технология роста многослойных структур с Ge(Si) наноостровками, которая учитывала особенности радиационного нагрева КНИ подложек. Проведенные исследования полученных многослойных структур методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) показали их высокое кристаллическое качество (рис. 2).

В спектрах ЭЛ стандартных меза-структур с островками, выращенных на КНИ подложках, при регистрации сигнала с поверхности структуры присутствует сигнал, максимум которого располагается в районе 1.55 мкм (рис. 3). В отличие от сигнала ЭЛ от структур с Ge(Si) наноостровками, выращенными на Si(001) подложках, в спектре сигнала ЭЛ островков на КНИ подложках наблюдается несколько максимумов (рис. 3). При этом отношение интенсивностей максимумов и их положение не зависит от тока накачки, что должно

было бы иметь место в случае, если бы эти максимумы были связаны с различными излучательными процессами в исследуемых структурах.

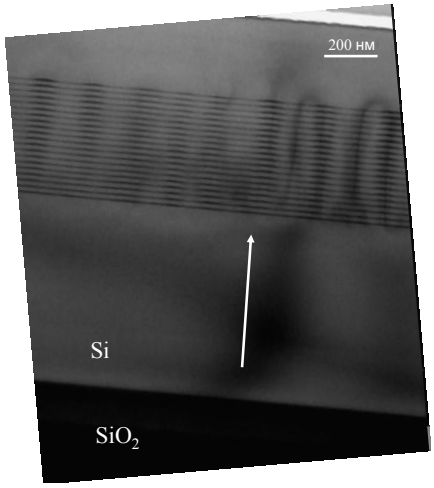


Рис. 1. ПЭМ снимок многослойной (20-периодов) структуры с Ge(S) нановстровками, выращенной на КНИ подложке. Стрелкой указано направление роста

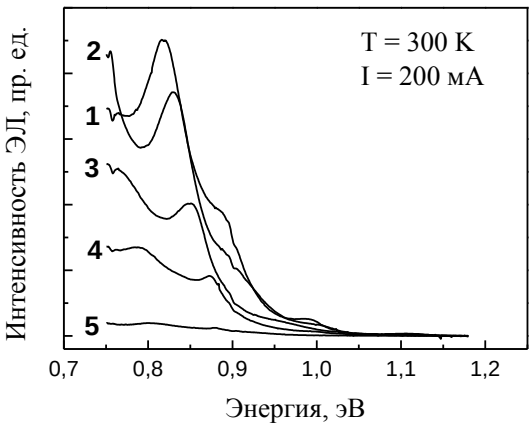


Рис. 2. Спектры ЭЛ стандартной меза-структуры, измеренные при разных углах между нормалью к поверхности меза-структуры и направлением, в котором регистрируется сигнал ЭЛ: 1 – 0^0, 2 – 30^0, 3 – 45^0, 4 – 60^0, 5 – 90^0

Исследование зависимости спектров ЭЛ структуры с Ge(Si) островками, сформированной на КНИ подложке, от угла между нормалью поверхности и направлением, в котором регистрируется сигнал ЭЛ, показало, что положение максимумов сигнала ЭЛ от островков зависит от угла наблюдения (рис. 2). Изучение угловой зависимости сигнала ЭЛ позволило связать наблюдаемые максимумы в спектре ЭЛ с интерференцией волн в активной области структуры, ограниченной с одной стороны поверхностью структуры, а с другой – скрытым слоем окисла. В результате максимумы в сигнале ЭЛ возникают на тех длинах волн, для которых на оптическом пути укладывается целое число длин полуволн. Данный факт указывает на возможность локализации излучения в активной области SiGe структур, сформированных на КНИ подложках.

Исследования фотопроводимости стандартных меза-структур с Ge(Si) островками, выращенными на КНИ подложках, показали, что при нормальном падении света сигнал ФП от них в области длин волн 1.3 – 1.55 мкм превосходит сигнал от аналогичных структур, выращенных на подложках Si(001) (рис. 3). Аналогично случаю ЭЛ структур на КНИ подложках сигнал ФП содержит периодические максимумы, связываемые с интерференцией волн в активной области структуры, ограниченной с одной стороны поверхностью структуры, а с другой – скрытым слоем окисла.

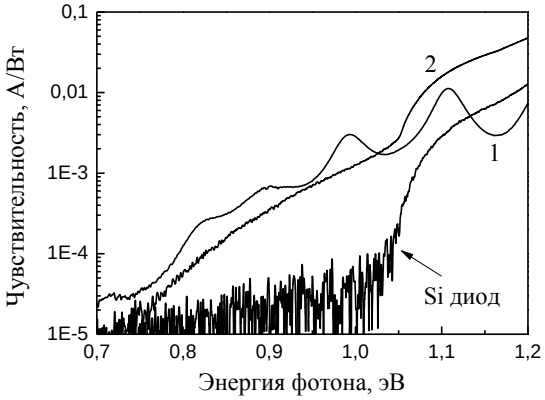


Рис. 3. Спектры фоточувствительности кремниевого диода и диодных многослойных структур с Ge(Si) самоформирующимися островками, выращенных на подложках КНИ (1) и Si(001) (2)

Первые эксперименты по исследованию ЭЛ волноводных структур с Ge(Si) островками показали, что сигнал ЭЛ от торца этих структур может быть введен в многомодовое кварцевое оптоволокно и уверенно зарегистрировано неохлаждаемым Ge фотодиодом, находящимся вблизи другого конца оптоволокна.

Для оценки фоточувствительности волноводных мез были измерены сигналы фототока при засветке торца волновода через оптоволокно калиброванными светодиодами. Было обнаружено, что их фоточувствительность в области 1.3–1.55 мкм повышается на 1,5-2 порядка по сравнению со стандартной мезой, при нормальном падении света на ее поверхность.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11_02_12100_офи_м) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27.

1. Talalaev V.G. Room temperature electroluminescence from Ge/Si quantum dots superlattice close to 1.6 μm / V.G. Talalaev, G.E. Cirlin, A.A. Tonkikh, N.D. Zakharov, P. Werner // Phys. Stat. Sol. (a) 2003. V. 198. № 1. P. R4–R6.

2. Якимов А.И. Фотодиоды Ge/Si со встроенными слоями квантовых точек Ge дляближней инфракрасной области (1.3-1.5 мкм)/ А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров, С.В. Чайковский, С.А. Тийс// ФТП. 2003. Т. 37, вып. 11. С. 1383–1388.

3. Лобанов Д.Н. Влияние параметров Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков на их электролюминесценцию при комнатной температуре / Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, К.Е. Кудрявцев, Д.В. Шенгуров, Ю.Н. Дроздов, А.Н. Яблонский, В.Б. Шмагин, З.Ф. Красильник, N.D.Zakharov, P. Werner // ФТП. 2009. Т. 43, вып. 3. С. 332–336.

Управление поляризацией излучения квантовых точек при помощи слоя хирального фотонного кристалла

С.В. Лобанов [1,2], ***T. Weiss*** [3,4], ***Н.А. Гиппиус*** [1,3], ***K. Konishi*** [5,6], ***M. Kuwata-Gonokami*** [6,7], ***С.Г. Тиходеев*** [1,2]

[1] Институт общей физики им. А.М Прохорова РАН, Москва
[2] Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова, Москва
[3] LASMEA, University Blaise Pascal, Aubiere Cedex, France
[4] 4th Physics Institute, University of Stuttgart, Stuttgart, Germany
[5] Department of Applied Physics, The University of Tokyo and Core Research for Evolutional Science and Technology (CREST), Tokyo, Japan
[6] Photon Science Center, The University of Tokyo, Tokyo, Japan
[7] Department of Physics, The University of Tokyo, Tokyo, Japan

e-mail: lobanov@physics.msu.ru

В докладе анализируется возможность управления поляризационным состоянием оптического излучения квантовых точек, помещенных внутрь хиральной фотонно-кристаллической структуры. Такая возможность возникает за счет того, что вследствие пониженной симметрии хирально-модулированного слоя локальное электромагнитное поле резонансных мод в нем теряет зеркальную симметрию. В результате излучение линейно-поляризованных дипольных источников, находящихся в таком локальном окружении, может остаться циркулярно поляризованным даже после усреднения по случайным направлениям и положениям диполей. Знак и степень циркулярной поляризации определяется формой хиральной модуляции структуры и зависит от частоты и направления оптического излучения.

Теоретически поляризационные характеристики оптического излучения точечных дипольных источников внутри хирально-модулированных систем могут быть рассчитаны как непосредственно решением уравнений Максвелла с точечным дипольным источником [1-2], так и путем использования электродинамического принципа взаимности [3], сводящего задачу об излучении точечного диполя в дальней волновой зоне в данном направлении к задаче расчета локального электромагнитного поля волны, падающей на систему в обратном направлении. Последнее можно легко сделать, используя, например, метод оптической матрицы рассеяния [1-2,4-6].

В докладе будет приведен пример экспериментальной реализации такого хирального излучателя. Структура (см. схематическое изображение на **Рис.1**) состоит из планарного массива InAs квантовых точек внутри GaAs волновода на толстом подстилающем AlGaAs слое. Верхняя часть волновода может быть наноструктурирована вертикальным травлением и представлять собой двумерно-периодический хиральный фотонный кристалл в виде квадратной решетки гаммадионов.

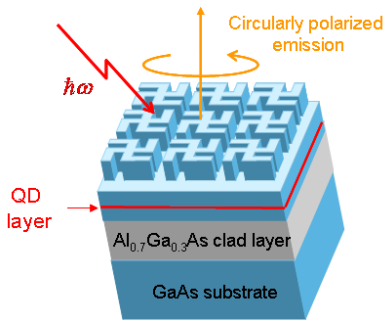


Рис. 1. Схематическое изображение структуры, состоящей из планарного массива InAs квантовых точек (quantum dots, QD) внутри GaAs волновода на толстом подстилающем AlGaAs слое. Верхняя часть GaAs волновода представляет собой двумерно-периодический хиральный фотонный кристалл в виде квадратной решетки гаммадионов

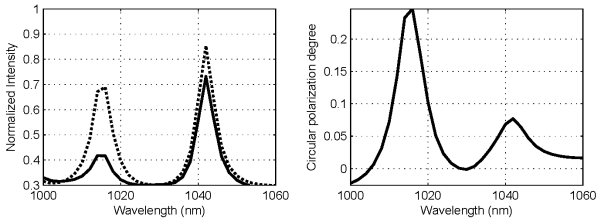


Рис. 2. Левая панель: рассчитанные спектры фотолюминесценции квантовых точек из структуры с хирально-модулированным волноводом в правой (пунктирная линия) и левой (непрерывная линия) циркулярных поляризациях. На правой панели показана соответствующая степень циркулярной поляризации фотолюминесценции

В случае, если внешняя поверхность волновода не модулирована, излучение квантовых точек не поляризовано циркулярно. Однако ситуация меняется в случае хиральной наноструктуризации поверхности волновода: фотолюминесценция квантовых точек демонстрирует относительно узкие резонансные пики с достаточно высокой степенью циркулярной поляризации, достигающей 25%. Экспериментальная реализация такой структуры и результаты измерения интенсивности фотолюминисценции в разных поляризациях (σ^+ и

σ^-) представлены в работе [7]. Эти результаты находятся в хорошем согласии с результатами наших электродинамических расчетов, см. на **Рис. 2**. При расчѐтах мы использовали метод, описанный в работе [2]. В докладе будет также показано, каким образом можно оптимизировать структуру для получения значительно большей циркулярной поляризованности излучения квантовых точек (по крайней мере до 75-80%).

Авторы благодарны Программе Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», Российскому фонду фундаментальных исследований и фонду "Династия" за поддержку.

1. Whittaker D.M. and Culshaw I.S. Scattering-matrix treatment of patterned multilayer photonic structures, Phys. Rev. B **60**, 2610 (1999).

2. Lobanov S.V., Weiss T., D Dregely., Giessen H., N Gippius.A., and S Tikhodeev.G. Emission properties of an oscillating point dipole from a gold Yagi-Udananoantenna array, Phys. Rev. B **85**, 155137 (2012).

3. Ландау Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1982, с. 425.

4. Tikhodeev S.G., Yablonskii A.L., Muljarov E.A., Gippius N.A., and Ishihara T. Quasiguided modes and optical properties of photonic crystal slabs, Phys. Rev. B **66**, 045102 (2002).

5. Christ A., Zentgraf T., Kuhl J., Gippius N.A., Tikhodeev S. G., Giessen H. Optical properties of planar metallic photonic crystal structures: Experiment and theory, Phys. Rev. B **70**, 125113 (2004).

6. Weiss T., Granet G., Gippius N.A., Tikhodeev S. G., Giessen H. Matched coordinates and adaptive spatial resolution in the Fourier modal method, Opt. Express **17**, 8051-8061 (2009).

7. Konishi K., Nomura M., Kumagai N., Iwamoto S., Arakawa Y., and Kuwata-Gonokami M. Circularly Polarized Light Emission from Semiconductor Planar Chiral Nanostructures, Phys. Rev. Lett. **106**, 057402 (2011).

Планарные, мобильные экситоны с переносом заряда в страйп-наноструктурах оксидов меди и пниктидов железа

Л.С. Мазов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: mazov@ipm.sci-nnov.ru

Как хорошо известно, недопированные оксиды меди (LCO, YBCO и др.) являются слоистыми антиферромагнитными (АФМ) диэлектриками – АФМ-упорядочивание в CuO_2-слоях происходит при температуре Нееля $T = T_N$, которая, например, для LCO- и YBCO-соединений составляет около 300 К и 500 К, соответственно (ср. [1]). Другой интересной особенностью CuO_2-плоскостей недопированных, АФМ-диэлектрических оксидов меди является хорошо выраженный пик в спектре оптического поглощения, наблюдаемый при энергии фотонов порядка 1.5-2.0 эВ, в зависимости от соединения. Причем, этот пик наблюдается только для поляризации вектора электрического поля $\vec{E}$ падающей волны параллельно плоскости CuO_2-слоев (перпендикулярно оси c), рис.1 (нижняя кривая).

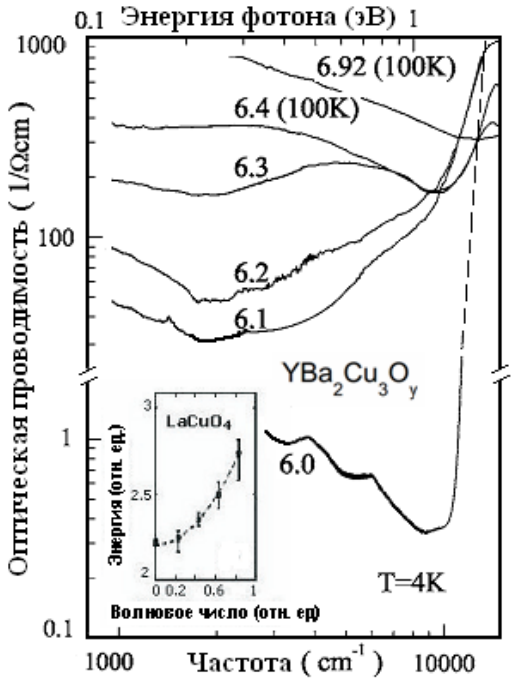


Рис.1. Эволюция спектра оптического поглощения для CuO_2-плоскости монокристаллического YBCO ($\vec{E}^{\sim} \perp \vec{c}$) при разных уровнях допирования (см., напр., [2]). На вставке - закон дисперсии для CT-экситонов в CuO_2-плоскости (недопированного LCO) (см. [3])

Наоборот, при поляризации $\vec{E} \,//\, \vec{c}$ такой сигнал в спектре отсутствует. В оксидах меди, этот пик связан с планарным межзонным переходом с переносом заряда (charge transfer (CT)) между заполненной O $2p$ и нижней незаполненной Cu 3 $d_{x^2-y^2}$ зонами [2]. Экситоны, сформированные при CT-переходе между двумя планарными подсистемами в CuO_2-плоскости (CT-экситоны), являются планарными, подвижными квазичастицами с квадратичным законом дисперсии (см. вставку на рис.1 и Табл.1) [3].

Таблица 1

Характерные энергии рентгеновского рассеяния

Энергия	Теория [4]	Эксперимент (LCO) [3]
$\hbar\omega_{ex}$, эВ	≥ 1.0	~ 1.5
$\hbar\Delta\omega$, эВ	$\geq$ 0.5	~ 0.5
$\Delta\varepsilon$, эВ	~ 0.3	~ 0.3

В результате эти планарные CT-экситоны, в силу особенностей магнитной структуры этих соединений, оказываются не только нейтральными, но и бесспиновыми квазичастицами, позволяющими им двигаться сквозь решетку в CuO_2-плоскости когерентно, без возмущения базовой АФМ-матрицы этой плоскости. Экспериментально, делокализованность (мобильность) CT-экситонов в CuO_2-плоскости была установлена только недавно, из измерений рентгеновского рассеяния [3], причем интересно, что характерные значения энергий для CT-экситонов совпали с оценками для такого эксперимента, предложенного Аграновичем и Гинзбургом еще 50 лет назад [4] (Табл.1

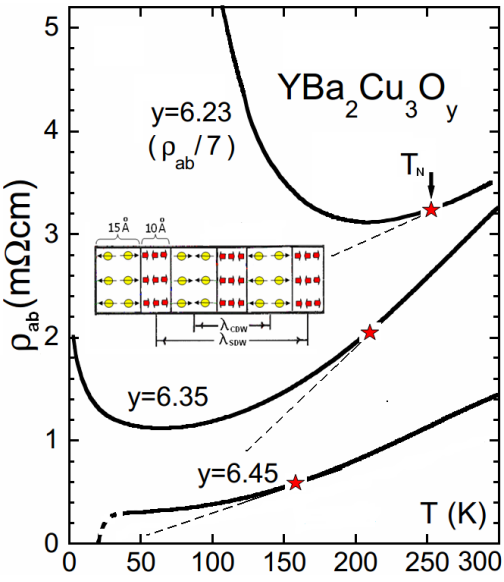


Рис. 2. Температурная зависимость планарного электросопротивления (ток - в плоскости CuO_2-слоев) для монокристалла YBCO при разных уровнях допирования (см., напр., [5]). На вставке – страйп-наноструктура в CuO_2-плоскости для монокристаллов оксидов меди с оптимальной степенью допирования

Допирование оксидов меди приводит к появлению подвижных носителей заряда в исходно АФМ-диэлектрической CuO_2-плоскости, что, соответственно, приводит к появлению конечной проводимости этих соединений (рис.2). Как видно из рисунка, при низкой степени допирования, температурная зависимость электросопротивления имеет двоякий характер. В области высоких температур зависимость $\rho(T)$ близка к линейной ($\rho \sim T$), характерной для металлов. Наоборот, при температурах ниже температуры Нееля T_N в CuO_2-плоскости возникает АФМ-порядок (см. верхнюю кривую на рис.2), и зависимость $\rho(T)$ приобретает полупроводниковый характер

$$(\rho \sim \exp(\varepsilon^* / 2kT)), \qquad (1)$$

что может указывать на формирование энергетической щели в электронном энергетическом спектре с характерной величиной ε^*.

Такое поведение $\rho(T)$ может рассматриваться как свидетельство фазового перехода металл-диэлектрик (полупроводник) в CuO_2-плоскости оксидов меди, теория которого была описана еще в работе Келдыша и Копаева [6]. В результате такого перехода, термодинамика которого аналогична термодинамике сверхпроводящего перехода, происходит частичная диэлектризация электронного энергетического спектра, причем ширина диэлектрической щели Σ (которая и определяет величину характерной энергии ε^* в (1)) является убывающей функцией концентрации подвижных носителей заряда [6] (ср. с рис.2)

$$\Sigma = 2\omega_0 \exp(2\pi v_F / e^2 \ln(\kappa_D^2 / 2p_0^2))$$
$$\kappa_D = r_D^{-1}, \ \omega_0 \approx \kappa_D v_F, \qquad (2)$$

где r_D - радиус Дебая, v_F -скорость на поверхности Ферми, p_0 - импульс Ферми. Существенным моментом в этой модели является то, что диэлектрический переход сопровождается структурной перестройкой в системе, что может приводить к неоднородным состояниям системы, длинноволновой модуляции решетки и т.п.

Именно такой переход диэлектрического типа был обнаружен нами ранее в допированных оксидах меди [7]. Он связан с формированием в CuO_2-плоскости состояния типа волны спиновой плотности (АФМ ВСП) ($T < T^*$), период которой несоизмерим с постоянной решетки (здесь T^* - температура открытия псевдощели (ВСП-щели) в электронном энергетическом спектре). Несоизмеримость ВСП приводит к формированию волны зарядовой плотности (ВЗП) с половинным периодом и т.о. к периодической модуляции решетки. Эта модуляция реализуется в CuO_2-плоскости при $T < T^*$ в виде наноструктуры из периодической последовательности зарядовых (С) и спиновых (S) страйпов (вставка на рис.2). S-страйпы являются полуизолирующими и АФМ-упорядоченными (как и исходная CuO_2-плоскость в недопированных соединениях). С-страйпы, наоборот, являются хорошо проводящими и могут рассматриваться как доменная стенка между соседними АФМ-упорядоченными S-наностраймами. Геометрические параметры страйп-наноструктуры, полученные из EXAFS-измерений, дали для ширины S- и С-наностраймов в оптимально-допированных оксидах меди значения порядка 1.0 нм и 1.5 нм, соответственно [8] (см. вставку на рис.2).

Таблица 2

Оптимальные параметры сэндвича Гинзбурга

Параметр страйп-наноструктуры	Теория [9]	Эксперимент (оксиды меди)
Ширина прослойки d, нм	1 - 3	1.5
Концентрация n, 1/см^3	10^{18} - 10^{23}	10^{21} – 5 10^{22}
Энергия экситонов, эВ	0.3 - 3	1.5 – 2.0
Ширина экситонной зоны, эВ	0.1 – 0.3	< 0.5

Однако, наиболее важной особенностью этой страйп-наноструктуры в оксидах меди является выраженность экситонных свойств S-страйпов. Такой вывод следует из того, что экситонный сигнал в спектре оптического поглощения допированных (проводящих) оксидов меди детектируется вплоть до металлического состояния, несмотря на существенный вклад друдевского поглощения засчет подвижных носителей заряда, появляющихся в CuO_2-плоскости при допировании.

Полученная выше картина свидетельствует о том, что геометрические и экситонные параметры страйп-наноструктуры в этих материалах лежат точно в пределах оптимальных значений параметров для известного сэндвича Гинзбурга [9] (в планарной геометрии) (см. Табл.2). Это, в свою очередь, указывает на то, что ВТСП, обнаруженная в допированных оксидах меди (и пниктидах железа), обусловлена (планарным) экситонным механизмом Литтла-Гинзбурга. Такой вывод подтверждается недавними экспериментами по лазерному облучению (с энергией фотонов ~ 2 эВ (см. выше)) оксидов меди в области магнитного (ВСП) фазового перехода, что позволило генерировать планарные СТ-экситоны при сохраняющемся в этой области температур рассеянии носителей заряда АФМ-спиновыми флуктуациями [7], и добиться роста критической температуры T_c на 5К.

1. Tranquada J.M., Moudden A.H., Goldman A.I. et al. // Phys.Rev. B **38**, 2477 (1988).

2. Basov D.N., Timusk T. // Rev.Mod.Phys. **77**, 721 (2005).

3. Collart E., Shukla A., Rueffet J.-P. et al. // Phys. Rev. Lett. **96**, 157004 (2006).

4. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов // М.: Наука, 1965. – 374 с.

5. Ando Y., Segawa K., Lavrov A.N., Komiya S. // J. Low Temp. Phys. **131**, 793 (2003).

6. Келдыш Л.В., Копаев Ю.В. // ФТТ **6**, 2791 (1964).

7. Мазов Л.С. // ФНТ **17**, 1358 (1991).

8. Bianconi A., N Saini.L., Lanzara A. et al. // Phys. Rev. Lett. **76**, 3412 (1996).

9. Гинзбург В.Л. // УФН **95**, 91 (1968); **101**, 185 (1970).

10. Mazov L.S. // Phys. Proc. **36**, 735 (2012).

Структурный анализ сверхрешетки $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии

Н.В. Малехонова [1], ***Д.А. Павлов*** [1], ***Н.В. Байдусь*** [2], ***А.А. Бирюков*** [2], ***А.И. Бобров*** [1], ***Е.И. Волкова*** [1]

[1] Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород
[2] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород

e-mail: malekhonova@phys.unn.ru

В настоящее время интерес к полупроводниковым сверхрешеткам (СР) $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ в значительной степени связан с возможностью их применения в качестве генераторов СВЧ и терагерцового излучения [1]. Качество полупроводниковых приборов, созданных на основе СР, зависит от профиля и разброса размеров квантовых ям и барьеров, а также от наличия дефектов в атомной структуре. Одним из наиболее информативных методов оценки структурного совершенства многослойных эпитаксиальных объектов является метод высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ) в сочетании с современными методами цифровой обработки полученных изображений.

В данной работе исследовалась гетероструктура, выращенная методом МОС-гидридной эпитаксии [2] при пониженном давлении на установке AIX 200RF в научно-исследовательском физико-техническом институте ННГУ. Для роста использовалась проводящая подложка GaAs (001), имеющая отклонение от точной ориентации 2^0. Источниками элементов являлись триметилгаллий, триметилалюминий и арсин. Скорость роста составляла 0,2 – 0,3 нм/с. Структура СР насчитывала 100 периодов, в каждом периоде предполагалось получить квантовую яму 6.5нм и барьер 4.2нм, буферный и покровный слой составляли 15нм.

Исследования поперечного среза СР $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ производилось на просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F компании JEOL. Измерения проводились при напряжении 200 кэВ в двух режимах работы микроскопа. В режиме непосредственно просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) освещение образца осуществляется параллельным пучком, детектирование прошедших электронов происходит на фотопленке. В режиме сканирующего просвечивающего электронного микроскопа (СПЭМ) формируется электронный зонд диаметром 0,7 нм, которым производится сканирование. Прошедшие и рассеянные электроны регистрируются полупроводниковым детектором. В зависимости от формы детектора осуществляется темпнопольный, либо светлопольный режим сканирования [3].

Подготовка и утонение объекта для исследования поперечного среза структуры на просвечивающем электроном микроскопе производилось по известной технологии Gatan на оборудовании этой фирмы.

При обработке полученных изображений применялись современные аналитические методы: для СПЭМ было проведено профилирование по контрасту при помощи программы Gwyddion, для ПЭМ был применен метод геометрической фазы.

На рис.1 приведено СПЭМ изображение СР, полученное в светлопольном режиме сканирования. Более светлые области представляют собой слои $Al_xGa_{1-x}As$, а темные – GaAs . Такое распределение контраста связано с особенностью формирования изображений в сканирующем режиме[3]. Основной вклад вносит так называемый z-контраст, когда при прохождении электронов через образец степень рассеяния зависит от атомной массы элементов, сконцентрированных в области сканирования. В местах скопления более легких элементов, как, например, Al в GaAs, отклонение электронов происходит на меньший угол, а на изображении формируется более светлый контраст. Следовательно, профиль распределения контраста на СПЭМ изображении соответствует профилю распределения Al в СР в направлении роста (рис.2). Такой метод анализа СПЭМ изображений по z-контрасту описан в работе [4]. По полученным данным был рассчитан средний период СР, который составил 10нм и среднее отклонение периодичности 0,5 нм. Была определена шероховатость гетерограницы в плоскости одной из ям, она составила 0,08 нм.

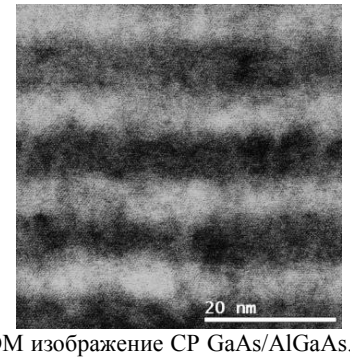


Рис. 1. СПЭМ изображение СР GaAs/AlGaAs. AlGaAs – светлая область, GaAs – темная область

На рис. 3а приведено ПЭМ-изображение высокого разрешения СР GaAs/AlGaAs. Его обработка была произведена методом геометрической фазы, который подробно описан в работе [5]. Этот метод позволяет визуализировать поля упругих деформаций кристаллической структуры, путѐм анализа сдвига фаз пространственных частот

на снимках высокого разрешения. Цифровая обработка методом геометрической фазы в данной работе осуществлялась с помощью программного пакета Digital Micrograph, где интерпретация полей искажений происходит с помощью цветовой палитры: темно-синий соответствует сжатию атомной структуры, желтый – ее растяжению.

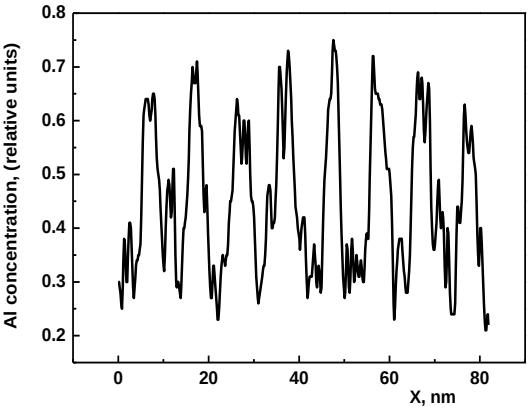


Рис. 2. Профиль распределения Al в направлении роста, полученный методом анализа z-контраста путем профилирования СПЭМ изображения в программе Gwyddion

На рис. 3*б* представлена карта упругих деформаций СР GaAs/AlGaAs. Резкое изменение цвета от темно-синего до желтого, свидетельствует о наличии локальных дефектов кристаллической решетки [5, 6]. Равномерное распределение зеленого цвета характеризует бездефектную кристаллическую структуру.

На рис. 3*в* и 3*г* представлены изображения дефектной и бездефектной областей, полученные путем Фурье-фильтрации спектра пространственных частот снимка высокого разрешения показанного на рис. 3*а*. Фурье преобразование производилось по двум рефлексам обратного пространства типа [[002]].

Таким образом, в работе продемонстрированы возможности метода ВРПЭМ применительно к структурному анализу гетероструктур со СР $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$.

Работа поддержана грантом РФФИ № 10-02-00501а.

1. Leo K. High-Field Transport in Semiconductor Superlattices // Springer Tracts in Mod. PHys., v. 187, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2003.

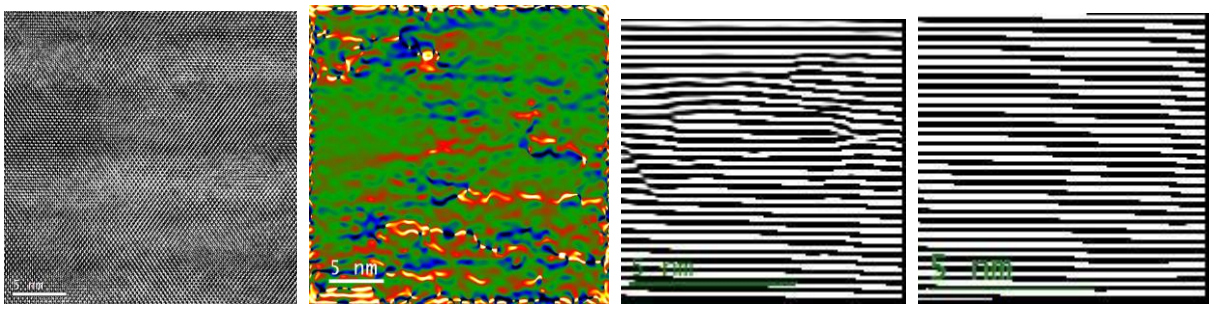
2. Байдусь Н.В., Бирюков А.А., Додин Е.П. , Дроздов Ю.Н. , Дроздов М.Н. , Ноздрин Ю.Н. , Андронов А.А. Гетероструктуры со сверхрешетками GaAs/AlGaAs, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии: особенности роста, оптические и транспортные характеристики // ФТП, 46, 12, 2012–с.1593-1596.

3. David B. Williams, C. Barry Carter. Transmission electron microscopy. Springer Science and Business Media, LLC 1996, 2009 – 760p.

4. Pennycook S.J., Lupini A.R., Varela M., Borisevich A.Y., Peng Y., Oxley M.P., Benthem K. van, Chisholm M.F. Scanning Transmission Electron Microscopy for Nanostructure Characterization, Charter 6, 2006 – p.151-191.

5. Hytch M. J., J.-L. Putaux, J. Thibault. Stress and strain around grain-boundary dislocations measured by high-resolution electron microscopy // Philosophical Magazine, 86: 29-31, 2006, p.46414656.

6. Martin J. Hytchtch, Jean-Luc Putaux† & Jean-Michel Pe´nisson Measurement of the displacement field of dislocations to 0.03A° by electron microscopy// NATURE.VOL 423. 15 MAY 2003. P.270-273



а) *б)* *в)* *г)*

Рис. 3. а) ПЭМ изображение; б) карта полей искажений кристаллической решетки, построенной по изображению (а); картина обратного Фурье преобразования от двух рефлексов в направлении (001) в) в дефектной; г) в бездефектной областях

Влияние магнитного поля на резонансные особенности проводимости открытого круглого биллиарда со спин-орбитальным взаимодействием

А.И. Малышев, Г.Г. Исупова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: malyshev@phys.unn.ru

Как недавно было показано [1], спин-орбитальное взаимодействие (далее СОВ) в открытых системах с биллиардами приводит к появлению на зависимости проводимости от энергии носителей дополнительных асимметричных резонансов Фано, ширина которых при малой интенсивности СОВ пропорциональна четвертой степени параметра СОВ (Рашбы или Дрессельхауза). В работе [2] было, в частности, показано, что области появления подобных резонансов однозначно соответствуют уровням энергии в соответствующем закрытом биллиарде.

Настоящая работа посвящена исследованию транспортных свойств открытой квантовой системы, также представляющей собой круглый биллиард с примыкающими входным и выходным каналами, с учетом СОВ Дрессельхауза. Особенность заключается в наличии внутри биллиарда слабого однородного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости структуры (см. рис. 1).

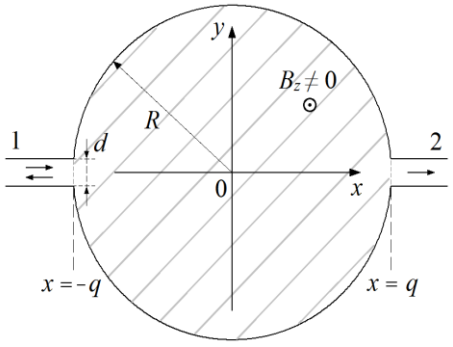


Рис. 1. Круглый биллиард с примыкающими входным (1) и выходным (2) каналами

Фрагмент энергетического спектра в бесконечном канале с СОВ Дрессельхауза, нормированного на энергию первой поперечной моды $E_1 = \pi^2\hbar^2/2md^2$, представлен на рис. 2. Видно, что он состоит из серии ветвей, расщепленных СОВ. Если рассмотреть нижнюю пару ветвей, то фиксированному значению энергии будут отвечать четыре состояния – волны с волновыми векторами $\pm k_1$ и $\pm k_2$, бегущие вправо и влево вдоль канала. При этом пара состояний с волновыми векторами k_1 и $-k_2$ отличается от пары состояний с векторами k_2 и $-k_1$ спиновой поляризацией: компоненты спиновой плотности $\bar{s}_i(x,y) = \hbar/2 \cdot \psi^+ \hat{\sigma}_i \psi$ в каждой точке пространства имеют противоположные знаки. Заметим, что при этом $\bar{s}_y(x,y) \equiv 0$, поскольку компоненты спинора здесь могут быть выбраны действительными.

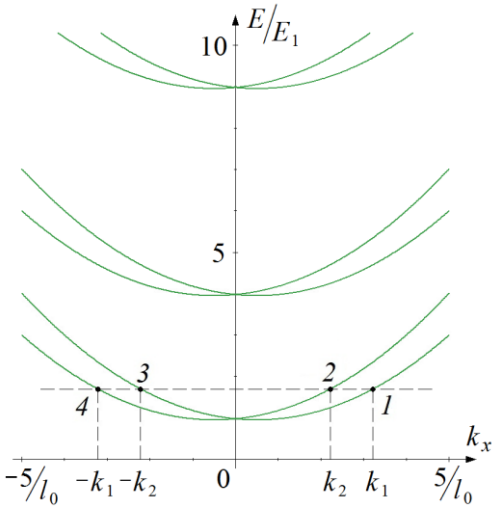


Рис. 2. Фрагмент энергетического спектра электрона в квазиодномерном канале шириной d = 30 нм с СОВ Дрессельхауза (β = 19.3 мэВ·нм)

Рассматривая первую пару ветвей спектра (см. рис. 2), будем придерживаться следующей постановки задачи. Пусть в канал 1 (слева на рис. 1) входит волна с волновым вектором k_1, а в канале 2 (справа) распространяются прошедшие волны с волновыми векторами k_1 и k_2, с амплитудами c_1 и c_2 соответственно. Во входном канале при этом распространяются и отражѐнные волны с волновыми векторами $-k_2$ и $-k_1$, с амплитудами c_3 и c_4 соответственно. Таким образом, волновая функция имеет следующий вид:

$$\psi_{out}^{(1)}(x,y) = e^{ik_1x}\varphi_1(y) + c_3e^{-ik_2x}\varphi_3(y) + c_4e^{-ik_1x}\varphi_4(y) \quad (1)$$

во входном канале и

$$\psi_{out}^{(2)}(x,y) = c_1e^{ik_1x}\varphi_1(y) + c_2e^{ik_2x}\varphi_2(y) \quad (2)$$

в выходном. Функции $\varphi_i(y)$ имеют вид двух компонентных спиноров и могут быть найдены путем численного решения стационарного уравнения Шредингера.

Во внутренней области биллиарда наряду с СОВ необходимо учесть и однородное магнитное поле, ориентированное перпендикулярно плоскости структуры. В настоящей работе мы ограничились учетом лишь зеемановского слагаемого в предположении о том, что магнитная длина мно-

гократно превышает диаметр биллиарда. В этом случае решение уравнения Шредингера может быть найдено аналитически, и волновая функция во внутренней области биллиарда представлена в следующем виде:

$$\psi_{in}(x,y)=\frac{M_+}{\sqrt{d}}\int_0^{2\pi}c(\theta)e^{ik_+(x\cos\theta+y\sin\theta)}\begin{pmatrix}\beta k_+\\ N_+e^{-i\theta}\end{pmatrix}d\theta+ \\ +\frac{M_-}{\sqrt{d}}\int_0^{2\pi}d(\theta)e^{ik_-(x\cos\theta+y\sin\theta)}\begin{pmatrix}\beta k_-\\ N_-e^{-i\theta}\end{pmatrix}d\theta. \quad (3)$$

Здесь введены обозначения: $N_\pm=\gamma\pm\sqrt{\gamma^2+\beta^2k_\pm^2}$,

$M_\pm=\sqrt{\gamma^2\pm\gamma\sqrt{\gamma^2+\beta^2k_\pm^2}+\beta^2k_\pm^2}$, $\gamma=g\mu_BB_z/2$, θ – угол в плоскости (k_x, k_y), отсчитываемый положительного направления оси k_x, а также

$$k_\pm=\frac{m}{\hbar}\sqrt{2\left(\frac{\beta^2}{\hbar^2}\mp\frac{\beta}{\hbar}\sqrt{\frac{2E}{m}+\frac{\beta^2}{\hbar^2}+\frac{\gamma^2\hbar^2}{m^2\beta^2}}+\frac{E}{m}\right)}. \quad (4)$$

Здесь m – эффективная масса носителей.

Сшивка решений (1)-(3) между собой в местах примыкания каналов к биллиарду, а также выполнение нулевых граничных условий на стенках биллиарда может быть обеспечено применением метода, развитого в работе [3]. В результате появляется возможность анализировать как особенности распределения плотности вероятности, так и компонент спиновой плотности, а также рассчитывать проводимость. Последняя в данном случае может быть найдена по формуле Ландауэра:

$$G=\frac{e^2}{h}\left(|c_1|^2+|c_2|^2\right). \quad (5)$$

Примеры зависимостей $|c_1|^2$ и $|c_2|^2$ от волнового вектора k_F (характеризующего полную энергию – энергию Ферми $E=\hbar^2k_F^2/2m$) в системе с СОВ Дрессельхауза без магнитного поля, а также с магнитным полем представлены на рис. 3. На его примере можно отметить ряд основных результатов настоящей работы.

Первое, на что следует обратить внимание, это то, что слабое магнитное поле приводит к тому, что резонансы Фано, связанные с СОВ, симметрично расщепляются на пары резонансов вчетверо меньшей амплитуды. При этом на графике зависимости $|c_1|^2$ от k_F ясно видны нули получившихся новых резонансов, в то время как для $|c_2|^2$ подобных особенностей не просматривается; в области своих максимумов графики практически совпадают.

Второй важный результат также прямо следует из графика, представленного на рис. 3. Так, например, в отсутствие магнитного поля амплитуда c_2 равна нулю, отчего состояния на входе и на выходе из системы имеют одинаковую спиновую поляризацию [1, 2]. На этот факт ранее указывалось также в работе [4]. Включение магнитного поля приводит к тому, что выходное состояние, в отличие от входного, всегда является суперпозицией двух волн, имеющих разную поляризацию. Причем при значениях энергии, соответствующих $|c_1|^2=0$, $|c_2|^2$ имеет ненулевую величину, что означает, что спиновая поляризация состояния на выходе из биллиарда оказывается противоположной по знаку спиновой поляризации входной волны. Таким образом, при прохождении сквозь структуру с биллиардом вектор среднего спина оказывается перевернут.

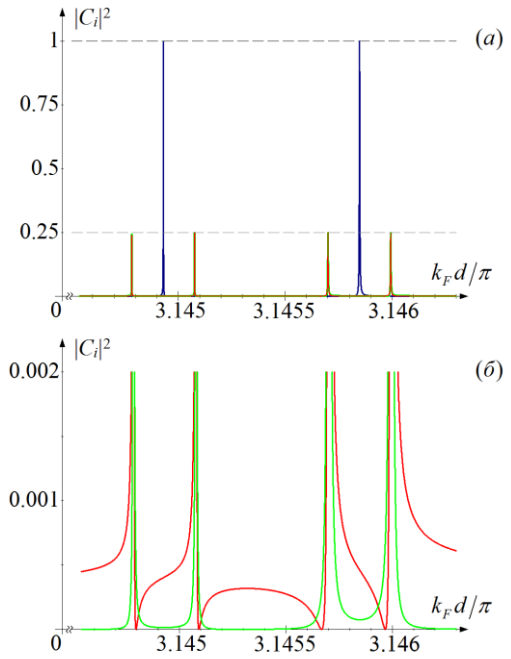


Рис. 3. (а) Фрагмент зависимости $|c_1|^2$ от k_F для системы с СОВ Дрессельхауза при $\beta=193$ мкэВ·нм без магнитного поля (синяя кривая), а также зависимости $|c_1|^2$ (красная кривая) и $|c_2|^2$ (зеленая кривая) в системе с магнитным полем $B_z=0.5$ Гс ($g=-0.45$). Здесь $d=30$ нм, $R=0.45$ мкм. (б) Увеличенные фрагменты зависимостей $|c_1|^2$ и $|c_2|^2$ от k_F при наличии магнитного поля (параметры те же)

Что касается коллапса резонансов Фано [5], вызванных СОВ, наши расчеты показывают, что включение слабого магнитного поля не вносит качественных изменений в этот процесс. При стремлении параметра СОВ к нулю, ширина резонансов убывает согласно тому же степенному закону, что был обнаружен ранее [1-2].

Авторы благодарят за поддержку фонд «Династия».

1. Исупова Г.Г., Малышев А.И., Письма в ЖЭТФ **94(7)**, 597 (2011) (JETP Letters **94(7)**, 556 (2011)).

2. Малышев А.И., Исупова Г.Г., Изв. РАН. Сер. физ. **77(1)**, 89 (2013) (Bull. of the RAS. Phys. **77(1)**, 78 (2013)).

3. Исупова Г.Г., Малышев А.И., Журн. Выч. Мат. и Мат. Физ. **52(2)**, 342 (2012).

4. Bulgakov E.N., Sadreev A.F., Phys. Rev. B **66**, 075331 (2002).

5. Yong S.J., Satanin A.M., Kim C.S., Phys. Scr. **74**, 259 (2006).

Charge trapping in the system of coupled quantum dots with on-site Coulomb repulsion

V.N. Mantsevich[1], ***N.S. Maslova***[1] , ***P.I. Arseyev***[2]

[1] Moscow State University, Moscow
[2] Lebedev Physical Insititute of RAS, Moscow

e-mail: vmantsev@spmlab.phys.msu.ru

Coupled quantum dots (QDs) are recently under numerous experimental and theoretical investigations due to their potential application in modern nanoscale devices dealing with quantum kinetics of individual localized states [1,2]. The kinetic properties of coupled QDs are governed by the Coulomb interaction between the localized electrons and depend strongly on the dots topology, which determines energy levels spacing and the coupling rates [3]. In this work we consider charge relaxation in the system of interacting QDs with on-site Coulomb repulsion connected with the continuous spectrum states. The analysis was performed by means of Heisenberg equations for the localized electrons pair correlators. We demonstrated the presence of strong charge trapping effects for the lateral QDs geometry. We found that on-site Coulomb repulsion results in the significant changing of the localized charge relaxation and leads to the formation of several time ranges with strongly different values of the relaxation rates. We also pointed out the significant suppression of Coulomb correlations influence on the localized charge relaxation with the increasing of dots number.

We'll consider relaxation processes in the system of N identical lateral QDs which are situated in the different space points and are coupled only with the single central QD by means of electron tunneling processes with the same transfer amplitudes T. We assume that QDs are single level and energy level ε_0 corresponds to the N identical dots, level ε - to the central QD. Central dot is also connected with the reservoir. Moreover we take into account Coulomb interaction between localized electrons within the dots: U - in the central one and U_0 in the surrounding dots. Hamiltonian of the proposed system has the form:

$$\hat{H} = \varepsilon a_\sigma^{+} a_\sigma + \sum_{\sigma,j=1}^{N} \varepsilon_0 b_{j\sigma}^{+} b_{j\sigma} + \varepsilon_k c_{k\sigma}^{+} c_{k\sigma} + \\ + \sum_{\sigma,j=1}^{N} T(b_{j\sigma}^{+} a_\sigma + a_\sigma^{+} b_{j\sigma}) + U n_{a\sigma} n_{a-\sigma} + \\ + \sum_{k,\sigma} T_k (c_{k\sigma}^{+} a_\sigma + a_\sigma^{+} c_{k\sigma}) + U_0 n_{j\sigma} n_{j-\sigma} \quad (1)$$

T_k - tunneling amplitude between the single-central dot and continuous spectrum states, the tunneling coupling strength is determined by the following expression $\gamma = \pi \nu_0 T_k^{\,2}$. $a_\sigma^{+} / a_\sigma (b_{j\sigma}^{+} / b_{j\sigma})$ - electron creation/annihilation operators in the central dot (in the N surrounding QDs). c_k^{+} / c_k - electrons creation/annihilation operators in the reservoir and $n_{a\sigma}(n_{j\sigma})$ are electron filling numbers in the dots. The time evolution of localized charge can be carefully analyzed by means of kinetic equations for bilinear combinations of Heisenberg operators $a_\sigma^{+} / a_\sigma (b_{j\sigma}^{+} / b_{j\sigma})$:

$$b_{j\sigma}^{+} b_{j'\sigma} = G_{jj'}(t); a_\sigma^{+} a_\sigma = G_{aa}(t) \\ b_{j\sigma}^{+} a_\sigma = G_{ja}(t); a_\sigma^{+} b_{j\sigma} = G_{aj}(t) \quad (2)$$

Localized charge time evolution can be obtained from the system of equations written in the compact matrix form:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \hat{G} = [\hat{G}, \hat{A}] - i(\hat{B}\hat{G} + \hat{G}\hat{B}) \quad (3)$$

where $\hat{G}$ is the pair correlators matrix:

$$\begin{pmatrix} G_{aa} & G_{a1} & \dots & G_{aN} \\ G_{1a} & \dots & \dots & G_{1N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ G_{Na} & G_{N1} & \dots & G_{NN} \end{pmatrix} \quad (4)$$

and matrix $\hat{A}$ has the following form:

$$\begin{pmatrix} \Delta & T_1 & \dots & T_N \\ T_1^{*} & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & 0 & \vdots & 0 \\ T_N^{*} & 0 & \dots & 0 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Parameter $\Delta = \varepsilon - \varepsilon_0$ is involved. The tunneling coupling matrix $\hat{B}$ has only one nonzero element $\| B \|_{11} = \gamma$.

We'll focus one the situation when initial charge is localized only in the QD with number j, and analyze filling numbers time evolution in the central QD and in the dot with the initial charge (one of the surrounding dots). The expressions for localized charge time evolution can be found with the help of procedure suggested by Cummings [4].

We'll first of all consider the situation when Coulomb interaction between localized electrons in the QDs is neglected. Further, we'll take it into account on-site Coulomb repulsion by means of self-consistent mean field approximation [5]. System of equations (3) in the presence of on-site Coulomb re-

pulsion can be solved numerically and consequently one can analyze localized charge relaxation processes.

Filling numbers time evolution within the dot with initial charge and within the central QD in the absence of on-site Coulomb repulsion in the case of non-resonant tunneling between the dots is presented on the Fig.1.

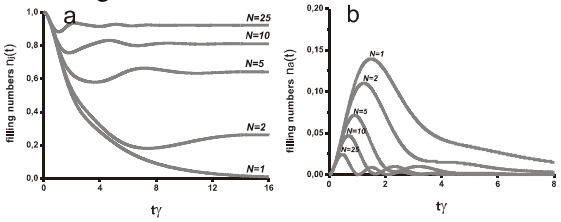


Fig.1. Filling numbers time evolution a). in the QD with the initial charge and b). in the central QD in the case of negative detuning between energy levels ($\Delta = -1.0$) for the different number of QDs. Parameter $T/\gamma = 0.6$ is the same for all the figures

It is evident that filling numbers relaxation changes significantly with the increasing of dots number. In the case when initial charge is localized in one of the surrounding dots it remains confined in the initial dot even in the presence of relaxation processes from the central dot to the continuous spectrum states for the large number of dots. For ten dots more than eighty percent of charge is confined in the initial dot (Fig.1a). This effect can be called "charge trapping" and the proposed system of interacting dots can be considered as a "charge trap".

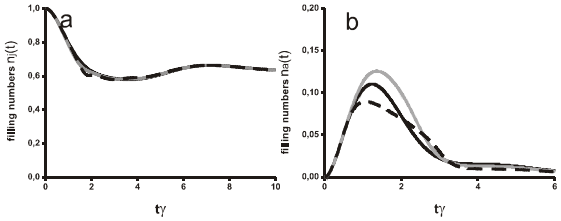


Fig.2. Filling numbers time evolution a). in the QD with the initial charge and b). in the central QD in the case of negative detuning between energy levels ($\Delta = -1.0$) for the N=5 surrounding QDs. $U/\gamma = 0.0$ - black line; $U/\gamma = 10.0$ - grey line; $U/\gamma = 30.0$ - black-dashed line. Parameter $T/\gamma = 0.6$ is the same for all the figures

Typical calculation results in the case when Coulomb correlations are considered only in the central dot where localized charge is absent at the initial time moment, are demonstrated on the Fig.2. "Charge trapping" phenomenon is clearly evident with the increasing of dots number even in the presence of Coulomb interaction between localized electrons (Fig.2 demonstrates filling numbers relaxation in the case when five surrounding dots are considered – more than sixty percent of charge continue being confined in the initial dot in this case). One can also find that Coulomb correlations are suppressed for the large number of QDs due to the decreasing of electrons occupation in the central dot.

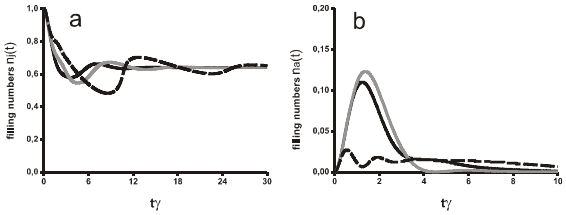


Fig.3. Filling numbers time evolution a). in the QD with the initial charge and b). in the central QD in the case of negative detuning between energy levels ($\Delta = -1.0$) for the N=5 surrounding QDs. $U/\gamma = 0.0$ - black line; $U/\gamma = 2.0$ - grey line; $U/\gamma = 7.0$ - black-dashed line. Parameter $T/\gamma = 0.6$ is the same for all the figures

The situation when Coulomb interaction between localized electrons is taken into account within all the N QDs which interact with the central one is presented on the Fig.3. Obtained results demonstrate "charge trapping" effect (Fig.3 demonstrates filling numbers relaxation in the case when five surrounding dots are considered). Two typical relaxation regimes were revealed at the initial stage of charge relaxation. The first one corresponds to the decreasing of initial negative detuning value. In this regime Coulomb correlations lead to the increasing of relaxation rate in the dot with initial charge in comparison with the case when Coulomb interaction is absent (Fig.3a grey and black lines correspondingly). The second one deals with Coulomb energy values large enough to compensate negative detuning and to form positive detuning. In this regime localized charge relaxation rate decreases as a result of positive detuning value increasing caused by the Coulomb interaction (Fig.3a grey and black-dashed lines correspondingly).

QDs number increasing also leads to the increasing of localized charge oscillations frequency. Localized charge oscillations frequency for the small values of on-site Coulomb repulsion decreases corresponding to the detuning decreasing and increases as a result of positive detuning formation (Fig.3a).

To conclude, we have analyzed time evolution of the electron filling numbers in the system of coupled QDs both in the absence and in the presence of Coulomb interaction between localized electrons within the dots. It was found that Coulomb correlations modify the relaxation rates and the character of localized charge time evolution.

1. derWiel W.G. van, Franceschi S. de, Elzerman J. M. et.al. Rev. Mod. Phys., 2002, V. 75, P. 1.

2. Arseyev P. I., Maslova N. S., Mantsevich V. N. European Physical Journal B, 2012, V. 85, #7, P. 249.

3. Hayashi T., Fujisawa T., Cheong H. D. et.al. Phys. Rev. Lett., 2003, V. 91, P. 226804.

4. Cummings F. W. Phys. Rev. A, 1986, V. 33, P. 1683.

5. Mantsevich V. N., Maslova N. S., Arseyev P. I. Solid State Comm., 2012, V. 152, P. 1545.

Влияние температуры эпитаксиального роста гетероструктур $Si/Si_{1-X}Ge_X:Er/Si/Al_2O_3$ из сублимирующего источника кремния в среде моногермана на их фотолюминесцентные свойства

С.А. Матвеев[1], ***С.А. Денисов***[1], ***В.Ю. Чалков***[1], ***В.Г. Шенгуров***[1], ***М.В. Степихова***[2], ***М.Н. Дроздов***[1], ***Д.В. Шенгуров***[2], ***З.Ф. Красильник***[2]

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н. Новгород
[2] Институт физики микроструктур РАН, Афонино

e-mail: matveevsa.sou@gmail.com

Гетероструктуры (ГС) $Si_{1-X}Ge_X/Si(100)$ привлекают внимание исследователей для создания на их основе как электронных приборов (гетерополярные транзисторы и МОП-приборы), так и оптических приборов (инфракрасных детекторов, высокоэффективных солнечных элементов). Большие перспективы использования их в оптоэлектронных приборах открываются с применением слоев $Si_{1-X}Ge_X$, легированных редкоземельными примесями (эрбием) [1]. На основе таких структур возможно создание светоизлучающих элементов, работающих в диапазоне длин волн ~1,5 мкм. В планарных волноводных светодиодах на основе ГС $Si/Si_{1-X}Ge_X:Er/Si(100)$ слой $Si_{1-X}Ge_X:Er$ выполняет двоякую роль: активного слоя и волновода.

Необходимыми качествами для реализации кремниевых волноводов в области длин волн ближнего ИК-диапазона обладают структуры кремний-на-изоляторе (КНИ) [2]. Однако более перспективно использование для этой цели структур кремний-на-сапфире (КНС). Это связано не только с прозрачностью сапфира, но и тем, что он позволяет устранить токи утечки через подложку в отличие от КНИ-структур [3]. Кроме того, на КНС-структурах возможно реализовать волноводы для использования их в диапазоне длин волн от λ = 1,2 мкм до почти 7 мкм, т.е. включающем телекоммуникационную область и среднего ИК-диапазона. При этом сохраняется возможность интеграции их с электронными схемами.

Из-за различия параметров решеток слоя ($Si_{1-X}Ge_X$) и подложки (сапфир), а также коэффициентов термического расширения целесообразно при выращивании таких ГС максимально снизить температуру роста.

Целью данной работы являлось исследование параметров роста ГС $Si/Si_{1-X}Ge_X/Si/Al_2O_3$ $(1\bar{1}02)$ методом сублимации Si в среде моногермана (GeH_4) на их фотолюминесцентные свойства.

Рост ГС осуществляли в сверхвысоковакуумной установке молекулярно-пучковой эпитаксии. В качестве источника паров Si использовались сублимационные источники кремния, которые для выращивания слоев чистого Si нагревались до $T_И$ ~ 1375°C, а для роста слоев $Si_{1-X}Ge_X:Er$ – до $T_И$ = 1330°C. Поток атомов Ge формировался разложением на Si-источнике моногермана, напускаемого в камеру роста до давления $2\cdot10^{-5}\div4\cdot10^{-4}$ Торр. В качестве подложек использовались пластины сапфира ориентации $(1\bar{1}02)$ размером 35×35 мм. После высокотемпературного отжига подложки, ее температуру снижали до T_S ~ 580°C и растили тонкий (~0,1 мкм) слой чистого Si, затем после снижения до T_S =300 - 500°C растили слой $Si_{1-X}Ge_X:Er$ толщиной 0,8 – 1,3 мкм. Сверху был выращен покровный слой кремния толщиной ~0,1 мкм. Для сравнения фотолюминесцентных свойств ГС в некоторых случаях их растили на подложках Si(100).

На рис.1 приведено распределение концентрации атомов Si, Ge, Er, Al и O по глубине гетероструктуры $Si/Si_{1-X}Ge_X:Er/Si/Al_2O_3$, измеренное методом ВИМС. Видно, что границы Si/SiGe:Er и Si/сапфир резкие, распределение германия и эрбия в слое SiGe:Er равномерное, т.е. низкотемпературный рост позволяет избежать диффузии атом алюминия из подложки в слой (рис. 1).

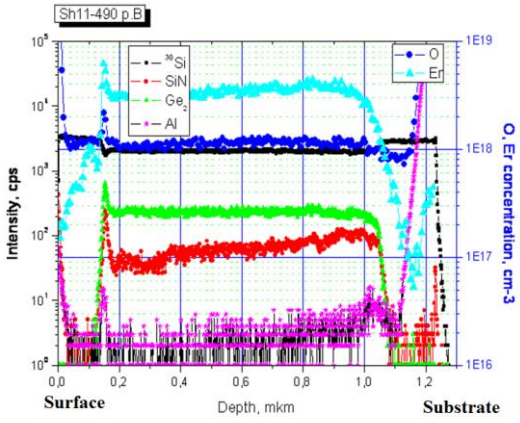


Рис. 1. ВИМС-профиль распределения концентраций элементов по глубине слоев гетероструктуры $Si/SiGe:Er/Si/Al_2O_3$, T_S=350°C

При исследовании методом электронографии структурного совершенства слоев SiGe:Er было установлено, что монокристаллические слои растут на подложках сапфира в интервале температур 360-410°C. Выше и ниже указанного интервала наблюдается рост слоев со структурой текстурированного поликристалла. Данные метода рентгеновской дифракции так же подтверждают немонотонную зависимость структурного совершенства слоя от температуры подложки: наименьшее значение (0,35°) полуширины пика интенсивности

рентгеновского излучения на полувысоте максимума (FWHM) наблюдается в слоях, выращенных при температуре ~380°C.

Морфология поверхности слоев SiGe:Er также изменяется в зависимости от температуры роста: с понижением температуры роста шероховатость поверхности уменьшается и достигает величины RMS=1 нм при T_S=360°C.

Спектры фотолюминесценции снимались для серии образцов, выращенных при разных температурах подложки. Максимальная интенсивность ФЛ наблюдалась на структуре, выращенной при T_S=375°C (рис. 2).

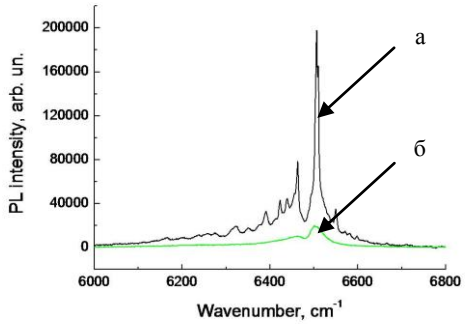


Рис. 2. Фотолюминисценция ГС $Si/Si_{1-X}Ge_X$:Er/Si/сапфир, выращенных при температуре а) 375°C б) 400°C

Увеличение и уменьшение температуры роста от этого значения T_S приводило к значительному спаду максимума интенсивности фотолюминесценции. Скорее всего, это связано со структурой слоя, т.к. именно при T_S=~375°C наблюдалось наилучшее структурное совершенство (ширина кривой качания минимальна, на электронограммах наблюдаются кикучи-линии). О высоком структурном совершенстве слоев $Si_{1-X}Ge_X$:Er свидетельствует и наличие на спектре пиков, соответствующих тонкой структуре атома эрбия. Следует отметить, что такие же ГС, но выращенные на подложках Si(100), проявляют аналогичные фотолюминесцентные свойства, что и ГС, выращенные на подложках сапфира.

Таким образом, можно предположить, что структурное совершенство ГС определяет достаточно высокую интенсивность фотолюминесценции.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (Соглашение №14.B37.21.0337 и №8735).

1. Stepikhova M.V. Observation of the population inversion of erbium ion states in $Si/Si_{1-X}Ge_X$:Er/Si structures under optical excitation / M.V. Stepikhova, L.V. Krasil'nikova, Z.F. Krasil'nik, V.G. Shengurov, V.Yu. Chalkov, D.M. Zhigunov, O.A. Shalygina, V.Yu. Timoshenko // Optical Materials, Vol.28. 2006. p. 893-86.

2. Andreev B.A. Luminescentproperties of MBE-grown Si:Er/SOI structures / B.A. Andreev, Z.F. Krasilnik, D.I. Kryzhkov, D.V. Shengurov, A.N. Yablonskiy, V.P. Kuznetsov // Journal of Luminescence. 2012. V.132. P.3148–3150.

3. Mashanovich G. Z. Low loss silicon waveguides for the mid-infrared / G. Z. Mashanovich, M. M. Milošević, M. Nedeljkovic, N. Owens, B. Xiong, E. J. Teo, and Y. Hu // Opt. Express. 2011. V.19. P.7112–7119.

Влияние электрон-электронного рассеяния на нелинейный баллистический транспорт через микросужение в двумерной электронной системе

М.Ю. Мельников, В.С. Храпай

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

e-mail: melnikov@issp.ac.ru

При баллистическом транспорте через микросужение в двумерной электронной системе межэлектронное рассеяние препятствует налетающим на сужение электронам пройти через него. Это приводит к отрицательной поправке к сопротивлению сужения порядка 10% в пределе Шарвина[1]. В работе [1] предсказана линейная зависимость поправки от температуры. Поправка подавляется перпендикулярным плоскости двумерной системы слабым постоянным магнитным полем B, в котором циклотронный диаметр значительно больше ширины сужения[2]. Этот эффект был подробно экспериментально исследован нами в работе [5] в линейном режиме.

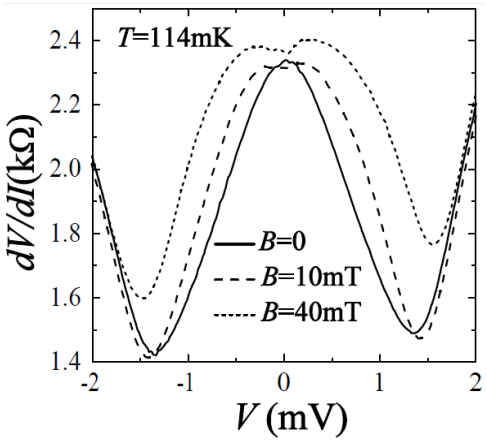


Рис. 1. Измеренные зависимости дифференциального сопротивления dV/dI от напряжения $V=V_{4t}+IB/(ne)$. Здесь V_{4t} -измеряемое четырехконтактным методом напряжение, n- плотность двумерной электронной системы в объеме, e- заряд электрона

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению рассматриваемого эффекта в нелинейном режиме с помощью измерений на постоянном и переменном токе. Здесь существующая теория[3,4] предсказывает функциональные зависимости поправки к сопротивлению аналогичные линейному режиму с той разницей, что роль температуры играет тянущее напряжение V на сужении. Мы используем образцы на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерной электронной системой концентрации $n\approx10^{11}$см$^{-2}$ и подвижности $\mu\approx4\cdot10^{6}$ см^2/Вс. Каждое из исследованных сужений сформировано двумя металлическими затворами, нанесенными на поверхность кристалла. К каждому затвору прикладывалось отрицательное напряжение относительно двумерной системы, что позволяло менять ширину сужения. Данные рисунков 1 и 3 получены на одном образце, а данные рис. 2 получены на другом аналогичном образце. Все исследованные сужения ведут себя качественно одинаково.

Без магнитного поля наблюдаемая нами зависимость дифференциального сопротивления dV/dI от V в классическом пределе (сплошная кривая на рис.1) в диапазоне $0<|V|<1$мВ содержит близкий к линейному участок. Это качественно соответствует предсказанию теории [4]. Сильное искажение кривой $dV/dI(V)$ даже таким слабым магнитным полем как 10мТл, в котором циклотронный диаметр много больше ширины сужения, исключает объяснение эффекта влиянием магнитного поля на поперечное квантование в сужении. Небольшая несимметричность кривых относительно $V=0$ на рис.1 вызвана асимметрией цепи.

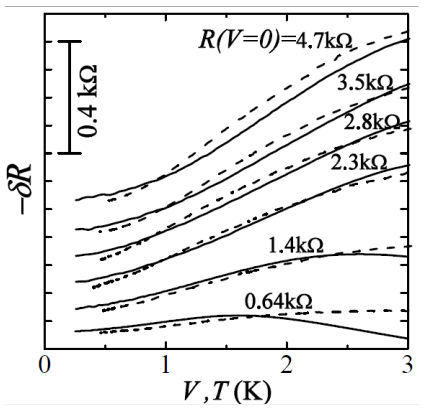


Рис. 2. Сплошные линии – зависимости вклада $\delta R(V)=R(V)-R(V=0)$ в сопротивление сужения от тянущего напряжения V для разных ширин сужения, полученные при T=0.5K; $R=V/I$. Для тех же ширин сужения построены измеренные температурные зависимости ее вклада в сопротивление из работы[5], полученные в линейном режиме. Для совмещения кривых на оси абсцисс напряжение пересчитано в температуру по формуле $T=|eV|/(4.5k_B)$. Для наглядности каждая пара кривых, отвечающих одинаковой ширине сужения, смещена вдоль оси ординат

Обнаружено, что без магнитного поля линейные участки зависимостей поправки от тянущего напряжения V в нелинейном режиме при низкой температуре и линейные участки зависимостей поправки от температуры T в линейном режиме хорошо совмещаются при линейной связи между V и T с не зависящим от ширины сужения коэффициентом (рис. 2). Это также качественно соответствует теории [4].

Существенное влияние электрон-электронного рассеяния в нелинейном режиме также подтверждается в экспериментах с двумя близко рас-

положенными гальванически развязанными сужениями, находящимися на расстоянии друг от друга много меньше средней длины свободного пробега электрона. Отклонение зависимости *dV/dI(V)* от линейной при *V*~1мВ (сплошные кривые на рис.1 и 3) отвечает ситуации, при которой длина электрон-электронного рассеяния перестает быть заметно больше длины свободного пробега электрона. При этом формируется область "горячих" электронов в цепи сужения (сужение "drive"). Перенос энергии от “горячих” электронов фононами детектируется с помощью второго сужения (сужение “detector”), играющего роль болометра[6]. В цепи сужения detector нагрев неравновесными фононами ведет к увеличению проводимости. Для наибольшей чувствительности “detector” настроен на работу в туннельном режиме. Из рис.3 видно, что область нелинейности сопротивления сужения drive при *V*~1мВ отвечает резкому росту проводимости сужения detector.

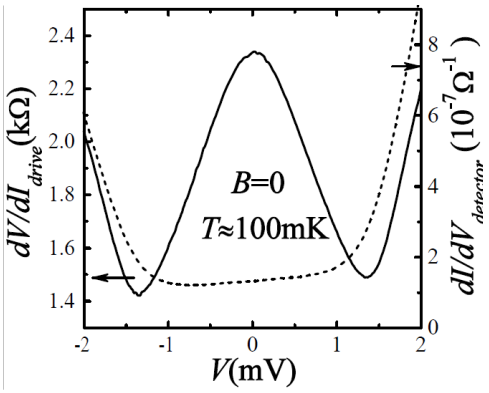


Рис. 3. Измеренное дифференциальноое сопротивление в цепи “drive” и соответствующая дифференциальная проводимость в цепи “detector” в зависимости от тянущего напряжения в цепи “drive”

1. Nagaev K.E. Effects of electron-electron scattering in wide ballistic microcontacts / K. E. Nagaev, O. S. Ayvazyan // Phys.Rev.Lett. 2008. V. 101, P. 216807.

2. Nagaev K.E. Electron-electron scattering and magnetoresistance of ballistic microcontacts / K.E.Nagaev, T.V.Kostyuchenko // Phys.Rev.B 2010. V. 81, P. 125316.

3. Kostyuchenko T.V. Magnetoresistance of Two-Dimensional Ballistic Microcontacts with Electron-Electron Scattering / T.V. Kostyuchenko and K.E. Nagaev// **.**Jour. Com. Tech. Electr. 2010. V. 55, P. 1143.

4. Nagaev K.E. Electron-electron scattering and nonequilibrium noise in Sharvin contacts / K.E. Nagaev, T.V. Krishtop, N.Yu. Sergeeva // Pis’ma v ZhETF 2011. V. 94, P. 53.

5. Melnikov M. Yu. Influence of e-e scattering on the temperature dependence of the resistance of a classical ballistic point contact in a two-dimensional electron system / M. Yu. Melnikov, J. P. Kotthaus, V. Pellegrini, L. Sorba, G. Biasiol, and V. S. Khrapai // Phys. Rev. B 2012. V. 86, P. 075425.

6. Khrapai V.S. Counterflow of Electrons in Two Isolated Quantum Point Contacts / V. S. Khrapai, S. Ludwig, J. P. Kotthaus, H. P. Tranitz, and W. Wegscheider // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99, P. 096803.

Исследования спектров и кинетики фотопроводимости и спектров ФЛ в эпитаксиальных пленках $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$ структурах с квантовыми ямами в ТГц диапазоне

С.В. Морозов[1, 3], ***А.В. Антонов***[1], ***К.В. Маремьянин***[1, 3], ***В.В. Румянцев***[1], ***Л.В. Красильникова***[1, 3], ***С.С. Сергеев***[1], ***Д.И. Курицын***[1], ***Н.Н. Михайлов***[2] ***и В.И. Гавриленко***[1, 3]

[1]Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород
[2]Инстиут физики полупроводников СО РАН , Новосибирск
[3]ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород

email: more@ipmras.ru

На протяжении последних двадцати лет одним из наиболее перспективных материалов для создания фотоэлектрических приемников на дальний ИК диапазон является твердый раствор $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Известно, что HgTe является бесщелевым полупроводником, в котором в отличие от широко используемых полупроводников зона проводимости образована функциями симметрии Г8, а валентная зона функциями симметрии Г6 (говорят, что данный материал обладает инвертированной зонной структурой или отрицательной шириной запрещенной зоны). Благодаря этому свойству в твердом растворе на основе HgTe и CdTe можно получить произвольную ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ.

Как известно, для проектирования приемников и лазеров важно знать не только спектр и транспортные свойства изучаемых объектов, но и времена жизни свободных носителей в заданном энергетическом состоянии, а также темпы рекомбинации электрон-дырочных пар. В частности, времена жизни свободных носителей в зоне можно определить по релаксации межзонной фотопроводимости (ФП) при фотовозбуждении короткими оптическими импульсами. Известно, что при ширине запрещенной зоны < 100 мэВ преобладающими являются процессы рекомбинации через примесные/дефектные центры (механизм Шокли-Рида-Холла) и оже-рекомбинация, так как скорость излучательной рекомбинации при уменьшении ширины запрещенной зоны падает как $1/\omega$.

В данной работе исследовались спектры и кинетика релаксации (при фотовозбуждении короткими оптическими импульсами) ТГц фотопроводимости (при T = 4.2 и 77 К) эпитаксиальных образцов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$ (x от 0,165 до 0,23). В эпитаксиальных образцах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с x от 0.19 до 0.23, также проводились исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) в интервале температур от 18 до 250 К.

В узкозонных (E_g < 30 мэВ) образцах и гетероструктурах была обнаружена широкая полоса фоточувствительности в дальнем инфракрасном диапазоне (~4 ТГц) с особенностями в районе 140-180 $см^{-1}$ (4.2 - 5.4 ТГц) и 260-300 $см^{-1}$ (7.8 - 9 ТГц). (рис. 1). При увеличении температуры до 77 К «красная» граница спектров сдвигается в область более коротких длин волн и особенности исчезают. С целью выявления природы данных особенностей для наиболее узкозонных образцов были проведены измерения спектров ФП в поперечном магнитном поле. Обнаружено, что увеличение магнитного поля сдвигает «красную» границу ФП в область высоких частот, «отрезая» при этом все низкочастотные особенности (рис. 1).

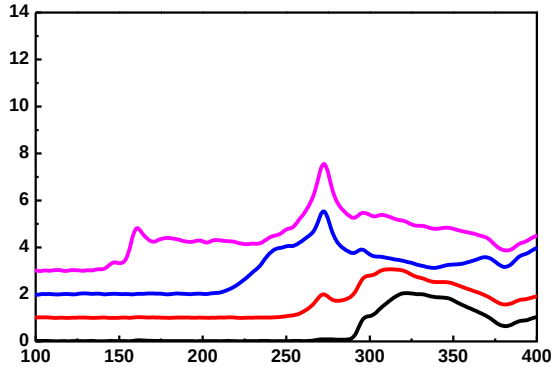


Рис. 1. Спектры ФП структуры №110429 (x = 0.17) в магнитном поле. T = 4,2 К

Трансформацию спектров ФП в магнитном поле можно объяснить, предполагая, что широкая полоса фотопроводимости соответствует оптическим переходам из валентной зоны в зону проводимости, а вышеупомянутые длинноволновые спектральные особенности – переходам из валентной зоны резонансные состояния остаточных акцепторов в $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Известно, что энергии связи акцепторов в узкозонных твердых растворах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ могут варьироваться от единиц до десятков мэВ в зависимости от природы центров [1]. Оптические переходы электронов из валентной зоны в эти свободные состояния должны приводить к появлению сравнительно узких линий в спектре ФП, поскольку вследствие упругого рассеяния электрон может попасть в делокализованные состояния в зоне проводимости и, тем самым, внести вклад в фотоотклик. Магнитное поле «раз-

двигает» запрещенную зону за счет квантования Ландау электронов, эффективные массы которых много меньше масс тяжелых дырок (на спектр которых сравнительно небольшое магнитное поле до 3 Тл практически не влияет) и, поскольку акцепторные уровни «привязаны» к краю валентной зоны и их энергии от малых магнитных полей не зависят, с ростом поля эти состояния могут выйти из зоны проводимости и оказаться в запрещенной зоне.

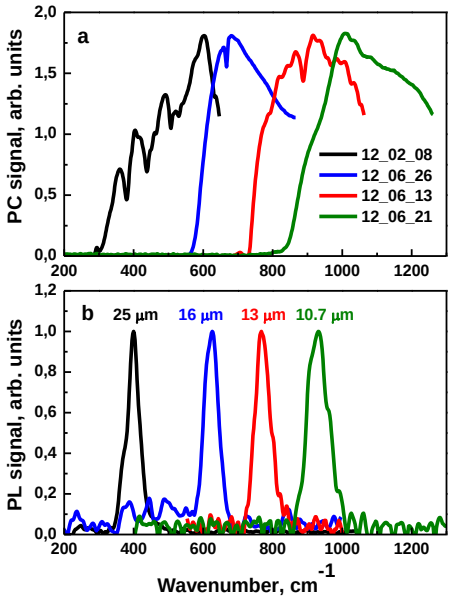


Рис. 2. Спектры ФП (a) и ФЛ (b) структур $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Мощность накачки 50 мВт. Длина волны возбуждения 915 нм

В результате исследований кинетики релаксации фотопроводимости обнаружено, что время релаксации τ растет с шириной запрещенной зоны и температуры и увеличивается от 2-3 нс для образцов с $\Delta E_g \approx$ 3-4 мэВ до 1-2 мкс для образцов с $\Delta E_g \approx$100 мэВ. Такая зависимость τ от ΔE_g указывает на безызлучательный механизм рекомбинации, в первую очередь механизм Шокли-Рида-Холла. С другой стороны, при увеличении интенсивности возбуждающего оптического импульса наблюдается появление второго (быстрого) временного масштаба, который естественно связать с «включением» в релаксацию других процессов в первую очередь оже – или излучательной рекомбинации. Интересным оказался результат исследования времен релаксации ТГц ФП в КРТ структурах с КЯ. При тех же, что и в объемных образцах, значениях ширин запрещенной зоны наблюдаемые времена были в два раза короче. На наш взгляд такое укорочение времени жизни может быть связано с увеличением темпов рекомбинации за счет увеличение матричного элемента перекрытия волновых функций электронов и дырок вследствие пространственного ограничения носителей в КЯ-х. Учитывая предварительный анализ данных полученных из спектров ФП и исследований времен жизни в зависимости от ширины запрещенной зоны (состава) для различных структур и при разных температурах можно было предположить о существенном подавлении излучательной рекомбинации из данных структур.

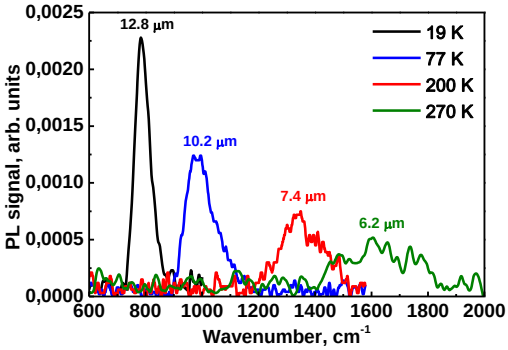


Рис. 3. Спектры ФЛ структуры 120613 (x = 0.225) в зависимости от температуры. Мощность накачки 900 мВт. Длина волны накачки 915 нм

Однако первые же исследования наиболее широкозонных структур методом спектроскопии ФЛ показали наличие устойчивого сигнала излучения ФЛ в диапазоне от 5 вплоть до 25 мкм! от эпитаксиальных пленок твердых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ в интервале температур от 18 К до 270 К. На рис. 2б представлены данные исследования спектров ФЛ при Т=18 К, а на рис. 2а спектры ФП при 4.2 К для объемных структур №120208, №120626, №120613, №120621 с содержанием Cd =19, 21, 22.5, 23 % соответственно.

Хорошо видно, что с учетом температурного сдвига положение максимума пиков ФЛ (рис. 2b) находится в хорошем соответствии с краем спектров ФП снятых для этих же образцов при 4.2 К (рис. 2а). Для всех образцов также при фиксированной мощности накачки были выполнены исследования спектров ФЛ в интервале Т от 18 до 250 К. На рис. 3 приведены данные измерений ФЛ от Т для образца №120613.

Известно, что в отличие от наиболее популярных полупроводников в твердых растворах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с содержанием Cd меньше 48%, ширина запрещенной зоны увеличивается с увеличением температуры. Очевидно (рис. 3), что с увеличением температуры наблюдается сдвиг положения максимумов спектров ФЛ в область более коротких длин волн. Уверенное наблюдение сигнала ФЛ в исследуемых КРТ структурах вплоть до 25 мкм (!) указывает на хорошее оптическое качество структур. Учитывая сильный, относительно A3B5 материалов (20 – 60 мкм), длинноволновый сдвиг (60 – 80 мкм) полосы остаточных лучей оптофононного поглощения, излучатели на основе твердых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с содержанием кадмия меньше 0.25 оказываются весьма перспективным материалом для твердотельных межзонных светодиодов/лазеров излучающих в области длин волн от 15 до 50 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№12-02-00932, 13-02-01154, 13-02-97088), РАН, РФ НШ-4756.2012.2 и «ЦКП ИФМ РАН».

1. Littler C.L., Seiler D.G., Loloee M.R. // J. Vac. Sci. Technol. A 8, 1133 (1990).

Spin Hall Effect influence on transport properties of HgCdTe 2D and 3D semiconductor systems

F. Teppe [1], ***C. Consejo*** [1], ***W. Knap*** [1], ***N. Diakonova*** [1], ***С.В. Морозов*** [2], ***В.И. Гавриленко*** [2], ***В.В. Румянцев*** [2], ***М.С. Жолудев*** [1, 2], ***Н.Н. Михайлов*** [3]

[1] Laboratoire Charles Coulomb UMR 5221 CNRS & Universite Montpellier 2, Montpellier, France
[2] Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород
[3] Инстиут физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

email: more@ipmras.ru

It was predicted a long time ago [1, 2] that because of spin-orbit interaction an electrical current produces a transverse spin current. More recently it was shown theoretically [3] that this spin current results in a spin accumulation near the sample edges causing a small decrease of the sample resistance. Because of the combined effects of spin-orbit coupling and of Hanle effect, a magnetic field applied in the current plane should destroy the edge spin polarization, leading to a positive magnetoresistance. This so called Spin Hall Effect (SHE) could then be measured electrically in 2D and 3D semiconductors with strong spin-orbit coupling. Preliminary experiments have already been performed in Montpellier Teralab in 2D and 3D cases. For 2D samples, a processed InGaAs/AlGaAs QW was first used in magnetotransport experiments at liquid Helium temperatures. However, the InGaAs spin-orbit interaction is not very strong and the expected normalized change of resistance is on the order of 10^{-5}. So, at low temperatures, the magnetoresistance is dominated by quantum effects as weak localization and anti-localization and no positive change of resistance could be attributed to the SHE. For this reason and because spin accumulation should be temperature resistant, other experiments were done at higher temperatures, but also at different width of the conducting wires. Indeed, because for narrow samples the spin polarization is destroyed by diffusion faster than by spin relaxation, the magnetic field dependence becomes weaker as the width of the conducting wires decreases. Up to now, the experimental results obtained on InGaAs QWs do not clearly show the expected effect of spin accumulation. Nevertheless, it was possible in these structures to follow the effect of temperature on weak localization up to 100 K [4]. The third step of this study is then to use materials with greater spin-orbit interaction as CdHgTe heterostructures or bulk InSb. For the 3D case, we have already measured the magnetoresistance of bulk CdHgTe and bulk InSb samples at low current by using gold vapor deposition small circles as contacts. But this geometrical configuration is very close to the Corbino geometry and the first results in both materials are showing a strong linear Hall effect which is much larger than the expected change of magnetoresistance due to the SHE. In the 2D configuration, processing is needed on HgTe QWs in order to study the effect of the 2D channels thickness on the positive magnetoresistance induced by the SHE.

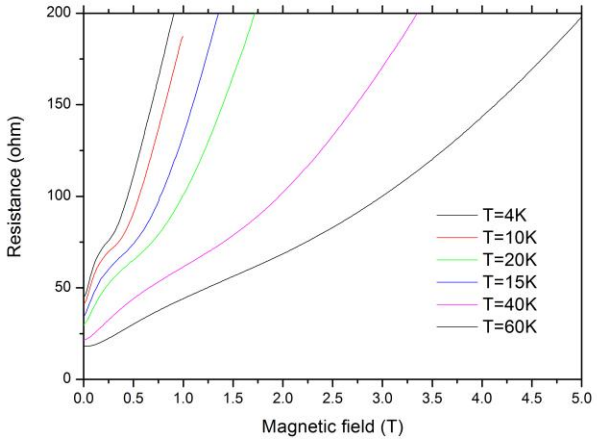


Figure 1. Resistance dependence on magnetic field at Hg0.835Cd0.165Te bulk sample #101007 in difference temperature

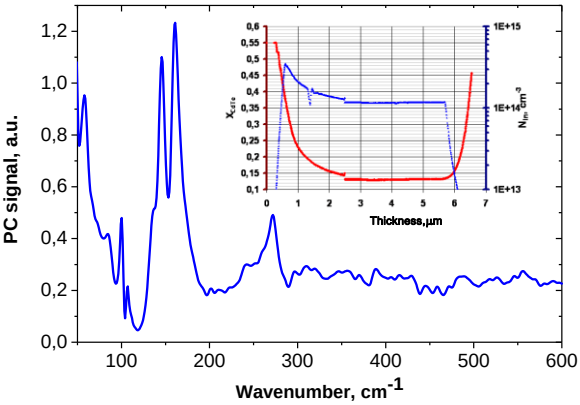


Figure 2. Photoconductivity spectra at Hg0.835Cd0.165Te bulk sample #101007. T = 4.2 K. In inset film composition dependence on epilayer thickness (red) and distribution of In (blue)

Figure 1 shows the measured resistance of $Hg_{0.835}Cd_{0.165}Te$ bulk sample (#101007) as a function of the in-plane magnetic field for different temperatures. The linear part of the curves is attributed to the Hall resistance. The bump on the low field part of the curves is not explained up to now.

Figure 2 shows photoconductivity (PC) spectra for this sample measured at T = 4.2 K with Bruker

Vertex 80 FTIR spectrometer. Globar source and Mylar Multilayer beamsplitter were used allowing reliable detection of PC signal in 50 – 700 cm^{-1} range. Dips at 120 cm^{-1} and 150 cm^{-1} are due to absorption by HgTe-like and CdTe-like optical phonons. It can be seen that cut-off wavelength is more than 200 μm, indicating a very narrow bandgap of several meV. Mobility and carrier concentration are $\mu = 2 \cdot 10^5$ $cm^2/V \cdot s$ and $n = 1.85 \cdot 10^{15}$ cm^{-3} respectively.

Sample under study was MBE grown on semi-insulating GaAs (013) substrate with ZnTe (500A) and CdTe (5 μm) buffers. The structure was slightly doped with indium. Film composition and distribution of In is given in figure 2 inset.

1. Dyakonov M.I. and Perel V.I. // Sov. Phys. JETP Lett. 1971. **13**. P. 467.

2. Dyakonov M.I. and Perel V.I. // Phys. Lett. A. 1971. **35**. P. 459.

3. Dyakonov M.I. // Phys. Rev. Lett. 2007. **99**. P. 126601.

4. Chenaud B., Consejo C., Teppe F., et al. // Unpublished, 2011.

Влияние быстрого термического отжига на параметры арсенидгаллиевого низкобарьерного диода с приповерхностным *дельта*-легированием

А.В. Мурель, В.М. Данильцев, Е.В.Демидов, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: murel@ipmrus.ru

Для создания матричных детекторов полупроводниковых систем радиовидения в миллиметровом диапазоне длин волн необходимо иметь диоды с пониженной высотой барьера (“zero-bias detector diodes”). Эти диоды, не требуют подачи напряжения смещения и, как показано теоретически и подтверждено экспериментами, оптимальная эффективная высота барьера таких диодов должна составлять ~0.3 эВ [1].

Нами реализованы арсенид-галлиевые низкобарьерные диоды (НБД) на основе барьеров Мотта с приповерхностным (на глубине 4-5 нм) изотипным δ-легированием и осаждением *in situ* слоя алюминия методом МОГФЭ [2]. Дельта-слой обеспечивает туннелирование носителей через барьер на границе металл-полупроводник (МП), вызывая уменьшение эффективной величины барьера, что детально рассмотрено в работах [3,4].

В этой работе мы исследуем влияние быстрого термического отжига (БТО) на параметры НБД.

Потенциальный рельеф на границе МП определяют параметры дельта-слоя (глубина залегания d_0 и слоевая концентрация доноров N^{2D}). В [5] показано, что локализация примеси в дельта-слое происходит в пределах постоянной решѐтки. БТО сопровождается процессом диффузии и предполагая диффузию из одномерного ограниченного источника при температуре T_a и времени t с коэффициентом диффузии примеси D, можно записать результирующее распределение примеси в виде гауссианы:

$$N(x,t) = \frac{N^{2D}}{\sqrt{\pi Dt}} \cdot e^{-\frac{(x-d_0)^2}{4Dt}} \qquad (1)$$

$$D = D_0 \cdot e^{-\frac{Ea}{kT_a}} \qquad (2)$$

- где D_0 – предэкспоненциальный фактор, E_a – энергия активации. Уширение гауссова распределения кремния ΔR_p при БТО можно выразить через параметры диффузии:

$$\Delta R_p = 2\sqrt{Dt} \qquad (3)$$

и записать ур-ние (1) через параметр ΔR_p :

$$N_d(x) = \frac{N^{2D}}{\sqrt{\pi}\Delta R_p} \cdot e^{-\frac{(x-d_0)^2}{\Delta R_p^2}} \qquad (4)$$

На основании изложенной модели проводился численный расчѐт эффективной величины барьера от ΔR_p, который включал в себя следующие этапы:

- расчѐт распределения кремния $N_d(x)$ после диффузии, характеризуемого задаваемым параметром ΔR_p в диапазоне от 1 до 20 нм (рис.1,а);

- расчѐт потенциального барьера на границе МП численным решением уравнения Пуассона [7] при различном приложенном напряжении V (рис.1,б при $V=0B$) ;

- для рассчитанного потенциального барьера решение уравнения Шредингера методом матрицы переноса [8] с нахождением коэффициента прохождения электронов $T(E)$ для напряжения V;

- расчѐт ВАХ, из которой находится эффективная высота барьера модифицированного диода.

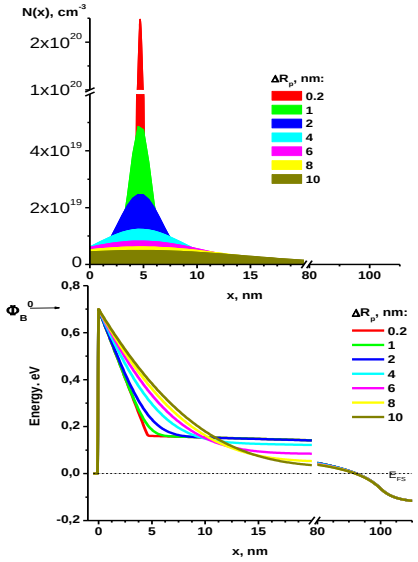


Рис. 1. а) гауссово распределение атомов кремния с различным уширением ΔR_p; б) соответствующее изменение потенциального барьера на границе МП. Высота барьера на границе МП Φ_B^0 = 0.7эВ, глубина залегания доноров d_0 = 4.7 нм и их слоевая концентрация N^{2D}= 8.8x10^{12}см$^{-2}$

Итогом расчѐтов являются зависимости высоты барьера φ_B^{th} (ΔR_p), рассчитанные для различных начальных значений (от ~0.4 эВ до омических), определяемых слоевой концентрация доноров N^{2D} от 5.8x10^{12} до 10x10^{12} см$^{-2}$. Теория предсказывает монотонный рост высоты барьера на ~0.1 эВ при увеличении уширения ΔR_p до 10-20 нм (рис.2).

Структуры НБД выращивались на подложках n^+-*GaAs* методом газофазной эпитаксии и состояли из нелегированного слоя 100нм с дельта-слоем кремния на глубине ~5нм от поверхности и плѐнки алюминия (~100нм), выращенной при 200˚С без прерывания процесса. Были отобраны структуры с различной высотой барьера: от 0.4 эВ до омических и проведены БТО в диапазоне температур 400-600˚С и временем 60 сек в атмосфере азота.

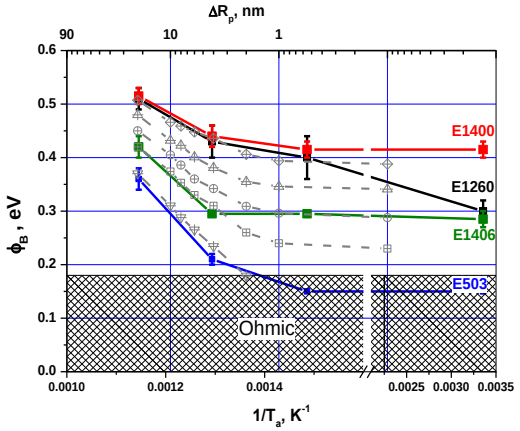


Рис. 2. Зависимость изменения экспериментальной эффективной высоты барьера диодов от температуры отжига (нижняя ось, цветные кривые) и теоретической - от уширения ΔR_p (верхняя ось, кривые серого цвета для N^{2D} от 5.8×10^{12} до 10×10^{12} см$^{-2}$). Заштрихованный прямоугольник показывает область «омических» контактов

Результаты экспериментов подтвердили предсказанный эффект, заключающийся в росте высоты барьера $\varphi_B^{exp}(T_a)$. Расчётные φ_B^{th} (ΔR_p) и экспериментальные данные $\varphi_B^{exp}(1/T_a)$ приведены на одном графике с разными осями по x (рис.2). Совмещением теоретической зависимости с экспериментальной было найдено, что отжигу 600˚С соответствует предсказываемое уширение ~20 нм, что позволяет из (3) оценить коэффициент диффузии примеси, который составил $\sim 2 \times 10^{-14}$ см^2/с.

Кремний в арсениде галлия является амфотерной примесью: мелкими донором (SiGa) или акцептором (SiAs). Диффузия кремния из дельта-слоёв исследовалась методами ВИМС [10,11,14-16] и ВФХ [13,15]. Модель парной диффузии [13,15] предполагает, что электрически нейтральные SiGa-SiAs пары мигрируют посредством перескока в вакансии галлия или мыщьяка, в то время как одиночные ионы SiGa и SiAs малоподвижны. Альтернативная теория [16] предполагает, что происходит объединение Si+Ga и V-As в нейтральный комплекс (Si+Ga-V-As), посредством которого кремний диффундирует. В экспериментальных работах по полученным параметрам диффузии кремния наблюдается значительный разброс. Если их привести к температуре 600˚С, то получим значение для коэффициента диффузии (1÷6)x10-16 см2с-1, которое на два порядка меньше полученного нами.

Таким образом, можно предположить, что диффузия в приповерхностном слое существенно облегчена по сравнению с объёмной. Причиной ускорения диффузионного процесса могут быть: а) высокие электрические поля (>10^6 В/см), создаваемые заряженной плоскостью доноров (теоретическое обоснование дано, например, в [19]), и б) высокая концентрация вакансий в поверхностной области [16], которая является для них эффективным стоком. Подтверждением такого предположения служит работа H. C. Nutt *et al.* [18], в которой предлагается двухступенчатая модель диффузии и для сильнолегированных структур (>1.3×10^{13} см$^{-2}$) обнаружена быстрая компонента диффузии кремния в направлении роста с коэффициентом диффузии $(2 \div 3) \times 10^{-14}$ см^{2}с$^{-1}$ при 580˚С. Эта величина хорошо коррелирует с вычисленным по нашей модели значением $\sim 2 \times 10^{-14}$ см^2/с при 600˚С.

Показано, что термический отжиг НБД приводит к росту эффективной высоты барьера, что, по-видимому, связано с диффузионным расплыванием дельта-слоя кремния, который определяет токоперенос в модифицированном диоде. Сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает, что диффузия в приповерхностном слое существенно облегчена по сравнению с объёмной. Причиной ускорения диффузионного процесса могут быть высокие электрические поля, создаваемые заряженной плоскостью доноров, а также повышенная концентрация дефектов вблизи поверхности, являющейся для них стоком.

Практический результат исследования заключается в возможности в определённых пределах повышать эффективную высоту барьера в выращенных структурах, что позволит подогнать параметры низкобарьерных диодов к оптимальному значению для получения чувствительных детекторов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 11-02-00572-а и 12-02-12006-офи_м.

1. Shashkin V. I., Drjagin Y. A. et.al. Int.J.Infrared and Milliwaves. **28**, 945 (2007).
2. Шашкин В. И., Мурель А. В. и др. МИКРОЭЛЕКТРОНИКА, **26**, № 7, 37 (1997).
3. Шашкин В. И., Мурель А. В., ФТП, **38**, вып.5, 574 (2004).
4. В Шашкин. И., Мурель А. В., МИКРОЭЛЕКТРОНИКА, **39**, № 5, 348 (2010).
5. Schubert E. F., Stark J. B., et.al. Appl. Phys. Lett. **52**, 1508 (1988).
6. Schmidt P., Deppert K., Kostial H. J. Crystal Growth, **107,** 259 (1991).
7. Программа 1D-Poisson на сайте www.nd.edu/~gsnider
8. Туннельные явления в твёрдых телах М., Мир (1973) [Пер. с англ.: Tunneling Phenomena in Solids, ed. by E. Burstein, S. Lundqvist (N.Y., Plenum Press, 1969)]
9. Schubert E. F., Stark J. B. et.al Appl. Phys. Lett. **53**, 293 (1988).
10. Beall R. B., Clegg J. B. and Harris J. J. Semicond. Sci. Technol. **3,** 612 (1988).
11. Greiner E. M. and Gibbons J. F. Appl. Phys. Lett. **44**, 750 (1984).
12. Cunningham J. E., Chiu T. H. et.al. Appl. Phys. Lett. **59**, 1452 (1991).
13. Chiu T. H., Cunningham J. E., Tell B. and Schubert E. F. J. Appl. Phys. **64**, 1578 (1988).
14. Jansen Ph., Meuris M., Rossum M. Van and Borghs G. J. Appl. Phys. **68**, 3766 (1990).
15. Lee K. H., Stevenson D. A. and Deal M. D. J. Appl. Phys. **68**, 4008 (1990).
16. Kahen K. B. J. Appl. Phys. **66**, 6176 (1989).
17. Kim Y., Kim M.S. et.al. J. Appl. Phys. **69**, 1355 (1991).
18. Nutt H.C., Smith R.S. et.al. J. Appl. Phys. **70**, 821 (1991).
19. Shaw D. and Weells A.L.J. Brit. J. Appl. Phys. **17**, 999 (1966).

Исследование оптических свойств нанокристаллов кремния в матрице аморфного кремния, формируемых импульсным лазерным отжигом

А.В. Нежданов, ***А.Ю. Афанаскин***, ***А.В. Ершов***, ***А.И. Машин***

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: nezhdanov@phys.unn.ru

Исследование наноструктур на основе кремния – это одно из важнейших направлений современной науки. В последнее десятилетие активно исследуется нанокристаллический кремний и разрабатываются эффективные методы его получения, что обусловлено широким спектром практического применения нанокристаллов в приборах электроники и оптоэлектроники [1,2]. Один из таких методов – лазерный отжиг [3]. Его достоинством является возможность получения нанокристаллов на легкоплавких и недорогих подложках. Создание нанокристаллических включений в пленке аморфного кремния позволяет, в частности, решить проблему деградации солнечных элементов. Есть надежда использовать фотолюминесцентные свойства нанокристаллов кремния для изготовления преобразователей солнечного спектра. Однако эффективность такой фотолюминесценции все ещѐ очень не велика. Следует иметь ввиду, что на формирование нанокристаллов в аморфной кремниевой матрице оказывают влияние как условия получения исходной пленки, так и параметры лазерного воздействия при отжиге. В данной работе исследуется влияние параметров получения исходной пленки аморфного кремния: температур отжига и подложки, на особенности формирования нанокристаллических включений при воздействии непрерывного лазерного излучения. Кроме того, рассматривается воздействие импульсного лазера и изучается зависимость оптических свойств образующихся нанокристаллитов от характеристик импульса: энергии и длительности.

Исходные образцы представляли собой пленки аморфного кремния, толщиной ~500 нм на подложке кристаллического кремния, полученные методом электронно-лучевого испарения с помощью модернизированной серийной установки вакуумного напыления ВУ-1А. При получении варьировались температуры подложки (200-300ºС) и последующего термического вакуумного отжига (350-700ºС). Затем проводился лазерный отжиг на установке УИГ-1М, с использованием импульсного рубинового лазера с длиной волны 694,3 нм, энергия импульса варьировалась в диапазоне 0,7 – 0,17 Дж.

Исследование образцов осуществлялось с помощью СЗМ комплекса рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra (NT-MDT, г. Зеленоград) методами рамановской спектроскопии и спектроскопии фотолюминесценции. Для фотовозбуждения был задействован лазер с длиной волны 473 нм. Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) исследовались в диапазоне 150-1000 $см^{-1}$ с максимальный спектральным разрешением 0,5 $см^{-1}$, спектры фотолюминесценции – в диапазоне 480-800 нм.

На рисунке 1 показаны изображения поверхности образцов подвергнутых лазерному отжигу при различных энергиях. Пленка, отожженная лазерным пучком, демонстрирует неоднородную поверхность. Данный факт связан с неравномерностью пучка по профилю.

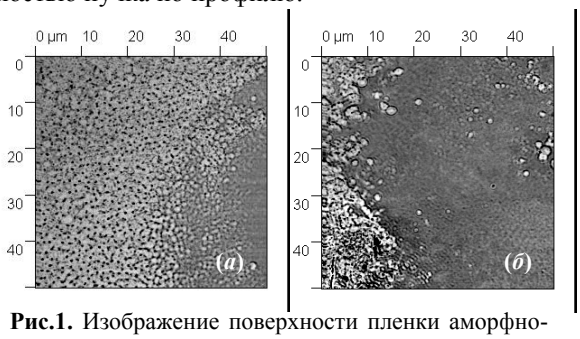


Рис.1. Изображение поверхности пленки аморфного кремния подвергнутой лазерному отжигу при энергиях (а) – 0,07Дж (б) – 0.17 Дж

Положение максимума вблизи 520 $см^{-1}$, который отвечает за наличие в пленке кристаллической фазы [4], в различных точках области отжига имеет значения в диапазоне 517 – 519 $см^{-1}$. На рисунке 2 представлены спектры КРС полученные в разных точках отожженной области.

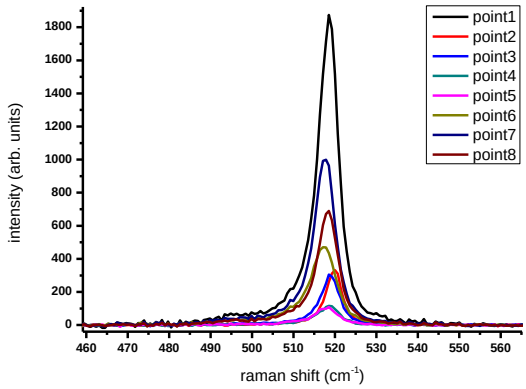


Рис.2. Спектры КРС пленки аморфного кремния подвергнутого лазерному отжигу при энергии импульса 0.17 Дж. Полученные в различных точках отожженной области

Исходя из полученных спектров можно сказать, что в пленке присутствуют участки, не подвергшиеся кристаллизации, и области эпитаксиального роста кристаллического кремния. Характерный размер нанокристаллов оценивался по по-

ложению интенсивного максимума вблизи 520 $см^{-1}$ в спектре комбинационного рассеяния света [4].

В результате проведенных исследований обнаружено:

1) средний размер нанокристаллита в массиве имеет тенденцию к снижению при увеличении энергии лазерного импульса в диапазоне 0,7 – 0,17 Дж;

2) на образцах, выращенных при температуре подложки 200ºС, диапазон изменений размеров при вариации энергии импульса составил 7 – 10 нм;

3) образцы, полученные при температуре подложки 250ºС, проявляют большую чувствительность к величине энергии лазерного импульса. Вариация в диапазоне 0,7 – 0,17 Дж приводит к изменению размеров нанокристаллитов в интервале 5-10 нм.

1. Журавлева Л. // Перспективные технологии. 2003. Т. 10. № 7. С. 6.

2. Brian T. Sullivan, David J. Lockwood, Henri J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. P. 3149

3. Volodin V.A., Efremov M.D., Gritsenko V.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 1212

4. Faraci G., Gibilisco S., Russo P. et al. // Eur. Phys. J. B. 2005. V. 46. P. 457.

Исследование влияния подложки на формирование нанокристаллов кремния в диэлектрической матрице

А.И. Машин, А.В. Нежданов, А.В. Ершов, Е.А. Чевелева

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: nezhdanov@phys.unn.ru

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 Ag(111). Материал с такой атомной структурой был назван “силиценом”[2].

Очевидно, что на формирование нанокристаллов кремния, при высокотемпературном отжиге, подложка так же будет оказывать существенное влияние.

В развитии выше изложенного в данной работе представлены результаты исследования влияния структуры подложки, на свойства нанокристаллов кремния, формируемых в диэлектрической матрице. В качестве подложек использовался высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ), ориентированный в направлении (0001), сапфир ориентаций (0001) (С-срез) и (1102) (R-срез), кристаллический кремний КДБ-12 ориентации (100).

Образцы представляли собой слои SiO_x с толщинами от 2 до 8 нм, закрытые защитным слоем SiO_2, полученные методом электронно-лучевого испарения с помощью модернизированной серийной установки вакуумного напыления ВУ-1А. Отжиг образцов проводился в азоте при температурах до 1100ºС. Так же проводился быстрый отжиг, на установке УИГ-1М, с использованием импульсного рубинового лазера с длиной волны 694,3 нм, энергия импульса варьировалась в диапазоне 0,7 – 0,17 Дж.

Исследование образцов осуществлялось с помощью СЗМ комплекса рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra (NT-MDT, г. Зеленоград) методами рамановской спектроскопии и спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ). Для фотовозбуждения был задействован лазер с длиной волны 473 нм. Спектры комбинационного рассеяния света исследовались в диапазоне 150-1000 $см^{-1}$ с максимальный спектральным разрешением 0,5 $см^{-1}$, спектры фотолюминесценции в диапазоне 480-800 нм.

На рисунке 1 представлены спектры комбинационного рассеяния света для не отожженной структуры на графитовой подложке в зависимости от толщины слоя SiO_x.

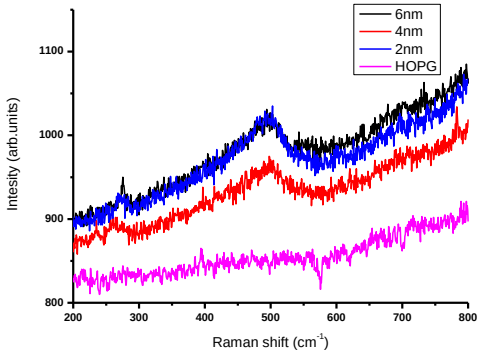


Рис.1. Спектры КРС структуры SiO_x:SiO_2 на подложке ВОПГ, в зависимости от толщины слоя SiO_x

На рисунке 2 показано влияние подложки на спектры фотолюминесценции люминесценции структур SiO_x:SiO_2 подвергнутых отжигу при 900 ºС.

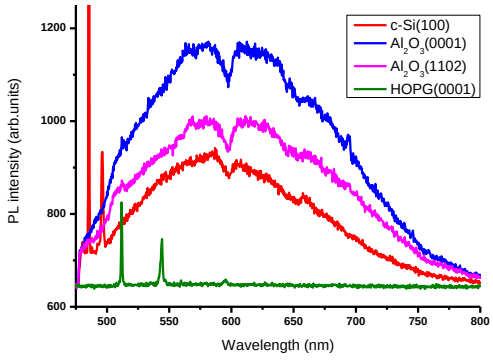


Рис.2. Спектры ФЛ структур SiO_x:SiO_2 на различных подложках

Обнаружено влияние толщины слоя SiO_x на размеры формируемых нанокристаллов.

В докладе будет дано подробное объяснение полученным результатам.

1. Хохлов А.Ф., Машин А.И. Аллотропия кремния: Монография (Н.Новгород: Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского) (2002).

2. Guzman G. G. -Verri and L. C. Lew Yan Voon // Phys. Rev. B. 2007. V. 76, P. 07513.

Эпитаксиальный рост наноструктур Ge/Si в условиях ионного облучения

А.В. Ненашев[1,2], ***Ж.В. Смагина***[1], ***С.А. Рудин***[1], ***А.В. Двуреченский***[1,2]

[1] Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск
[2] Новосибирский государственный университет, Новосибирск

e-mail: nenashev@isp.nsc.ru

Данная работа направлена на поиск возможностей управления ростом трѐхмерных нанооствровков Ge на кремнии и, в частности, управления расположением островков в плоскости роста. Одним из способов достижения однородного по размерам и упорядоченного расположения нанооствровков является предварительное создание «мест зарождения» за счет низкоэнергетического ионного облучения поверхности через маску, имеющую периодически повторяющийся рисунок и созданную любыми литографическими способами. Данный подход дает возможность создания пространственно упорядоченного массива нанокластеров Ge с достаточно малым шагом периодической структуры (~100 нм) на площади, сопоставимой с площадью полупроводниковой подложки.

Нами обнаружен эффект преимущественного окисления разупорядоченного (аморфного) кремния по сравнению с кристаллическим кремнием после облучения ионами германия поверхности кремниевой пластины. На основе данного эффекта разработан метод создания затравочных областей с помощью ионного облучения через маски, подготовленные методом наноимпринт-литографии.

В процессе литографии использовался негативный резист (TU2-90) толщиной ~120 нм и штамп с период 180 нм (80 нм «канавка», 100 нм «холм»). Варьировалась энергия (от 30 кэВ до 100 кэВ) и доза ионов Ge^+ (от 10^{12} до 10^{15} $см^{-2}$).

На облученных структурах было проведено несколько циклов окисления поверхности кремния и удаления окисла. В процессе каждого цикла удаляется примерно 1 нм кристаллического кремния. После первого шага в местах, подвергавшихся облучению, появляются ямки травления глубиной до 2 нм. Последующее окисление и снятие окисла приводит к увеличению скорости травления так, что после снятия 8 нм кристаллического кремния ямка травления в области имплантации увеличивается до 50 нм. Ширина ямки отражает предполагаемый профиль распределения дефектов.

Рост Ge на структурированных подложках (приготовленных описанным выше методом) проводился в установке молекулярно-лучевой эпитаксии «RIBER». Проведено осаждение 6 монослоев германия при температуре 600°C. Скорость осаждения германия составляла 0.05Å/c.

Обнаружено, что места преимущественного зарождения трѐхмерных островков зависят от температуры подложки во время облучения. На подложках, полученных в условиях «горячего» облучения (температура подложки 400°C), нанооствровки растут преимущественно в закрытых маской местах, где ионы не достигали поверхности кремния (рис. 1а). В случае «холодного» облучения (комнатная температура подложки) островки растут преимущественно в областях, подвергнутых ионному облучению (рис. 1б). Основываясь на предыдущих исследованиях нашего коллектива [1], можно предположить, что дефекты, создающие упругие напряжения в системе и играющие основную роль в зарождении трѐхмерных островков, распределяются по-разному для обоих случаев (горячего и холодного облучения).

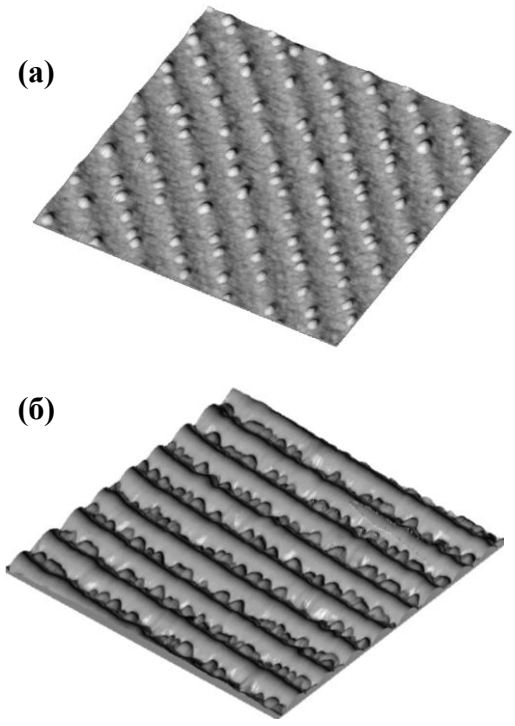


Рис. 1. Островки Ge, выращенные на структурированной поверхности Si, при использовании «горячего» (*а*) и «холодного» (*б*) облучения (1400×1400 нм)

Предложен способ учѐта деформационных эффектов при моделировании эпитаксиального роста методом Монте-Карло. Учѐт упругой деформации, в частности, может быть использован для интерпретации экспериментальных данных по воздействию низкоэнергетических ионов (энергия ~ 200 эВ) на процессы зарождения и роста трѐхмерных островков при молекулярно-лучевой эпитаксии Ge на Si. Источниками деформации в этом

случае являются кластеры междоузельных атомов, возникающие в местах падения ионов. Кроме того, в данной гетеросистеме присутствуют упругие напряжения из-за несовпадения постоянных решѐток германия и кремния.

В модели энергия активации диффузионного прыжка зависит, в том числе, и от энергии деформации, которая в свою очередь определяется смещением положения атома относительно узла идеальной кристаллической решѐтки. Расчѐтный алгоритм включал в себя три типа событий: 1) поступление нового атома на поверхность, 2) прыжок атома из одного узла кристаллической решѐтки в другой, 3) случайные смещения («тепловые колебания») атома в пределах узла решѐтки. Оказалось возможным так подобрать вероятности событий, чтобы гарантировать выполнение принципа детального равновесия и, как следствие, стремление свободной энергии к минимуму в отсутствие внешних воздействий. Предлагаемый нами алгоритм значительно уменьшает затраты машинного времени, сравнительно со стандартным подходом, требующим решения задачи теории упругости на каждом шаге Монте-Карло (для каждой текущей конфигурации атомов).

Проведены тестовые вычислительные эксперименты, демонстрирующие зарождение трѐхмерных островков при росте германия на кремнии. Показано, что модель воспроизводит эффект вертикального упорядочения трѐхмерных островков в многослойных структурах.

Облучение ионами моделировалось путѐм внедрения междоузельных атомов в кристалл. Каждый междоузельный атом в нашей модели действовал на окружающие его атомы с постоянной «отталкивающей» силой, тем самым создавая вокруг себя деформированную область. Предполагалось, что каждый падающий ион создаѐт кластер из ~5 междоузельных атомов, находящийся на глубине ~5 атомных слоѐв. Это предположение опиралось на результаты расчѐтов столкновения низкоэнергетических ионов с кристаллом Si методом молекулярной динамики.

На рис. 2 показана морфология поверхности, полученной в результате моделирования эпитаксиального роста Ge на необлученной (слева) и облученной (справа) поверхности Si(100). Моделирование воспроизводит экспериментально наблюдаемый эффект уменьшения размеров нанoостровков Ge в результате ионного облучения [1]. Кроме того, видно, что островки формируются преимущественно над кластерами междоузельных атомов, т. е. в местах падения ионов (отмечены кружками). Это подтверждает высказанное в [1] предположение о том, что области локального растяжения поверхности над кластерами дефектов могут служить местами зарождения нанoостровков при гетероэпитаксиальном росте в режиме Странского-Крастанова.

Работа поддержана грантом РФФИ.

1. Смагина Ж.В. и др. Самоорганизация нанoостровков германия при импульсном облучении пучком низкоэнергетических ионов в процессе гетероэпитаксии структур Ge/Si(100) // ЖЭТФ, 2008, т. 133, с. 593.

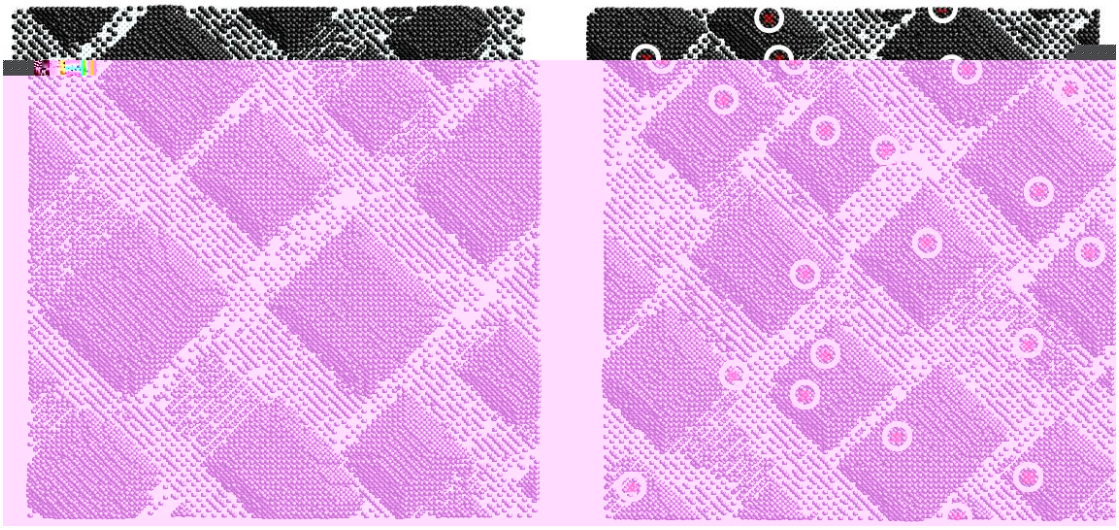


Рис. 2. Фрагменты расчетной морфологии многослойных Ge/Si структур (25×25 нм) после осаждения двух слоѐв Ge (по 5 монослоѐв каждый) при температуре 350°C, разделѐнных слоем Si. Слева – эпитаксиальный рост без ионного облучения, справа – междоузельные атомы, генерируемые ионным облучением, введены в процессе роста первого и второго слоѐв Ge

Влияние δ-легирования на фазовый переход «экситонный газ — электронно-дырочная жидкость» в квантовых ямах SiGe

***В.С. Багаев*[1], *В.С. Кривобок*[1], *С.Н. Николаев*[1], *Д.Н. Лобанов*[2]**

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
[2] Институт микрофизики РАН, Нижний Новгород

e-mail: nikolaev-s@yandex.ru

При умеренном легировании объемных кристаллов Ge (N~1015 см-3) примеси служат центрами зародышеобразования электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) и существенно снижают порог образования конденсированной фазы [1]. Влияние примесей на образование ЭДЖ в квантовых ямах (КЯ) до сих пор не изучалось.

При исследовании конденсированной фазы в квазидвумерных системах на основе SiGe/Si квантовых ям были обнаружены необычные особенности фазового перехода «газ-жидкость»: жидкость образуется при существенно меньших плотностях возбуждения, чем в объемном кремнии, фазовый переход сопровождается образованием многочастичных (в том числе заряженных) комплексов, барьер для электронов в слое твердого раствора приводит к существенному повышению критической температуры образования ЭДЖ [2]. Описанные выше результаты были получены на образцах, выращенных на подложках КДБ12, что мешает точно определить концентрацию бора в КЯ и его роль в образовании ЭДЖ. В данной работе исследовалось влияние примесного состава слоя SiGe на механизмы формирования коллективных состояний в КЯ.

Образцы с КЯ SiGe толщиной 5 нм и содержанием Ge 4.5% были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Диффузия примесных атомов из подложки является одним из механизмов нежелательного легирования наноструктур, поэтому в данном случае использовались высокоомные подложки Si. При этом проводилось легирование образцов δ-слоями бора с плотностью N~1010 см-2 на различном расстоянии от КЯ, а также непосредственно в центре слоя SiGe. Анализ фазового состава электронно-дырочной системы проводился по спектрам низкотемпературной фотолюминесценции (НФЛ), в том числе с временным разрешением.

В разрешенных по времени спектрах фотолюминесценции нелегированного образца (без δ-слоя примеси) при температуре 5К наблюдается линия излучения ЭДЖ. В широком диапазоне времен (0,1–1,35 мкс) форма линии излучения КЯ остается неизменной (см. рис. 1), а характерное время спада люминесценции постоянно и составляет 240±10 нс (для аналогичной структуры на подложке КДБ12 ранее было получено время ~400 нс [3]). На временах >2 мкс после импульса возбуждения происходит сдвиг линии излучения в коротковолновую область. Сопоставление спектров стационарной и время-разрешенной фотолюминесценции позволило идентифицировать три канала рекомбинации: конденсированная фаза (EHD, 1,0666 эВ), свободный экситон (FE, 1,073 эВ) и многочастичное состояние (трион, биэкситон, заряженный биэкситон) (MPS, ~1,0695 эВ) (см. рис. 2а, 2б). Точная природа MPS-канала является предметом дискуссии [4].

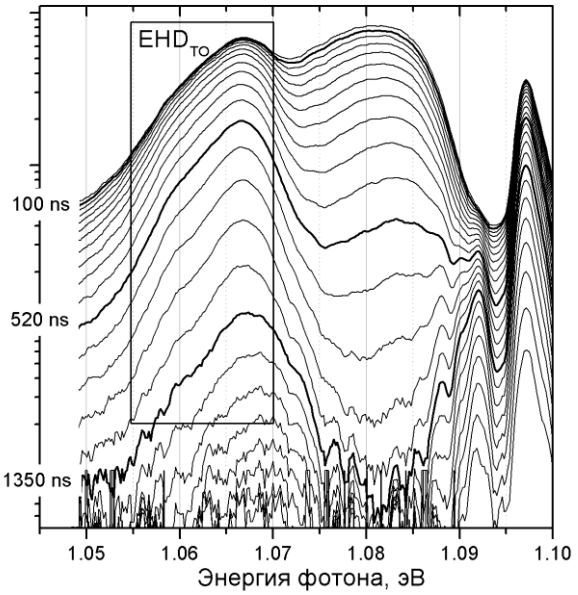


Рис. 1. Спектры люминесценции образца с КЯ $Si_{0,955}Ge_{0,045}$/Si шириной 5 нм при температуре 5К и различных временах отстройки от возбуждающего импульса. Форма линии ЭДЖ в КЯ остается неизменной в диапазоне времен 100–1350 нс

Из спектров стационарной фотолюминесценции нелегированного образца видно, что снижение плотности мощности возбуждения с 240 до 70 мВт/см² при T = 5 К приводит к снижению интенсивности излучения ЭДЖ и возгоранию MPS линии (рис. 2а). Повышение температуры до 10 К приводит к диссоциации коллективных состояний и увеличению роли свободных экситонов (рис. 2б). При низких накачках в спектре доминирует излучение свободного экситона, на длинноволновом крыле разрешается линия MPS . Трансформация спектра с ростом плотности мощности возбуждения объясняется увеличением интенсивности излучения многочастичных состояний и появлением на длинноволновом крыле вклада от конденсированной фазы. Необычной особенностью излучения ЭДЖ является «плечо» в районе 1,059 эВ, которое наиболее отчетливо видно на рис. 1. По-видимому это «плечо» связано с особенностя-

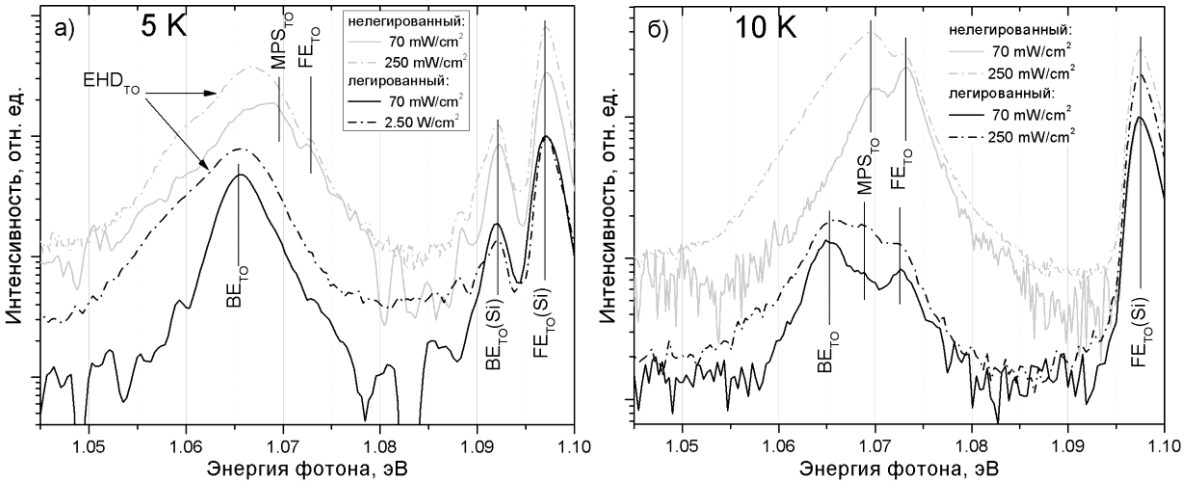


Рис. 2. Перестройка с накачкой спектров стационарной фотолюминесценции структур с КЯ SiGe/Si с δ-слоем бора (черная линия) и без него (серая линия) при температурах 5 К (а) и 10 К (б). На рисунках отмечены линии излучения ЭДЖ (EHD_{TO}), многочастичных состояний (MPS_{TO}) и свободных экситонов (FE_{TO}) в КЯ и линии свободного ($FE_{TO}(Si)$) и связанного ($BE_{TO}(Si)$) экситонов в Si. Отличительной особенностью люминесценции δ-легированного образца является появление излучения экситон-примесного комплекса (BE_{TO}).

ми плотности состояний валентной зоны, вызванных сильным взаимодействием дырочных состояний из различных подзон при ненулевом волновом векторе.

Введение δ-слоя легирующей примеси в середину КЯ практически не сказывается на спектре образца при низкой температуре и высокой плотности возбуждения. Форма линии излучения конденсированной фазы в обоих структурах совпадает с хорошей точностью (в легированном образце полоса смещена в длинноволновую сторону на 1.5 мэВ), что говорит о хорошем структурном качестве и близких параметрах КЯ двух образцов (рис. 2а). Однако, стоит отметить, что для наблюдения излучения ЭДЖ из легированного образца необходимо повысить плотность мощности возбуждения на порядок. Снижение накачки до 70 мВт/см² приводит к заметному сужению линии НФЛ КЯ без сдвига в сторону высоких энергий. Ни один из описанных ранее каналов рекомбинации не соответствует этой линии либо по спектральному положению, либо по форме линии. На рис. 2б хорошо видно, что данный канал рекомбинации сохраняется при большей температуре и отсутствует в спектре «чистой» структуры. Так как основное отличие образцов заключается в легировании одного из них, естественно приписать данную линию связанному на боре экситону. Его энергия связи в КЯ составила 6-7 мэВ, что заметно выше энергии связи экситона на боре в объевном кремнии.

Таким образом, показано, что легирование квантовой ямы приводит к появлению в спектре люминесценции лини излучения связанного на примеси экситона с энергией связи 6-7 мэВ. Показано, что при низких плотностях возбуждения примесь в квантовой яме подавляет образование ЭДЖ.

1. Аснин В.М., Бельков В.В., Рогачев А.А., Степанов В.И., Фишман И.М. // ЖЭТФ. 1983. т. 84. с. 2129.

2. Багаев В.С., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Онищенко Е.Е., Скориков М.Л. // Письма в ЖЭТФ. 2011. т. 94. вып. 1. с. 63.

3. Bagaev V.S., Krivobok V.S., Nikolaev S.N., Novikov A.V., Onishchenko E.E. and Skorikov M.L. // Phys. Rev. B. 2010. v. 82. p. 115313.

4. Бурбаев Т. М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. т. 92. вып. 5. с. 341.

Исследование процессов в GaN транзисторах с двумерным электронным газом при гамма-нейтронном облучении

Н.В. Басаргина[1], ***И.В. Ворожцова***[1], ***С.М. Дубровских***[1], ***О.В. Ткачёв***[1], ***В.П. Шукайло***[1], ***Е.А. Тарасова***[2], ***А.Ю. Чурин***[2], ***С.В. Оболенский***[2]

[1] РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина», г. Снежинск
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород

obolensk@rf.unn.ru

GaN полевые транзисторы с двумерным электронным газом (HEMT) являются перспективными для использования в системах телекоммуникаций и связи [1]. В работе исследовали HEMT на основе гетероструктуры AlGaN/GaN производства компании Cree (США). Двумерный электронный газ формируется на границе раздела слоя AlGaN и слоя GaN. Расстояние от двумерного газа до основания затора по литературным данным [1] составляет 20-40 нм и уточнялось в работе исходя из результатов эксперимента и компьютерного моделирования.

Мощность транзистора 10 Вт, рабочая частота до 6 ГГц. Параметры зонной структуры, профили легирования и подвижности электронов определяли из экспериментальных вольт-амперных (ВАХ) и вольт-фарадных характеристик (ВФХ) транзистора с помощью квазигидродинамической модели [2]. Привлекались данные о конструкции транзисторов из [1].

Облучение проводили на изотопном источнике ГАММАТОК-100М и импульсном ядерном реакторе ЭБР-Л [3]. Средняя энергия гамма-квантов и нейтронов ~ 1 МэВ. Импульс имел характерный симметричный колоколобразный вид, его длительность на уровне 0.5 от максимума составляла 100 мкс. Флюенс нейтронов составлял $1 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$, мощность экспозиционной дозы в максимуме импульса до $3 \cdot 10^{8}$ Р/с, экспозиционная доза - 25 кР. Исследования проводили при температуре образца 80 и 300 К.

В ходе облучения проводили измерения сток-затворных ВАХ транзисторов: генератор пилообразных импульсов напряжения подключался к затвору, а на сток подавалось постоянное напряжение. Для исследования температурной зависимости образец охлаждали парами азота, температуру контролировали термопарой.

Так же измерялись ВАХ и ВФХ транзисторов до и после облучения в лабораторных условиях и определялась величина изменения концентрации электронов в канале после радиационного воздействия. Измерительный стенд состоял из измерителей вольт-фарадных (Е7-20) и вольт-амперных (Л2-56) характеристик и зондового устройства для контактирования с образцами. При измерениях на Е7-20 амплитуда измерительного сигнала составляла 100 мВ, а частота 1 МГц. Погрешность измерения емкости составляла 2 %, а проводимости 6 %. Погрешность измерения токов - 10 %.

При фиксированных напряжениях затвора и стока в момент воздействия n-γ-импульса наблюдалось увеличение тока стока примерно на 10 %. Происходил параллельный сдвиг сток-затворной характеристики в область больших отрицательных напряжений. Максимальный сдвиг наблюдался в максимуме импульса излучения и составлял ≈ 0,5 В. Затем в течении 5 мс сдвиг уменьшался до величины 0.3 В при температуре 80 К и до своего исходного значения при 300 К. Измерения, проведѐнные через минуту после импульса излучения, показали, что пороговое напряжение транзистора возвращается к первоначальному значению. После воздействия релаксация ΔU имеет быструю и медленную составляющую спада. При охлаждении образца медленная составляющая спада релаксирует в течение десятков миллисекунд.

Облучение GaN HEMT-транзистора на изотопном источнике Co^{60} дозой ~ 3 МР приводит к увеличению крутизны сток-затворной характеристики, при дальнейшем облучении до 23 МР характеристика транзистора стремится к первоначальной. Аналогично эксперименту на импульсном реакторе наблюдалось смещение сток-затворных характеристик. При температурах 80 и 130 К зависимость насыщается при мощности ~10^{7} Р/с (экспозиционная доза ~10^{3} Р), при этом приращение порогового напряжения достигает величины 0,5 В.

В лабораторных условиях проводилось сравнение ВФХ, а также зависимостей радиочастотной проводимости затвора транзистора до и после облучения. Результаты измерений приведены на рисунках 1 и 2.

Дифференциальный анализ ВФХ позволил получить концентрацию электронов в канале транзистора. Расчеты показывают, что после облучения концентрация уменьшилась не значительно – менее 5 %, т.е. в пределах погрешности эксперимента. Причиной такого изменения являются радиационные дефекты захватывающие электроны канала так, как это происходит в СВЧ GaAs транзисторах с затвором Шоттки [4]. Это отчасти объясняет уменьшение порогового напряжения после облучения (рис.2). Вместе с тем, указанного изменения не достаточно для сдвига порогового напряжения затвора транзистора на 0.2 В, которые обнаружены в эксперименте.

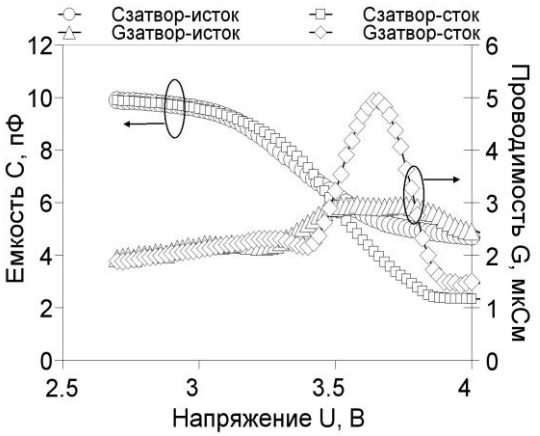


Рис. 1. Экспериментальные зависимости емкости и проводимости затвора GaN транзистора до гамма-нейтронного облучения. Частота измерительного сигнала 1 МГц

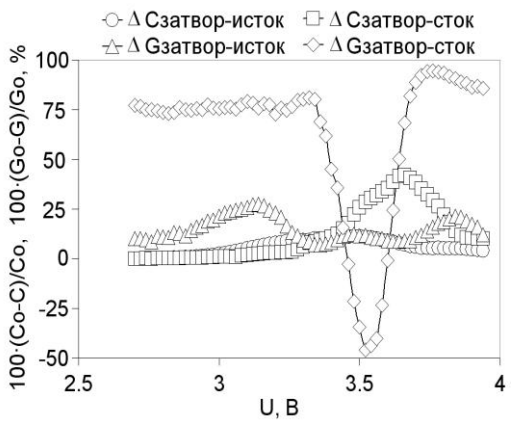


Рис. 2. Относительное изменение зависимостей емкости и проводимости затвора транзистора после гамма-нейтронного облучения. Частота измерительного сигнала 1 МГц. Флюенс нейтронов $1.3\cdot10^{15}$ см$^{-2}$ и экспозиционная доза 300 кР: C_O и G_O – до облучения, C и G – после

Для проведения моделирования радиационного воздействия использовалась квазигидродинамическая модель [2], пьезоэлектрическая поляризация полупроводниковой структуры транзистора учитывалась путем введения зарядов на границах раздела слоев согласно данным [1]. Радиационное воздействие моделировалось путем изменения электрофизических параметров полупроводниковой структуры транзистора, как в работе [2]. Скорости радиационно-стимулированного изменения подвижности, скорости насыщения, коэффициента диффузии, времен релаксации энергии и импульса электронов определялись методом Монте-Карло, как в работе [5]. Невязка рассчитанных ВАХ и ВФХ минимизировалась путем сопоставления с экспериментальными данными. В результате были внесены поправки в полученные теоретическим путем скорости изменения указанных параметров гетероструктуры AlGaN/GaN при радиационном воздействии.

Результаты расчетов показали, что сдвиг сток-затворной характеристики обусловлен перезарядкой поверхностных состояний на границах раздела: барьерный слой/канал; канал/буферный слой и накоплением положительного заряда в барьерном слое AlGaN. Такой характер изменения ВАХ и ВФХ свойственен скорее кремниевым МДП транзисторам [4], а не СВЧ GaAs транзисторам со встроенным каналом на основе двумерного газа электронов, которые значительно ближе по своей конструкции к исследуемым GaN транзисторам.

Получено: 1) сдвиг порогового напряжения обусловлен положительным зарядом, захваченным на ловушках в барьерном слое; 2) за быструю и медленную релаксацию порогового напряжения ответственны ловушки с различной энергией активации Ψ_1 = 0.01 эВ и Ψ_2 = 0,11 эВ; 3) насыщение зависимости порогового напряжения от мощности дозы гамма-излучения обусловлено насыщением ловушечных уровней; 4) необратимые изменения характеристик транзистора при облучении нейтронами до уровня $3\cdot10^{14}$ см$^{-2}$ не выявлены; 5) расчетный уровень отказа составляет величину $\approx 2\cdot10^{15}$ см$^{-2}$.

Результаты работы актуальны для разработчиков специальной аппаратуры, а также могут использоваться при анализе физических процессов, возникающих при использовании радиационных технологических операций.

Работа поддержана грантом ФЦП «Кадры».

1. Федоров Ю. Широкозонные гетероструктуры (Al, Ga, In)N и приборы на их основе для миллиметрового диапазона волн. // Электроника, 2011, № 2. С. 92-107.

2. Тарасова Е.А., Демидова Д.С., Оболенский С.В., Фефелов А.Г., Дюков Д.И.. InAlAs/InGaAs HEMT при облучении квантами высоких энергий // ФТП, 2012, т. 46. № 12. С. 1587-1592.

3. Экспериментальная база установок РФЯЦ-ВНИИТФ для радиационных исследований и испытаний изделий электронной техники //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2008. Вып. 2. С. 121-125.

4. Аствацатурьян Е.Р., Громов Д.В., Ломако В.М. Радиационные эффекты в приборах и интегральных схемах на арсениде галлия. Минск: Университетское, 1992.

5. Демарина Н.В., Оболенский С.В. Электронный транспорт в нанометровых GaAs структурах при радиационном воздействии // ЖТФ, т. 72, № 1, 2002, с. 66-71

Транспорт электронов в терагерцовом диоде Шоттки в момент формирования кластера радиационных дефектов

Е.В. Волкова, Е.А. Тарасова, Д.С. Демидова, Е.С. Оболенская, А.Ю. Чурин, С.В. Оболенский, А.В. Клюев, Е.И. Шмелев, А.В. Якимов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

obolensk@rf.unn.ru

В приборах наноэлектроники времена пролета носителей заряда через активную область прибора составляют величину ~ 10^{-13} с, что меньше характерного времени формирования и/или стабилизации кластера радиационных дефектов, возникающего при импульсном облучении приборов нейтронами с энергией ~ 1 МэВ [1, 2]. Размеры активных областей нанодидов и транзисторов составляют несколько десятков нанометров, что сравнимо с размерами кластеров радиационных дефектов. Поэтому измерения зависимостей тока наноприборов от времени в момент формирования единичного кластера позволяют анализировать динамику этого процесса.

Существующая на данный момент теория предполагает, что образование кластеров дефектов происходит в течение 10^{-13}…10^{-12} с и приводит к сильному локальному разогреву вещества внутри каскада: температура достигает нескольких тысяч градусов, а давление - десятка тысяч бар [1]. В связи с тем, что рассматриваются времена сравнимые с периодом колебаний оптических фононов, использование терминов температура, диффузия и давление весьма условно [2]. Указанные процессы возникновения и стабилизации кластеров дефектов экспериментально изучены недостаточно, что не позволяет точно предсказывать поведение приборов терагерцового диапазона частот (период электрических колебаний менее 10^{-12} с) в момент попадания в них быстрой частицы. Проблема регистрации процессов состоит в вероятностном характере возникновения кластеров дефектов, что требует длительной серии экспериментов, и необходимости привлечения измерительного оборудования терагерцового диапазона частот. Это обусловливает трудоемкость эксперимента, реализуемого на импульсных нейтронных реакторах.

Цель работы: 1) обобщение экспериментальных данных авторов по исследованию квазибаллистического транспорта электронов в наноструктурных диодах, транзисторах СВЧ и КВЧ генераторах в момент возникновения кластера радиационных дефектов с пико- и наносекундным разрешением; 2) компьютерное моделирование процессов возникновения кластера дефектов с фемто- и пикосекундным разрешением, анализ возможной информативности и трудоемкости проведения полномасштабного эксперимента по терагерцовой регистрации указанных физических процессов.

На первом этапе была разработана и изготовлена специальная тестовая ячейка (рис.1), позволяющая провести измерения параметров полупроводниковых слоев GaAs диодов Шоттки с высокой точностью. Толщина слоев составляла в диодах разных типов от 30 до 100 нм. Тестовая ячейка состояла из семи согласованных по размерам круговых и кольцевых диодов Шоттки повышенной емкости (20…100 пФ). Сопоставление результатов вольт-амперных и вольт-фарадных измерений, проведенных на различных тестовых диодах, позволило определить значения паразитных элементов и уточнить профили легирования и подвижности с разрешением по глубине ~ 1 нм.

На втором этапе работ проводились измерения вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик и 1/f шумов диодов Шоттки (рис.2) с характерным временем переключения менее 10^{-13} с. Указанное время определялось, как произведение барьерной емкости (7…10 фФ) на сопротивление базы диода (5…10 Ом). Объективность данной оценки подтверждена информацией о штатном функционировании диодов в детекторах КВЧ диапазона частот (150 ГГц). Размер барьерного контакта диода составлял 0.5 х 2 мкм, что порядку величины соответствовало размеру одного кластера радиационных дефектов.

Результаты измерений (рис.3) показали, что радиационное облучение *улучшает* параметры диодов: 1) коэффициент неидеальности ВАХ уменьшился практически до 1; 2) сопротивление базы уменьшилось не значительно, а обратный ток снизился на порядок. Анализ характеристик низкочастотных шумов диодов, прошедших усиленную электротермическую тренировку, показал, что наблюдается два сорта шумов (рис.4): характерный телеграфный процесс и шум типа 1/f.

Также исследовались полевые транзисторы с затвором Шоттки, имеющим размер барьерного контакта 0.25 х 25 мкм. Транзисторы включались как в диодном режиме, когда контакты истока и стока объединялись и измерялись вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики барьерного контакта, так и в транзисторном режиме работы. В последнем случае регистрировалась сток-затворная характеристика транзистора. Это позволило отделить эффекты транспорта электронов через границу металл-полупроводник от эффектов движения электронов в полупроводниковом материале под затвором. Для анализа привлекались полученные ранее [3-5] теоретические и экспериментальные результаты исследований

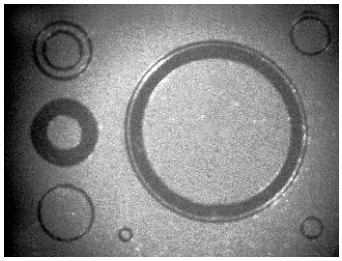


Рис. 1. Фото тестовой ячейки. Ячейка изготовлена в ОАО «НПП САЛЮТ»

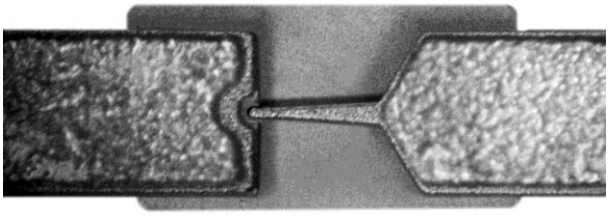


Рис. 2. Фотодиода Шоттки с балочными выводами. Диод изготовлен в ОАО «НПП САЛЮТ»

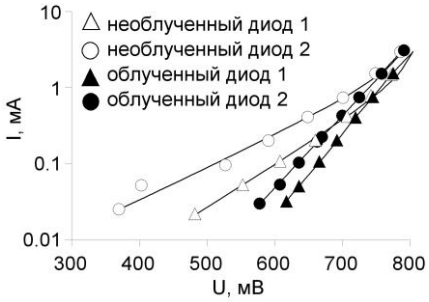


Рис. 3. ВАХ диода Шоттки до и после радиационного воздействия. Линии – расчет, значки - эксперимент

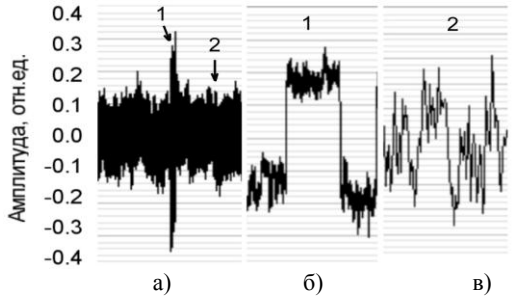


Рис. 4. Шумовая реализация тока диода Шотки: а) общий вид реализации; б) фрагмент 1 - телеграфный процесс; в) фрагмент 2 - 1/f шум

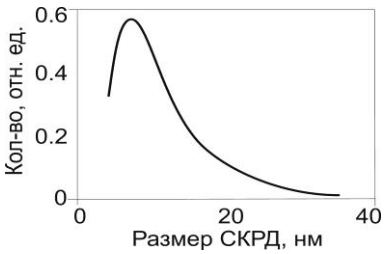


Рис. 5. Распределение субкластеров (СКРД) радиационных дефектов по размерам

Рис. 6. Расстояние между субкластерами радиационных дефектов: энергия атома родоначальника каскада столкновений: 1 – 50 кэВ, 2 – 100 кэВ. Энергия быстрых нейтронов, выбивающих первичный атом равна 1 МэВ

диодов и транзисторов Шоттки, в том числе в момент нейтронного облучения.

На третьем этапе работ проводились расчеты динамической картины развития и стабилизации каскада смещения атомов с учетом его способности к рассеянию потока квазибаллистических электронов, формирующегося в современных приборах терагерцовой наноэлектроники. Процедура проведения расчетов была итерационной с промежуточной уточняющей калибровкой на основе экспериментальных данных, полученных на первом и втором этапах работы. В результате расчетов получено распределение размеров кластеров и их фрагментов – субкластеров по размерам (рис.5), а также вычислено распределение расстояний между субкластерами (рис.6) через которое протекает ток диода.

Показано, что радиационная стойкость приборов наноэлектроники имеет близкую к предельной величину, что позволяет рекомендовать их для использования в перспективной технике. Определено характерное время ухода ионизованных электронов из активной области диодов: $3\ldots8\cdot10^{-13}$ с. В диодах будет наблюдаться частичное временное разделение тока ионизации и тока прибора, определяемого рассеянием на точечных радиационных дефектах и области пространственного заряда субкластеров радиационных дефектов нанометрового размера.

Вместе с тем погрешность расчетов велика (30…70 %), что требует проведения серии экспериментов для уточнения полученных результатов. Проведение предполагаемого эксперимента обосновано и позволит существенно продвинуться в понимании фемто- и пикосекундной физики процессов взаимодействия быстрых частиц с веществом.

Работа поддержана грантом ФЦП «Кадры». Авторы благодарят Ю.И.Чеченина и А.Г. Фефелова за предоставленные образцы диодов и транзисторов.

1. Вавилов В. С., Ухин Н. А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М.: Атомиздат, 1969. с. 311.

2. Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Радиационная физика полупроводников. Киев: Наукова думка, 1979. с. 332.

3. Киселева Е.В., Оболенский С.В. Структура кластеров радиационных дефектов в полевых транзисторах Шоттки при нейтронном облучении // Микроэлектроника, № 5, 2006, т. 35, с. 371-373.

4. Киселева Е.В., Оболенский С.В., Китаев М.А., Трофимов В.Т.. Радиационная стойкость квазибаллистических полевых транзисторов Шоттки с различными конструкциями буферного слоя // Письма в ЖТФ. 2005. № 20, с. 58 – 64.

5. Obolensky S. V., Murel A. V., Vostokov N. V. and Shashkin V. I. Simulation of the Electron Transport in a Mott Diode by the Monte Carlo Method // IEEE Transaction on Electron Devices, v. 58, N 8, 2011, pp. 2507-2510.

Транспорт в релаксированных Si/SiGe гетероструктурах с двумерным электронным каналом

М.Л. Орлов[1,2], ***Л.К. Орлов***[1,2], ***Zs.J. Horvath***[3], ***К.А. Ковалевский***[1], ***М.Ю. Лукьянова***[2]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород
[2] Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева
[3] Óbuda University, Institute of Microelectronics and Technology, Budapest, Hungary

e-mail: orlov@ipmras.ru

1. Структура потенциала и распределение электронов по слоям системы

В работе исследовались образцы с двумерным кремниевым транспортным каналом толщиной порядка 10 нм. Поверхностная концентрация носителей превышала величину $n_{cr} = 10^{12}$ см$^{-2}$, подвижности невысокие ($\mu_e \approx$ 3000-5000 см^2/Вс при температуре жидкого гелия) [1].

Найдена зависимость формы потенциального барьера, формируемого в окрестности гетероперехода, и характеристики возникающих в слое кремния квантовой ямы от различных параметров системы, включающих уровень легирования слоев, их состав и ширину квантовой ямы.

Расчет потенциала рассматриваемой гетероструктуры в направлении перпендикулярном плоскости ее слоев (ниже ось x) проведем на базе системы уравнений квазигидродинамики и электростатики. В общем случае полная система дифференциальных уравнений, включающая квазигидродинамические уравнения непрерывности для зарядов и токов и уравнение Пуассона, записывается в следующем виде:

$$\mathrm{div}(j_e) = R_e - G_e\ ,\ \mathrm{div}(j_h) = R_h - G_h\ ,\ j=j_n+j_p+j_s\ ,$$
$$j_e=e(\mu_e n_e E_x+D_e(\mathrm{d}n_e/\mathrm{d}x)),\ j_h=e(\mu_h n_h E_x- D_h(\mathrm{d}n_h/\mathrm{d}x)),$$
$$(\mathrm{d}\varphi^2/\mathrm{d}x^2)= (e/\varepsilon\varepsilon_0)(n_e+N_A-n_h-N_D). \qquad (1)$$

Здесь n_e, n_h - концентрации электронов и дырок в заданной плоскости структуры; G_e, G_h - темп генерации электронов и дырок в единице объема, вызываемой внешними, в частности, тепловым факторами; R_e, R_h - скорости рекомбинации неравновесных носителей; j_e, j_h - плотности токов электронов и дырок, отражающих величину токов утечки в транзисторной гетероструктуре , φ - электростатический потенциал, N_A, N_D - концентрации акцепторов и доноров в слоях активной части структуры, задаваемые условиями задачи. В рамках используемой диффузионно-дрейфовой модели μ_e, μ_h – подвижности носителей заряда в отдельных слоях; E_x – вектор напряженности электрического поля поперек плоскости слоев структуры, D_e и D_h – коэффициенты диффузии, связанные со значениями μ_e и μ_h соотношениями Эйнштейна. Ток смещения записывается в стандартной форме $j_s = eD_h n_{h0}/L_h + eD_e n_{e0}/L_e$, где n_{h0} , n_{e0} - равновесные концентрации неосновных носителей, L_e и L_h – диффузионные длины электронов и дырок. Основные уравнения дополнены граничными условиями, которые выбирались из условия электронейтральности и термодинамического равновесия системы на контактах. Решение приведенной выше системы дифференциальных уравнений (1) находилось численным методом с использованием схемы Гуммеля.

В модели при проведении вычислений выбирались следующие значения параметров слоев структуры (I-легированный барьер, II-канал, III-нелегированный барьер): x = 0,25, N_D(I) = 2*10^{18}см$^{-3}$, N_D(II) = 10^{13}см$^{-3}$, N_A(III) = 10^{13}см$^{-3}$, d(I) = 40 нм, d(II) = 10 нм, d(III) = 100 нм. В данной задаче при проведении расчетов потенциала φ(x) мы использовали приближение плоских зон в верхнем барьерном слое твердого раствора, что вполне естественно предположить, так как закрепления уровня Ферми на внешнем контакте в общем случае не происходит, а его положение определяется концентрацией заряженных поверхностных состояний.

Плотность электронов в базовом Si слое (формирующем двумерный транспортный канал в плоскости слоев структуры) в равновесных условиях превышает концентрацию легирующей примеси N_D в верхнем барьерном SiGe слое. Снижение упругих напряжений в слое кремния (равно как и уменьшение величины разрыва валентной зоны на границах слоев в отсутствие пластической релаксации) приводит при одинаковой степени легирования к уменьшению глубины потенциальной ямы, а соответственно и концентрации носителей заряда в ней.

Важно оценить, на сколько будут меняться параметры потенциала барьера $h_b = E_{ba} = E_b - E_a$ и квантовой ямы $E_{dc} = E_d - E_c$, $\Delta E_c = E_{bc} = E_b - E_c$ (рис.1) в зависимости от степени упругой релаксации слоев Si и соответствующего уровня их легирования.

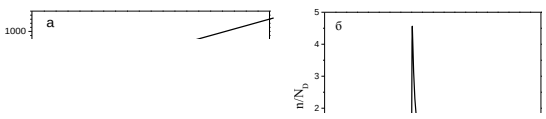


Рис. 1. Потенциал квантовой ямы для электронов в слое Si и прилегающих к ней барьерных слоев (а) и характерные распределения по слоям структуры концентрации электронов n_e/N_D, отнесенной к концентрации доноров в верхнем барьерном слое

Проведенные вычисления показывают, что в рассматриваемых гетерокомпозициях с x = 0,25 даже в предельном случае максимальной деформации слоя кремния, что соответствует 100% релаксации упругих напряжений в слоях твердого

раствора, глубина квантовой ямы для электронов не превышает величины $\Delta E_c \approx 190$ мэВ. В реальности она оказывается еще более мелкой как вследствие частичной релаксации упругих напряжений в слоях твердого раствора, так и из-за туннельной прозрачности формируемого на границе слоев потенциального барьера. Ширина барьера на его полувысоте $W_b = X_{fe}$ для структуры с $N_D = 2*10^{18}$ см$^{-3}$ составляет величину всего 1-2 нм. Туннельная прозрачность барьера снижается при уменьшении уровня легирования (рис.1).

Узость формируемого барьерного слоя и наличие встраиваемого в потенциальную яму электрического поля, обеспечивают отклонение ее формы от прямоугольного вида. Непрямоугольная форма потенциала (критерием величины встроенного в квантовую яму электрического поля может служить отношение параметров $dE_{qw} = U_{dc}$ и $\Delta E_c = E_{bc}$, в свою очередь, обеспечивает дополнительный сдвиг нижнего уровня размерного квантования в область более высокой прозрачности барьера. Форма ямы становится практически треугольной при параметре деформации ε, стремящемся к нулю. При ширине барьера на половине его высоты менее 2 нм электроны практически беспрепятственно могут переходить с нижних 2D состояний Si квантовой ямы на 3D состояния верхнего $Si_{0.75}Ge_{0.25}$ барьерного слоя, обеспечивая, тем самым, относительно низкие значения подвижности, с одной стороны, и нетривиальный характер поведения наблюдаемых в образцах температурных и магнетополевых зависимостей, с другой.

2. Электронный транспорт вдоль плоскости слоев структуры

Как следует из вида распределения электронов по слоям структуры, показаного на рис. 1б, электроны локализуются, главным образом, в окрестности верхней границы канала и концентрация электронов в них может существенно превышать средний уровень легирования верхнего барьерного слоя. Поднятие уровней размерного квантования в узкой яме до значений энергий, обеспечивающих туннельный прокол барьера на гетерогранице, вполне может обеспечить разброс измеряемых транспортных характеристик образцов, полученных даже в относительно одинаковых технологических условиях. Межслоевыми туннельными переходами 2D носителей заряда из квантовой ямы в трехмерное состояние вполне можно объяснить наблюдаемые нестабильности, проявляющиеся при проведении транспортных измерений в магнитных полях.

3. Диодные характеристики системы при поперечном транспорте электронов

При внешнем омическом контакте вольт-амперная характеристика (ВАХ) структуры (рис.2) определяется свойствами n-p перехода на границе между верхним n-$Si_{1-x}Ge_x$ слоем, содержащим Si транспортный канал, и p-$Si_{1-y}Ge_y$ варизонным буферным слоем, изолирующим рабочую область структуры от подложки.

Узость формируемого на гетерогранице барьера обусловливает возможность межслоевых туннельных переходов даже в нерезонансных условиях. Ситуация усугубляется, если в окрестности гетероперехода возникают локальные состояния, которые дополнительно могут привести к резонансно-туннельному проколу структуры поперек плоскости ее слоев в меньших полях. Подобная возможность, на примере наблюдаемых закономерностей выходных характеристик InGaAs/InAlAs транзисторной структуры впервые обсуждалась в работах [2,3]. Данный механизм может проявляться и в кремниевых структурах транзисторного типа, особенно при изучении особенностей протекания тока поперек плоскости слоев структуры [4]. Возможность наблюдения падающего участка на вольт-амперной характеристике диодной n+-SiGe/n-Si/p-SiGe гетероструктуры, измеренной на двух мезах с Al омическими контактами продемонстрирована на рис. 2. Эффект ОДП наблюдался только при температурах ниже 120K при относительно низких токах, чаще всего соответствующих обратной ветви вольт-амперной характеристики.

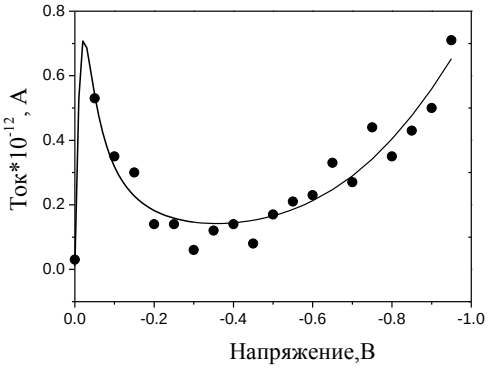


Рис.2. Поперечная ВАХ модуляционно-легированной n+-SiGe/n-Si/p-SiGe гетероструктуры при T(K) = 100 K

Работа выполнялась в рамках сотрудничества между Российской и Венгерской академиями наук (проект № 18), при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашения 8543 и 14.B37.21.1082, а также Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект № 12-02-31567.

1. Орлов Л.К., Horvath Z.J., Орлов М.Л., Лончаков А.Т., Ивина Н.Л., Dobos L. Аномалии электрических характеристик $Si/Si_{1-x}Ge_x$ гетероструктур с транспортным электронным каналом в слоях Si. // ФТТ. 2008. Т. 50, № 2. С. 317.

2. Орлов М.Л., Орлов Л.К. Механизмы отрицательного сопротивления и генерации терагерцового излучения короткоканальным тразистором $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ / $In_{0.52}Al_{0.48}As$. // ФТП. 2009. Т. 43. С. 679.

3. Orlov M.L. Mechanisms of a negative differential conductivity in a short – channel InGaAs/InAlAs HEMT. // J. Phys: Conf. Ser. 2009. V. 193. P. 012020.

4. Horváth Zs.J., Ádám M., Szabó I., Orlov L.K., Potapov A.V., Tolomasov V.A. Electrical behaviour of Al/SiGe/Si heterostructures: effect of surface treatment and dislocations.// Appl. Surf. Science. –2004. – V. 234, № 1-4. P. 54.

Коллективные электронные колебания молекулы фуллерена C_{60}

В.Б. Гильденбург[1], ***В.А. Костин***[1], ***И.А. Павличенко***[2]

[1] Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: iapav@list.ru

Исследование динамической поляризуемости сферических плазменных оболочек в поле электромагнитной волны представляет интерес в связи с проблемами идентификации наблюдаемых оптических спектров рассеяния и поглощения молекул фуллеренов, проявляющих благодаря большому числу валентных (делокализованных) электронов колебательные свойства плазмоподобных объектов [1-2]. Родственный круг проблем возникает также в настоящее время при изучении свойств метаматериалов, построенных на базе оболочечных наноструктур (например, атомных кластеров, покрытых металлической оболочкой [3]). Несмотря на сравнительно большое число публикаций, посвященных расчетам спектров коллективных колебаний подобных объектов (и, в частности, молекулы C_{60}), их теория еще весьма далека до завершения, поскольку требует одновременного учета физических факторов, существенно усложняющих картину взаимодействия исследуемой наноплазмы с оптическим полем. К их числу относятся, в первую очередь, пространственная дисперсия, обусловленная тепловым движением электронов, и радиальная неоднородность электронной плотности в оболочке. В данной работе представлены результаты исследования резонансных свойств сферического слоя фермиевской (вырожденной) плазмы с размытыми границами. Расчеты проводились на основании гидродинамического подхода [4], модифицированного на основании более полного квантовомеханического описания. Рассмотренная модель позволяет рассчитать с достаточной точностью поляризуемость плазменных оболочек с плавным (в масштабе длины Томаса-Ферми) радиальным распределением электронной плотности. Для описания резонансных свойств фуллеренов полученные результаты применимы лишь качественно, однако в качестве первого шага в направлении построения более точной модели используемый подход на данном этапе исследования по-видимому можно считать оправданным.

Для расчета дипольного момента и сечения поглощения молекулы C_{60} получим уравнения, определяющие структуру поля в неоднородной вырожденной плазме. Рассмотрим радиально-неоднородную плазменную оболочку с распределением электронной плотности $N_0(r)$, создаваемым потенциалом $U(r)$, во внешнем переменном поле $\mathbf{E_0}\exp(-i\omega t)$. В рамках гидродинамического приближения коллективные движения электронов оболочки описываются следующей системой уравнений:

$$mN\left(\frac{d\mathbf{V}}{dt}+\nu\mathbf{V}\right)=-\nabla p+eN\mathbf{E}-eN\nabla U\ , \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dt}+\nabla\cdot(N\mathbf{V})=0\,, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{p}{N^{\gamma}}\right)=0\,. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{V}$ - скорость электронов, p - давление, $\mathbf{E}$ - напряженность поля в плазме, N – плотность электронов, e –заряд и m – масса электрона, ν - параметр диссипации, $\gamma=3$ - показатель адиабаты. Вводя малые возмущения давления p_1 ($p=p_0+p_1$, $p_0=mN_0V_F^2/5$ - невозмущенное давление, $V_F=\hbar/m(3\pi^2N_0)^{1/3}$ - скорость Ферми) и концентрации N_1 ($N=N_0+N_1$), после линеаризации системы уравнений (1) – (3), получаем материальное уравнение, связывающее в гармонических ($\sim \exp(-i\omega t)$) процессах комплексные амплитуды поляризуемости $\mathbf{P}$ и напряженности поля $\mathbf{E}$

$$\omega(\omega+i\nu)\mathbf{P}+\nabla\left(\frac{N_0^2}{m}\mathbf{P}\,\nabla\frac{p_0}{N_0^3}\right)=$$
$$=\frac{1}{4\pi}\left(\frac{3p_0}{mN_0}\nabla\mathbf{E}-\omega_p^2\,\mathbf{E}\right), \quad (4)$$

где $\omega_p=\sqrt{4\pi e^2N_0/m}$ - плазменная частота. Вместе с уравнениями квазистатического приближения

$$\nabla\times\mathbf{E}=0\,, \quad (5)$$
$$\nabla\cdot(\mathbf{E}+4\pi\mathbf{P})=0\,, \quad (6)$$

материальное уравнение (4) образует систему уравнений, определяющих структуру электрического поля во всем пространстве. Уравнение (4), вообще говоря, справедливо лишь в области концентраций ($N\approx N_c$, $N_c=m\omega^2/(4\pi e^2)$ – критическая концентрация) однако его можно уточнить, основываясь на известных результатах квантово-кинетической теории волн в однородной вырожденной плазме.

В случае однородной плазмы ($N_0(r)$ = const) система уравнений (4) – (6) переходит в два независимых уравнения для обычного (поперечного) $\mathbf{E}_t$ и плазменного (продольного) $\mathbf{E}_p$ полей

$$\mathbf{E}=\mathbf{E}_t+\mathbf{E}_p\,,\ \nabla\cdot\mathbf{E}_t=0\,,\ \Delta\mathbf{E}_p+k_p^2\mathbf{E}_p=0 \quad 7)$$

где k_p – плазменное волновое число, определяемое дисперсионным уравнением

$$k_p^2=\frac{5}{3}\frac{\omega^2-\omega_p^2}{V_F^2}\,. \quad (8)$$

С другой стороны, более точное дисперсионное уравнение может быть получено из условия равенства нулю продольной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\parallel}(\omega,k)$, определяемой на основании решения уравнения для матрицы плотности [5]. Анализ показывает, что дисперсионное уравнение, получа-

емое из условия $\varepsilon_{\parallel}(\omega,k)=0$, в широкой области параметров (N/N_c >0.2, $\omega \sim \omega_a = me^4/\hbar^3$), оказывается близким к уравнению (8), получаемому на основе гидродинамического описания, если заменить в последнем локальную фермиевскую скорость $V_F(r) = \hbar/m\,(3\pi^2 N_0(r))^{(1/3)}$ ее значением при $N_0=N_c$.

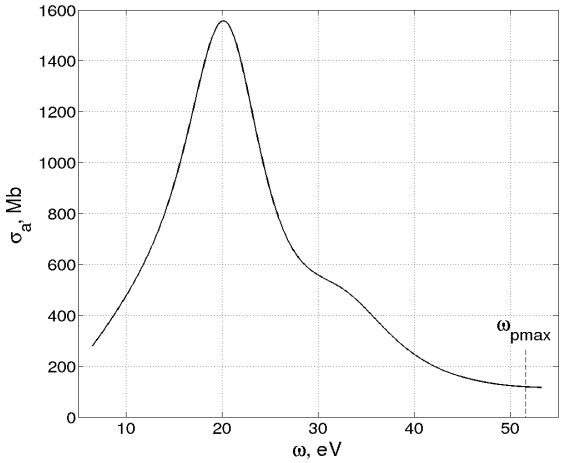


Рис. 1. Частотная зависимость сечения поглощения молекулы C_{60} ($\nu/\omega_{p\max} = 0.1$)

На основании численного интегрирования модифицированных таким образом уравнений (4) - (6), определяющих структуру поля в неоднородной плазме, были рассчитаны частотные зависимости дипольного момента и сечения поглощения молекулы C_{60} при различных аппроксимациях радиального профиля электронной плотности [1,6]. Полученные резонансные кривые имеют ярко выраженный максимум на частоте меридиональных колебаний ω_s, составляющей около половины максимальной плазменной частоты $\omega_{p\max}$ (для оболочки с толщиной, много большей длины Томаса-Ферми, этот максимум соответствует резонансу низкочастотного поверхностного плазмона). Правый склон резонансных кривых значительно уширен (или на нем возникает дополнительный слабый максимум) вследствие возбуждения радиальных колебаний на частоте близкой к $\omega_{p\max}$ («объемный» плазмон [2,8]).

Необходимо отметить, что ввиду сильной пространственной дисперсии и неоднородности радиального профиля плазмы коллективные электронные возбуждения молекулы C_{60} не могут классифицироваться как «поверхностные» и «объемные» плазмоны (поскольку пространственный заряд в объеме плазмы во всех случаях велик). Различия между ними определяются в основном их частотой и преимущественным направлением (меридиональным или радиальным) электронного тока.

Положение основного максимума и полученная форма резонансной кривой согласуются с данными экспериментов и расчетов на основании эмпирических формул [2,7,8], что иллюстрируется представленной на рис. 1 частотной зависимостью сечения поглощения, рассчитанного для оболочки с невозмущенным распределением электронной плотности $N_0(r)$, приведенным в работе [6], при значении параметра диссипации $\nu/\omega_{p\max} = 0.1$.

Работа выполнена при поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы и грантов РФФИ.

1. Östling, D. Collective resonances of the C_{60} molecule: effects of electron-density profile / D Östling, S P Apell, G Mukhopadhyay and A Rosén // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1996. V.29. P. 5115 - 5125.

2. Scully, S.W.J / Photoexcitation of a Volume Plasmon in C_{60} Ions / S. W. J. Scully*, E. D. Emmons, M. F. Gharaibeh, and R. A. Phaneuf et. al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V.94. P. 065503 - 065507.

3. Höflich, K. Are Volume Plasmons Excitable by Classical Light? / K. Höflich U. Gösele, and S. Christiansen. // Phys. Rev. Lett. 2009. V.103. P.087404 - 087408

4. Gildenburg, V.B. Resonances of surface and volume plasmons in atomic clusters / V.B. Gildenburg, V.A. Kostyn, I.A. Pavlichenko // Phys. Plas. 2011. V 18. P. 092101 - 092107

5. Лифшиц, Е.М. Физическая кинетика / Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. – М. : Физматлит, 2006г. – 204 с

6. Ivanov V.K. Photoionization cross sections of the fullerenes C_{20} and C_{60} calculated in a simple spherical model / V. K. Ivanov, G.Yu. Kashenock, R.G. Polozkov // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 2001. V. 34. P. L669 – L677

7. Yagi, H. Photoabsorption cross section of C_{60} thin films from the visible to vacuum ultraviolet / H . Yagi, K. Nakajima, K.R. Koswattage et al. // Carbon. 2009. V. 47. P. 1152 – 1157.

8. Verkhotsev, A.V. Interplay of the volume and surface plasmons in the electron energy loss spectra of C60 // A.V. Verkhotsev, A.V. Korol, A.V. Solov'yov, P. Bolognesi, A. Ruocco, and L. Avali. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2012. V.45. P. 141002 – 141009.

Исследование гетероструктур с комбинированным слоем КТ/КЯ In(Ga)As/GaAs и дельта-слоем Mn

Е.Д. Павлова, А.П. Горшков, А.И. Бобров, Н. В. Малехонова, Б.Н. Звонков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород

e-mail: *KatrinaOnli@rambler.ru*

Одной из актуальных проблем спинтроники является поиск новых материалов, обладающих свойствами как ферромагнетиков, так и полупроводников. Такие магнитные полупроводники могут быть получены путем легирования атомами магнитного материала, например Mn, немагнитных полупроводников. Дельта-легирование Mn гетероструктур A3B5 с квантовыми ямами (КЯ) представляет значительный интерес для изготовления приборов спинтроники, например спинового светоизлучающего диода (ССИД) [1]. Особенностью указанного способа легирования является пространственное разделение носителей заряда в КЯ и ионов Mn в барьере. В таких структурах наблюдалась сравнительно высокая интенсивность циркулярно-поляризованной электролюминесценции, свидетельствующая о спиновой поляризации неравновестных носителей в КЯ [2]. Важной проблемой при формировании высокоэффективного ССИД является дефектообразование, сопровождающее технологические этапы его создания. Для изготовления ССИД-структур типа In(Ga)As/GaAs, легированных дельта-слоями Mn в НИФТИ ННГУ был разработан комбинированный метод газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений при атмосферном давлении водорода (ГФЭ МОС) и лазерного осаждения (ЛО). Характерное для ЛО понижение температуры роста с 600 до 400˚С позволяет существенно уменьшить диффузионное размытие Mn [3]. Однако недостатком ЛО является высокая энергия частиц осаждаемого вещества, в связи с чем слои сформированные лазерным осаждением, являются кристаллически-несовершенными и могут вносить дефекты в структуру. Структурные дефекты являются не только центрами спинового рассеяния [4], но и центрами безызлучательной рекомбинации и, следовательно, уменьшают не только степень циркулярной поляризации, но и приводят к существенному падению интенсивности электролюминесцентного излучения. Поэтому в связи с созданием спинтронных устройств, важен анализ структурного совершенства активных областей приборов и диагностика оптоэлектронных свойств квантово-размерных гетеослоев.

Целью данной работы являлась диагностика оптоэлектронных и структурных свойств гетероструктур с комбинированным слоем КТ/КЯ In(Ga)As/GaAs и дельта-слоем Mn методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и фотоэлектрической спектроскопии.

Структуры были изготовлены с помощью двухступенчатого метода эпитаксиального выращивания. На первом этапе на подложках n^+-GaAs (001) методом ГФЭ МОС при температуре 600^0C выращивались следующие слои: буферный слой GaAs толщиной 0.5 мкм, квантовая яма $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ шириной 10 нм, спейсерный слой GaAs толщиной 50 нм. Затем при температуре 500 ^{0}C выращивались квантовые точки InAs, которые заращивались тонким спейсерным слоем GaAs толщиной 10 нм. На следующей стадии дельта-слой Mn и покровный слой GaAs толщиной 20 нм были выращены при температуре 400 ^{0}C посредством лазерного распыления мишеней Mn и GaAs соответственно находящихся в холодной зоне реактора ГФЭ МОС. Понижение температуры при лазерном осаждении слоев применялось для уменьшения диффузионного размытия дельта-слоя. В структуре без дельта-слоя Mn покровный слой GaAs толщиной 30 нм выращивался методом ГФЭ МОС при температуре 500 ^{0}C.

Структурные исследования осуществлялись с помощью метода ПЭМ на поперечном срезе. Подготовка структур для ПЭМ исследования осуществлялась по стандартной технологии Gatan, описанной в [5] с использованием финишного распыления ионами Ar. Структурные данные об объектах были получены на просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F, работающем при ускоряющем напряжении 200 кэВ.

Для диагностики оптоэлектронных свойств структур использовался метод фотоэлектрической спектроскопии. Исследовались спектры фотоэдс на контакте полупроводник/электролит (ФПЭ) [6].

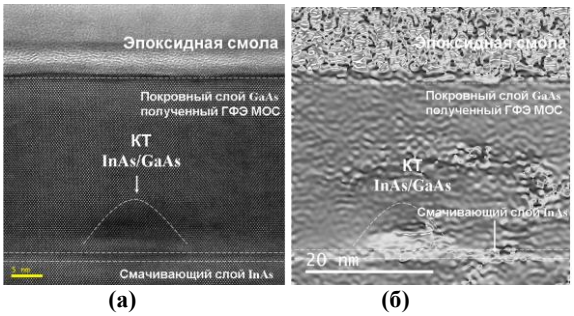
На рис. 1а и рис. 2а представлены снимки высокого разрешения исследуемых образцов в области смачивающего слоя InAs и покровного слоя GaAs. Для выявления искажений кристаллической решетки на границе раздела спейсерный слой GaAs/ дельта-слой Mn/ низкотемпературный покровный слой GaAs проведена цифровая обработка ПЭМ-изображений методом геометрической фазы.

Метод геометрической фазы оперирует в обратном пространстве, и анализируют сдвиг фазы пространственной частоты, выражая через него искажения решетки. Первым этапом анализа является получение снимков высокого разрешения на границе раздела слоев, а затем соответствующего фурье-преобразования с помощью стандартного пакета программы Digital Micrograph. При наличии вариаций периодов решетки коэффициенты Фурье являются функцией координаты. Эта функция в обратном пространстве представлена распределением интенсивности вокруг соответствующего рефлекса и может быть получена обратным

преобразованием Фурье области вокруг него. Таким образом, возможно, получение поля фазовых сдвигов, которое можно интерпретировать как локальную вариацию параметра решетки. Подробней метод геометрических фаз описан в работах Хитча [7].

На рис. 1б и рис. 2б представлены изображения, иллюстрирующие карту распределения полей упругих деформаций в структурах без дельта-слоя Mn и с дельта-слоем. На изображениях виден упруго-напряженный смачивающий слой InAs, а также сама квантовая точка InAs (рис. 1б). На карте полей упругих деформаций для структуры с дельта-слоем Mn (рис. 2б) видно, что покровный слой GaAs выращенный низкотемпературным методом ЛО, характеризуется наличием локальных флуктуаций межплоскостных расстояний. Покровный слой, полученный методом ГФЭ МОС в структуре без дельта-слоя Mn (рис. 1б), отличается значительно большим структурным совершенством. Анализ ПЭМ изображений в обеих структурах не выявил в них наличие дислокаций в покровном слое и дельта-слое, т.е. такие слои можно считать свободными от линейных дефектов. Наличие структурных неоднородностей в низкотемпературном покровном слое и дельта-слое Mn вероятно может объясняться высокой концентрацией в них точечных дефектов. Эти точечные дефекты, учитывая сравнительно высокую температуру выращивания слоя 400 ^{0}C и малую толщину спейсера (10 нм), могут проникать в слой КТ, создавая в них эффективные центры безызлучательной рекомбинации.

На рис. 3 представлены спектры ФПЭ структур с комбинированным слоем КТ/КЯ с дельта-слоем и без дельта-слоя Mn. На обоих спектрах наблюдаются одинаково ярко выраженные экситонные пики на краю полосы фоточувствительности от КЯ при энергии 1.2 эВ. Особенности на спектрах при энергиях 0.93 и 1 эВ, связанны с поглощением излучения в основном и в первом возбужденном состоянии КТ. Встраивание дельта–слоя Mn приводит к спаду фоточувствительности от КТ. Это свидетельствует об усилении скорости рекомбинации в КТ и таким образом подтверждает предположение о проникновении дефектов из покровного слоя и дельта-слоя Mn в слой КТ.

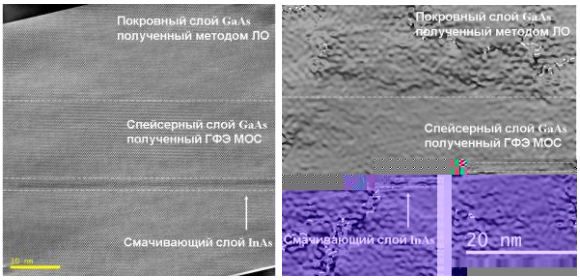


(а) **(б)**

Рис. 1. а) ПЭМ-снимок поперечного сечения структуры с КТ/КЯ без дельта-слоя Mn в области смачивающего слоя InAs и покровного слоя GaAs полученного ГФЭ МОС б) карта распределения полей упругих деформаций

Отсутствие влияния дефектообразования на фоточувствительность от КЯ объясняется тем, что, во-первых, КЯ находится дальше от дельта-слоя Mn чем слой КТ, во вторых, возможностью задержки распространения дефектов в глубь структуры упруго-напряженным смачивающим слоем КТ, а также тем что высота эмиссионного барьера для электронов в КЯ меньше чем для КТ.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (соглашение с Министерством образования и науки № 14.B37.21.1945)



(а) **(б)**

Рис. 2. а) ПЭМ-снимок поперечного сечения структуры с КТ/КЯ и дельта-слоя Mn в области смачивающего слоя InAs и покровного слоя GaAs полученного методом ЛО б) карта распределения полей упругих деформаций

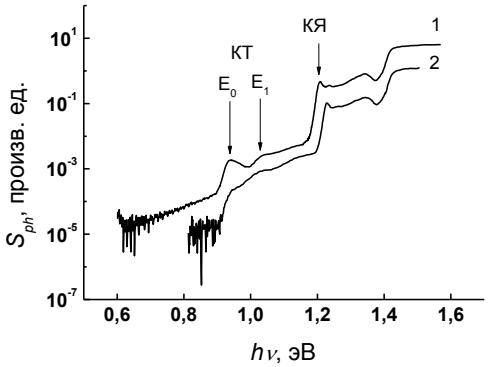


Рис. 3. Спектры ФПЭ, 300 К: 1– структура с комбинированным слоем КТ/КЯ, 2– структура с комбинированным слоем КТ/КЯ и дельта слоем Mn

1. Dorokhin M.V., Danilov Yu.A., Demina P.B. et. al. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 245110.

2. H. Nemec, A. Pashkin, P. Kuhel, M. Khazan, S. Schnoll, I. Wilke// J. Appl. Phys. 2001. V. 90 P. 1303.

3. Ю.В. Васильева и др.// ФТП. 2005. Т. 39. № 1. С. 87.

4. М.В. Дорохин, С.В. Зайцев, А.С. Бричкин и др // ФТТ, 2010, Т. 52, № 11. С. 2147

5. User's Guide: Precision Ion Polishing System, Gatan inc.- revision 3 - 11.1998 - 118 p.

6. Karpovich I.A., Levichev S.B., Gorshkov A.P. et al. // Nanotechnology. 2002. V. 13. P. 445–450.

7. Hytch M.J.. Gandais M. // Phil. Mag. A. 1995. V. 72. P. 619

Особенности электронной литографии для бескаталитического роста нитевидных нанокристаллов

В.А. Петров[1], ***И.П. Сошников***[1,2,3], ***Г.Э. Цырлин***[1,2,3], ***Е.М. Танклевская***[2], ***В. Дьяконов***[4]

[1] Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, Санкт-Петербург

[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

[3] Институт Аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург

[4] Experimental Physics VI University of Würzburg Am Hubland, Würzburg

v.petrov.nano@gmail.com

Создание наноразмерных полупроводниковых структур с помощью бескаталитического роста нитевидных нанокристаллов является важным и актуальным направлением в современной физике и технологии, что обусловлено перспективами применения в опто- и микроэлектронных устройствах. В работах различных исследователей показана возможность бескаталитического роста нитевидных нанокристаллов с использованием масочных покрытий SiO_2 и/или Al_2O_3 [1-2]. Отметим, что указанный подход позволяет в перспективе создавать упорядоченные наноструктуры. Однако методика создания таких масок в настоящее время разработана слабо. Поэтому в представленной работе проводятся исследования, направленные на решение указанной проблемы.

В работе рассматриваются два варианта технологии формирования масок SiO_2 методами электронной литографии и осаждения магнетронным распылением, основанные на позитивном и негативном процессах литографии.

При использовании позитивной литографии на подложку Si(111) наносился слой SiO_2 методом магнетронного распыления и слой электронного резиста ПММА 950R методом центрифугирования. В результате электронно-литографического процесса в резисте создавались упорядоченные окна диаметром 50-100 нм, через которые проводилось травление слоя SiO_2. После формирования окон в слое SiO_2 полимер удалялся. В результате проведенных исследований определены характерные параметры процесса: экспозиция, энергия электронов, толщина резиста и др. Проведено сравнение результатов литографии со слоем SiO_2 и без такового. Показано, что увеличение размеров объектов связано с эффектами заряда поверхности.

При негативной литографии на поверхность подложки Si(111) наносился слой фуллерена C_{60}. После экспонирования и проявления в толуоле осаждался слой SiO_2 методом магнетронного распыления. В результате «взрывного» процесса (lift off) в слое SiO_2 формировались окна диаметром до 40 нм. Изучены основные закономерности процесса и определены оптимальные параметры экспонирования и проявления. Показано, что использование негативного процесса литографии требует дополнительных процедур для очистки поверхности образца для дальнейшего роста нитевидных нанокристаллов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (контракты № 02.740.11.0383, 16.740.11.0019 и 14.740.11.0592, 13.G25.31.0054), научных программ президиума РАН, грантов РФФИ и программ FP7 SOBONA и FUNPROB.

1. Noborisaka J., Motohisa J. and Fukui T.. Catalyst-free growth of GaAs nanowires by selective-area metalorganic vapor-phase epitaxy. // Appl. Phys. Lett., **86** (21), 213102 (2005).

2. Wang Y.D., Zang K.Y., Chua S.J., and Fonstad C.G.. Catalyst-free growth of uniform ZnO nanowire arrays on prepatterned substrate. // Appl. Phys. Lett., **89**, 263116 (2006).

Анализ закономерностей начальных стадий молекулярно-лучевой гетероэпитаксии кремния на сапфире

Д.А. Павлов, А.П. Шиляев, Н.О. Кривулин, А.И. Бобров, А.В. Пирогов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: pirogov@phys.unn.ru

Совершенство структур кремний на сапфире (КНС), на которых формируются радиационно-стойкие интегральные микросхемы, является обязательным условием стабильной и правильной работы последних. Наиболее перспективным методом получения совершенных ультратонких слоев КНС является молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ). Для совершенствования данной методики и создания слоев КНС приборного качества, необходимо детальное изучение процессов роста. На начальных стадиях гетероэпитаксии кремния на сапфире экспериментально обнаружено образование наноостровков двух форм: куполообразных и в форме усеченного купола, а на более поздних стадиях островки начинают вытягиваться в одном из латеральных измерений. Возник вопрос о причинах такого поведения гетероэпитаксиальной системы.

Целью данной работы было установление физических закономерностей роста островков кремния на сапфире на начальных стадиях молекулярно-лучевой гетероэпитаксии.

Слои кремния на сапфире изготавливались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Температуры роста 550 – 750°C, время роста 15 – 120 с. Методика получения образцов описана в работе [1].

Морфология поверхности исследовалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) при помощи сканирующего зондового микроскопа Solver Pro (производство фирмы NT-MDT, Зеленоград). Исследования проводились в контактном и полуконтактном режимах АСМ с помощью зондов CSG10 и вискеров NCS05-20°.

Подготовка образцов для ПЭМ осуществлялась при помощи специальной оснастки фирмы Gatan (США).

Исследование поперечного среза осуществлялось при помощи просвечивающего электронного микроскопа JEM-2100F (производство фирмы JEOL, Япония).

В работе предложена модель, объясняющая нестабильность формы островков и их переход от изотропии к анизотропии формы [2]. Выражение (1) показывает полученную зависимость критического размера островка, при котором происходит данный переход:

$$D_c = e^2 \Theta h \exp(-\Gamma_1/\Lambda h), \qquad (1)$$

где $D=(ab)^{1/2}$ – эффективный диаметр островка, a и b – латеральные размеры, h – высота, $\Lambda = f^2(1-\nu)/\pi\mu$, μ – деформация сдвига, ν – коэффициент Пуассона, $\Theta = e^{\beta-3/2}\cot\theta$, $f=(\sigma_a+\sigma_b)/2$ – монополь эластичных сил, приложенных к периметру островка для гетероэпитаксиальной системы, σ_a и σ_b - xx и yy компоненты двухмерного тензора напряжений, $\Gamma_1=(u_i+u_s)\cot\theta - 2u_i\csc\theta$, здесь u_s, u_i – поверхностная энергия подложки (на единицу площади) и островка соответственно.

На рис. 1 показана топограмма образца КНС, выращенного при температуре 750°C в течение 2 минут. Цифрами «1» и «2» обозначены анизотропный (вытянутый в одном из измерений) и изотропный (симметричный) островки соответственно.

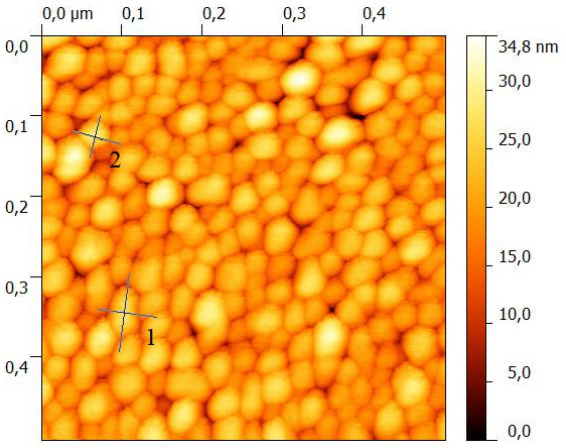


Рис. 1. Топограмма образца КНС, выращенного при 750°C в течение 2 мин.

Также измерена высота и эффективный диаметр еще нескольких изотропных и анизотропных по форме островков. Полученные данные находятся в согласии с теоретической моделью, т.е. каждый тип островков располагается в своей области графика зависимости, описываемой выражением (1) (рис. 2).

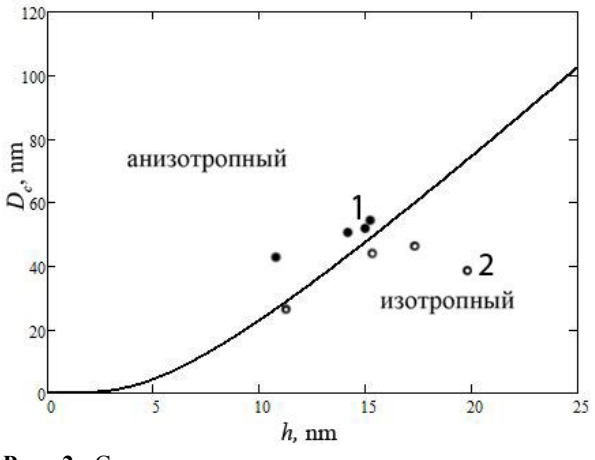


Рис. 2. Сопоставление экспериментальных данных с моделью (° - изотропные островки, • - анизотропные островки)

Таким образом, построенная теоретическая модель способна описать переход от изотропии к анизотропии формы островков.

ПЭМ-исследования показывают, что куполообразные островки КНС достигая высоты примерно 8 нм, начинают преимущественно расти в латеральных размерах и приобретают форму усеченного купола. Данные о форме и размерах островков, полученные посредством ПЭМ коррелируют с АСМ данными.

Исследования в режиме Nano Beam Diffraction (NBE) указывают на наличие напряжений у основания островка и их постепенный спад к вершине.

После уточнения формы и выявления спада напряжений от основания к вершине островка, предложена следующая теоретическая модель, где форму островов мы можем аппроксимировать сегментом сферы радиуса *R*. Полученные зависимости эффективного диаметра островка от высоты в случае, когда напряжения в островках кремния спадают по линейному закону представлено в выражении (2), а по экспоненциальному закону в выражении (3).

$$d = \sqrt{3h^2 + \frac{24u_{si}}{\Lambda k}}\,h, \qquad (2)$$

$$d = \sqrt{12h^2\,\frac{A}{B} - \frac{8u_{si}}{\Lambda B}}\,h, \qquad (3)$$

где d и h – диаметр и высота островка, $A=2(1-e^{-k})/k^3-(1+e^{-k})/k^2$, $B=(1-e^{-k})/4k^2-1/4k$, k – подгоночный коэффициент, u_{si} – поверхностная энергия кремния.

На рис. 3 построены зависимости диаметра островков кремния от высоты в случае линейного спада напряжений (сплошная линия) и экспоненциального спада напряжений (штриховая линия), а точками указаны практические соотношения средних геометрических размеров для серии образцов, полученных при температурах роста 650°C и 550°C соответственно. Время роста соответствующее средним размерам островков 15 с, 30 с, 60 с, 120 с. Опытным путем установлено, что при подгоночном коэффициенте к=1.1, теоретическая прямая в случае экспоненциального спада напряжений наиболее правильно описывает зависимость высоты от латерального размера островков на начальных стадиях МЛЭ КНС.

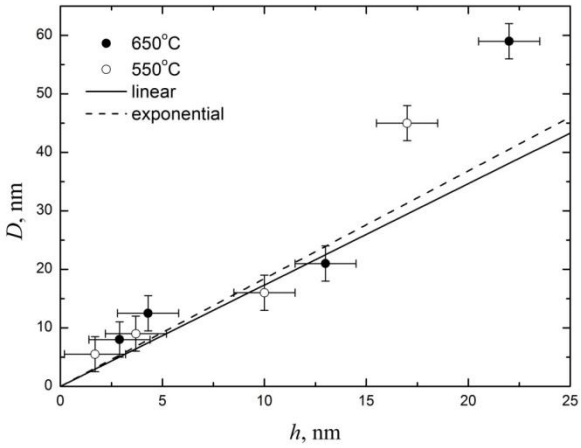


Рис. 3. Зависимость диаметра островков от высоты при температурах роста 550°C и 650°C в случае линейного и экспоненциального спада напряжений

Как видно из рисунка, зависимость диаметра от высоты близка к линейной, но при больших размерах островков наблюдается значительное расхождение с экспериментальными данными вследствие процесса коалесценции, который не учитывается моделью.

В ходе работы было произведено исследование формы островков методами АСМ и ПЭМ, предложена модель, объясняющая нестабильность формы островков и их переход от изотропии к анизотропии формы, а также описывающая эволюцию средних геометрических размеров островков с увеличением времени роста.

Выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-31686 мол_а).

1. Молекулярно-лучевое осаждение сверхтонких слоѐв кремния на сапфире/ П.А. Шиляев, Д.А. Павлов, Е.В. Коротков, М.В. Треушников // Материалы электронной техники. 2008. №2. С. 62-66.

2. Анализ морфологии трехмерных островков, формирующихся на начальных стадиях гетероэпитаксии кремния на сапфире/ Д.А. Павлов, П.А. Шиляев, Е.В. Коротков, А.В. Пирогов // Вестник ННГУ. 2011. №1. С. 41-46.

ИК-спектроскопия внутризонного поглощения в гетероструктурах AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами

С.М. Планкина[1], ***А.А. Ковалев***[1], ***Н.В. Байдусь***[2], ***А.А. Бирюков***[2], ***О.В. Вихрова***[2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[2] Научно-исследовательский Физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: plankina@phys.unn.ru

Гетероструктуры с множественными квантовыми ямами (КЯ) на основе полупроводников A^3B^5 могут быть использованы для создания фотоприемников дальнего ИК-диапазона [1]. Целью данной работы было выяснение возможности применения спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) и пропускания под углом Брюстера для исследования внутризонного поглощения в КЯ GaAs/AlGaAs и проведения экспресс-диагностики приборных гетероструктур.

Основными преимуществами спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения (attenuated total reflection - ATR) для экспресс-диагностики приборных гетероструктур в среднем ИК-диапазоне является возможность изучения поверхностных эффектов из-за небольшой глубины проникновения ИК-излучения в образец. Метод удобен отсутствием интерференции, что важно при исследовании многослойных структур, и тем, что спектр отражения близок к спектру поглощения, а положения максимумов полос близки или почти точно совпадают [2, 3, 4].

Гетероструктуры с множественными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на установке AIX-200RF. На полуизолирующей подложке при температуре T=750°C был сформирован нелегированный буферный слой GaAs, затем 50 периодов квантовых ям GaAs толщиной 8 нм и барьерных слоев $Al_xGa_{1-x}As$ (x=22-23%) толщиной 60 нм. Толщина покровного слоя нелегированного GaAs составляла 600 нм. Дельта-легирование квантовых ям проводилось кремнием с поверхностной концентрацией 10^{12}см$^{-2}$. Для уверенного определения энергии внутризонных (межуровневых) переходов, кроме структур с легированными квантовыми ямами, в которых уровни размерного квантования заполнены и возможно внутризонное поглощение, выращивались контрольные структуры, в которых ямы не легированы и поглощения нет. В соответствии с расчетами, внутризонное поглощение в легированных структурах должно наблюдаться вблизи λ=10 мкм (0,124 эВ).

Исследования спектров пропускания и нарушенного полного внутреннего поглощения проводились на Фурье-спектрометре FTS 7000 фирмы Digilab (США). В связи с тем, что оптическая ионизация квантовых ям может вызываться лишь поляризованным по нормали светом, спектры пропускания исследовались с применением поляризатора под углами падения, близкими к углу Брюстера (73°).

На полученных с использованием s-поляризованного света спектрах пропускания структур AlGaAs/GaAs с легированными и нелегированными КЯ никаких особенностей вблизи 10 мкм не обнаружено. При использовании p-поляризованного света ситуация иная: на спектрах структуры с легированными КЯ вблизи 10 мкм наблюдается полоса поглощения (кривая 1 на рис. 1), на спектрах структуры с нелегированными КЯ такой полосы нет (кривая 2). Таким образом, в структуре AlGaAs/GaAs с множественными легированными квантовыми ямами удалось обнаружить внутризонное поглощение, хотя и небольшой величины (около 1%).

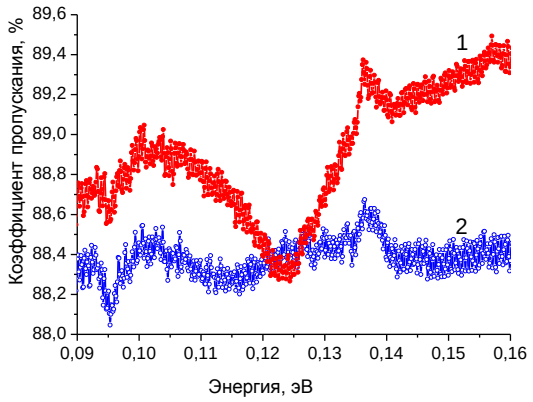


Рис. 1. Спектры пропускания под углом ~73°, p-поляризация света: 1 - структура с легированными КЯ, 2 – структура с нелегированными КЯ

Спектроскопия нарушенного полного внутреннего отражения проводилась с применением приставки MIRacle™ на основе призмы KRS-5 с постоянным углом падения 45° и показателем преломления n=2,4. Применение спектроскопии НПВО для исследования материалов с большими, чем у призмы показателями преломления (n=3,3 для GaAs), было спорным, поскольку условия полного внутреннего отражения в данном случае не выполняются. Однако примеры удачного использования данного метода для исследования ИК-поглощения при аналогичных условиях на границе призма - образец имеются [5].

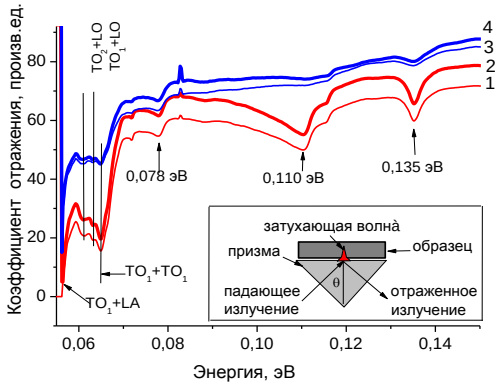


Рис. 2. Спектры нарушенного полного внутреннего отражения структуры с нелегированными КЯ (1,3) и структуры с легированными КЯ (2,4). Получено с использованием s-поляризованного (1,2) и p-поляризованного света (3,4). Вставка иллюстрирует геометрию НПВО

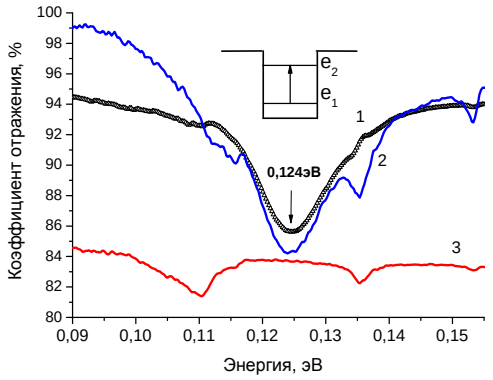


Рис. 3. Спектры нарушенного полного внутреннего отражения структуры с легированными КЯ, полученные с применением неполяризованного (1), p-поляризованного (2) и s-поляризованного (3) излучения.

Второй трудностью была интерпретация полученных зависимостей. На рисунке 2 представлены спектры НПВО структур с легированными и нелегированными КЯ, полученные с использованием света различной поляризации. На спектре наблюдается целый ряд особенностей, и для их интерпретации в аналогичных условиях измерены спектры НПВО подложек i-GaAs, которые здесь не приводятся. На рис. 2 обозначены полосы поглощения, которые повторяются и на спектрах подложки, и на спектрах структур. В рамках данных тезисов их природа обсуждаться не будет. Но поскольку многие особенности по положению совпадают с известными полосами многофононного поглощения в GaAs [6, 7], делаем вывод, что искажения спектра из-за отсутствия полного отражения не наблюдается.

Чтобы выделить полосы внутризонного поглощения, спектр структуры с нелегированными КЯ использовался в качестве опорного (фонового) для исследования спектров структуры с легированными КЯ. Результаты приведены на рисунке 3.

В случае использования неполяризованного и p-поляризованного излучения (кривые 1 и 2 соответственно) при энергии 0,124 эВ выявляется связанная с внутризонным поглощением особенность, которой нет на спектрах, полученных при использовании s-поляризованного излучения (кривая 3). Величина поглощения составляет около 8%. Ширина полосы внутризонного поглощения на полувысоте около 0,01эВ и $\Delta\lambda/\lambda \approx 9$ %, что по данным [1] соответствует переходам между уровнями ($e_1 \rightarrow e_2$). Причина различия величины внутризонного поглощения на спектрах пропускания (1%) и НПВО (8%) пока не выяснена.

Следует признать, что применение стандартной методики измерения ИК-пропускания гетероструктур оказывается крайне неэффективным, поскольку толщина слоя квантовых ям и барьеров (50 периодов - 3,4 мкм) мала по сравнению с толщиной подложки. На спектрах НПВО отношение сигнал/шум на 2-3 порядка лучше, и полоса внутризонного поглощения при энергии 0,124 эВ выявляется более отчетливо.

Таким образом, проведенные исследования показали возможность применения спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения и пропускания под углом Брюстера для исследования внутризонного поглощения в КЯ GaAs/AlGaAs. Однако для уверенной диагностики желательно применение контрольных структур с нелегированными КЯ.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект 10-02-00501а).

1. Levine B.F. Quantum-well infrared detectors / B.F. Levine // J. Appl. Phys. 1993. V. 8, 74. P. R1-R81.

2. Золотарев В.М. Методы исследования материалов фотоники / В. М. Золотарев СПб.: СПбГУ ИТМО, 2008. 275 с.

3. Харрик Н. Спектроскопия внутреннего отражения / Н. Харрик // пер. с англ. под ред. В. А. Никитина. М.: Мир, 1970. 335 с.

4. Far-infrared spectroscopy of phonons and plasmons in semiconductor superlattices / T. Dumelow, T.J. Parker, S.R.P. Smith and D.R. Tilley // Surface Science Reports. 1993, V.17, P. 151-212.

5. Инфракрасная спектроскопия кремниевых сращенных пластин / А. Г. Милехин, C. Himcinschi, M. Friedrich, K Hiller, M. Wiemer, T. Gessner, S. Schulze, D. R. T. Zahn // Физика и техника полупроводников. 2006. Т. 40, вып. 11. С. 1338–1347.

6. Feng Z.S. Compositional dependence of optical phonon frequencies in $Al_xGa_{1-x}As$ / Z.S. Feng, S. Perkowits // Phys. Rev. B. 1993. V.47. № 20. P. 13466-13470.

7. Characterization and modeling of the infrared properties of GaP and GaAs / Michael E. Thomas, David W. Blodgett, Daniel V. Hahn and Simon G. Kaplan // Proceedings of SPIE 2003. Vol. 5078, P. 159-168.

Оптические исследования экситонных состояний в одиночных квантовых точках GaAs, внедренных в квантовые проволоки AlGaAs

А.В. Платонов[1,3], ***В.П. Кочерешко***[1,3], ***В.Н. Кац***[1,3], ***Г.Э. Цырлин***[1], ***А.Д. Буравлев***[1], ***Ю.Б. Самсоненко***[1], ***L. Besombes***[2], ***H. Mariette***[2]

[1] ФТИ им.А.Ф. Иоффе, Санк-Петербург
[2] CEA-CNRS group "Nanophysique et Semiconducteurs", CEA, INAC, SP2M, and Institut Néel, Grenoble, Франция
[3] Лаборатория оптики спина, НИИФ им. А.Ф.Фока, Санкт-Петербург, Петродворец

e-mail: alexei.platonov@mail.ioffe.ru

Технология молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием катализатора (металлических капель на поверхности), разработанная за последние несколько лет, позволяет создавать квантовые проволоки длиной до 10 мкм и диаметром 30-200 нм. В процессе роста таких проволок оказывается возможным варьировать состав, что приводит возможности формированию квантовых точек КТ (дисков), встроенных внутрь проволоки (вставка на рис.1). Такие объекты обладают рядом уникальных свойств, трудно реализуемых в других подходах. Во-первых, данный подход позволяет создавать КТ с известной формой и точно задаваемым размером, а значит, положение энергетических уровней в КТ оказывается хорошо контролируемым [1]. Во-вторых, расстояние между несколькими КТ внутри одной проволоки, так же контролируемо, что позволяет создавать цепочку (две и более) КТ с заданным уровнем туннельной связи между состояниями в соседних КТ. В-третьих, поскольку сама проволока имеет макроскопическую длину, оказывается возможным создание контактов, что позволяет осуществить токовую накачку одиночной точки. Это делает данную систему крайне перспективной как для фундаментальных, так и прикладных исследований.

В данной работе мы провели детальное изучение оптических свойств КТ GaAs, внедренных в квантовые проволоки AlGaAs, используя метод микро-ФЛ. Нам удалось измерить спектры возбуждения фотолюминесценции одиночной КТ (рис.1), в которых наблюдается до семи возбужденных уровней и построить модель, описывающую спектр возбужденных состояний экситона в зависимости от размеров КТ. Отметим, что сама возможность измерения спектра возбуждения ФЛ от одиночной КТ является уникальным свойством данной системы. В обычных КТ, выращенных, например, методом Странского-Крастанова, этого сделать, по разным причинам, не удается. Также были исследованы поляризационные свойства излучения экситонов в данной системе, в том числе в магнитном поле. Нам был обнаружен эффект линейной поляризации ФЛ для света распространяющегося вдоль оси роста нанопроволоки (рис.2). Этот эффект оказывается общим для всех исследованных структур. Эффект состоит в том что, сигнал ФЛ оказывается линейно поляризованным в плоскости (111), вдоль осей [110] и [1-12]. При этом величина степени поляризации достигает 50%. Наблюдение данного эффекта, крайне удивительно, поскольку ось роста [111] имеет высокую симметрию C_{6v} и сложно представить механизм, понижающий эту симметрию до C_{2v}, необходимую для проявления оптической анизотропии. В работе будут обсуждены возможные механизмы, объясняющие данный эффект.

1. Kats V.N., Kochereshko V.P., Platonov A.V., at al. Semicond. Sci. Technol., v.**27**, 1, #015009 (2012)

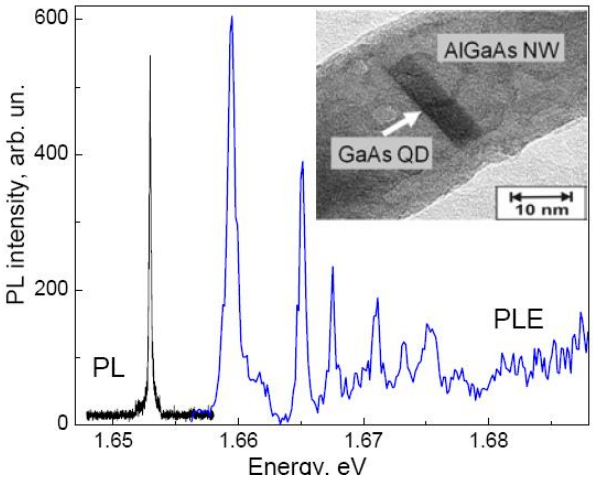


Рис. 1 Спектры ФЛ и возбуждения ФЛ от одиночной КТ. На вставке: ПЭМ изображение одиночной КТ GaAs в нанопроволоке AlGaAs

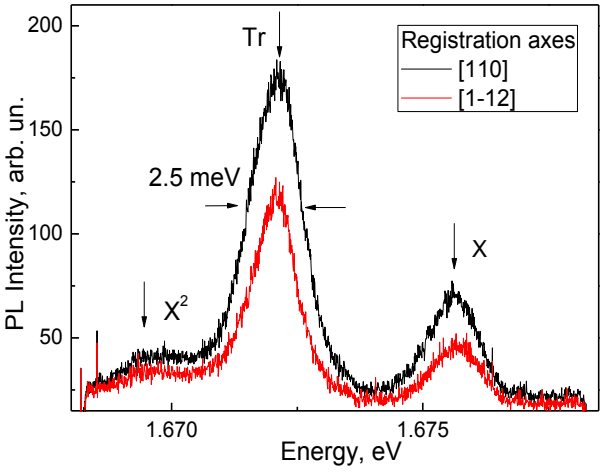


Рис.2 Поляризация излучения одиночной КТ для света, распространяющегося вдоль оси [111]

Модулированное поле накачки как эффективное средство управления усилением терагерцевого излучения полупроводниковой сверхрешёткой

О.Д. Позднякова[1], ***А.В. Шорохов***[1], ***K.N. Alekseev***[2], ***T. Hyart***[3]

[1] Институт физики и химии, Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск
[2] Department of Physics, Loughborough University, United Kingdom
[3]Institut fur Theoretische Physik, Universitat Leipzig, Germany

e-mail: pozdn-olesya@yandex.ru

Полупроводниковая сверхрешетка является перспективным материалом для использования в качестве рабочей среды компактного усилителя (детектора) терагерцевого (ТГц) излучения, работающего при комнатных температурах [1]. Еще в 1970 году Эсаки и Тсу теоретически показали, что, если к полупроводниковой сверхрешетке приложить сильное постоянное поле, то в условиях отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) возможно усиление слабого ТГц излучения [2]. Но в условиях ОДП формируются электрические нестабильности, ведущие к формированию низко- и высокочастотных доменов внутри наноструктуры в режиме генерации. Возникающие нестабильности подавляют усиление ТГц излучения, в результате чего получить усиление по схеме Эсаки и Тсу нельзя [3], поэтому были предложены другие способы усиления ТГц излучения с помощью полупроводниковой сверхрешетки: в частности, вместо постоянного поля было предложено использовать переменное поле накачки [4-9]. Для данной схемы теоретически была предсказана возможность усиления слабого ТГц излучения в сверхрешетке благодаря параметрическому резонансу, вызванному осцилляциями эффективной электронной массы внутри минизоны [6-8]. Однако и в этом случае в сверхрешетке возникают нестабильности, хотя их области уже областей усиления. В случае переменного поля накачки формирование нестабильностей соответствует режиму абсолютной отрицательной проводимости (АОП), связанному с возникновением электронов с отрицательной эффективной массой [7-9].

В работе [10] было найдено усиление ТГц излучения в сверхрешетке под действием постоянного поля и бихроматического (модулированного) поля накачки в квазистатическом случае. В [10] так же, как и в нашей работе, частота пробного поля считалась несоизмеримой с частотами модулированного поля накачки.

Целью нашего исследования является изучение влияния бихроматического (модулированного) поля накачки на поглощение слабого ТГц излучения в полупроводниковой сверхрешетке в динамическом случае, если частота усиливаемого излучения несоизмерима с частотами бихроматического поля накачки. В связи с этим мы рассматриваем две схемы:

1. на сверхрешетку действует постоянное электрическое поле E_0 и переменное бихроматическое поле

$$E_{\mathrm{mod}} = E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2) ,$$

где $\omega_2 = m\omega_1$ (m = 2, 3, 4,…), т. е. поле накачки $E_{pump} = E_0 + E_{\mathrm{mod}}$;

2. на сверхрешетку действует только переменное бихроматическое поле, т. е. $E_{pump} = E_{\mathrm{mod}}$.

Мы предполагаем, что наличие ещѐ одного переменного поля позволит расширить область усиления по сравнению с областью нестабильностей, что делает данный режим усиления более предпочтительным с точки зрения практической реализации.

Рассмотрим **сверхрешетку в постоянном и переменном поле**. Если помимо постоянного поля к сверхрешетке приложить переменное поле, то на вольт-амперной характеристике (ВАХ) сверхрешетки появляются дополнительные участки отрицательной и положительной дифференциальной проводимости. Как показал численный анализ, усиление слабого ТГц излучения возможно и при положительной дифференциальной проводимости, т. е. можно избежать формирования нестабильностей. Однако и в этом случае область усиления частично перекрывается с областью ОДП, но область усиления шире области ОДП. На рис. 1 приведены графики зависимости поглощения слабого ТГц излучения в сверхрешетке, помещенной в бихроматическое переменное поле и постоянное электрическое поле, и плотности тока от постоянного поля.

На первом графике выделена область усиления без формирования доменов, а на втором графике – область положительной дифференциальной проводимости, которая перекрывается с областью усиления.

Отметим, что для случая, когда второе переменное поле накачки – четная гармоника первого, ток при нулевом постоянном поле ($E_0 = 0$) отличен от нуля. Таким образом, в этом случае в сверхрешетке под действием переменного бихроматического поля может возникать постоянное электрическое поле, что приводит к возникновению постоянного тока, причем ток может быть как положительным, так и отрицательным относительно направления возникающего постоянного поля.

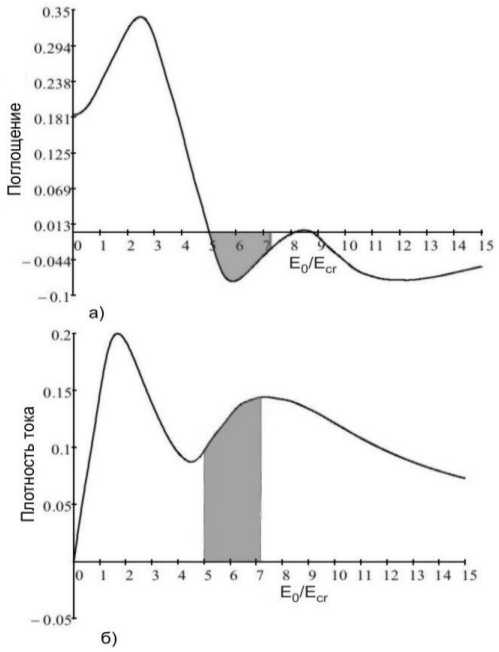


Рис. 1. Графики зависимости поглощения (а) слабого ТГц излучения в сверхрешетке и плотности тока (б) от постоянного поля ($E_1 = 5E_{cr}$; $E_2 = 3E_{cr}$; $\omega_1\tau = 1$; $\omega_3\tau = 4.11$; $m = 3$, где $E_{cr} = \hbar/ed\tau$ – критическое поле, τ – время релаксации). Поглощение и плотность тока в безразмерных единицах

Кроме того, если положить разность фаз полей накачки $\varphi_2 = 0$, то усиление можно представить в виде конечной разности токов, отнесенной к частоте пробного поля. Это позволяет судить об усилении по зависимости постоянного тока от постоянного поля.

Рассмотрим **схему усиления с переменным бихроматическим полем накачки**. Данная схема исключает возможность перекрытия области усиления с областью статической ОДП, т. к. статическая ОДП не возникает. Однако и в случае накачки переменным полем внутри сверхрешетки могут возникать нестабильности, связанные с абсолютной отрицательной проводимостью (АОП). В результате численного анализа выяснилось, что область усиления перекрывается с областью АОП в случае, когда второе переменное поле накачки является четной гармоникой первого. Для нечетных же гармоник были найдены области усиления без формирования нестабильностей. На рис. 2 приведѐн график зависимости поглощения слабого ТГц излучения от его частоты в случае, когда на сверхрешетку действует только переменное поле.

Таким образом, в обеих схемах усиления с использованием полупроводниковой сверхрешетки и бихроматической накачки для некоторых значений амплитуд и частот полей накачки возможно усиление слабого ТГц излучения и области усиления шире областей нестабильностей.

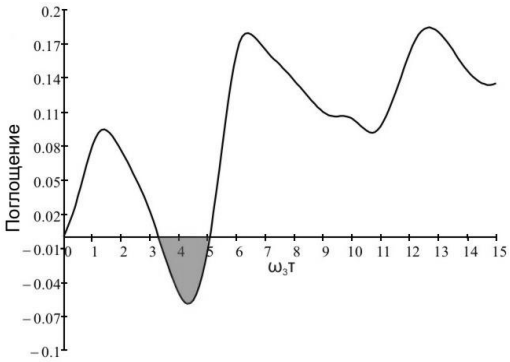


Рис. 2. График зависимости поглощения слабого ТГц излучения от его частоты ($E_1 = 10E_{cr}$; $E_2 = 8E_{cr}$; $\omega_1\tau = 0.8$; $m = 5$). Поглощение в безразмерых единицах

1. Wacker A.. Semiconductor Superlattices: A model system for nonlinear transport // Phys.Rep. 2001. v. 357. p. 1.

2. Esaki L. and Tsu R. Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors // IBM J. Res. Dev. 1970. v. 14. p. 61.

3. Ignatov A.A. and Shashkin V.I. Bloch oscillations of electrons and instability of space-charge waves in semiconductor superlattices // ЖЭТФ. 1987. v. 93. p. 935.

4. Павлович В.В. О нелинейном усилении электромагнитной волны в полупроводнике со сверхрешеткой // ФТТ. 1977. т. 19. в. 1. с. 97.

5. Alekseev K.N., M Gorkunov.V., Demarina N.V., T Hyart., Alexeeva N.V. and A Shorokhov.V. Suppressed absolute negative conductance and generation of high-frequency radiation in semiconductor superlattices // Europhys.Lett. 2006. v. 73. p. 934-940.

6. Hyart T., Alexeeva N.V., Leppänen A., and Alekseev K.N. THz parametric gain in semiconductor superlattices in the absence of electric domains // Appl. Phys. Lett. 2006. v. 89. p. 132105.

7. Shorokhov A.V., Alekseev K.N. Theoretical background of nonlinear THz spectroscopy of semiconductor superlattices // International Journal of Modern Physics. 2008. v. 23, No. 20n21, p. 4448-4458.

8. T. Hyart, Shorokhov A.V. and Alekseev K.N. Theory of Parametric Amplification in Superlattices // Phys. Rev. Lett. 2007. v. 98. p. 220404.

9. Kroemer H. Large-amplitude oscillation dynamics and domain suppression in a superlattice Bloch oscillator // Phys. Rev. 1958. v. 109. p. 1856.

10. Hyart T., Alexeeva N.V., Mattas J. and Alekseev K.N. Terahertz Bloch Oscillator with a Modulated Bias // Phys. Rev. Lett. 2009. v. 102. p. 140405.

Туннельная спектроскопия поляронных состояний в GaAs квантовых ямах с малой концентрацией электронов

В.Г. Попов[1,2], ***M. Henini***[3], ***L. Eaves***[3], ***J.-C. Portal***[4,5,6]

[1]Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка
[2] Факультет физической и квантовой электроники,
Московского физико-технического института, Долгопрудный
[3]School of Physics and Astronomy of Nottingham University, UK
[4]GHMFL, CNRS, Grenoble Cedex 9, France
[5]INSA, Toulouse Cedex 4, France
[6]Institut Universitaire de France, Paris, France

popov@iptm.ru

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). Модель РТПП предсказывает максимум тока при пересечении дна подзоны и уровня Ферми в эмиттере, что существенно отличает ее от других моделей, описывающих фононные реплики на вольтамперных характеристиках (ВАХ) РТД. Для сравнения экспериментальных положений фононных реплик с теоретическими необходимо знать коэффициент пересчета напряжения в разницу энергий уровней размерного квантования в ямах. В стандартных РТД этот коэффициент или фактор «плеча», как правило, плохо известен, кроме того может меняться при изменении тока [2]. В работе [3] представлены экспериментальные результаты исследования ВАХ туннельного диода с двумя квантовыми ямами, разделенными туннельным барьером, в котором фактор "плеча" мало отличается от 1. Были обнаружены фононные реплики рядом со вторым резонансом положение, которых хорошо описывалось моделью РТПП. В данной работе мы представляем анализ данных в более широком диапазоне напряжений.
Анализ выявил целую серию осцых в более широком диапазоне напряжений.
Анализ выявил целую серию осцых в более широком диапазоне напряжений.
Анализ выявил целую серию осцых в более широком диапазоне напряжений.

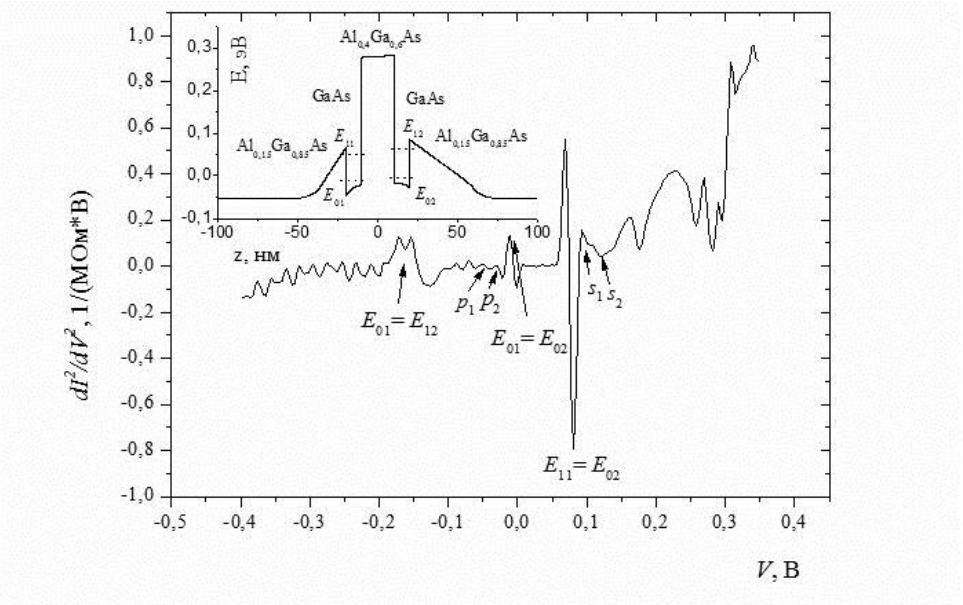


Рис. 1. Туннельный спектр исследуемого диода. Стрелками обозначены особенности резонансного туннелирования. На вставке изображен результат расчета профиля дна зоны проводимости гетероструктуры при нулевом напряжении смещения с указанием состава гетероструктуры и квантовых уровней в КЯ

нировано электронами, что приводит к ослаблению фононных реплик, в первую очередь связанных с оптическими фононами в GaAs, т.е в КЯ. Расстояние между репликами в отрицательной полярности составляет ΔV_{12} = 17 мВ, что совпадает с разностью энергий оптических фононов в GaAs ($\hbar\omega_1$ = 36 мэВ) и в AlGaAs ($\hbar\omega_2$ = 53 мэВ), т.е. $e\,\Delta V_{12} = \hbar\omega_2 - \hbar\omega_1$. Необходимо отметить, что наблюдение такого возбуждения является еще одним подтверждением существования поляронных подзон, поскольку только в этом случае возможно межподзонные переходы с разностной энергией $e\,\Delta V_{12}$.

В заключении можно сказать, что было проведено подробное исследование туннельного спектра туннельных диодов с двумя КЯ с малыми концентациями электронов. Были обнаружены особенности связанные с РТПП и особенности, связанные с межподзонными возбуждениями между поляронными подзонами.

1. Попов В.Г., Криштоп В.Г., Макаровский О.Н., М. Хенини. ЖЭТФ 138, 249-254 (2010).

2. Krishtop V.G., Popov V.G. Conference program and Abstract book of 2-nd International Conference for Young Scientists "LOW TEMPERATURE PHYSICS - 2011", 228 (2011).

3. Попов В. Г., Макаровский О.Н., Eaves L., Henini M. «Туннельная спектроскопия поляронных состояний в GaAs квантовых ямах в ультраквантовом магнитном поле». Труды XV-го международного симпозиума Нанофизика и Наноэлектроника. 2011. с. 99.

Усиление и генерация терагерцового излучения в планарном массиве графеновых плазмонных наноосцилляторов

В.В. Попов[1,2], ***О.В. Полищук***[1,2], ***А.Р. Давоян***[1], ***В. Рыжий***[3], ***Т. Оцужи***[3], ***М.С. Шур***[4]

[1] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Саратовский филиал), Саратов
[2] Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов
[3] Исследовательский институт электросвязи, Университет Тохоку, Япония
[4] Факультет электротехники, компьютерной техники и системотехники, Политехнический институт Ренсселаера, Нью-Йорк, США

e-mail: popov_slava@yahoo.co.uk

Графен обладает уникальными электронными свойствами благодаря линейному энергетическому спектру $E = \pm V_F |\mathbf{p}|$ (см. вставку на рис. 1), где E и $\mathbf{p}$ – соответственно энергия электрона (дырки) и их импульс, $V_F \approx 10^8$ см/с – скорость Ферми, а верхний и нижний знаки относятся соответственно к зоне проводимости и валентной зоне [1]. Графен особенно перспективен для терагерцовой (ТГц) фотоники и оптоэлектроники в виду нулевой энергетической запрещенной зоны. (Узкая энергетическая запрещенная зона открывается в случае легированного или структурированного графена).

Межзонная инверсная населенность носителей заряда в графене может быть создана путем оптической накачки или инжекции носителей. При достаточно сильной накачке межзонное стимулированное излучение ТГц фотонов может превалировать над внутризонным (Друде) поглощением [2]. Вынужденное излучение ТГц фотонов наблюдалось в инвертированном графене [3]. Данный эффект может быть использован для создания ТГц графенового лазера [2].

Графен демонстрирует сильный плазмонный отклик вследствие высокой плотности и малой «релятивистской» эффективной массы $m_F = E_F / V_F^2$ свободных носителей заряда, где E_F – энергия Ферми, определяемая концентрацией свободных носителей заряда, созданных в графене путем легирования, эффекта поля или внешней накачки. (Неравновесные носители заряда, созданные в графене в результате внешней накачки, характеризуются эффективной энергией Ферми и эффективной температурой [2]). Плазмоны в графеновых структурах могут управляться электрическим образом и сильно взаимодействуют с ТГц волнами, что делает графеновые структуры перспективными для создания перестраиваемых ТГц плазмонных метаматериалов [4].

По сравнению с излучением ТГц фотонов, эмиссия плазмонов при межзонных переходах носителей заряда в графене происходит с гораздо большей скоростью (что соответствует большему усилению плазмонной моды) вследствие малой групповой скорости плазмонов и сильной локализации поля плазмонов в области графенового слоя [5,6]. Эмиссия плазмонов за счет рекомбинации электронно-дырочных пар в графене была обнаружена экспериментально [7]. Плазмонная природа ТГц излучения при импульсной оптической накачке графена была продемонстрирована в [8]. Таким образом, плазмонный механизм представляется более предпочтительным по сравнению с фотонным механизмом генерации ТГц излучения в графене.

Для работы ТГц плазмонного графенового лазера необходимо создать инверсную населенность носителей заряда в высокодобротном плазмонном графеновом нанорезонаторе. Кроме этого, для эффективного вывода ТГц излучения необходимо организовать достаточно сильную связь между плазмонным нанорезонатором и ТГц излучением. Большое усиление плазмонов в графеновых нанорезонаторах дает принципиальную возможность достижения большей выходной мощности и более широкого динамического диапазона плазмонной лазерной ТГц генерации по сравнению с фотонной лазерной ТГц генерацией в графене. Однако большое усиление плазмонов в графене приводит к дефазировке плазмонной моды, что может препятствовать лазерной генерации. Кроме того, сильная связь между плазмонами в графеновом нанорезонаторе и ТГц излучением также может подавлять лазерную ТГц генерацию.

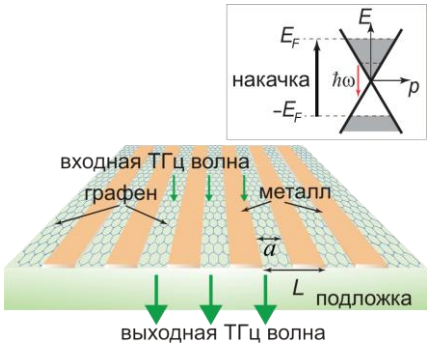


Рис. 1. Схематическое изображение периодического массива графеновых микро/нанорезонаторов. Внешняя ТГц волна падает сверху перпендикулярно плоскости массива нанорезонаторов. На вставке схематически показана зонная структура графена с инвертированным распределением носителей заряда и процесс эмиссии фотона (плазмона)

В данной работе решена задача об усилении ТГц волны при стимулированной эмиссии резонансных плазмонов в планарном периодическом массиве графеновых нанорезонаторов (Рис. 1).

Проводимость графена на частоте ω при возбуждении неравновесных носителей заряда (в результате оптической или инжекционной накачки) описывается выражением [9]

$$\sigma_{Gr}(\omega)=\left(\frac{e^2}{4\hbar}\right)\left\{\frac{8k_BT\tau}{\pi\hbar(1-i\omega\tau)}\ln\left[1+\exp\left(\frac{E_F}{k_BT}\right)\right]+\right.$$
$$\left.+\tanh\left(\frac{\hbar\omega-2E_F}{4k_BT}\right)-\frac{4\hbar\omega}{i\pi}\int_0^\infty\frac{G(E,E_F)-G(\hbar\omega/2,E_F)}{(\hbar\omega)^2-4E^2}dE\right\},$$

где e – заряд электрона, $\hbar$ – приведенная постоянная Планка, k_B – постоянная Больцмана, τ – характерное время релаксации импульса носителей заряда за счет внутризонных процессов рассеяния, T – температура и

$$G(E,E')=\frac{\sinh(E/k_BT)}{\cosh(E/k_BT)+\cosh(E'/k_BT)}.$$

Первое и последующие слагаемые в фигурных скобках в выражении для высокочастотной проводимости графена отвечают соответственно внутризонным процессам (для электронов и дырок) и процессам, связанным с межзонными переходами. Действительная часть проводимости, связанной с межзонными переходами, становится отрицательной при $2E_F>\hbar\omega$, что соответствует выделению энергии в графене за счет испускания фотонов (плазмонов) на частоте ω (см. вставку на Рис. 1) при межзонной рекомбинации неравновесных носителей заряда. При некоторой величине накачки внутризонное поглощение компенсируется за счет выделяемой мощности, что соответствует прозрачности графена $(\mathrm{Re}[\sigma_{Gr}(\omega)]=0)$. При дальнейшем увеличении интенсивности накачки выделяемая мощность превалирует над внутризонным (Друде) поглощением $(\mathrm{Re}[\sigma_{Gr}(\omega)]<0)$, что приводит к усилению падающей ТГц волны. Для численного моделирования процесса взаимодействия падающей ТГц волны с планарным периодическим массивом графеновых нанорезонаторов был использован самосогласованный электродинамический подход, основанный на методе интегрального уравнения [9].

На рис. 2 показана контурная карта режимов поглощения и усиления падающей ТГц волны в координатах частота-накачка. Из-за сильной локализации плазмонных мод в графеновых нанорезонаторах и сверхизлучательного характера ТГц излучения из массива плазмонных наноосцилляторов, усиление волны ТГц возрастает на несколько порядков величины на частоте плазмонного резонанса по сравнению с нерезонасным режимом, соответствующем фотонному усилению. Показано, что плазмонная лазерная ТГц генерация возникает при условии, когда скорость радиационного распада плазмонов в результате ТГц излучения из массива графеновых наноосцилляторов становится равной скорости стимулированной эмиссии плазмонов в графене.

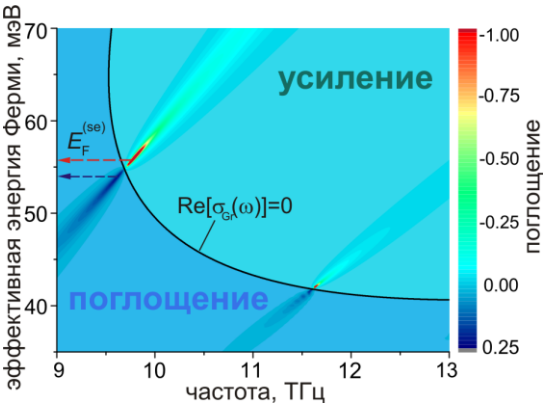


Рис. 2. Контурная карта режимов поглощения и усиления ТГц волны в периодическом массиве плазмонных графеновых нанорезонаторов при L = 400 нм, a = 200 нм и $\tau=10^{-13}$ с$^{-1}$. Цветные лепестки, расположенные соответственно ниже и выше линии прозрачности графена $\mathrm{Re}[\sigma_{Gr}(\omega)]=0$, отвечают росту поглощения и усиления ТГц волны при возбуждении плазмонных резонансов в графеновых нанорезонаторах. Значения эффективной энергии Ферми, соответствующие максимальному поглощению и плазмонной ТГц лазерной генерации на частоте основного плазмонного резонанса, показаны соответственно синей и красной стрелками

1. Castro Neto, A.H. The electronic properties of graphene / A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81, No.1. P. 109-162.

2. Otsuji, T. Graphene-based devices in terahertz science and technology / T. Otsuji, S.A. Boubanga Tombet, A. Satou, H. Fukidome, M. Suemitsu, E. Sano, V. Popov, M. Ryzhii, V. Ryzhii // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45, No. 30. P. 303001(9).

3. Boubanga-Tombet, S. Ultrafast carrier dynamics and terahertz emission in optically pumped graphene at room temperature / S. Boubanga-Tombet, S. Chan, T. Watanabe, A. Satou, V. Ryzhii, T. Otsuji // Phys. Rev. B. 2012. V. 85, No. 3. P. 035443(6).

4. Ju L. Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials / L. Ju, B. Geng, J. Horng, C. Girit, M. Martin, Z. Hao, H.A. Bechtel, X. Liang, A. Zettl, Y.R. Shen, F. Wang // Nature Nanotech. 2011. V. 6, No. 10. P. 630-634.

5. Rana F. Graphene terahertz plasmon oscillators / F. Rana // IEEE Trans. Nanotechnol. 2008. V. **7**, No. 1. P. 91-99.

6. Dubinov A.A. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures / A.A. Dubinov, V.Y. Aleshkin, V. Mitin, T. Otsuji, and V. Ryzhii // J. Phys.: Condens. Matter. 2011. V. 23. P. 145302(8).

7. Bostwick A. Quasiparticle dynamics in graphene /A. Bostwick, T. Ohta, T. Seyller, K. Horn, and E. Rotenberg // Nature Phys. 2007. V. 3. P. 36-40.

8. Prechtel, L. Time-resolved ultrafast photocurrents and terahertz generation in freely suspended graphene / L. Prechtel, Li Song, D. Schuh, P. Ajayan, W. Wegscheider, A.W. Holleitner // Nature Commun. 2012. V. 3. P. 646(7).

9. Popov V.V. Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities / V.V. Popov, O.V. Polischuk, A.R. Davoyan, V. Ryzhii, T. Otsuji, M.S. Shur // Phys. Rev. B. 2012. V. 86, No. 19. P. 195437(6).

ИК-излучающие светодиоды на основе органических комплексов Nd, Er и Yb

А.П. Пушкарев, Т.В. Балашова, Д.М. Кузяев, М.Е. Бурин, М.Н. Бочкарев

Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, Нижний Новгород

e-mail: pushkarev@iomc.ras.ru

Одним из наиболее быстро развивающихся направлений современных технологий являются органические светодиоды (OLEDs). OLED-ячейка состоит из нескольких наноразмерных органических слоев, заключенных между двумя электродами, ключевым из которых является эмиссионный слой. В качестве эмиссионных материалов используются различные органические, металлоорганические и координационные соединения. В отличие от большинства чисто органических соединений координационные комплексы Nd, Er и Yb способны генерировать излучение в ближнем ИК диапазоне. Растущий интерес к ИК OLED-устройствам связан с возможностью применения их в области медицины, волоконно-оптических линиях связи и лазерной оптике. Поэтому проблема поиска эффективных ИК люминофоров для органических светодиодов является актуальной.

С целью поиска эффективных ИК-эмиссионных материалов нами синтезированы замещенные арилоксиды лантаноидов: трис[2-(1,3-бензоксазол-2-ил)феноляты] ($[Ln(OON)_3]_2$), трис[2-(1,3-бензоксазол-2-ил)нафтоляты] ($[Ln(NpOON)_3]_2$), трис[2-(1,3-бензотиазол-2-ил)феноляты] ($[Ln(SON)_3]_2$) и трис[2-(1,3-бензотиазол-2-ил)нафтоляты] ($[Ln(NpSON)_3]_2$) Nd, Er и Yb, в которых атом лантаноида, по данным РСА, окружен двумя терминальными и двумя мостиковыми лигандами (Рис.1).

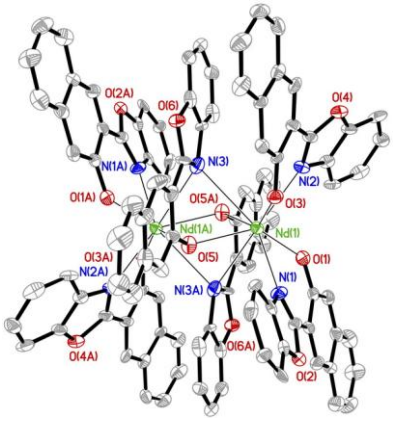


Рис. 1. Структура молекулы $[Nd(NpOON)_3]_2$

Электролюминесцентные свойства синтезированных комплексов исследовались на трехслойных OLED-ячейках, приготовленных методом резистивного испарения при давлении $p<2\times10^{-6}$ торр. Несущей основой ячейки является стеклянная подложка, покрытая прозрачным проводящим слоем (5 Ω/□) оксида индия-олова (ITO), выполняющим роль анода. На нее осаждается слой дырочно-проводящего материала N,N'-дифенил-N,N'-бис(3-метилфенил)-1,1′-дифенил-4,4′-диамина (TPD), затем – эмиссионный слой органолантаноида, дырочно-блокирующий слой 4,7-дифенил-1,10-фенантролина (Bath) и пленка металлического иттербия, выполняющая функцию катода (Рис.2). Металлический иттербий имеет низкую работу выхода 2.7 эВ, что обеспечивает эффективную инжекцию электронов в органические слои. Толщины слоев составляют ITO 150 нм, TPD 20 нм, комплекс лантаноида 50 нм, Bath 20 нм и Yb 150 нм соответственно. Под воздействием приложенного напряжения электроны и дырки мигрируют в эмиссионный слой и рекомбинируют, вызывая люминесценцию в видимом и ближнем ИК диапазоне.

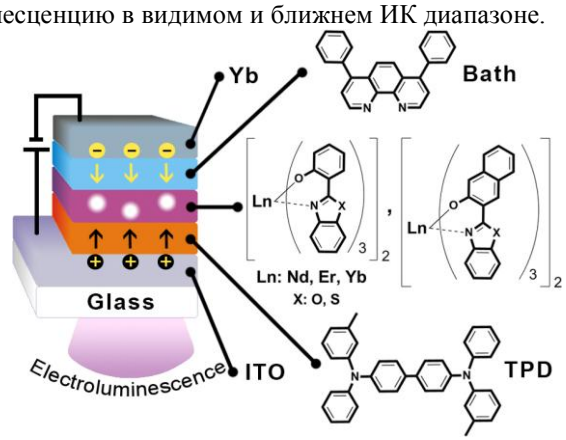


Рис. 2. Конфигурация и схема работы OLED-ячейки

Простейшая схема люминесценции комплексов лантаноидов представлена на Рис.3. Органический лиганд эффективно воспринимает фото- или электровозбуждение и передает его с возбужденного $^3T_1$ уровня на резонансный уровень лантаноида. Эмпирически обнаружено, что для эффективной передачи возбуждения $^3T_1$ энергетический уровень должен находиться в диапазоне 2500-3500 $см^{-1}$ над резонансным уровнем лантаноида.[1]

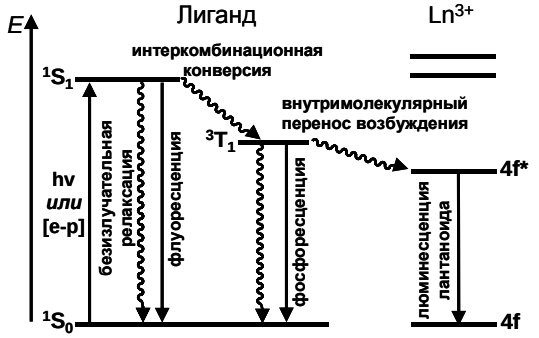


Рис. 3. Схема люминесценции комплексов лантаноидов

Спектры электролюминесценции всех синтезированных соединений содержат полосы лиганд-центрированной эмиссии (в коротковолновой

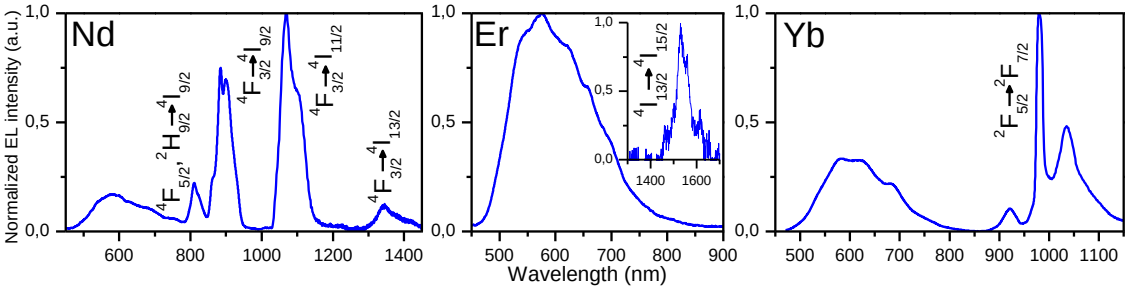


Рис. 4. Спектры электролюминесценции OLED-ячеек на основе комплексов $[Ln(NpSON)_3]_2$

области), отражающие электронные переходы из возбужденного $^1S_1$ состояния и состояния с переносом электронной плотности с лиганда на металл (LMCT) в основное состояние $^1S_0$, и полосы металл-центрированной эмиссии, соответствующие электронным переходам внутри 4f-подоболочки трехвалентных ионов лантаноидов (Рис.4). Замена атома O на S в гетероциклическом фрагменте и/или введение дополнительного бензольного фрагмента приводит к батохромному сдвигу полосы люминесценции лиганда в ЭЛ спектрах и понижению энергии $^3T_1$ уровня, что влияет на эффективность передачи возбуждения с лиганда на лантаноид.

Рабочие характеристики OLED-ячеек

Комплекс	λ_{max}, нм	Интенсивность ИК излучения, мкВт/см^2	Приложенное напряжение, В	Внешний квантовый выход устройства, %
$[Nd(OON)_3]_2$	808, 881, 1066, 1342	65	25	0.03
$[Nd(SON)_3]_2$	808, 883, 1068, 1345	89	25	0.04
$[Nd(NpOON)_3]_2$	810, 885, 1069, 1344	32	18.7	0.01
$[Nd(NpSON)_3]_2$	810, 885, 1069, 1345	80	18.5	0.03
$[Er(OON)_3]_2$	527, 547, 1530	< 0.1	18.7	$<1\times10^{-3}$
$[Er(SON)_3]_2$	527, 547, 1530	< 0.1	29	$<1\times10^{-3}$
$[Er(NpOON)_3]_2$	538, 1530	< 0.1	14.5	8×10^{-3}
$[Er(NpSON)_3]_2$	580, 1530	< 0.1	18.3	2×10^{-3}
$[Yb(OON)_3]_2$	502, 931, 981, 1022	325	19	0.12
$[Yb(SON)_3]_2$	528, 925, 981, 1034	620	19	0.5
$[Yb(NpOON)_3]_2$	530, 926, 979, 1028	632	19.8	1.1
$[Yb(NpSON)_3]_2$	580, 922, 979, 1035	1777	19.2	3.2

Наибольшую интенсивность ИК излучения среди комплексов Nd, Er и Yb с соответствующими лигандами проявили соединения Yb. Интенсивность ИК эмиссии OLED-ячейки конфигурации ITO/TPD/$[Yb(NpSON)_3]_2$/Bath/Yb превышает более чем в 100 раз лучший результат, описанный в литературе[2]. Исследование электролюминесцентных свойств арилоксидов всего ряда лантаноидов показало, что металл-центрированная гиперэмиссия наблюдается только для комплексов иттербия.

Поскольку триплетные уровни соединений, определенные по спектрам низкотемпературной фосфоресценции арилоксидов Gd, выше, чем 5000 см$^{-1}$ над резонансным уровнем иттербия $^2F_{5/2}$, объяснение наблюдаемой гиперэмиссии традиционной схемой передачи возбуждения с $^3T_1$ уровня лиганда на резонансный уровень Yb невозможно.

Мы предполагаем, что интенсивная эмиссия Yb связана с внутримолекулярным переносом электрона на промежуточной стадии, приводящим к образованию катионов Yb^{2+} . Подобный механизм реализуется в процессе электрохемилюминесценции (ECL) [3]. Электронно-дырочная рекомбинация возбуждает один из анионных лигандов (рис. 5, стадия (a)), который становится восстановителем по отношению к катиону Yb^{3+}. Так как иттербий является одним из наиболее легко восстанавливаемых металлов в серии лантаноидов, возбужденный лиганд $(L^-)^*$ отдает электрон и восстанавливает Yb^{3+} до Yb^{2+} (b). Образуется новая система: радикал (L•) - катион Yb^{2+}. Нейтральный радикал (L•) является окислителем по отношению к Yb^{2+}. Обратный перенос электрона с лиганда L• на катион Yb^{2+} приводит к исходной системе (c), или к образованию возбужденного Yb^{3+}* в состоянии $^2F_{5/2}$ (d). При переходе Yb^{3+}* в основное состояние $^2F_{7/2}$ излучается квант с λ=979 нм (стадия (e)).

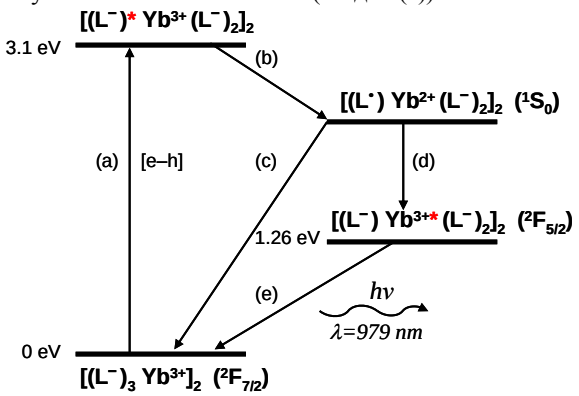


Рис. 5. Предполагаемая схема люминесценции Yb

Описанный механизм возбуждения позволяет объяснить интенсивную металл-центрированную эмиссию соединений Yb, так как он протекает в обход 5s и 5p экранировки и запрета по четности для электронных переходов внутри 4f-подоболочки.

1. Eliseeva S.V., Bünzli J.-C.G. Chem. Soc. Rev. **39**, 189 (2010).

2. Harrison B.S. et al. Chem. Mater. **16**, 2938 (2004).

3. Ala-Kleme T., Haapakka K., Latva M. Anal. Chim. Act., **395**, 205 (1999).

Исследование полупроводниковых сверхрешеток со сложной элементарной ячейкой

Ю.Ю. Романова [1], ***Е.П. Додин***[1], ***Ю.Н. Ноздрин***[1], ***А.А. Бирюков***[2], ***Н.В. Байдусь***[2], ***Д.А. Павлов***[3], ***А.И. Бобров***[3], ***Н.В. Малехонова***[3]

[1]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2]Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород
[3] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: jul@ipm.sci-nnov.ru

Ранее нами было показано, что сверхрешетки (СР) со сложной элементарной ячейкой (содержащей две и более ям) являются перспективными для получения на них ВЧ генерации в отсутствие низкочастотной доменной неустойчивости [1, 2], в сравнении с традиционно используемыми СР с простой элементарной ячейкой. Это связано с реализацией в таких СР негармонического, в частности, квазипараболического закона дисперсии минизон, что позволяет разделить области высокочастотной и низкочастотной неустойчивостей. Настоящая работа посвящена первым результатам по выращиванию, диагностике и экспериментальному исследованию статических характеристик $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ СР структуры, элементарная ячейка которой содержала две квантовые ямы близкой, но различной ширины и два барьера.

Рассчитанная зонная диаграмма такой сверхрешетки представляла собой совокупность попарно сближенных минизон, значительно удалённых по энергии от следующей пары (рис. 1).

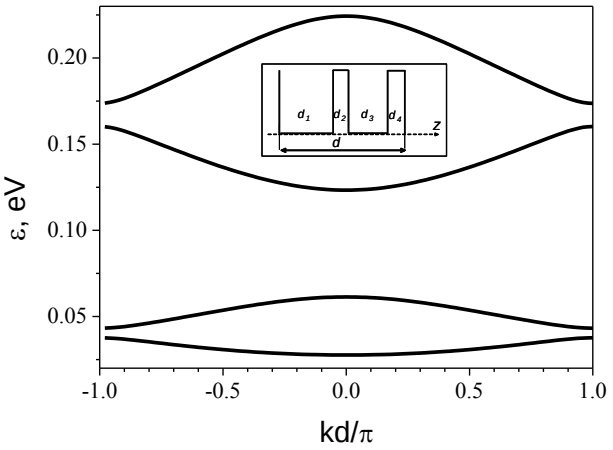


Рис. 1. Закон дисперсии сверхрешетки со сложной элементарной ячейкой. На вставке – схема потенциального рельефа. Параметры слоёв: $d_{1,2,3,4}$= (29, 3, 27, 4)$\odot d_{ml}$, d_{ml}=2.83 *Å*, $x_{1,2,3,4}$=0, 0.4, 0, 0.4

Гетероструктура (ГС) с СР была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке AIX 200RF на подложке n^+GaAs (100) и содержала сильнолегированный кремнием буферный слой, 200 периодов СР GaAs/AlGaAs , легированных до концентрации 2 10^{17}см$^{-3}$ и верхний сильнолегированный контактный слой *GaAs*. Из выращенной ГС были изготовлены квадратные меза-структуры с рамером стороны 0.2 и 0.5 мм с омическими контактами со стороны поверхности и подложки. На спектре фотолюмисценции (рис. 2) наблюдается пик, соответствующий 11hh переходу между нижней электронной минизоной и верхней минизоной тяжелых дырок. Теоретически рассчитанное значение энергии перехода E_{11hh}=1.545 эВ.

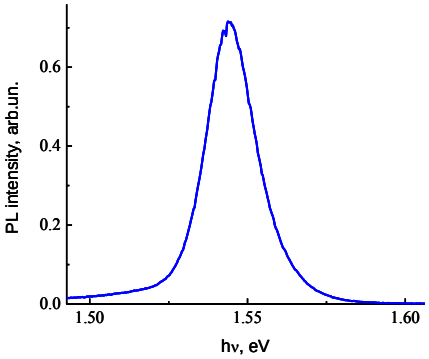


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции перехода

ста на снимках сканирующей электронной микроскопии (СПЭМ) дает качественную оценку распределения Al в исследуемой структуре [2] (рис.3). На изображениях (рис. 3,4) можно различить две различных квантовые ямы GaAs (толщиной примерно 76.6 Å и 70 Å), разделенные барьерами AlGaAs (18.6 Å и 20 Å). То есть барьеры оказались несколько шире, чем ожидалось.

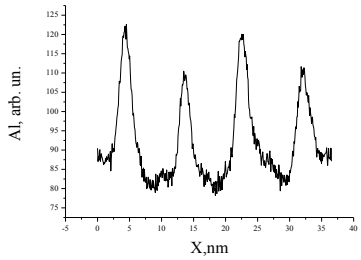


Рис. 4. Среднее распределение алюминия на двух периодах СР, построенное по одной линии, проведенной в направлении роста сверхрешетки

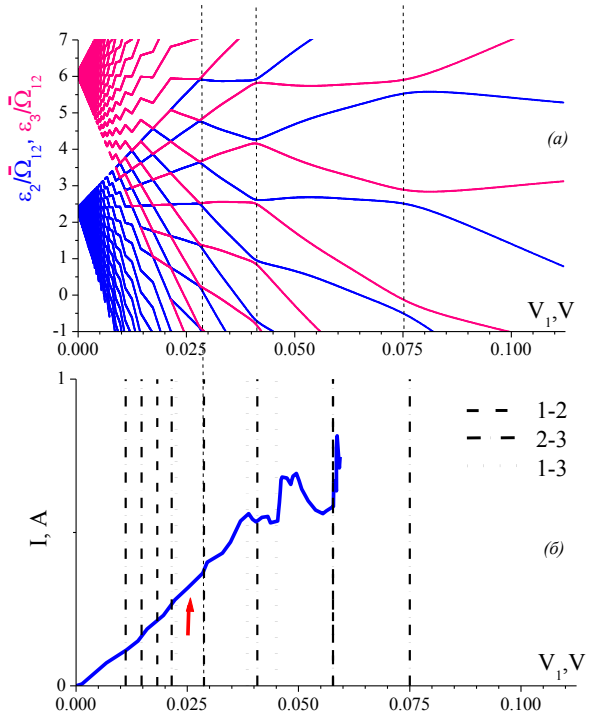


Рис. 5. Зависимость положения уровней Ванье-Штарка (ВШ) 2й и 3й минизон (*а*) от напряжения на одном периоде СР; (б) – экспериментальная ВАХ при 77 К. Пунктирными линиями показаны напряжения «антипересечений» ВШ- уровней различных минизон. Стрелкой обозначено ожидаемое положение внутримизонного пика тока

На измеренных при температуре 77 К в импульсном режиме вольт-амперных характеристиках (ВАХ) наблюдаются участки отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), соответствующие межминизонным переходам (рис. 5). Зависимость качественно согласуется теоретическими расчетами. Как и предсказывалось ранее [3], для сверхрешеток с такой зонной диаграммой на начальный участок ВАХ имеет практически линейный вид, отсутствует область ОДП (стрелка на рис.5, б), связанная с внутриминизонными процессами (формула Есаки-Тсу [4]). Это объясняется тем, что характерное время туннелирования между 1й-2й минизонами превышает обратную частоту брэгговских отражений от границ минизон. Две нижние минизоны ведут себя как одна сдвоенная минизона с негармоническим законом дисперсии. Особенности на ВАХ соответствуют в основном переходам между первой и третьей и второй и третьей минизонами. Интересным является 1-2 переход при напряжении 0.04 В, который соответствует взаимодействию между нижними уровнями разных ям в пределах одной элементарной ячейки. Этот переход не может наблюдаться в структурах с центром симметрии [3,5].

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН, РФФИ (гранты 11-02-97057-р_поволжье_а и 10-02-00501-а).

1. Романов Ю.А. О терагерцевом блоховском генераторе / Ю.А Романов, Ю.Ю. Романова // ФТТ. 2004. Т. 46, вып.1. С. 162-167.

2. Pennycook S. J. Scanning Transmission ElectronMicroscopy for Nanostructure Characterization / S. J. Pennycook, A. R. Lupini, M. Varela, A. Y. Borisevich,Y. Peng, M. P. Oxley, K. van Benthem, M. F. Chisholm // Charter 6. 2006. P.151-191.

3. Романова Ю.Ю. Туннелирование и токовые характеристики в двуминизонных сверхрешетках / Ю.Ю. Романова, М.Л. Орлов, Ю.А. Романов // ФТП. 2012. Т. 46, вып. 11. С. 1475-1482 (2012).

4. Esaki L. Superlattice and negative differential conductivity / L. Esaki, R. Tsu // IBM J. Res. Dev. 1970. V. 14, P. 61 (1970).

5. Romanova J.Yu. Zener tunneling in semiconductor superlattices / J.Yu. Romanova, E. V. Demidov, L. G. Mourokh, and Yu. A. Romanov // J. Phys.: Condens. Matter. 2011. V. 23, N. 30. P. 305801.

О влиянии межминизонного туннелирования на высокочастотные свойства полупроводниковых сверхрешеток

Ю.Ю. Романова

[1]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: jul@ipm.sci-nnov.ru

В настоящей работе рассмотрены полупроводниковые сверхрешетки (СР) со сложной элементарной ячейкой, зонный спектр которых представляет собой 2 или 3 близкорасположенных энергетических минизоны (рис. 1, параметры СР приведены в таблице). Таким образом удаётся сформировать закон дисперсии, который значительно отличается от гармонического, что, как было показано ранее (см., например, [1]), открывает новые возможности использования высокочастотных свойств СР в отсутствие низкочастотной доменной неустойчивости.

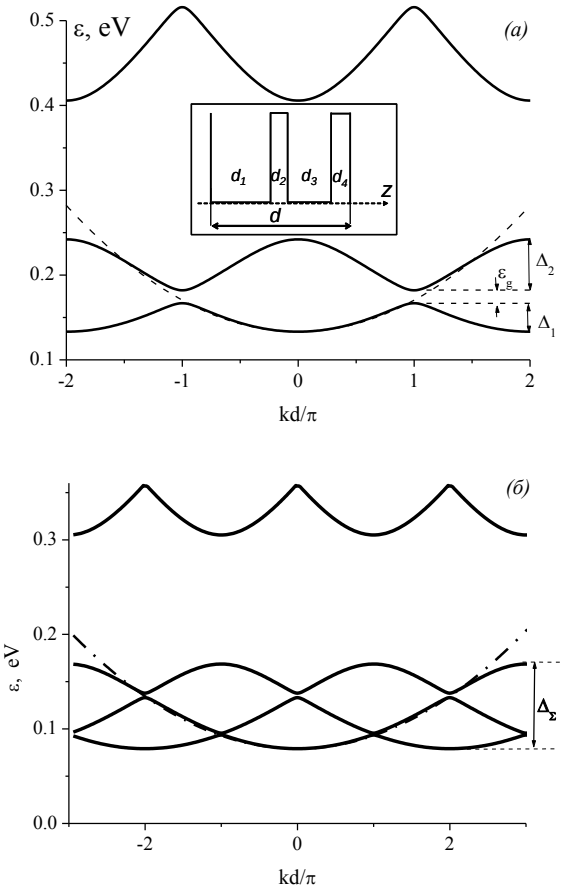


Рис. 1. Зонные диаграммы полупроводниковых сверхрешеток со сложным законом дисперсии в расширенной минизоне Бриллюэна. (а) – СР С и (б) – СР Е (см. таблицу). Пунктиром показан параболический закон дисперсии

С помощью развитого нами матричного метода [2,3] рассчитаны статическая и высокочастотная проводимость полупроводниковых СР с различной вероятностью межминизонного туннелирования в поле вида

$$E=E_C+E_1\cos(\omega t-\delta),\ E_1<<E_C.$$

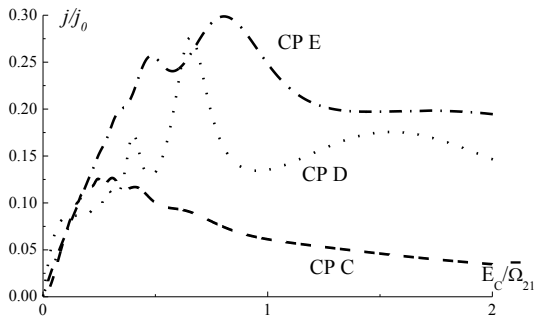


Рис. 2. Статические вольт амперные характеристики СР с резной интенсивностью межминизонного тунелирования

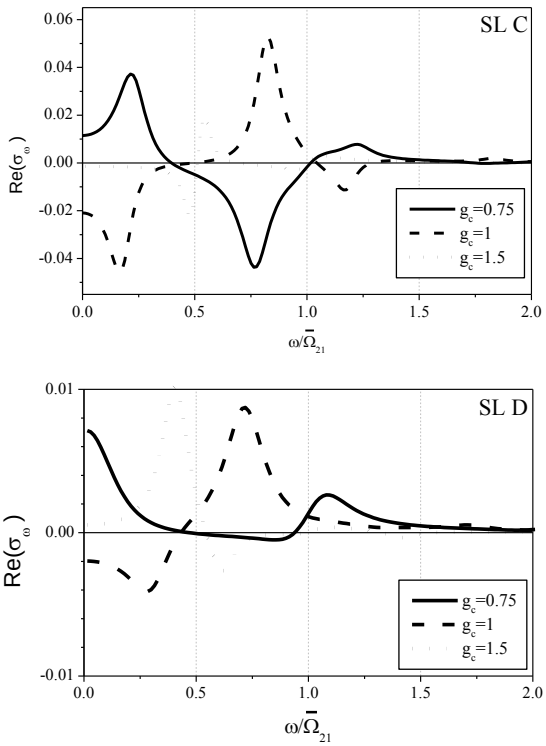


Рис. 3. Зависимость действительной части динамической проводимости СР от частоты переменного поля. (а) – СР С – сильное межминизонное взаимодействие, (б) – СР D – слабое межминизонное взаимодействие. $g_C = E_C/\overline{\Omega}_{21}$

Результаты представлены на рисунках 2,3. Межминизонное взаимодействие приводит к появлению новых областей как статической, так и высокочастотной неустойчивостей ($\sigma<0$). Видно, что 1) области, высоко- и низкочастотной отрицательной

Параметры сверхрешеток

СР	Размеры слоев d_1-d_2-d_3-d_4-., d_{ml}=2.83	Доля x в $Al_xGa_{1-x}As$ x_1-x_2-x_3-x_4-…	Δ_1/ Δ_2/Δ_3, мэВ	$\overline{\Omega}_{12}$, мэВ	Ω_{z}, мэВ	ε_g, мэВ	Межминизонное взаимодействие
C	9-8-11-7	0-0.35-0.05-0.35	36 / 67.5	69.7	112	5.9	сильное
D	16-4-18-3	0-1-0.05-1	10.1 / 14.9	32	43	18.7	Относительно слабое
E	7-12-8-12-7-13	$x_{2,4,6}$=0.35	14 / 38 / 31	28	89	2 / 4.7	сильное

проводимостей чередуются как по напряжению, так и по частоте; 2) динамическая проводимость σ_ω меняет знак, когда частота переменного поля становится кратной $\overline{\Omega}_{21}/2$ ($\overline{\Omega}_{21}$- среднее по энергии расстояние между минизонами) независимо от типа СР. Появление дополнительных областей неустойчивости в высокочастотной области спектра $\omega>\Omega_C$ обязано возрастанию роли механизма усиления, связанного с резонансными переходами электронов между Ванье-Штарковскими уровнями.

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН, РФФИ (гранты 11-02-97057-р_поволжье_а и 13-02-00734).

1. Романов Ю.А. О терагерцевом блоховском генераторе. / Романов Ю.А., Романова Ю.Ю. // ФТТ. 2004. Т. 46, вып. 1. С. 162-167.

2. Romanova J.Yu. Zener tunneling in semiconductor superlattices / J.Yu. Romanova, E. V. Demidov, L. G. Mourokh, and Yu. A. Romanov // J. Phys.: Condens. Matter. 2011. V. 23, N. 30. P. 305801.

3. Романова Ю.Ю. Межминизонное туннелирование и уровни Ванье–Штарка в сверхрешетках со сложной элементарной ячейкой. / Ю. Ю. Романова, Е. В. Демидов, Ю. А. Романов. // Известия РАН. Серия Физическая. 2010. Т. 74, вып. 1, С. 106–109.

Кинетика релаксации примесной фотопроводимости в p-Si:B с различным уровнем легирования и степенью компенсации в сильных электрических полях

В.В. Румянцев, С.В. Морозов, Д.В. Козлов, К.Е Кудрявцев, А.В. Антонов, В.И. Гавриленко

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

email: rumyantsev@ipmras.ru

Задача исследования темпов примесно-зонных переходов при приложении электрического поля остается актуальной и по сей день – как для изучения фундаментальных свойств полупроводников, так и для реализации инверсии населенностей с участием состояний мелких примесей, необходимой для обеспечения лазерной генерации. Исследования процессов релаксации примесной фотопроводимости (ФП) позволяют получить информацию о временах жизни носителей в зоне, а также исследовать влияние разогрева носителей на процессы внутризонной и примесной релаксации при приложении электрического поля.

В данной работе проведен цикл исследований по изучению релаксации примесной ФП в объемных образцах p-Si:B (E_A = 45 мэВ), с различной концентрацией ($5\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ – $4.1\cdot10^{15}$ см$^{-3}$) и уровнем компенсации примеси (20% - 66%) в зависимости от постоянного электрического поля (10 В/см – 500 В/см).

В отличие от большинства проведенных ранее исследований в работе использовался прямой метод измерения времени релаксации ФП при внутризонном импульсном фотовозбуждении. Для получения узкополосного возбуждающего излучения использовался лазерный комплекс «Solar KTP OPO», представляющий собой параметрический генератор света. Измерения проводились при температуре жидкого гелия. Сигнал ФП, регистрируемый на цифровом осциллографе «Le Croy» с верхней граничной частотой 1 ГГц выводился из криостата с помощью 50-омного кабеля и усиливался усилителем с 50-омными входным и выходным сопротивлением с полосой пропускания 400 МГц. Временное разрешение определялось длительностью импульсов возбуждающего излучения, которая составляла ~ 7 нс. Параметры образцов приведены в таблице.

Параметры исследуемых образцов.

Номер образца	N_A, см$^{-3}$	$N_Д$, см$^{-3}$	Степень компенсации
«0»	$8\cdot10^{14}$	$1.6\cdot10^{14}$	20 %
«3539»	$4.1\cdot10^{15}$	$1.7\cdot10^{15}$	41 %
«1454»	$5\cdot10^{14}$	$3.3\cdot10^{14}$	66 %

На рис. 1 изображен участок спектра ФП кремния, легированного бором, предварительно измеренного с помощью спектрометра Bruker Vertex 80v (спектральное разрешение 1 см$^{-1}$, приложенное поле 10 В/см). На рис. 2 представлены зависимости времени релаксации ФП от электрического поля для различных образцов.

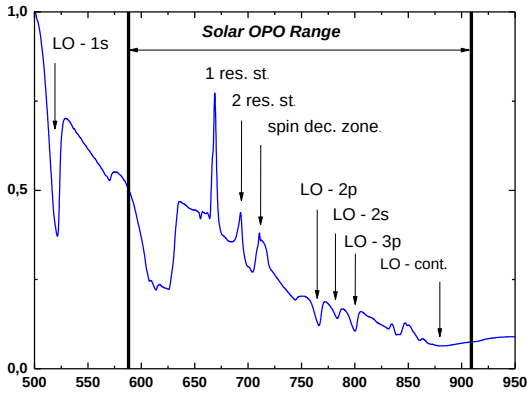


Рис. 1. Участок спектра примесной ФП в p-Si:B. Отмечены основные особенности и диапазон возможной перестройки частоты возбуждающего излучения при исследовании кинетики релаксации ФП

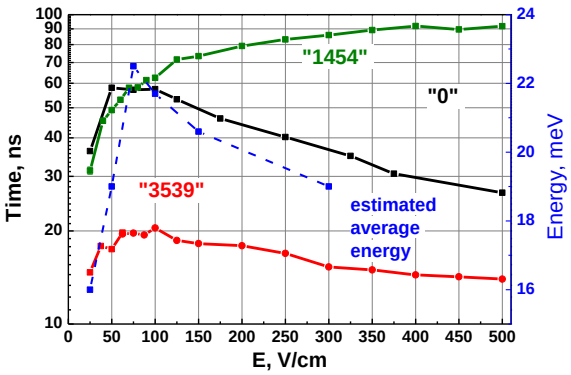


Рис. 2. Зависимость времени релаксации примесной ФП от приложенного электрического поля для различных образцов

Наблюдаемый рост времени релаксации на начальном участке зависимости был обнаружен в Si:B еще в работе [1] и получил теоретическое обоснование в многочисленных работах [см. 2] по модели каскадного захвата носителей с испусканием акустических фононов. Увеличение времени релаксации фотопроводимости в данной модели связывается с разогревом носителей в электриче-

ском поле, а также с разрушением верхних возбужденных примесных состояний вследствие ассиметричного «наклона» примесного потенциала при приложении поля. Подобное поведение времени релаксации ФП нами было обнаружено и в объемном p-Ge [3, 4], а также в гетероструктурах Ge/GeSi [4].

В области 50 - 80 В/см рост времени во всех образцах существенно замедляется, а в образцах «0» и «3539» начинается спад зависимости при более высоких полях. Такое поведение связано с подключением механизмов релаксации с испусканием оптических фононов в условиях сильного разогрева носителей. На время релаксации фотопроводимости могут оказывать влияние как прямой захват на основное и возбужденные состояния примесного центра, так и трансформация функции распределения в сильных электрических полях. В работе [5] нами было обнаружено уменьшение времени захвата носителей в окрестности резонанса Фано, обусловленного взаимодействием оптического фонона и возбужденного состояния примеси LO-2p ≈ 94 мэВ. Учитывая, что провал на спектре фотопроводимости, связанный с LO-1s переходом (на основное состояние) выражен значительно ярче, следует ожидать, что его влияние на захват носителей будет сильнее.

Был выполнен оценочный расчет функции распределения дырок путем решения уравнения Больцмана с интегралом столкновений, включающим рассеяние на акустических и оптических фононах, который показал, что в поле 50 В/см энергии оптического фонона достигает около 5% частиц, тогда как в полях 75 В/см и 100 В/см до «фононной крыши» разогревается 11 и 20 % частиц соответственно. При этом функция распределения вытягивается вдоль поля, а носители, достигающие энергии, достаточной для испускания оптического фонона быстро переходят на дно зоны, в результате чего средняя энергия ансамбля дырок уменьшается. На рис. 2 приведена рассчитанная зависимость средней энергии (пунктирная линия), которая согласуется с экспериментальными данными.

Проведены исследования зависимости времени релаксации фотопроводимости от мощности возбуждающего излучения. Полученные результаты приведены на рис. 3. Уменьшение времени при росте интенсивности подсветки обусловлено увеличением количества центров захвата, в связи с дополнительной ионизацией акцепторов возбуждающим излучением, а также может быть связано с подключением эффектов междырочного взаимодействия [см. 2] при захвате. Увеличение времени при увеличении мощности внутризонного возбуждения наблюдающееся в полях до 100 В/см можно объяснить наличием метастабильного возбужденного состояния, играющего роль уровня прилипания при релаксации носителя. Ударная ионизация с такого уровня возможна даже в невысоких полях, а переход на основное состояние может быть относительно долгим, что приводит к возникновению эффекта «бутылочного горлышка» и замедлению процессов релаксации фотопроводимости. В осциллограмме фотоотклика при этом наблюдаются два временных масштаба. Похожий эффект наблюдался и в объемном p-Ge [3, 4], а также в гетероструктурах Ge/GeSi [4] в электрических полях близких к примесному пробою. При увеличении поля данный уровень разрушается вследствие наклона потенциала примеси во внешнем электрическом поле, что приводит к укорочению релаксации фотопроводимости.

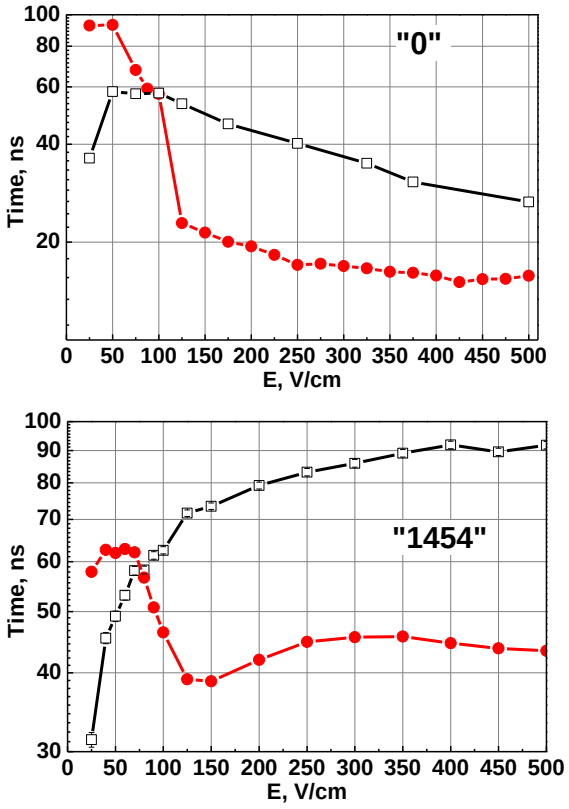


Рис. 3. Зависимость времени релаксации от электрического поля для образцов «0» и «1454» при разных интенсивностях возбуждающего излучения (квадраты– 10^{13} фотонов/см^2, круги – 10^{15} фотонов/см^2)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 13-02-01154-а, 13-02-00404-а) и Программ РАН.

1. Годик Э.Э., Курицын Ю.А., Синис В.П. ФТП, т. 12, с. 351 (1978).

2. Абакумов В.Н., Перель В.И., Яссиевич И.Н. – «Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках». Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Контантинова РАН , 1997 год.

3. Морозов С.В., Маремьянин К.В., Ерофеева И.В., и др. ФТП, т. 44, выпуск 11, с. 1523 (2010).

4. Morozov S.V., Marem'yanin K.V., Antonov A.V. et al // Proc. 18th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St.Petersburg, Russia, June 21–26, p. 75 (2010).

5. Румянцев В.В., Морозов С.В., Кудрявцев К.Е., Гавриленко В.И., Козлов Д.В. ФТП, 2012, том 46, выпуск 11, с.1414-1418.

Особенности получения квантовых ям Ga(In)AsP/GaInP для мощных лазерных диодов в условиях МОС-гидридной эпитаксии

Ю.Л. Рябоштан, П.В. Горлачук, И.В.Яроцкая, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк

НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, г. Москва

e-mail: Yu.Ryaboshtan@siplus.ru

Полупроводниковые инжекционные лазеры, излучающие в диапазоне длин волн 750-850 нм на основе AlGaAs/GaAs, широко используются в различных оптико-электронных устройствах и для накачки активных сред. Однако, у лазерных диодов (ЛД) этой системы материалов имеются следующие недостатки:

а) порог оптической катастрофической деградации зеркал (КОДЗ) в содержащих алюминий лазерных диодах почти в 2 раза меньше, чем в не содержащих [1];

б) более высокая температурная зависимость порогового тока (T_0) [2].

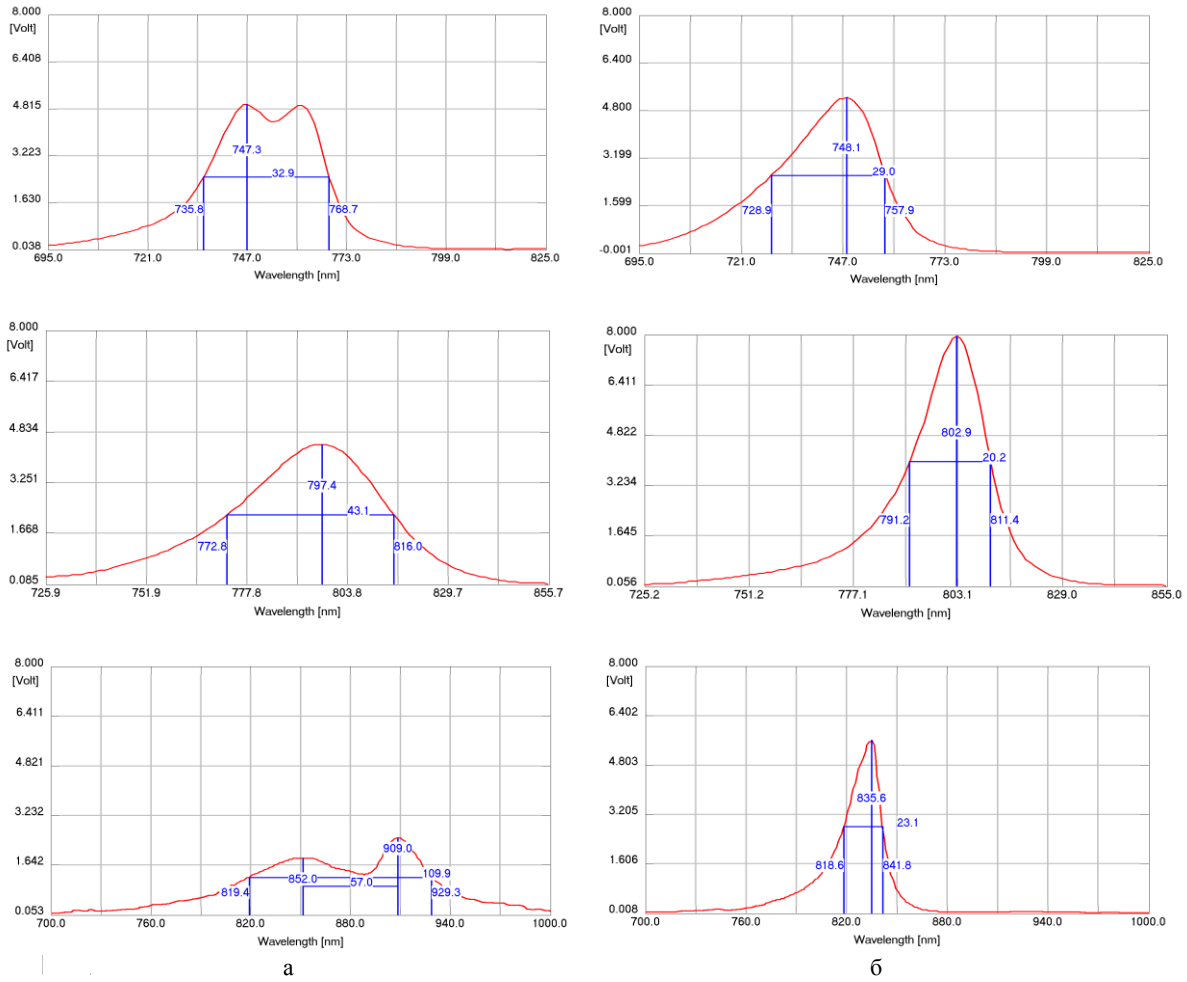
Такие особенности сужают сферу применения указанных ЛД. Причина заключается во вхождении кислорода в слои содержащие алюминий в процессе получения лазерной гетероструктуры. Причем влияние кислорода особенно заметно для структур с длиной волны излучения менее 780 нм [3].

Альтернативным вариантом создания ЛД, излучающих в рассматриваемом спектральном диапазоне 750-850 нм, является использование гетероструктур, не содержащих алюминий в активной области. Указанные приборы изготавливаются на основе гетероструктур с квантовыми ямами GaAsP/InGaAsP, выращиваемые методом МОС-гидридной эпитаксии. Для накачки активных сред, в частности содержащих Nd^{3+} , важно иметь узкую полосу генерации возбуждающего лазерного излучения для лучшей эффективности преобразования. Но при создании квантовых ям (КЯ) GaAsP/InGaAsP в волноводной матрице GaInP возникают переходные слои приводящие, в конечном счѐте, к ухудшению качества спектра ЛД. По этой причине эффективность накачки активных сред во многом определяется качеством формирования квантовых ям в активной области указанных гетероструктур. В связи с этим необходима оптимизация технологии формирования указанных КЯ с постоянным контролем спектральных характеристик. Для этого удобно использовать фотолюминесцентные измерения активной области, как интегрального показателя качества выращиваемых гетеропереходов.

В работе изучалось влияние таких параметря ащиваемых гетер

В работе изучалось влияние таких параметря ащиваемых г

В работе изучалось влияние таких параметря ащиваем



а б

Рис. 2. Спектры фотолюминесценции КЯ до оптимизации ростовых условий (а) и после (б)

В процессе оптимизации параметров роста гетероструктур удалось увеличить интенсивность фотолюминесценции КЯ, получить одиночные пики с одновременным уменьшением ширины на полувысоте, относительно первоначальных результатов. На рис. 2 представлены спектры фотолюминесценции исследованных образцов до и после оптимизации режимов получения КЯ. Видно, что исходные спектры характеризуются значительной полушириной, наличием нескольких спектральных максимумов, что говорит о неоднородности КЯ. Проведенный комплекс мероприятий позволил существенно улучшить результаты, в первую очередь добиться ярко выраженного максимума и сузить спектр. Причем, указанные эксперименты успешно реализованы во всем спектральном диапазоне 750-850 нм. Полученные данные указывают на перспективность использования квантовразмерных гетероструктур не содержащих алюминий, несмотря на технологические трудности их формирования.

Основываясь на достигнутых результатах, были созданы приборные гетероструктуры, из которых впоследствии изготовили как одиночные ЛД, так линейки и решетки ЛД. Указанные приборы характеризовались высокими выходными характеристиками во всем исследованном спектральном диапазоне 750-850 нм.

1. Mawst, L.J. Shortwavelength (0.7<λ<0.78 μm) high-power InGaAsP-active diode lasers / L.J. Mawst, S. Rusli, A. Al-Muhanna, J.K. Wade// IEEE J. Select. Top. Quantum Electron. 1999. 5. P. 785–791.

2. Алуев, А.В. GaInAsP/GaInP/AlGaInP-лазеры, излучающие на длине волны 808 нм, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии/ А.В. Алуев, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, Н.В. Фетисова, А.А. Чельный, В.В. Шамахов, В.А. Симаков, И.С. Тарасов // ФТП. 2009. Т. 43. Вып. 43. С. 556-560

3. Knauer, A. Influence of oxygen in AlGaAs-based laser structures with Al-Free active region on device properties/ A. Knauer, H. Wenzel, G. Erbert, B. Sumpf, M. Weyers // Journal of Electronic Materials. 2001. V. 30. P. 1421-1424.

Метастабильные состояния – возможный механизм аномалий квантования контактанса мезоскопических структур

В.А. Сабликов

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

e-mail: sablikov@gmail.com

К настоящему времени известно большое количество экспериментов, в которых обнаруживаются неуниверсальные плато квантования кондактанса (т. е. не кратные целому кванту e^2/h, а имеющие значения вблизи 0.7, 0.85, 0.25, …$\times 2e^2/h$) в квантовых контактах и квантовых проводах с одномерными состояниями, соединенных с электронными резервуарами. Природа этих аномалий не выяснена. В течение длительного времени она остается одной из трудноразрешимых проблем физики наноструктур, для решения которой требуются новые подходы. [1,2] Ключевым является вопрос о структуре равновесного состояния, образующегося в электронной системе контакта вследствие межэлектронного взаимодействия при наличии спина. В литературе доминируют две идеи: i) образование спин-поляризованного состояния с расщепленными по спину подзонами и ii) образование Кондо системы с локализованным состоянием. Но они не позволяют объяснить наблюдаемые аномалии.

В настоящей работе найдено необычное свойство электронной системы в квантовом контакте, которое может быть существенным для нового подхода к проблеме аномалий кондактанса. Оно состоит в том, что при спонтанном нарушении спиновой симметрии происходит образование метастабильного состояния, которое имеет энергию, несильно превышающую энергию глобально стабильного состояния.

Это свойство обнаруживается в модели, сформулированной на основе анализа экспериментов, показавшего, что аномалии всегда наблюдаются в таких условиях, когда взаимодействие сильно неоднородно в пространстве, а именно, оно локализовано в небольшой области квантовой перетяжки, тесно связанной с электронными резервуарами, в которых взаимодействие мало. Другая важная особенность условий, при которых обнаруживаются аномалии, состоит в том, что по энергии система находится не в основном состоянии, так что в транспорте проявляются также и возбужденные состояния.

В настоящей работе исследуются одномерная и двумерная системы с межэлектронным взаимодействием, локализованным в небольшой области. Область взаимодействия и окружающий ее электронный газ, находящийся в термодинамически равновесном состоянии, рассматриваются как единая квантовая система. Исследование проводится путем минимизации термодинамического потенциала Ω этой системы, который вычисляется в приближении самосогласованного поля для ненулевой температуры [3]. Условия стационарности термодинамического потенциала приводят к уравнениям для одночастичных волновых функций. Устойчивость полученных решений выясняется путем исследования второй вариации термодинамического потенциала.

Парное взаимодействие считается контактным, так что потенциал межэлектронного взаимодействия имеет вид $V_{ee}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{x}') = v(\boldsymbol{x})\,\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')$, причем амплитуда $v(\boldsymbol{x})$ локализована в области с размером меньше локальной длины волны электронов. Вычисляются плотности электронов со спином вверх и вниз $n_\uparrow(\boldsymbol{x})$ и $n_\downarrow(\boldsymbol{x})$ в области взаимодействия и вне ее, эффективный самосогласованный потенциал области взаимодействия и термодинамический потенциал системы Ω.

Установлено, что уравнения, минимизирующие термодинамический потенциал, могут иметь несколько решений, наличие и поведение которых зависит от параметра $B=2m_eL\bar{u}/(\pi\hbar^2)$, характеризующего взаимодействие, (L – размер области взаимодействия, $\bar{u}$ – усредненный по этой области потенциал взаимодействия). Если B меньше критического значения B_c, то система имеет единственное решение, которое соответствует неполяризованному по спину состоянию. При $B=B_c$ появляется еще и второе решение, в котором имеется спиновая поляризация. Возникающий таким образом фазовый переход имеет два принципиальных отличия от блоховского перехода в однородной электронной системе, которые иллюстрирует рис. 1:

i) выше точки перехода существуют два состояния, одно из которых поляризовано, а другое нет; одно глобально устойчиво, а другое метастабильное.

ii) величина поляризации в поляризованном состоянии изменяется с ростом параметра взаимодействия пропорционально $(B-B_c)^{1/2}$.

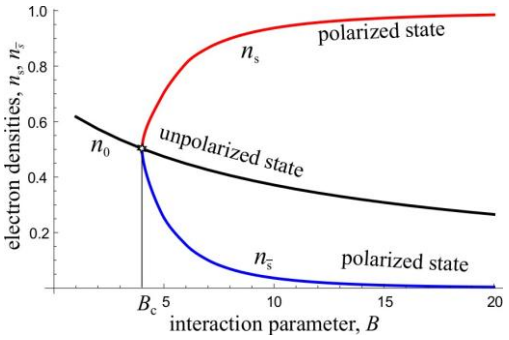


Рис. 1. Плотности электронов с противоположными спинами в зависимости от параметра взаимодействия. При $B>B_c$ существуют два состояния: поляризованное и неполяризованное, при $B<B_c$ – только неполяризованное

Сравнение термодинамических потенциалов поляризованного и неполяризованного состояний показывает, что вопрос о том, какое из них является метастабильным, а какое глобально устойчивым, не имеет универсального ответа. Дело в том, что термодинамический потенциал определяется не только энергией взаимодействия электронов, но и энергией электронного облака (в общем случае спин-поляризованного), которое образуется вокруг области взаимодействия. Эта энергия зависит от формы потенциального барьера в контакте и от наличия вблизи него рассеивающих центров. Если барьер предельно узок и центров рассеяния нет, то поляризованное состояние является глобальным.

Расчет для потенциального барьера конечной ширины в виде $U=U_0/\cosh^2(x/L)$ показывает, что при увеличении ширины барьера L глобальным становится неполяризованное состояние (рис. 2).

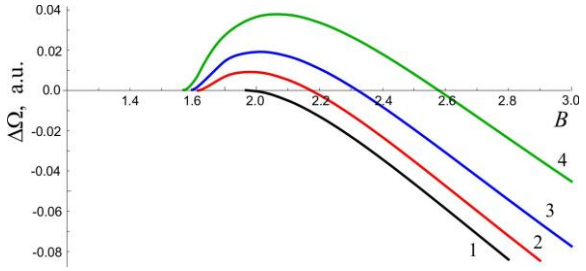


Рис. 2. Термодинамический потенциал метастабильного (поляризованного) состояния относительно глобально устойчивого для разных длин L. Кривые 1 - 4 соответствуют значениям $(Lk_F)^2$=0.001, 0.05, 0.1, 0.2

Интересно, что величина термодинамического потенциала обоих состояний в точке перехода совпадает, а вблизи критической точки растет при увеличении B пропорционально $(B\text{-}B_c)^2$.

Критическое значение параметра взаимодействия зависит от величины потенциала U_0, создаваемого в области взаимодействия внешними зарядами, например, затвором или заряженными примесями. При увеличении этого потенциала критическое значение B_c увеличивается (рис. 3).

На рис. 3 показана также энергия, соответствующая температуре. При конечной температуре имеется некоторый интервал значений параметров, таких как высота потенциального барьера

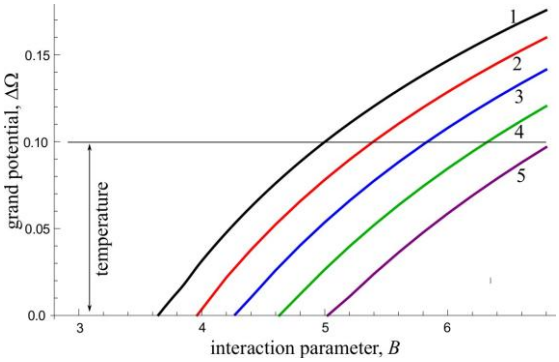


Рис. 3. Зависимость термодинамического потенциала метастабильного состояния от параметра взаимодействия для разных потенциалов U_0 в области взаимодействия. Кривые 1 - 4 соответствуют значениям $A=2m_eL^2U_0/\hbar^2$ равным 0.9, 0.95, 1.0, 1.05, 1.1

в квантовом контакте или уровень Ферми в резервуарах, в котором разность термодинамических потенциалов поляризованного и неполяризованного состояний меньше температуры. В этом интервале вероятность того, что система находится в поляризованном состоянии, близка к вероятности неполяризованного состояния.

Если проводимость неполяризованного состояния оценить, как $2e^2/h$, а проводимость в поляризованном состоянии порядка e^2/h, то в условиях, когда оба состояния равновероятны, измеряемую dc проводимость можно оценить как ¾ $2e^2/h$.

Температурная зависимость проводимости в области этого «плато» определяется тем, что с увеличением температуры происходит рост критического параметра взаимодействия. Величина параметра взаимодействия и высота барьера могут быть подобраны таким образом, что при заселении метастабильного состояния происходит уменьшение проводимости с ростом температуры.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ и программ РАН.

1. Berggren K.-F. and Pepper M.P. Phil. Trans. R. Soc. A **368**, 1141 (2010).

2. Micolich A.P. J. Phys.: Condens. Matter **23**, 443201 (2011).

3. Mermin N.D. Annals Phys. **21**, 99 (1963).

Генерация спинового тока в туннельном контакте нормального проводника и 2D топологического изолятора

А.А. Суханов, В.А. Сабликов

Институт радиотехники и электроники РАН им. В.А. Котельникова, г. Фрязино

e-mail: AASukhanov@yandex.ru

Отличительной чертой топологических изоляторов (ТИ) является существование на их поверхностях или краях электронных состояний с бесщелевым спектром, устойчивых к беспорядку и рассеянию на немагнитных примесях [1]. Краевые состояния (КС) в 2D ТИ имеют геликоидальную спиновую структуру, в которой направление спина электронов однозначно связано с импульсом.

В связи с этим возникает идея использовать туннелирование электронов из 2D ТИ в нормальный проводник для генерации спинового тока в нормальном проводнике чисто электрическими средствами. Действительно, в КС электроны с противоположными спинами движутся в противоположных направлениях. Если при туннелировании сохраняется параллельный границе импульс и спин, то электроны с противоположными спинами после туннелирования из КС в нормальный проводник попадают в состояния с противоположно направленными скоростями. Таким образом, в результате туннелирования происходит спиновая фильтрация электронов и в нормальном проводнике возникает спиновый ток, если даже туннельный барьер немагнитный и внешнее магнитное поле отсутствует.

В настоящей работе показано, что туннелирование электронов из геликоидальных краевых состояний двумерного топологического изолятора в электронный волновод - полоску нормального электронного газа - может быть эффективным механизмом генерации спинового тока в волноводе.

Мы изучили спиновую фильтрацию электронов в модельной системе, в которой 2D ТИ и полоска нормального электронного газа, лежащие в одной плоскости, соединены туннельным контактом (рис. 1). В общем случае считаем, что имеется внешнее магнитное поле B, перпендикулярное плоскости структуры.

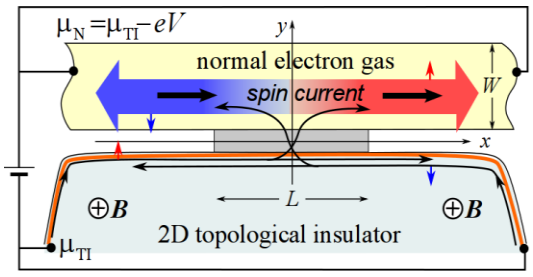


Рис. 1. Туннельный контакт 2D ТИ и полоски нормального электронного газа

Электронный ток, проходящий через контакт, расщепляется в полоске на два потока, которые направлены в разные стороны от контакта. Спиновая поляризация тока в разных ветвях волновода противоположна и таким образом в волноводе возникает спиновый ток.

Существенное влияние на спиновые и зарядовые токи в волноводе оказывают: а) рассеяние электронов на контакте, из-за которого некоторые электроны могут изменить направление скорости, и б) электрон-электронное взаимодействие, которое существенно изменяет спектральную функцию электронов в 1D краевых состояниях и перенормирует скорости электронов. Кроме того, величина и спиновая поляризация токов сильно изменяются во внешнем магнитном поле, в частности, из-за зеемановского расщепления электронных спектров в КС и волноводе.

Электроны в КС рассматривались как геликоидальная жидкость Латтинджера с коротко-действующим взаимодействием, для описания которой использовался метод бозонизации [2]. Электроны в полоске описывались как газ невзаимодействующих частиц. Туннелирование учитывалось с помощью туннельного гамильтониана, который рассматривался как возмущение [3]. Были вычислены электронные и спиновые токи и изучены их зависимости от напряжения на туннельном контакте V, химического потенциала μ, длины контакта L, ширины полоски W, параметра взаимодействия g электронов в КС, а также от внешнего магнитного поля B.

Зависимости зарядовых $J^{\pm}$ и спиновых $J_s^{\pm}$ токов в правой и левой ветвях полоски от напряжения V представлены на рис. 2 для структуры с большими L и W ($Lp_F >>1$, $Wk_F >>1$, p_F и k_F – фермиевские импульсы электронов в КС и волноводе).

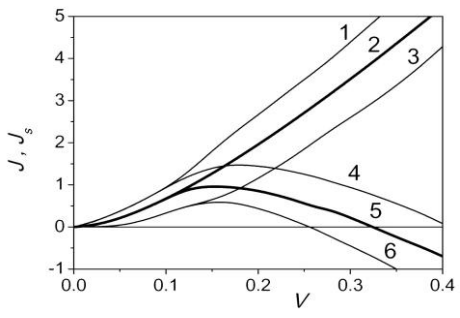


Рис. 2. Зависимости тока (кривые 1 - 3) и спинового тока (4 - 6) от напряжения. Жирные линии соответствуют B=0: 2 – $J^+ = J^-$ и 5 – $J_S^+ = J_S^-$. Тонкие линии - $B > 0$ ($\Delta_B = 0.08mv_F^2$): 1 – J^-, 3 – J^+, 4 – J_S^-, 6 – J_S^+. Ток, спиновый ток и напряжение нормированы на $J^*=2em^3v_F^2T_0^2L/\pi\hbar^5$, $J_s^*= J^*\hbar/2e$ и $V^*=2mv_F^2/e$

Спиновая поляризация токов при малых напряжениях $eV < \mu$ практически равна 100% в обеих ветвях волновода. При этом зависимости $J^{\pm}(V)$ слабо суперлинейны и характеризуются показателем степени, возрастающим с ростом взаимодействия электронов в КС.

Характерной чертой спектра КС является то, что спин и скорость электронов с заданным знаком импульса k меняют свое направление при изменении знака энергии, отсчитанной от дираковской точки. Поэтому при $eV > \mu$, когда нижняя граница слоя туннелирующих электронов пересекает эту точку, поляризация начинает уменьшаться и затем меняет знак. Такой же эффект возникает и на зависимости поляризации от химического потенциала μ: поляризация меняет знак, когда μ опускается ниже точки Дирака.

Увеличение магнитного поля приводит к уменьшению тока, создаваемого электронами со спином, направленным против поля, а при большой энергии зеемановского расщепления, $\Delta_B > (\mu, eV)$,- к его исчезновению в соответствующей ветви волновода.

Интересно, что поляризация тока увеличивается при увеличении электрон-электронного взаимодействия, т. е. при уменьшении параметра g (рис. 3).

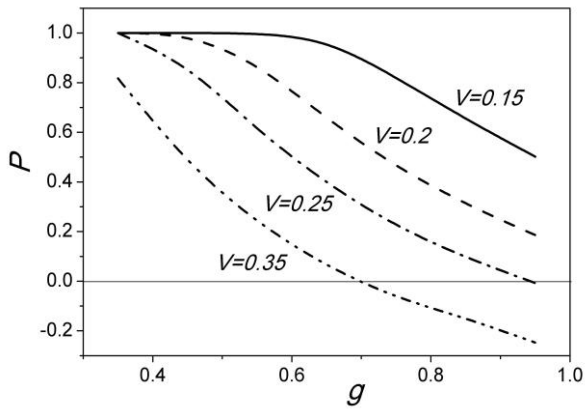


Рис. 3. Зависимости поляризации P от параметра электрон-электронного взаимодействия g для различных напряжений V

Этот результат объясняется тем, что уменьшение g приводит к увеличению скорости возбуждений в КС. Это, в свою очередь, эффективно сдвигает точку Дирака вниз по энергии, в результате чего уменьшается количество электронов, попадающих в энергетический интервал под точкой Дирака.

Если напряжение достаточно велико, то при изменении параметра взаимодействия g знак поляризации может даже поменяться (рис. 3).

В туннельных контактах малого размера поляризация P существенно уменьшается из-за обратного рассеяния электронов. Нагляднее всего это проявляется на зависимостях зарядовых и спиновых токов от длины контакта L (рис. 4).

При малой длине контакта (Lp_F <1) нормированный на единицу длины контакта зарядовый ток возрастает линейно с L, а спиновый ток при $B = 0$ пренебрежимо мал из-за сильного рассеяния контактом, приводящего к выравниванию электронных потоков с противоположными спинами в каждой из ветвей полоски. При $Lp_F >1$ спиновые токи возрастают из-за ослабления рассеяния и асимптотически при $Lk_F >>1$ электронные токи полностью поляризуются.

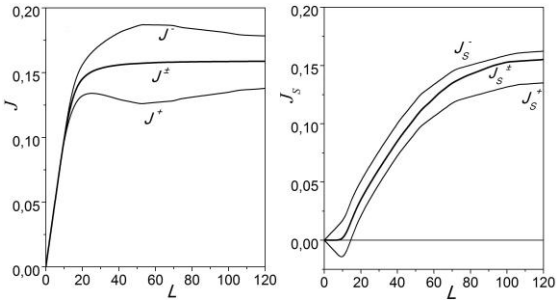


Рис. 4. Зависимости зарядового J и спинового J_S токов в полоске нормального 2D газа от длины области туннельного контакта L. Жирные линии соответствуют $B = 0$, тонкие линии – $B > 0$ ($\Delta_B = 0.02 \cdot mv_F^2$). Длина контакта L нормирована на $L^* = \hbar/2mv_F$

При больших L магнитное поле B из-за зеемановского расщепления спектров приводит к «разбалансу» токов в ветвях полоски. При этом поляризация токов в каждой из ветвей близка к 1 при $\mu > (\Delta_B, eV)$.

При малых L из-за рассеяния электронов на контакте токи в обеих ветвях полоски выравниваются, и, наоборот, спиновые токи раскомпенсируются, причем знаки спиновых токов в ветвях полоски оказываются противоположными. Так, например, в правую ветвь полоски с меньшим потоком спинов, направленных против поля B, из-за рассеяния попадает больший по величине поток электронов со спинами, направленным по полю, в результате чего спиновый ток в этой ветви J_s^+ оказывается отрицательным.

Из приведенных данных можно сделать вывод, что туннелирование электронов из геликоидальных краевых состояний 2D ТИ в нормальный 2D электронный газ может служить эффективным механизмом создания и управления спиновыми токами в нормальных проводниках.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ и программ РАН.

1. Qi, X.L. Topological insulators and superconductors / X.L. Qi and Sh-Ch. Zhang // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83, № . 1057-1110.

2. Voit J. One-dimensional Fermi liquids / J. Voit // Rep. Prog. Phys. 1995 V. 58, № 9, P. 977-1116.

3. Mahan, G.D. Many Particle Physics / G.D. Mahan. – N.-Y.: Kluwer/Plenum, 2000. – P. 785.

Кремний-германиевые наноструктуры с высоким содержанием германия

Ю.Г. Садофьев, В.П. Мартовицкий, М.А. Базалевский

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

e-mail: sadofyev@hotmail.com

Кремний-германиевые наноструктуры исследуются в течение последних более чем двух десятков лет. Интерес к данным структурам обусловлен поисками способов трансформации запрещенной зоны от непрямой к прямой в k-пространстве, а также возможности создания эффективных монолитно интегрированных оптоэлектронных устройств на кремнии. Преимущественной областью применения данных устройств является телекоммуникация в диапазоне длин волн 1.260 – 1.675 мкм. Наибольшее внимание уделялось короткопериодным Si-Ge сверхрешеткам [1], квантовым точкам германия на кремнии [2], квантовым ямам Ge_xSi_{1-x} , ограниченными барьерными слоями из кремния [3]. В последнем случае мольная доля германия x в квантовых ямах обычно относительно невелика ($x < 0.3$) из-за ограничений, связанных с несоответствием периодов кристаллических решеток кремния и германия, осложняющих получение наноструктур высокого качества. Однако проведенные исследования еще не привели к результатам, позволяющим рассчитывать на широкое применение их для решения практических задач.

В последние годы обозначилась тенденция к исследованию свойств кремний-германиевых наноструктур, в которых мольная доля германия x в квантовой яме близка к 1.0, а мольная доля германия y в барьерных слоях Ge_ySi_{1-y} также высока ($y \sim 0.8$). В таких структурах, в отличие от квантовых ям с низкой мольной долей германия, имеющих зонную диаграмму второго типа, обеспечивающую локализацию дырок в слое германия. могут быть реализованы гетеропереходы с зонной диаграммой первого типа в реальном пространстве, с высотой потенциального барьера для электронов 100 -150 мэВ. Предполагается, что при выполнении ряда условий может иметь место и такая трансформация запрещенных зон материалов, которая приведет к преобладанию прямых в k-пространстве оптических переходов в квантовой яме [4]. Для обеспечения баланса встроенных гетероэпитаксиальных напряжений в таких наноструктурах необходимо предварительно выращивать на пластинах германия или кремния релаксированные буферные слои состава, близкого к $Ge_{0.9}Si_{0.1}$. Эти слои должны обладать низкой (10^5 – 10^6 $см^{-2}$) концентрацией пронизывающих дислокаций и совершенной морфологией поверхности. Такие требования трудно выполнимы при эпитаксии на кремниевых подложках из-за существенного различия параметров кристаллических решеток, а также различия коэффициентов термического расширения кремния и германия. При использовании эпитаксии из газовой фазы выращивают варизонные буферные слои GeSi, в которых градиент мольной доли германия составляет ~ 0.05 – 0.07 на 1 мкм толщины. Полная толщина буферного слоя составляет 15 – 20 мкм, что неприемлемо для молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) вследствие характерных для данного метода низких ($\leq$ 1 мкм/час) скоростей роста. Более перспективными для МПЭ являются приемы, основанные на использовании схем роста, включающих комбинацию низко-и высокотемпературной эпитаксии, использования сурфактантов, промежуточных напряженных сверхрешеток, и др.

В данной работе проведено исследование особенностей роста буферных слоев германия и Ge_xSi_{1-x} ($x \sim 0.9$) на пластинах кремния ориентации (100) методом МПЭ на установке «Катунь», изготовленной институтом физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск. Установка укомплектована двумя электронно-лучевыми испарителями для испарения кремния и германия, а также двумя молекулярными источниками тигельного типа с резистивным нагревателем для испарения легирующих элементов. Встроенный дифрактометр быстрых электронов (RHEED) позволял контролировать все стадии ростового процесса in situ. Свойства полученных эпитаксиальных слоев контролировали с помощью высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии, атомно-силовой микроскопии (АСМ), оже-спектроскопии.

Перед выращиванием слоев германия на кремнии применяли процедуру возгонки естественных окислов с поверхности кремниевой пластины с помощью нескольких циклов осаждения слоев кремниятолщиной в несколько моноатомных слоев при температуре выше 900°С и выдержки при этой температуре. Образование типичной для кремния ориентации (100) картины дифракции быстрых электронов, указывающей на формирование двухдоменной поверхностной реконструкции типа (2×1), считали критерием образования атомарно-чистой поверхности. Затем выращивали буферный слой кремния толщиной 200 нм при температуре кремниевой пластины 750°С и скорости осаждения кремния 10 нм/мин.

Далее использовали несколько вариантов продолжения эпитаксиального роста. В случае выращивания низкотемпературных прослоек кремния или германия пластину кремния охлаждали до температуры ~ 250 - 350°С, после чего

осаждали слои того или иного материала толщиной 50 нм. Затем температуру подложки повышали до 650°C, при которой выращивали основной слой германия или GeSi толщиной около 1 мкм.

Альтернативным методом роста являлось использование сурьмы в качестве сурфактанта при выращивании обогащенных германием слоев. В этом случае после выращивания буферного слоя кремния температуру кремниевой пластины понижали до 350°C, после чего подавали молекулярный пучок сурьмы в течение времени, обеспечивающего исчезновение сверхструктурных рефлексов. Этот переход достигается при осаждении на поверхность кремния одного моноатомного слоя сурьмы [5]. Время экспозиции определяется температурой молекулярного источника сурьмы. В нашем случае оно изменялось от 20 сек до 5 мин при изменении температуры молекулярного источника сурьмы в интервале 435 - 375°C. Из приведенных величин можно оценить в первом приближении интервал изменения интенсивности молекулярного пучка сурьмы. Для указанных выше условий плотность потока сурьмы изменяется в пределах $3\times10^{13} – 1.5\times10^{12}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$.

Затем температуру пластины кремния повышали до 650°C, после чего выращивали основной слой германия или GeSi толщиной около 1 мкм, не прерывая поток сурьмы. После этого выращивали 10 нм эпитаксиального слоя при зарытой заслонке молекулярного источника сурьмы. Отметим, что сверхструктурные рефлексы, погашенные при низкотемпературном осаждении сурьмы, проявляются с низкой интенсивность при повышении температуры кремниевой пластины до указанной выше температуры 650°C, несмотря на непрерывную подачу сурьмы на поверхность пластины. Это указывает на уменьшение степени покрытия поверхности кремния сурьмой перед выращиванием основного слоя германия или GeSi.

Вне зависимости от условий зарождения, при формировании гетероперехода Si/Ge наблюдаются стадии, типичные для механизма роста по модели Странского – Крастанова, т.е. образование смачивающего слоя с последующим формированием трехмерных островков. При продолжении роста поверхность выглаживается, появляются рефлексы двухдоменной реконструкции (2×1) и, при увеличении толщины эпитаксиального слоя, полосы Кикучи. Для низкотемпературных слоев германия характерно существенное увеличение длины стержней обратной решетки на картинах дифракции быстрых электронов, что свидетельствует о выглаживании поверхности. Однако при последующем высокотемпературном росте слоев германия или GeSi наблюдается формирование V-образных особенностей на стержнях, свидетельствующее об образовании фасеток. Угол, образуемый внешними сторонами рефлекса фасеток, близок к 10°. Это указывает на формирование плоскостей семейств {117} или {119}, которые характеризуются углами фасеток 11.4° и 8.9°, соответственно [6]. В картинах RHEED слоев, выращенных без использования сурфактанта, наблюдаются рефлексы от островков, ограненных плоскостями семейства {113}.

Анализ изображений АСМ от поверхности выращенных слоев показал, что шероховатость поверхности (RMS) составляет 0.3 нм для буферных слоев кремния, 4 – 6 нм для слоев германия, выращенных на низкотемпературных буферных слоях кремния или германия. Для слоев германия, выращенных при использовании сурьмы в качестве сурфактанта, величина RMS снижалась до 0.6 нм, если поток сурьмы был выше 4×10^{12} см$^{-2}$с$^{-1}$. Использование потока сурьмы меньшей интенсивности приводило к увеличению RMS до ~ 4 нм. Нелегированные слои германия на кремнии обладали проводимостью p – типа с концентрацией дырок ~ 1×10^{15} см$^{-3}$, и электрическое сопротивление слоев слабо зависело от факта соиспарения сурьмы в качестве сурфактанта, за исключением использования потока максимальной интенсивности из указанного выше интервала. В этом случае тип проводимости не менялся, но электрическое сопротивление слоя увеличивалось в 2-3 раза, что указывает на возможное образование компенсированных слоев за счет частичного встраивания сурьмы в растущий слой. При этом в дифференциальных оже-спектрах поверхности структур наблюдали характерный для сурьмы набор линий, наибольшей интенсивностью из которых обладал дублет вблизи энергии 460 эВ. Сопоставляя известное значение предела обнаружения оже-спектроскопии (0.1% моноатомного слоя), глубину выхода оже-электронов (~ 1.5 нм), наличие интенсивного сигнала сурьмы и тот факт, что 10 нм приповерхностного слоя германия выращивали с выключенным потоком сурьмы можно заключить, что наблюдаемый вид спектров обусловлен явлением сегрегации сурьмы на поверхности растущего слоя.

Из данных ренгеновской дифрактометрии следует, что параметр решетки германия в плоскости срастания с кремнием равен $a_{\parallel}$=5.666 Å, а в направлении роста $a_{\perp}$=5.6515 Å. Параметр решетки ненапряженного германия равен a=5.658 Å. Наблюдаемая деформация кристаллической решетки релаксированных гетероэпитаксиальных слоев германия на кремнии, приводящая к двуосному растяжению германия в плоскости роста на 0.15%, обусловлена различием коэффициентов термического расширения кремния и германия, приводящим к возникновению напряжений при охлаждении структуры до комнатной температуры от температуры роста. Полуширина пика германия обычно мене 0.1°, а интенсивность на порядок величины уступает сигналу от кремниевой пластины.

Мы не наблюдали существенного различия в микроморфологии поверхности GeSi слоев с мольной долей кремния вблизи 0.1 от того же для слоев германия. Однако полуширина пика GeSi на ренгеновской дифрактограмме увеличивалась по сравнению с германиевыми слоями до 50% вели-

чины. Это может быть следствием нестабильности интенсивности молекулярных пучков кремния и германия при продолжительных ростовых процессах, поскольку поддержание постоянной мощности электронно-лучевых испарителей является единственно возможным способом стабилизации потоков испаряемых материалов в используемом оборудовании.

Работа поддержана Программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 24 «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов» и грантом РФФИ № 13-02-00680.

1. Kasper E., Kibbel H., Jorke H., Brugger H., Friess E., Abstreiter. G. /Symmetrically strained Si/Ge superlattices on Si substrates. //Phys. Rev. B **38**, 3599-3601 (1988).

2. Peng C. S., Huang Q., Cheng W. Q., Zhou J. M., Zhang Y. H., Sheng T. T., Tung C. H. /Optical properties of Ge self-organized quantum dots in Si. //Phys.Rev. B **57**, 8805–8808, (1998).

3. Bean J.C. /Silicon-based semiconductor heterostructures: Column IV bandgap engineering. //Proc. of the IEEE, **80**, 571 - 587 (1992).

4. Bonfanti M., Grilli E., Guzzi M., Virgilio M., Grosso G., Chrastina D., Isella G., von Känel H., Neels A. /Optical transitions in Ge/SiGe multiple quantum wells with Ge-rich barriers. //Phys. Rev. B **78**, 041407 (R) (2008).

5. Wietler T.F., Bugiel E, Hofmann K.R. /Surfactant-mediated epitaxy of relaxed low-doped Ge films with low defect densities. // Appl. Phys. Lett. **87**, 182102 (2005).

6. Sanduijav B, Matei D. G., Springholz G. /In situ control of Si/Ge growth on stripe-patterned substrates using reflection high-energy electron diffraction and scanning tunneling microscopy. //Nanoscale Res. Lett. **5**, 1935-1941 (2010)..

Блоховские осцилляции и терагерцовая электролюминесценция в естественной сверхрешетке политипов SiC

В.И. Санкин, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, А. Г. Петров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

e-mail: sankin@mail.ioffe.ru

С того момента, как почти 100 лет тому назад была теоретически сформулирована идея о необычном превращении в электрическом поле монотонного поступательного движения электрона в осцилляционное, не прекращалась интенсивная экспериментальная работа по обнаружению эффектов, обусловленных этим явлением, получившим название блоховские осцилляции (БО).

В 70-х годах была предложена и реализована революционная технология молекулярно – лучевой эпитаксии для создания искусственных сверхрешеток (ИСР) GaAs-AlGaAS, с помощью которых надеялись обнаружить эффекты, связанные с БО [1]. В 90-х годах появилось множество сообщений о наблюдении БО, в первую очередь в опытах связанных с терагерцовым излучением [2]. Однако ни одно из многочисленных сообщений о наблюдении БО, в настоящее время не может быть признано достоверным. Скорее всего, рассеяние электронов на интерфейсах гетерограниц и на флуктуациях периодичности ИСР не позволило реализовать наблюдение этих эффектов в ИСР, поскольку длина локализации электрона как правило больше периода сверхрешеток.

Политипы гексагонального (ромбоэдрического) карбида кремния обладают сверхпериодичностью вдоль оси кристалла С, их элементарная ячейка во много раз больше расстояния между слоями решетки, расположенными вдоль гексагональной оси С. Хотя природа сверхпотенциала в политипах SiC не столь очевидна как в ИСР, результаты экспериментальных исследований транспорта в сильном электрическом поле показали наличие отчетливо выраженной минизонной структуры электронного спектра в семи естественных сверхрешетках (ЕСР) политипов SiC и отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в 4H-, 6H-, 8H-SiC [3]. Ширина первой минизоны составляет примерно 500, 260 и 140 мэВ в 4H-, 6H-, 8H-SiC соответственно [3].

В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование ТГц электролюминесценции, индуцированной режимом блоховских осцилляций в системе ЕСР политипов карбида кремния. Эксперименты были выполнены на диодных n^+–n^-–n^+ и триодных n^+–p^-–n^+ структурах. Базовые n^- и p^- - слои были выращены методом сублимации на 6H-, 8H-, 15R- SiC на плоскости (0001) Lely подложек и имели концентрацию 10^{17}см$^{-3}$ > $N_d - N_a$ > 10^{15} см$^{-3}$ и $N_a - N_d \sim 10^{17}$ см$^{-3}$ толщины от 2 до 10 мкм. Верхний n^+-контактный слой с концентрацией $\sim N_d - N_a > 10^{19}$ см$^{-3}$ создавался на $n^-(p^-)$-слое путем имплантации ионов азота с последующим отжигом. Исследуемые образцы укреплялись на хладопроводе гелиевого оптического криостата с Т=7 К. На образцы подавалось смещение в виде пачек прямоугольных импульсов с частотой следования 75 Гц и длительностью отдельной пачки 6,7 мсек. Оптические измерения проводились на специализированном step-scan Фурье-спектрометре для ТГц измерений со спектральным разрешением 0.6 мэВ.

На Рис.1 приведены спектры ТГц электролюминесценции (ЭЛ) n^+–n^-–n^+ структуры ЕСР 6H-SiC. Спектр излучения при напряжении 200 В содержит практически одиночную линию, с максимумом 51,5 см$^{-1}$ (6,4 мэВ). Энергия в максимуме выражается базовым соотношением для БО $E_m = eFd$, из которого при d = 7,5 ангстрем сразу определяется пороговое поле БО $F_t = 8{,}5 \times 10^4$ В/см, что хорошо согласуется с пороговым полем для ОДП в 6H-SiC [3]. Максимумы спектральных кривых при увеличении приложенного напряжения смещаются в высокочастотную область, что обусловлено режимом БО. Интенсивность излучения увеличивалась пропорционально с ростом тока. Ширина линий ТГц излучения оставалась практически постоянной и равной ~2.9 мэВ (0.7 ТГц) при изменении напряжения смещения от 200 до 240 В. Возрастание ширины линии излучения наблюдается при напряжениях 255 В – 295 В. Однако это происходит за счет новой линии около 106 см$^{-1}$ (~13) мэВ, отмеченной стрелками на рис.1. Заметим, что, в отличие от линий с максимумом при 51 см$^{-1}$–66 см$^{-1}$ (6.4–8 мэВ), эта линия асимметрична со степенным спадом с коротковолновой стороны и обнаруживает суперлинейную зависимость интенсивности от тока. Интегральная мощность излучения полосы с максимумом около 13 мэВ составляет около $4\text{x}10^{-5}$ Вт. Мощность теплового излучения черного тела, имеющего максимум 13.0 мэВ и температуру около 32 К была бы $P \approx 10^{-10}$ Вт. Но и нагретое до 300К черное тело излучало бы $P = 8\times10^{-7}$ Вт. Согласно разработанной нами теории данная линия, вероятно, возникает за счет прямых переходов между двумя ветвями первой минизоны, образовнными расщеплением в электрическом поле первой минизоны в точке фолдинга минизонного спектра.

Похожую структуру спектров ТГц электролюминесценции имеют n^+–n^-–n^+ структуры 8H-SiC при различных напряжениях (Рис 2): три длинноволновых линий с максимумами при 42, 51 и 57 см$^{-1}$. Энергия максимума около 5,1 мэВ при d = 10 ангстрем дает для порогового поля $F_t = 5{,}1\times10^4$ В/см. Эта величина

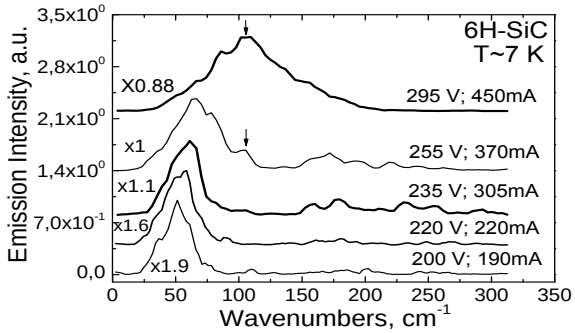


Рис. 1. Спектры ТГц электролюминесценции ЕСР 6H-SiC

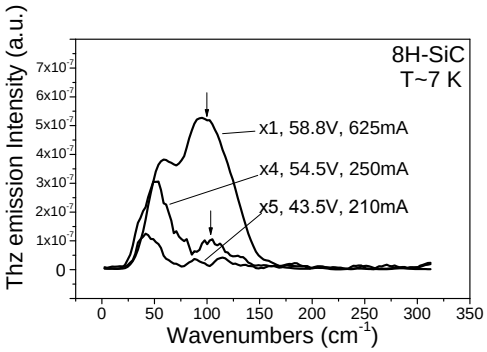


Рис. 2. Спектры ТГц электролюминесценции ЕСР 8H-SiC

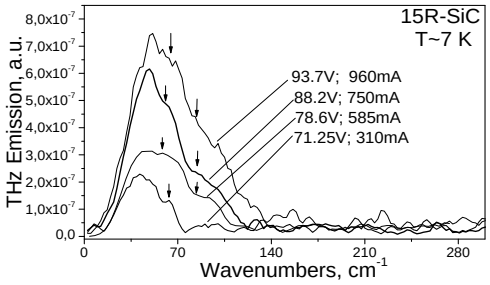


Рис. 3. Спектры ТГц электролюминесценции ЕСР 15R-SiC

более, чем в 1,6 раза меньше, чем в 6H-SiC , что коррелирует с отношением ширин первой минизоны в 6H-SiC и 8H-SiC [3]. Как и в 6H-SiC с ростом напряжения и тока наблюдается дополнительная линия с максимумом ~100 см$^{-1}$ (12 мэВ). Интенсивность этой полосы сверхлинейно растет с увеличением тока. Таким образом, в силу одинаковости свойств, природа этих линий в ЕСР 6H- и 8H-SiC, скорее всего, определяется идентичными механизмами оптических переходов.

Хотя ЕСР 15R- SiC более сложная, но, как и в двух других политипах, здесь наблюдается уже андартная серия длинноволновых линий около -51 см$^{-1}$ (Рис.3), связанных с переходами в систе- ванье-штарковской лестницы первой минизоны с традиционным поведением их от поля и тока. ергия максимума около 5,1 мэВ при d = 12,5 Å ет для порогового поля F_t = 4,2×10^4 В/см. При ом коротковолновое крыло в данной ЕСР более ожное, чем в политипах 6H- и 8H-SiC. Здесь наюдаются не менее двух линий, которые отмечены елками на рисунке. Одна из них (~63 см$^{-1}$) ерхлинейно растет с током. Интересно, что при ке 750 мА ширина линии существенно уменьшается примерно на 25%. Мы полагаем, что это сужение связано с возникновением стимулированного излучения, индуцированного резонансными туннельными переходами между первой и второй минизонами. Вторая линия около 90 см$^{-1}$, вероятно, индуцируется переходами в системе ванье-штарковской лестницы, связанной со второй минизоной. Отметим, что за счет этой линии уширяется коротковолновый край спектра при 960 мА. Интегральная мощность излучения полосы с максимумом около 51 см$^{-1}$ составляет около P = 5×10^{-5} Вт.

Таким образом, впервые в почти столетней истории сложных исследований, нацеленных на обнаружение блоховских осцилляций [2], многолетней острейшей дискуссии о возможности существования ванье-штарковской локализации в кристаллах [4,5], режим блоховских осцилляций реализован в различных ЕСР политипов SiC: открыто интенсивное ТГц излучение блоховских осцилляторов, получены согласованные между собой спектры ТГц излучения в различных ЕСР политипов SiC.

Обнаружены эффективные каналы ТГц ЭЛ, потенциальные источники стимулированного излучения, которые обусловлены специфическими особенностями минизонного спектра электронов в различных ЕСР политипов SiC.

1. Esaki L. and Tsu R. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors // IBM J. Res. Dev. 1970. V. 14, P.61.

2. Leo K. Interband optical investigation of Bloch oscillations in semiconductor superlattices // Semicond. Sci. Technol. 1998. V.13, 249–263.

3. Санкин В.И. Ванье-штарковская локализация в естественной сверхрешетке политипов карбида кремния // ФТП, 2002. Т. 36**,** 769–793.

4. Emin D., Hart C. F. Existence of Wannier-Stark localization // Phys. Rev.B, 1987. V. 36, 7353 –7359..

5. Rabinovitch A. and Zak J. Electrons in Crystals in a Finite-Range Electric Field // 1971. Phys. Rev. B, V. 4, P. 2358–2370., L. Kleinman, Comment on “Existence of Wannier-Stark localization” // Phys. Rev. B 1990, V. 41, P. 3857 – 3858.

Гетеровалентные структуры A^3B^5/A^2-Mn-B^6, полученные методом молекулярно-пучковой эпитаксии для спинтронных применений

И.В. Седова[1], ***Г.В. Климко***[1], ***С.В. Сорокин***[1], ***В.Х. Кайбышев***[1], ***Я.В. Терентьев***[1], ***Д.Ю. Казанцев***[1], ***Б.Я. Бер***[1], ***А.А. Ситникова***[1], ***А.А. Торопов***[1], ***С.В. Иванов***[1]

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

e-mail: irina@beam.ioffe.ru

Создание гибридных полупроводниковых наногетероструктур A^3B^5/A^2B^6, содержащих совершенный гетеровалентный интерфейс (ГВИ) в активной области, предоставляет дополнительную возможность управления зонной структурой, что в свою очередь существенно расширяет спектр применения и круг разрабатываемых полупроводниковых приборов.

Ранее были разработаны гибридные структуры для получения лазерных диодов среднего ИК-диапазона, в которых *p*-эмиттер и активная область формируются на основе полупроводниковой гетероструктуры AlGaAsSb/InAsSb, а *n*-эмиттером служит слой CdMgSe:Cl [1]. Позже, подобные гибридные гетероструктуры AlGaSb/ZnCdSeTe на подложках GaSb были предложены для создания эффективных каскадных солнечных элементов [2]. Исследования магнито-оптических свойств гетеровалентных резонансно-туннельных структур AlGaAs/GaAs/ZnSe/ZnCdMnSe, содержащих квантовую яму (КЯ) немагнитных полупроводников A^3B^5 (AlGaAs/GaAs) и КЯ разбавленных магнитных полупроводников A^2–Mn-B^6 (РМП) (ZnSe/ZnCdMnSe), разделенных тонким барьером с гетеровалентным интерфейсом AlGaAs/ZnSe, открыли новые возможности при конструировании магнито-электронных приборов и для развития концепции спинтроники [3].

В настоящей работе представлены результаты исследований, направленных на разработку технологии молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) гибридных наногетероструктур двух различных типов, содержащих слои широкозонных разбавленных магнитных A^2-Mn-B^6 и немагнитных узкозонных A^3B^5 полупроводников.

Первый тип гибридных структур использовался для исследования спиновых свойств двумерного электронного газа в гетеровалентной КЯ AlSb/InAs/Zn(Mn)Te. На гибридных структурах второго типа с КЯ (Al)GaAs/Zn(Mn)Se изучались процессы спиновой инжекции фотовозбужденных спин-поляризованных электронов в КЯ GaAs/AlGaAs. Основное внимание было уделено разработке технологии формирования ГВИ A^3B^5/A^2-Mn-B^6 высокого структурного качества с определенными электронными свойствами, обеспечивающими заданные разрывы зон на ГВИ.

Процесс роста гибридных гетероструктур контролировался in-situ с помощью дифракции быстрых отраженных электронов (ДБОЭ). Структурные свойства характеризовались методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Методом динамической масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС) проводились исследования профилей распределения основных элементов A^3B^5 и A^2B^6 в области ГВИ.

Образцы обоих типов были получены на подложках GaAs (001) методом МПЭ в двухкамерной установке STE3526 (Semiteq, Россия). Структуры с КЯ (Al)GaAs/Zn(Mn)Se, были выращены последовательно в камере роста полупроводниковых соединений на основе GaAs, а затем переданы в камеру роста соединений A^2B^6 по сверхвысоковакуумному трубопроводу. A^3B^5 часть структур AlSb/InAs/Zn(Mn)Te с гетеровалентной КЯ InAs была получена в отдельной МПЭ-установке Riber 32P, используемой для роста соединений A^3–Sb. С целью защиты поверхности КЯ InAs от окисления при передаче образцов через воздух в установку STE3526 нами применялась оригинальная технология сульфидной пассивации поверхности [4].

A^3B^5 часть структур AlSb/InAs/Zn(Mn)Te содержала буферный слой GaSb, в первую треть которого была встроена короткопериодная сверхрешетка (2.5 нм GaSb/2.5 нм $AlSb)_{10}$ для снижения плотности прорастающих дислокаций в активной области гетероструктуры. Активная область образца состояла из барьерного слоя AlSb и КЯ InAs, толщиной 13 нм. A^2B^6 части серии образцов состояли из немагнитного барьера ZnTe и содержали слои (Zn)MnTe различного состава и толщины. Две КЯ GaAs/AlGaAs толщиной 10 и 5 нм, разделенные 2.5 нм-барьером AlGaAs, составляли активную область A^3B^5 части второй серии гибридных структур на основе (Al)GaAs/Zn(Mn)Se. Общая толщина немагнитного барьера AlGaAs/GaAs/ZnSe, отделяющего верхнюю 5 нм-КЯ GaAs от слоя ZnMnSe варьировалась в диапазоне от ~1.5 до ~3.8 нм.

Было установлено, что формирование когерентного ГВИ InAs/ZnTe в гибридных структурах AlSb/InAs/Zn(Mn)Te возможно лишь при инициации роста слоя ZnTe на (2x4)As-обогащенной поверхности InAs, согласно картине ДБОЭ, при одновременном открытии источников Zn и Te и соотношении падающих потоков элементов Te/Zn>1. Начало процесса эпитаксии на (4x2)In-стабилизированной поверхности приводит к продолжительной стадии трехмерной (3D) кристаллизации ZnTe, регистрируемой по появлению точечных рефлексов на картине ДБОЭ, и приводящей к генерации большой плотности дефектов упаковки и прорастающих дислокаций.

При разработке технологии формирования ГВИ GaAs/ZnSe в структурах (Al)GaAs/Zn(Mn)Se было обнаружено, что в отличие от установившейся точки зрения о необходимости защиты поверхности GaAs от возможных загрязнений остаточными потоками молекул VI группы при увеличении температуры образца до ростовой (~300°C) в данном режиме формирования ГВИ повышение температуры выращенной A^3B^5 части структуры необходимо производить при открытой индивидуальной заслонке и открытом клапане высокотемпературного разложителя источника селена.

Рис. 1(а) - Реконструкция поверхности GaAs (2×4), регистрируемая методом ДБОЭ, характерной для As-стабилизированного состояния поверхности, после транспортировки A^3B^5 части структуры в камеру роста соединений A^2B^6

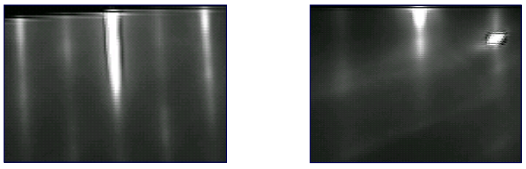
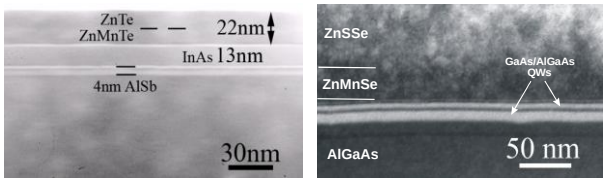


Рис. 1(б). - Поверхность GaAs "декорированная" атомами Se. Реконструкция (2×1), типичная для Se-стабилизированной поверхности

При этом осуществляется "декорирование" поверхности эпитаксиального слоя GaAs атомами Se, что приводит к переходу реконструкции (2×4)As-стабилизированного состояния поверхности GaAs (рис. 1 (а)), в реконструкцию (2×1) (рис. 1 (б)), типичную для Se-стабилизированной поверхности, которая и является оптимальной для формирования близкого к термодинамически равновесному ГВИ GaAs/ZnSe в исследуемых структурах. Установлено также, что для эффективного перемешивания связей As-Zn и Ga-Se на ГВИ A^3B^5/A^2B^6, приводящего к минимизации приинтерфейсных локальных электрических полей [5], инициацию роста слоя ZnSe следует осуществлять путем одновременного открытия индивидуальных заслонок Zn и Se.



а *б*

Рис. 2. ПЭМ-изображения в геометрии поперечного сечения гибридных структур (*а*) AlSb/InAs/Zn(Mn)Te с гетеровалентным интерфейсом InAs/ZnTe (*б*) (Al)GaAs/Zn(Mn)Se с двумя КЯ GaAs/AlGaAs и гетеровалентным интерфейсом GaAs/ZnSe

Следует отметить, что при таком способе начала эпитаксии ZnSe, согласно данным, полученным методом ДБОЭ, 3D стадия зародышеобразования полностью отсутствует, что является дополнительным подтверждением возможности формирования интерфейса GaAs/ZnSe с низкой плотностью дефектов. Изображения структур обоих типов, полученных методом ПЭМ в геометрии поперечного сечения, представленные на рис. 2, демонстрируют наличие резких планарных ГВИ с плотностью протяженных дефектов менее 10^6 $см^{-2}$. Так же следует отметить, что фотолюминесценция из КЯ GaAs/AlGaAs, расположенной на расстоянии 2.5 нм от ГВИ, наблюдается только в том случае, если режим формирования ГВИ осуществляется в предложенном режиме.

На рис. 3 представлены профили распределения основных элементов одной из гибридных структур AlSb/InAs/Zn(Mn)Te, полученных методом ВИМС, подтверждающие наличие четкого ГВИ при полном совпадении с расчетными геометрическими параметрами образца. Анализ результатов измерений до и после термического отжига в диапазоне 300-500ºC, позволил сделать предварительную оценку коэффициентов взаимодиффузии основных элементов.

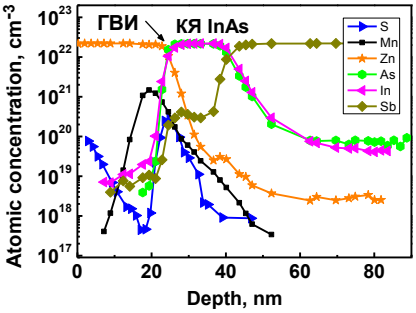


Рис. 3. Профили распределения основных элементов гибридной структуры AlSb/InAs/Zn(Mn)Te, полученных методом динамической ВИМС

Магнитные свойства двумерного электронного газа в AlSb/InAs/Zn(Mn)Te структурах в магнитном поле исследовались с помощью измерения спин-поляризованных электрических токов, индуцированных микроволновым излучением [6]. Структуры характеризовались гигантским зеемановским расщеплением электронных уровней в КЯ InAs *n*–типа, обусловленным обменным взаимодействием волновых функций электронов с ионами Mn^{2+}, что приводило к изменению знака эффективного g-фактора электронов в канале и увеличению его величины более чем на порядок по сравнению с тестовой структурой с ZnTe барьером без Mn [7].

В предложенном режиме формирования ГВИ были получены гибридные структуры (Al)GaAs/Zn(Mn)Se, продемонстрировавшие инжекцию фотовозбужденных спин-поляризованных электронов (~60%) из РМП ZnMnSe в электронно-связанные КЯ GaAs/AlGaAs.

Работа была поддержана грантами РФФИ #11-02-01139, 11-02-12279-офи-м и программой ОФН РАН "Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника".

1. Ivanov S.V. et al. Appl. Phys. Lett. **82**, 3782 (2003).
2. Wang S. et al. J. Cryst. Growth **311**, 2116 (2009)
3. Toropov A. A. et al., Phys. Rev. B **71**, 195312 (2005).
4. Ivanov S. V. et al., Appl. Phys. Lett., **84** (23), 4777 (2004).
5. Frey A. et al., Phys. Rev. B **82**, 195318 (2010)
6. Ganichev S. et al. Phys. Rev. Lett. **102**, 156602 (2009).
7. Terent'ev Ya. et al., Appl. Phys. Lett. **99**, 072111 (2011).

Динамика неравновесных переходов в системе квазидвумерных экситонных поляритонов на пикосекундных масштабах времени

А.В. Секретенко[1], ***С.С. Гаврилов***[1], ***С.И. Новиков***[1], ***C. Schneider***[2], ***S. Höfling***[2], ***M. Kamp***[2], ***A. Forchel***[2], ***В.Д. Кулаковский***[1]

[1] ИФТТ РАН, г. Черноголовка

[2] Technische Physik, Physikalisches Institut and Wilhelm Conrad Röntgen Research Center for Complex Material Systems, Universität Würzburg, Würzburg, Germany

e-mail: asekretenko@gmail.com

Поляризационная мультистабильность в системе экситонных поляритонов в планарном полупроводниковом микрорезонаторе была предсказана теоретически в 2007 г. [1]. В этом режиме при заданных плотности и поляризации резонансного фотовозбуждения возможны несколько устойчивых стационарных состояний системы с различной поляритонной плотностью и поляризацией, между которыми при малом изменении параметров накачки должно происходить быстрое переключение. Благодаря данному эффекту открываются обширные перспективы в области создания новых быстродействующих устройств, таких как оптические ячейки памяти и логические элементы [2, 3] со временами переключения в пикосекундном диапазоне. Поляризационная мультистабильность обусловлена анизотропным по спину взаимодействием между поляритонами. Знак и величина константы взаимодействия поляритонов с противоположными проекциями спина при этом оказываются принципиальным вопросом, на который, однако, до сих пор не было получено однозначного ответа [4-8]. Эксперименты по наблюдению мультистабильности проводились несколькими коллективами в условиях непрерывной одномодовой накачки [5-7], а также со временным разрешением около 100 пс при накачке наносекундными импульсами [8]. В этих условиях эффективное поляритон-поляритонное взаимодействие оказывается модифицированным из-за заполнения экситонного резервуара. До сих пор оставался экспериментально не исследованным вопрос об осуществимости быстрого (на временах порядка времени жизни поляритона) переключения поляризации в поляритонной системе.

В данной работе нами была изучена динамика неравновесных переходов между устойчивыми состояниями мультистабильной системы экситонных поляритонов, происходящих вследствие измерения интенсивности фотовозбуждения и исследован вопрос о влиянии на них расщепления нижней поляритонной ветви (НПВ) на состояния с ортогональной линейной поляризацией.

В условиях резонансной накачки в пренебрежении некогерентными эффектами система экситонных поляритонов может быть описана уравнениями Гросса-Питаевского[8]. Если заполнена только накачиваемая мода НПВ с **k**=0, то в базисе $\zeta^{\pm}$ они записываются как[1,9]:

$$i\,d\psi_{+(-)}/dt = (\omega - i\gamma + V_1\,|\psi_{+(-)}|^2 + V_2\,|\psi_{-(+)}|\,)\psi_{+(-)} + \\ +\delta/2\;\psi_{(+)} + E_{+(-)}\exp(-i\omega_p t) \qquad (1)$$

Здесь E_+,E_- – проекции амплитуды накачки в базисе $\zeta^{\pm}$, ω_p – ее частота, $V_{1,2}$ – константы поляритон-поляритонного взаимодействия. ω и γ –резонансная частота и затухание НПВ при **k**=0; $\delta = \omega_x - \omega_y$ – расщепление между линейно поляризованными (вдоль осей *x* и *y*) собственными состояниями НПВ при **k**=0. Оси *x* и *y* выбраны так, что $\delta>0$. В расчетах использовались те же параметры, что и в экспериментально исследованной системе: $\hbar\gamma$ = 0,08 мэВ, $\hbar\delta$ = 0,05 мэВ, $\hbar(\omega_p - \omega)$ = 0,28 мэВ.

На рис. 1 показаны диаграммы стационарного отклика мультистабильной поляритонной системы на накачку постоянной амплитуды с поляризацией, близкой к поляризации собственных состояний НПВ ($\rho_p^{(x,y)} = (|\varepsilon_x|^2-|\varepsilon_y|^2)/(|\varepsilon_x|^2+|\varepsilon_y|^2) = \pm 0.99$). При этом первый случай ($\rho_p^{(x,y)} = +0.99$, накачка поляризована так же, как верхнее состояние НПВ) принципиально отличается от второго ($\rho_p^{(x,y)} = -0.99$) тем, что в некотором диапазоне плотностей накачки существуют лишь устойчивые состояния системы с поляризацией, близкой к циркулярной. Вследствие этого в первом случае переходы между устойчивыми ветвями, происходящие при изменении плотности накачки, должны сопровождаться резким изменением степени поляризации поля в микрорезонаторе.

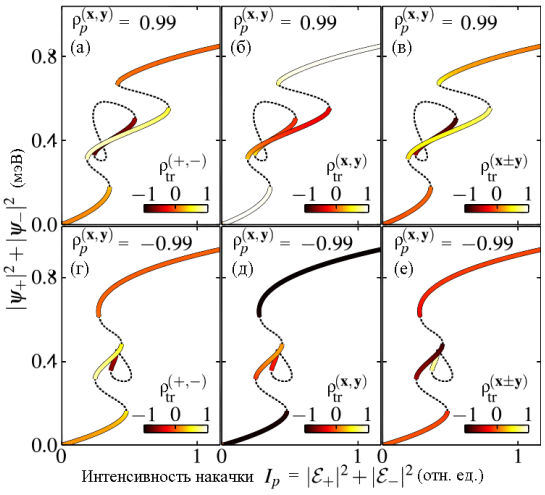


Рис. 1. Стационарный отклик на накачку со степенью циркулярной поляризации 0,15 и степенью линейной поляризации 0,99. Поляризация накачки соответствует верхнему (а-в) и нижнему (г-е) расщепленным состояниям НПВ. Цветом обозначена поляризация поля в микрорезонаторе. Асимптотически неустойчивые решения показаны пунктиром.

Нами были проведены измерения пропускания микрорезонатором спектрально-ограниченных лазерных импульсов длительностью 70 пс при нормальном падении с разрешением по времени (5 пс) и поляризации [9]. Исследованный образец представлял собой планарный микрорезонатор на основе AlGaAs/AlAs с GaAs квантовыми ямами в активном слое с добротностью Q=7000, расщеплением Раби 10 мэВ и рассогласованием энергий экситонной и фотонной мод 5,5 мэВ.

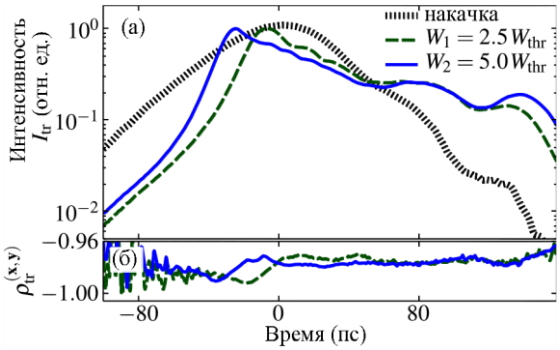


Рис. 2. Измеренные интенсивность (а) и степень линейной поляризации (б) сигнала пропускания при накачке с поляризацией, соответствующей *нижнему* из расщепленных состояний НПВ. Профиль импульса накачки показан пунктиром на (а).

Типичные временные зависимости интенсивности и поляризации пропускания импульса с поляризацией, близкой к линейной, показаны на рис. 2 и рис. 3. Когда пиковая мощность накачки превышает пороговое значение, наблюдается скачкообразное (за время около 20 пс) увеличение интенсивности пропускания, связанное с переходом между двумя ветвями устойчивости. Случаи $\rho_p^{(x,y)}$ = -0.99 и $\rho_p^{(x,y)}$ = +0.99 оказываются качественно различными (в полном соответствии с диаграммами стационарного отклика на рис. 1). В первом случае (рис. 2) переход не сопровождается изменением поляризации пропускания; во втором (рис. 3а, 3в) – происходит быстрая смена поляризации с линейной на циркулярную за время не более 30 пс.

Вычислительное моделирование с использованием уравнений (1) [9] хорошо воспроизводит эффект переключения поляризации (рис. 3б, 3г) при $|V_2|<<|V_1|$. Качественное различие между случаями $\rho_p^{(x,y)}$ = -0.99 и $\rho_p^{(x,y)}$ = +0.99 сохраняется при условии $-0.15<V_2/V_1<0.3$.

Таким образом, расщепление НПВ на два состояния с ортогональными линейными поляризациями позволяет, благодаря анизотропии поляритон-поляритонного взаимодействия по спину, осуществлять переключение между линейной и

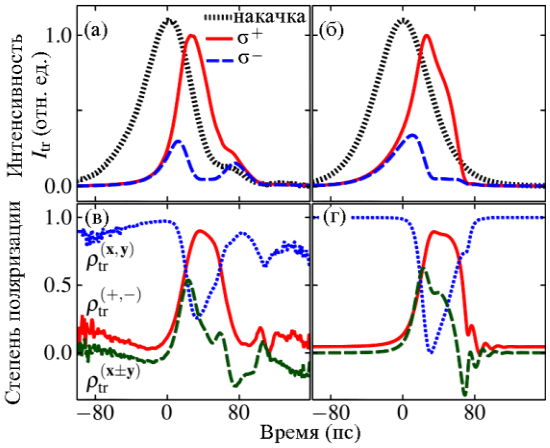


Рис. 3. Интенсивности левой и правой циркуляр поляризованных компонент (а, б) и степени поляризац (в, г) сигнала пропускания при возбуждении с поляри цией, соответствующей *верхнему* из расщепленных стояний НПВ при мощности накачки несколько вы пороговой (W=1.3W_{thr}). Профиль импульса накачки казан пунктиром на (а) и (б). Слева (а, в) – эксперим тальные данные, справа (б, г) – расчет. для V_2=0.

циркулярной поляризацией поляритонной системы на временах около 30 пс при изменении интенсивности накачки. Стоит отметить, что расщепление НПВ можно модифицировать, например, путем создания механического напряжения [11] или же с помощью магнитного поля, что предоставляет дополнительные возможности по управлению мультистабильным откликом поляритонной системы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-12237 и 12-02-31346)

1. Gippius N. A. et al. Phys. Rev. Lett. 98, 236401 (2007).
2. Shelykh I. A., Liew T. C. H., and Kavokin A. V. Phys. Rev. Lett. 100, 116401 (2008).
3. Liew T. C. H., Kavokin A. V., and I. Shelykh A. Phys. Rev. Lett. 101, 016402 (2008).
4. Renucci P. et al. Phys. Rev. B 72, 075317 (2005).
5. Paraiso T. K. et al. Nature Mater. 9, 655 (2010).
6. Sarkar D. et al. Phys. Rev. Lett. 105, 216402 (2010).
7. Adrados C. et al. Phys. Rev. Lett. 105, 216403 (2010).
8. Gavrilov S. S. et al. Phys. Rev. B 85, 075319 (2012).
9. Gavrilov S.S. et al. Appl. Phys. Lett. 102, 011104 (2013)
10. Gavrilov S. S., Gippius N. A., Tikhodeev S. G. and Kulakovskii V. D. JETP 110, 825 (2010).
11. Balili R. B., Snoke D. W., Pfeiffer L. and West K. Appl. Phys. Lett. 88, 031110 (2006).

Динамика пространственной когерентности поляритонного конденсата в GaAs-микрорезонаторе

В.В. Белых[1], ***Д.А. Мыльников***[1], ***Н.Н. Сибельдин***[1], ***В.Д. Кулаковский***[2], ***М.М. Глазов***[3], ***М.А. Семина***[3], ***C. Schneider***[4], ***S. Hofling***[4], ***M. Kamp***[4], ***and A. Forchel***[4]

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
[2] Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка
[3] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
[4] Technische Physik, Physikalisches Institut and Wilhelm Conrad Rontgen Research Center for Complex Material Systems, Universitat Wurzburg, Germany

эл. почта: sibeldin@sci.lebedev.ru

Одно из важнейших свойств бозе-эйнштейновского конденсата – пространственная когерентность, т.е. волновая функция конденсата в идеальном случае не зависит от координаты во всем занимаемом им пространстве. Настоящая работа посвящена исследованию динамики пространственной когерентности в процессах формирования и распада бозе-конденсата экситонных поляритонов в GaAs-микрорезонаторе (МР) с встроенными квантовыми ямами (КЯ).

Исследования проводились на МР высокой добротности (≈7000). Для возбуждения структуры использовалось излучение Ti-сапфирового лазера с синхронизацией мод, генерировавшего периодическую последовательность импульсов длительностью ≈ 2,5 пс с частотой повторения 76 МГц. В плоскости увеличенного (x6) изображения излучающей области структуры помещался непрозрачный экран с двумя щелями, каждая из которых выделяла излучение из определенной части люминесцирующего пятна (двухщелевая схема Юнга). Используя различные экраны, можно было регистрировать интерференционные картины (они формировалась на входной щели стрик-камеры), возникающие при сложении излучений из областей образца, расстояние между которыми определяется расстоянием между щелями (рис. 1). Видность интерференционной картины дает функцию пространственной когерентности первого порядка $g^{(1)}$. При интенсивностях возбуждения ниже пороговой для образования бозе-конденсата P_{thr} интерференционная картина наблюдалась лишь при наименьшем расстоянии между щелями в экране, отвечавшем расстоянию Δx = 3 μm между соответствующими областями образца. При $P > P_{thr}$ интерференционные картины были зарегистрированы вплоть до расстояний Δx = 20 μm.

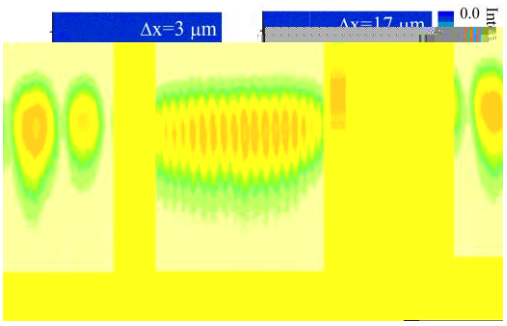


Рис. 1. Полученные с помощью стрик-камеры изображения интерференционных картин, сформированных излучением областей образца, расположенных на расстояниях Δx = 3 and 17 μm друг от друга. Мощность возбуждения P = 1.8 P_{thr}.

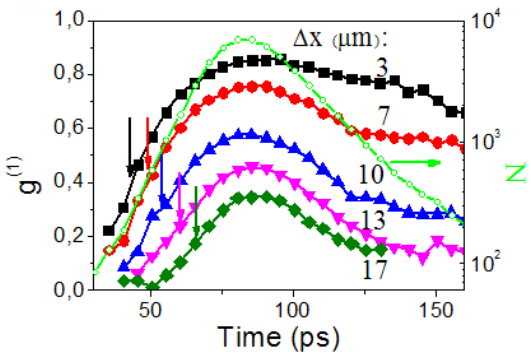


Рис. 2. Динамика пространственной когерентности для различных Δx (шкала слева) и число частиц вблизи дна нижней поляритонной ветви (шкала справа). Стрелками отмечены моменты времени $t_{0.5}$, когда $g^{(1)}$ достигает половины максимального значения

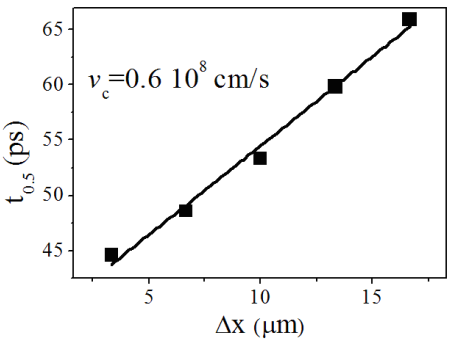


Рис. 3. Зависимость времени выстраивания когерентности от расстояния Δx

На рис. 2 показаны динамика функции пространственной когерентности первого порядка $g^{(1)}$ для различных расстояний Δx и кинетика числа частиц вблизи дна нижней поляритонной ветви. Из этого рисунка видно, что максимальное значение когерентности достигается почти одновременно с максимумом числа частиц, а также, что в процессе разрушения конденсата когерентность спадает

значительно медленнее по сравнению с уменьшением его плотности.

На рис. 3 приведена зависимость времени установления когерентности $t_{0.5}$ от расстояния Δx. Эта зависимость близка к линейной, т.е. в процессе формирования бозе-конденсата когерентность распространяется с почти постоянной скоростью (около 10^8 см/с). Из экспериментальных данных была вычислена длина когерентности. Максимальное ее значение в наших опытах составило ≈17 мкм.

Сопоставление экспериментальных данных с результатами расчетов функции пространственной когерентности первого порядка $g^{(1)}$ для равновесного бозе-газа невзаимодействующих частиц показало, что в процессе формирования поляритонного бозе-конденсата когерентность меньше, чем при тепловом равновесии, а при его распаде - значительно превышает равновесную.

В результате показано, что при возбуждении пикосекундными импульсами установление когерентности определяется процессом релаксации поляритонов к основному состоянию, тогда как амплитудные и фазовые флуктуации в таком «квазиконденсате» не подавляются. По-видимому, это связано с сильной неравновесностью системы и воздействием экситонного резервуара.

Работа поддержана грантами РФФИ (11-02-01310, 11-02-12261, 11-02-00573), РАН, МОН РФ (контракт 8680) и грантом Президента РФ (2901.2012.2.).

High-field magneto-spectroscopy of semiconductor- and carbon-based structures

D. Smirnov

National High Magnetic Field Laboratory, USA

e-mail: smirnov@magnet.fsu.edu

The research in high magnetic fields ultimately exploits very peculiar specificities of the magnetic field to obtain new information on the properties of matter. More specifically, a magnetic field breaks the time reversal symmetry, localises electrons on *nm* length scale, quantifies electronic orbital and spin states, affects the electrons phase leading to a variety of quantum interference effects. An access to increasingly stronger fields allows experimentalists to reach unique experimental conditions, increase the resolution and sensitivity of the experiment, and as a result to uncover new phenomena and systems, resolve otherwise hidden effects and symmetries, and offer the possibility of revisiting well-established concepts under extreme experimental conditions. A review of recent experimental results obtained at the National High Magnetic Field Laboratory (NHMFL) is given to demonstrate the aptitude of high-field magneto-spectroscopy methods in studying the semiconductor- and carbon-based (nano)structures, and illustrate the technical capabiliteis available for the NHMFL comminty.

Infrared (IR) spectroscopy is a powerful tool in resolving transtions between Landau levels (LLs), thus enabing accurate determination of band structure parameters. IR magnetospectroscopy was employed to study electronic states of massless Dirac-like fermions in monolayer graphene [1], massive chiral fermions in bilayer graphene [2,3], and rich spectral features in graphite where effects attributed to both massless holes and massive electrons were observed [4]. IR magnetospectroscopy was also used to probe graphene plasmons, the collective oscillations of Dirac fermions. Unlike metal plasmons, the graphene plasmons are strongly affected by an external magnetic field due to a comparable cyclotron frequency and plasmon frequency. Strong plasmon-mode tuning by a magnetic field in doped graphene microdisks and formation of peculiar hybrid mode between the LL transition and the plasmon resonance were observed [5,6], demonstrating graphene's potential for plasmonic applications.

Inter-LL transitons and effects of electron-phonon coupling in graphene and graphite were studied *via* inelastic light scattering (Raman scattering) high-field measurements [7,8]. The zone-center phonons in graphene strongly interact with electrons, resulting in renormalization of phonon frequencies and line broadening. In particular, we used polarization-resolved magneto-Raman spectroscopy to reveal a filling-factor-dependent, multi-component anticrossing structure of the Raman *G*-peak, resulting from magneto-phonon resonances between magneto-excitons and circularly polarized phonons [8].

In another line of research, high magnetic fields were used to explore intersubband transitions in quantum cascade lasers (QCLs). In QCLs, radiative transitions take place between size-quantized subbands within the conduction band of a multi-quantum well system. Quantum well thickness can therefore be varied, allowing the emission wavelength to be tailored, using the same material, to cover a broad range of IR/THz frequencies. When a QCL is subjected to a quantazing magnetic field, both radiative and non-radiative transitions can be either reduced or resonantly enhanced by the inelastic (intersubband magneto-phonon resonanace on optical phonons) or (quasi)-elastic (interface roughness, acoustical phonons or impurities) scattering between different LL states. This approach of 'Landau-level engineering' was employed to analyse intersubband scaterring rates in mid-IR QCLs [9,10] and explore the ultimate limits of THz QCL operation [11].

The reported measurements were performed at the National High Magnetic Field Laboratory supported by the National Science Foundation Cooperative Agreement No. DMR-0084173, by the State of Florida, and by the Department of Energy.

1. Jiang, Z.; Henriksen, E.A.; Tung, L.C.; Wang, Y.-J.; Schwartz, M.E.; Han, M.Y.; Kim, P. and Stormer H.L., Infrared Spectroscopy of Landau Levels of Graphene, Phys. Rev. Lett., **98**, 197403 (2007).

2. Henriksen, E.A.; Jiang, Z.; Tung, L.-C.; Schwartz, M.E.; Takita, M.; Wang, Y.-J.; Kim, P. and Stormer, H.L., Cyclotron Resonance in Bilayer Graphene, Phys. Rev. Lett., 100 (8), 087403 (2008).

3. Henriksen, E.A.; Cadden-Zimansky, P.; Jiang, Z.; Li, Z.Q.; Tung, L.-C.; Schwartz, M.E.; Takita, M.; Wang, Y.-J.; Kim, P. and Stormer, H.L., Interaction-Induced Shift of the Cyclotron Resonance of Graphene Using Infrared Spectroscopy, Phys. Rev. Lett., **104**, 067404 (2010)

4. Tung, L.-C.; Cadden-Zimansky, P.; Qi, J.; Jiang, Z. and Smirnov, D., Measurement of graphite tight-binding parameters using high-field magnetoreflectance, Phys. Rev. B, **84**, 153405 (2011)

5. Yan, H.; Li, Z.; Li, X.; Zhu, W.; Avouris, P. and Xia, F., Infrared Spectroscopy of Tunable Dirac Terahertz Magneto-Plasmons in Graphene, Nano Letters, **12**, 3766 (2012).

6. Poumirol, J.M.; Yu, W.; Chen, X.; Berger, C.; de Heer, W.A.; Smith, M.L.; Ohta, T.; Pan, W.; Goerbig, M.O.; Smirnov, D. and Z. Jiang, Magnetoplasmons in quasi-neutral epitaxial graphene nanoribbons, to be published.

7. Kim, Y.; Ma, Y.; Imambekov, A.; Kalugin, N.G.; Lombardo, A.; Ferrari, A.; Kono, J. and Smirnov, D. Magnetophonon resonance in graphite: High-field Raman measurements and electron-phonon coupling contributions, Phys. Rev. B, **85**, 121403(R) (2012)

8. Kim, Y.; Poumirol, J.M., Lombardo, A.; Kalugin, N.G.; Georgiou, T.; Kim, Y. J.; Novoselov, K. S.; Ferrari, A.; Kono, J.; Kashuba, O.; Fal'ko, V. I. and Smirnov, D., Filling-factor-dependent magnetophonon resonance with circularly polarized phonons in graphene revealed by high-field magneto-Raman spectroscopy, arXiv:1211.6094 (2012).

9. Leuliet, A.; Vasanelli, A.; Wade, A.; Fedorov, G.; Smirnov, D.; Bastard, G. and Sirtori, C. Electron scattering spectroscopy by a high magnetic field in quantum cascade lasers, Phys. Rev. B, **73**, 085311 (2006).

10. Semtsiv, M.P.; Wienold, M.; Dressler, S.; Masselink, W.T.; Fedorov, G. and Smirnov, D. Intervalley carrier transfer in short-wavelength InP-based quantum-cascade laser, Appl. Phys. Lett., **93**, 071109 (2008).

11. Wade, A.; Fedorov, G.; Smirnov, D.; Kumar, S.; Williams, B.S.; Hu, Q. and Reno, J.L. Magnetic-field assisted terahertz quantum cascade laser operating up to 225 K, Nature Photonics, **3**, 41 (2009).

Исследование чувствительности полупроводникового pH -сенсора на основе полевого транзистора с каналом - нанопроводом

И.И. Соловьев [1], ***В.В. Колыбасова*** [2], ***С.В. Амитонов*** [2], ***Д.Е. Преснов*** [2], ***И.А. Девятов*** [1], ***П.А. Крутицкий*** [3], ***В.А. Крупенин*** [2]

[1] НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
[2] МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва
[3] Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН

e-mail: igor.soloviev@gmail.com

В последнее время большой интерес вызывают экспериментальные и теоретические исследования полупроводниковых транзисторов с каналом – нанопроводом. Использование наноразмерного полупроводникового канала в качестве полевого (зарядового) сенсора обеспечивает большое отношение поверхности сенсора к его объему, что позволяет увеличивать его зарядовую чувствительность до рекордных значений, например, $4 \cdot 10^{-5}$ $e/\text{Гц}^{1/2}$ [1] при 25 K (e – заряд электрона), что на порядки выше чувствительности обычных полевых транзисторов и наномеханических систем. В отличие от высокочувствительных одноэлектронных транзисторов [2], возможность работы с транзисторами на нанопроводе сохраняется и при комнатной температуре, что принципиально важно для их биологических и медицинских применений.

В работе Гарвардской группы [3] было продемонстрировано создание локального биозонда на основе выращенного кремниевого нанопровода, с помощью которого удалось провести запись динамики изменения внутреннего потенциала мышечной клетки сердца. Чувствительность изготовленного зонда к pH была близка к предельной чувствительности и составляла 58 мВ/pH [3]. Годом ранее, в этой же группе, был изготовлен образец традиционного планарного биосенсора с вдвое меньшей чувствительностью, 30 мВ/pH [4], более характерной для кремниевых ион – селективных транзисторов. Было показано, что зарядовая чувствительность сенсора в подпороговом режиме составляет порядка десятков e.

Как было отмечено в работе [5], транзисторы на нанопроводе, изготовленные по стандартной полупроводниковой технологии из пластин кремния на изоляторе (КНИ), имеют ряд преимуществ, наиболее важным из которых, помимо технологичности используемого подхода, является возможность использования подложки в качестве дополнительного затвора, что позволяет управлять рабочей точкой устройства, выбирая наиболее чувствительную область характеристик транзистора к изменению электрического потенциала на поверхности сенсора.

В нашей работе мы показываем, что чувствительность транзистора с каналом – нанопроводом, изготовленного нами по стандартной полупроводниковой технологии из КНИ, к изменению pH оказывается не хуже чувствительности транзистора с выращенным кремниевым нанопроводом [3], а его предельная зарядовая чувствительность в подпороговом режиме составляет порядка единиц e.

На рис. 1 представлена микрофотография транзистора на нанопроводе с длинной канала - 5 мкм и шириной – 100 нм, изготовленного нами из кремния на изоляторе (КНИ) с толщиной верхнего слоя – 55 нм и толщиной оксидного слоя – 145 нм. Верхний слой допирован бором до концентрации 10^{15} см^{-3}. Процесс изготовления устройства включал следующие стандартные этапы:

1) электронно-лучевая литография в позитивном резисте, 2) электронно-лучевое напыление алюминиевой маски, 3) анизотропное реактивно – ионное травление через алюминиевую маску и удаление маски, 4) магнетронное напыление титановых электродов и их изоляция кремнием для обеспечения возможности работы устройства в жидкостной среде.

Нами измерялся токовый отклик транзистора при задании небольшого фиксированного напряжения на стоке относительно истока Vd = -0.5 В и напряжения на затворе – подложке транзистора Vg = 8 В. В качестве электрода сравнения использовался хлорсеребряный электрод, погруженный в буферный раствор. Измерения проводились в статическом режиме без протока жидкости.

На рис. 2 представлена одна из измеренных нами временных зависимостей тока через транзистор, на которой видны уровни, соответствующие значениям pH = 6-8-6. Отклик транзистора сначала измерялся для растворов с pH 6 и 8 при относи-

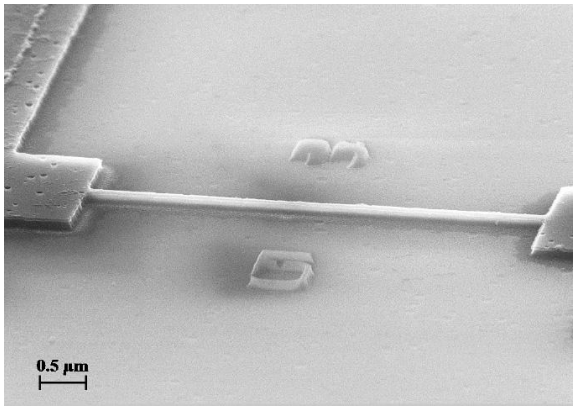


Рис. 1. Изображение нанопровода и контактных площадок со сканирующего электронного микроскопа

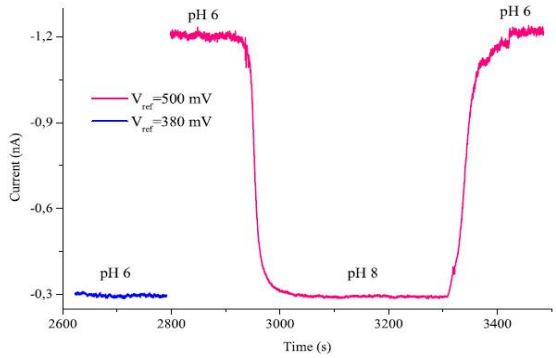


Рис. 2. Отклик наносенсора на изменение pH раствора

тельно небольшом напряжении на электроде сравнения Vref = 500 мВ. Затем было найдено напряжение на этом электроде (618~мВ), при котором сигнальная характеристика транзистора, соответствующая раствору с pH равным 8, совпала с сигнальной характеристикой, соответствующей раствору с pH равным 6, при прежнем значении напряжения на электроде сравнения. Определенная таким образом чувствительность транзистора, составила 59 мВ/pH, что является очень высоким значением и близко к теоретическому пределу при температуре 25°C.

Для оценки предельной зарядовой чувствительности транзистора мы нашли зависимость модуляции проводимости канала - нанопровода от величины заряда, возникающего за счет протонирования поверхности оксидного слоя нанопровода в электролите, и оценили спектральную плотность флуктуаций тока, протекающего через нанопровод.

Мы использовали линеаризованные уравнения Пуассона – Больцмана для определения электрического потенциала внутри нанопровода и электролита и уравнение Пуассона для определения потенциала в области оксидного слоя нанопровода. Точное аналитическое решение данной трехслойной задачи, в отличие от оценок, полученных работе [4], позволило нам представить найденный профиль потенциала в явном виде, который ввиду симметрии задачи, в цилиндрической системе координат $\vec{r} = \vec{r}(\rho, \alpha, z)$, имеет следующий вид:

$$\varphi_1(\rho) = -4\pi\sigma \frac{I_0(\rho/\lambda_1)}{I_0(\rho_1/\lambda_1)} C^{-1}, \qquad (1)$$

где φ_1 – электрический потенциал внутри нанопровода, ρ – радиус, отсчитанный от оси нанопровода, I_0 – модифицированная функция Бесселя первого рода, нулевого порядка, ρ_1 – радиус нанопровода, λ_1 – длина Дебая внутри нанопровода, C – недиагональный коэффициент матрицы емкостей, отвечающий изменению потенциала на границе нанопровод – оксидный слой в соответствии с изменением плотности поверхностного заряда σ на границе оксидный слой – электролит. Данная емкость определяется геометрическими и электрическими параметрами рассматриваемой системы:

$$C = \frac{\varepsilon_1}{\lambda_1} J \frac{\rho_1}{\rho_2} + \frac{\varepsilon_3}{\lambda_3} K + \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3 \rho_1}{\varepsilon_2 \lambda_1 \lambda_3} JK \ln\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right), \qquad (2)$$

где $\varepsilon_{1,2,3}$ – диэлектрические проницаемости нанопровода, оксидного слоя и электролита соответственно, $\rho_2 = \rho_1 + \delta\rho$, $\delta\rho$ – толщина оксидного слоя, λ_3 – длина экранирования Дебая в электролите, $J = I_1(\rho_1/\lambda_1)/I_0(\rho_1/\lambda_1)$, $K = K_1(\rho_2/\lambda_3)/K_0(\rho_2/\lambda_3)$, $I_{0,1}$, $K_{0,1}$ – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода соответственно.

Отклик транзистора на образующийся поверхностный заряд находится путем подстановки выражения (1) в формулу для относительной модуляции проводимости канала транзистора [6]:

$$\Delta G/G_0 = e^{-\beta\Delta\varphi_1} - 1, \qquad (3)$$

где $\beta = e/k_B T$, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, G – проводимость канала.

Зарядовая чувствительность транзистора на нанопроводе определяется выражением:

$$\delta Q = \sqrt{S_I \Delta f} \,/\, \{\delta I/\delta Q\}, \qquad (4)$$

где $\delta I/\delta Q$ является откликом тока через нанопровод на фиксированный заряд на поверхности оксидного слоя, а S_I есть спектральная плотность флуктуаций тока нанопровода, Δf – выходная полоса частот устройства, которая при оценке предельной чувствительности считается равной 1 Гц.

Проведенные нами при комнатной температуре по четырехточечной схеме измерения сопротивления барьера Шоттки контактных площадок, R_B, и сопротивления нанопровода, R, показали, что $R >> R_B \sim 1$ КОм. Напряжение Vd, приложенное к структуре «барьер Шоттки и нанопровод», в наших измерениях составляло -0.5 В. Простые оценки показывают, что при таких значениях параметров спектральная плотность флуктуаций тока барьера Шоттки описывается соотношением Найквиста и ее вклад в полную спектральную плотность флуктуаций пренебрежимо мал по сравнению с вкладом от флуктуаций тока в нанопроводе. С учетом этого, из формулы (4) следует выражение для минимального заряда детектируемого нанопроводом:

$$\delta Q = (\Xi/I)\sqrt{4k_B T/R}, \qquad (5)$$

где $\Xi = \rho_2 L \beta K \varepsilon_3/\lambda_3$, L – длина нанопровода.

Для наших измерений выражение (5) дает оценку предельной зарядовой чувствительности транзистора с каналом – нанопроводом в подпороговом режиме $\Delta Q \sim 1\ e$.

Работы проводились при поддержке грантов Минобрнауки РФ, РФФИ 11-02-12122/12-офи-м.

1. Salfi J., Savelyev I.G., Blumin M. et al. // Nature Nanotech. 5, 737 (2010)
2. Brenning H., Kafanov S., Duty T. et al. // J. Appl. Phys. 100, 114321 (2006).
3. Tian B., Cohen-Karni T., Qing Q., et. al. // Science 39, 830 (2011).
4. Gao X.P.A., Zheng G., M Ch. // Lieber, Nano Lett. 10, 547 (2010).
5. Naumova O.V., Fomin B.I., Nasimov D.A. et al. // Semicond. Sci. Technol. 25, 055004 (2010).
6. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Москва (1984).

Влияние черенковского излучения на тепловой джиттер в цепочках сосредоточенных джозефсоновских контактов со слабым демпфированием

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

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

e-mail: igor.soloviev@gmail.com

Проблема уменьшения энерговыделения в цифровых схемах (которое на сегодняшний день составляет порядка 10^6 kT на операцию, где k – постоянная Больцмана, T – температура) [1] является чрезвычайно важной для дальнейшего прогресса цифровых устройств. Одной из наиболее перспективных технологий, решающих эту проблему, является сверхпроводниковая электроника, в которой информация переносится посредством квантов магнитного потока (флаксонов, $\Phi_0 = h/2e$, h – постоянная Планка, e – заряд электрона). Для передачи флаксонов используются джозефсоновские передающие линии (ДПЛ), в простейшем случае представляющие собой параллельное соединение джозефсоновских переходов. На базе сверхпроводниковой электроники были разработаны и продемонстрированы системы обратимых вычислений [2], энерговыделение которых оказывается порядка или даже меньше предела Ландауэра ($kT \ln 2$ на одну логическую операцию), сверхчувствительные детекторы поля/тока [3, 4] и системы считывания сигналов сверхчувствительных детекторов, используемых в области квантовой криптографии [5] и радиоастрономии [6].

Важным параметром, ограничивающим эффективность этих устройств, является так называемый джиттер – отличное от нуля стандартное отклонение σ времени прохождения флаксона через ДПЛ. При этом с фундаментальной точки зрения проблема определения джиттера относится к исследованию весьма общей и важной задачи о распространении нелинейных (квазисолитонных) волн через систему связанных нелинейных осцилляторов в присутствии флуктуаций. Ранее аналитическое решение такой задачи было получено лишь в частном случае пренебрежимо малой величины индуктивности l, соединяющей соседние переходы ДПЛ, и в предположении о неизменной форме волнового пакета флаксона. Джиттер σ в рамках этой теории должен расти с ростом длины структуры пропорционально $\sim N^{\mu}$, $\mu \geq 1/2$ [7, 8], где N – количество переходов в ДПЛ. Однако недавно было показано [9], что в распределенных джозефсоновских структурах («непрерывных» ДПЛ в пределе $l = 0$) учет изменения формы флаксона в процессе его движения открывает возможность исследования интересных физических эффектов (в данном случае – релятивистского увеличения массы солитоноподобной квазичастицы), а также позволяет добиться практически важного уменьшения джиттера. В данной работе мы представляем результаты расчета динамики реальной (дискретной, $l \neq 0$) ДПЛ в присутствие тепловых флуктуаций, являющейся базовым элементом упомянутых высокоэффективных сверхпроводниковых систем.

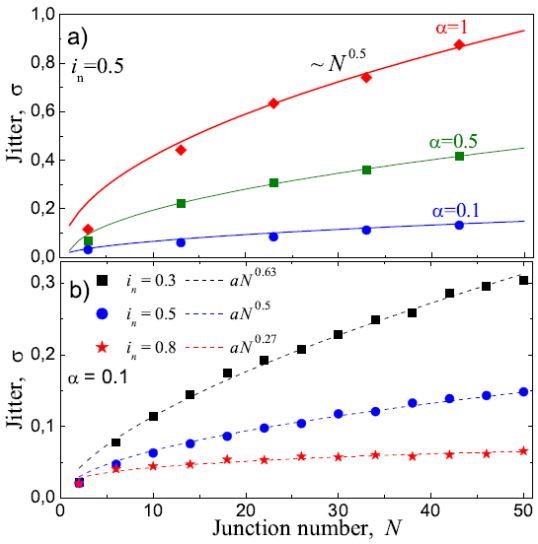


Рис. 1. Процесс накопления джиттера с ростом числа элементов в ДПЛ N для различных значений демпфирования α (a) и различных токов питания i_n (b). Соединительная индуктивность $l = 2.5$, интенсивность шумов $\gamma = 10^{-3}$.

Тепловой джиттер в ДПЛ

Для анализа динамики ДПЛ с малым затуханием в присутствии шумов использовалось уравнение резистивной модели для джозефсоновской фазы на n-ом переходе φ_n:

$$\ddot{\varphi}_n + \alpha\dot{\varphi}_n - (\varphi_{n-1} - 2\varphi_n + \varphi_{n+1})/l + \sin(\varphi_n) = i_n + i_{nF} \quad (1)$$

где $\alpha = \omega_p/\omega_C$ – затухание в системе, $\omega_p = (L_J C)^{-0.5}$ – плазменная частота, $L_J = \Phi_0/2\pi I_C$, I_C – критический ток джозефсоновского перехода, C – емкость, $\omega_C = 2\pi I_C R_N/\Phi_0$ – характерная джозефсоновская частота перехода, R_n – нормальное сопротивление джозефсоновского перехода; i_n – ток питания перехода, нормированный на критический ток I_C, $l = L/L_J$ - безразмерная соединительная индуктивность. Характерная энергия тепловых флуктуаций kT в нашем случае задается безразмерным параметром шума γ, где $\gamma = 4\pi ekT/hI_C$.

Сравнение результатов численного расчета, с использованием выражения (1), с аналитической оценкой джиттера, представленное на рис. 1*a* (точками и сплошными линиями соответственно) показывает, что джозефсоновские переходы дискретной ДПЛ можно рассматривать как независимые источники флуктуаций, для которых дисперсия момента прохождения флаксона определяется выражением [10]:

$$\sigma_J^2 \approx \bar{\tau}\gamma\left(i'\right)^{-2} \text{ для } \alpha >> 1 \qquad (2а)$$

$$\sigma_J^2 \approx \bar{\tau}\gamma\left(i'\right)^{-8/5}\omega_p^{2/5} \text{ для } \alpha << 1. \qquad (2б)$$

Здесь i'– скорость изменения тока в момент переключения перехода (когда $\varphi = \pi/2$), $\bar{\tau}$ - среднее время переключения. Если вложение энергии от источника тока на переходе превышает диссипацию, то групповая скорость волнового пакета флаксона увеличивается, а сам пакет сжимается при движении, обеспечивая рост i' с номером перехода в цепочке. Данные, представленные на рис. 1*b*, показывают, что в этом случае в соответствии с выражениями (2) рост суммарного джиттера N^{μ} оказывается значительно снижен ($\mu < 1/2$), что полностью соответствует недавно продемонстрированному уменьшению джиттера в распределенных джозефсоновских структурах [9].

Уменьшение суммарного джиттера с ростом тока питания показано на рис. 2. Особенности представленных зависимостей (см. рис. 2*b*) – ненулевой пороговый ток резкого роста джиттера при $i_n \to 0$ и всплеск джиттера в области средних значений тока питания при $l > 1$ – обусловлены отличием дисперсионных соотношений непрерывной и дискретной ДПЛ (см. вставку рис. 2*b*). Особый фундаментальный интерес представляют обнаруженные всплески джиттера: при некотором токе питания, соответствующем достаточно большой скорости флаксона, энергии возбуждаемого флаксоном черенковского излучения оказывается достаточно для рождения флаксон-антифлаксонной пары. Объединение изначального флаксона с образовавшимся сопровождается резким ростом джиттера, что может объясняться влиянием большего количества источников флуктуаций на сильно связанную систему квазичастичных возбуждений. С увеличением тока питания процесс формирования устойчивого многоквантового возбуждения (см. рис. 2*c*) происходит быстрее, в то время как образующийся многоквантовый импульс оказывается заметно менее подверженным влиянию флуктуаций. Таким образом, режим при котором по ДПЛ распространяется один изначальный флаксон от многоквантового режима отделен резким всплеском джиттера, что может быть измерено экспериментально и использовано при выборе параметров разрабатываемых систем сверхпроводниковой электроники.

Работы проводились при поддержке грантов Правительства РФ, постановления 220 Минобрнауки РФ (договор № 11.G34.31.0029), Фонда «Династия», РФФИ 11-02-12065-офи-м.

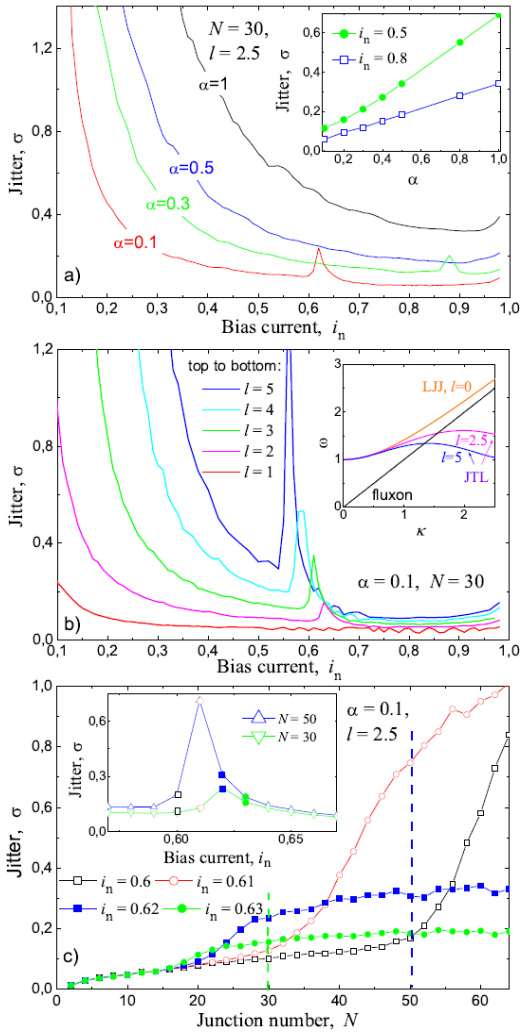


Рис. 2. (*a*), (*b*) Джиттер в ДПЛ как функция тока питания переходов. Параметры структур указаны на рисунках. На вставке к (*a*) представлен рост джиттера с увеличением α, на вставке к (*b*) – дисперсионные кривые для распределенного джозефсоновского перехода (LJJ) и дискретной ДПЛ. (*c*) Процесс накопления джиттера с ростом числа элементов в ДПЛ N для параметров, при которых наблюдается пиковое влияние флуктуаций (соответствующие графики для джиттера представлены на вставке). Интенсивность шумов $\gamma=10^{-3}$.

1. Landauer R., IBM Journ. of Res. and Dev., 3, 183, (1961).
2. Semenov V.K., Danilov G.V., and Averin D.V. IEEE Trans. Appl. Supercond., 17, 455, (2007).
3. Fedorov A., Shnirman A., Schon G. and Kidiyarova-Shevchenko A. Phys. Rev. B 75, 224504 (2007).
4. Semenov V.K. and Averin D.V. IEEE Trans. Appl. Supercond. 13, 960 (2003).
5. Terai H., Yamashita T., Miki S. et al. Opt. Expr., 20, no.18, 20115 (2012).
6. Tarasov M.A., Kuzmin L.S., Edelman V.S. et al. JETP Lett., 92, 416 (2009).
7. McLaughlin D.W., Scott A.C. Phys. Rev. A 18, 1652 (1978).
8. Fedorov A., Shnirman A., Schon G. and Kidiyarova-Shevchenko A. Phys. Rev. B 75, 224504 (2007).
9. Pankratov A.L., Gordeeva A.V. and Kuzmin L.S. Phys. Rev. Lett. 109, 087003 (2012)
10. Likharev K.K. Dynamics of Josephson Junctions and Circuits. New York: Gordon and Breach (1986).

Формирование бескатализных нитевидных нанокристаллов методом осаждения магнетронным распылением

И.П. Сошников[1,2,3¶], ***В.А. Петров***[1], ***Ю.Ю. Проскуряков***[4], ***Д.А. Кудряшов***[1,2], ***А.В. Нащекин***[2], ***Г.Э. Цырлин***[1,2,3], ***R. Treharne***[4], ***K. Durose***[4]

[1] Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, С.-Петербург
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
[3] Институт Аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург
[4] University of Liverpool, Liverpool, United Kingdom

[¶] E-mail: ipsosh@beam.ioffe.ru

Теллурид кадмия (CdTe) является одним из основных материалов для производства солнечных элементов низкой стоимости [1,2], что обусловлено предсказываемым кпд однопереходных приборных структур на основе CdTe до 30% [1,3]. В настоящее время реализованы структуры со слоями CdTe, обеспечивающие кпд до 18% [4]. Одним из возможных способов повышения эффективности фотопреобразования является переход от планарной морфологии к трехмерной, в частности, с нитевидными нанокристаллами (ННК) [5,6].

В работе предлагается дизайн структуры (рис.1) и методика роста (осаждение магнетронным распылением), исключающие Au катализ и основанные на возможности бескаталитического роста ННК CdTe через окна в ультратонких слоях диоксида кремния SiO_2.

В качестве подложек использовалось стандартное кальциево-натриевое стекло толщиной 8 мм (Pilkington TEC15).

Формирование структуры осуществлялось методом магнетронного осаждения на установке AJA Orion Phase II-J, оснащенной двумя рабочими камерами. Осаждение слоев ITO (In_2O_3:Sn), CdTe, SiO_2 при температурах 300, 350 и 250° С, соответственно. На заключительном этапе проводилось осаждение CdTe с эффективной толщиной около 50 нм при температурах 390, 430, 470°С.

Исследование поверхностной морфологии проводилось методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) на микроскопах Jeol JSM-7001F и C.Zeiss Supra25. Рентгеновский микроанализ с целью определения химического состава проводился на микроскопе Jeol JSM-7001F.

Слои ITO (рис.2)являются поликристаллическими с преимущественной текстурой в направлении, нормальном к поверхности, и закрывают поверхность подложки сплошным образом. Проводимость таких слоев составляет порядка 10^{-4}-10^{-3} Ом·см.

Исследование морфологии слоев SiO_2 в сложной структуре SiO_2/CdTe/ITO/стекло (рис.3) является проблематичным. Поэтому специально была изучена морфология слоев SiO_2, осажденных магнетронным распылением на поверхности GaAs (100) (рис.4). Видно, что поверхность имеет покрытие с разрывами (порами) с характерными

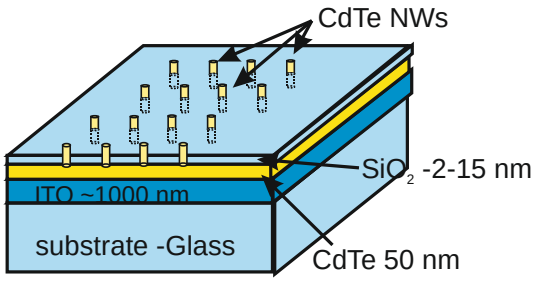


Рис. 1. Дизайн схема структуры с бескаталитическими CdTe ННК

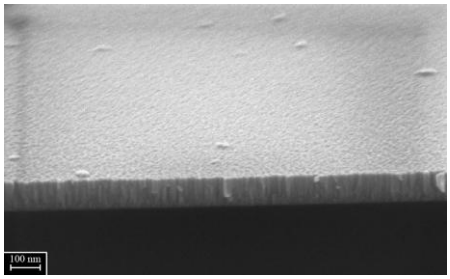


Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение поперечного сечения образца со структурой ITO/Si (100), полученного в результате осаждения магнетронным распылением в ВЧ разряде (13.56 МГц) плазмообразующей смеси Ar/O_2 (10:1)

размерами от 10 до 50 нм. Плотность окон составляет порядка 10^9 $см^{-2}$. Анализ морфологии образцов в системе SiO_2/GaAs показывает, что для применений в экспериментах по росту CdTe ННК наиболее эффективная толщина слоя SiO_2 составляет около 5 нм.

Таблица 1

Характерные размеры пористости пленок SiO_2

Толщина слоя, нм	2	5	10	15
Плотность пор, 10^9 $см^{-2}$	1.8	1.2	0.2	0.05
Средний размер пор, нм	~50	~30	~20	~20

Сопоставление поверхностной морфологии итоговых образцов с осажденными при температурах 390, 430 и 470°С верхними слоями CdTe (рис.5) показывает, что при температуре 390°С формирование CdTe ННК практически не наблюдается. Наблюдаемые потенциальные центры роста ННК, по-видимому, закрываются сверху аморфным слоем CdTe. В то же время при темпе-

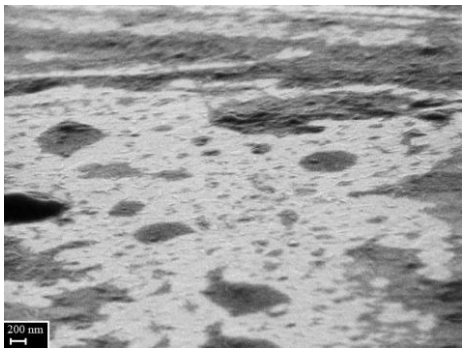


Рис. 3. Электронно-микроскопические изображения образца в изометрии со структурой SiO_2 5 нм /CdTe (50 нм)/ITO (100 нм)/стекло

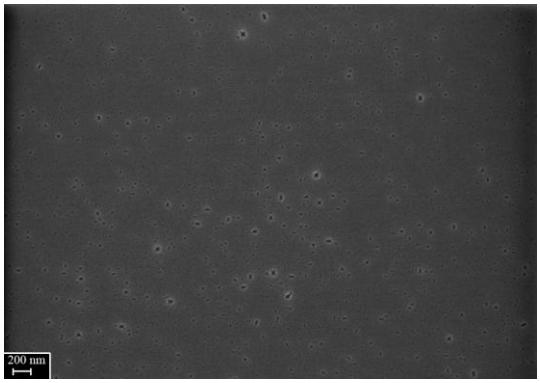


Рис. 4. Электронно-микроскопическое изображение в геометрии вид сверху образца со слоем SiO_2 толщиной 5 нм, осажденным на поверхности GaAs (100) методом магнетронного распыления мишени SiO_2 в высокочастотном разряде (13.56 МГц) плазмообразующей смеси Ar/O_2 (10:1)

ратуре 430°C на блюдается образование CdTe ННК с характерными размерами порядка 50 нм в диаметре и 200-400 нм в высоту при плотности 10^9 $см^{-2}$. При температуре роста 470°C наблюдается формирование ННК с последующим заращиванием слоем CdTe. Плотность заращенных ННК составляет порядка 10^9 $см^{-2}$. Полученный результат свидетельствует о низких длинах поверхностной диффузии адатомов при формировании CdTe ННК.

Таким образом, в работе предложен дизайн структуры с бескаталитическими нитевидными нанокристаллами. Продемонстрирована возможность реализации предложенной структуры методом осаждения магнетронным распылением. В частности, показано, что при осаждении магнетронным распылением CdTe на подложки с пористым слоем SiO_2 при температуре подложки в диапазоне от 400 до 470°C могут формироваться CdTe ННК. Сделаны оценки пористости слоев SiO_2 с толщиной от 2 до 15 нм, полученных осаждением магнетронным распылением на поверхности подложек GaAs (100).

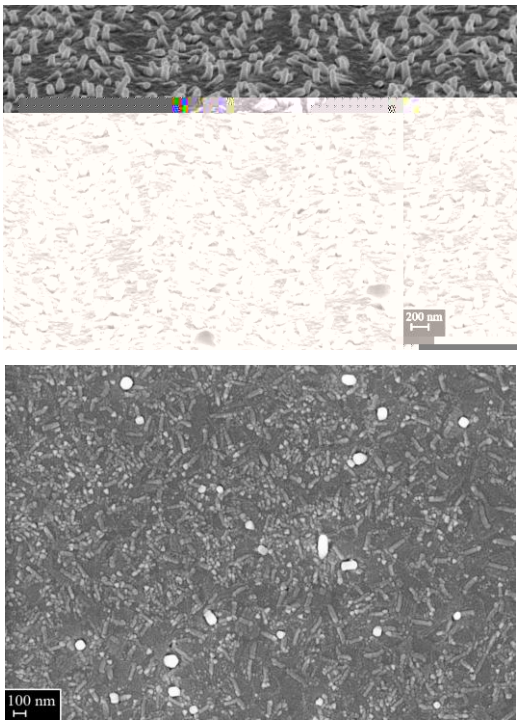


Рис. 5. Электронно-микроскопическое изображение образцов CdTe (50 нм)/SiO_2 (5 нм)/CdTe (50 нм)/ITO (100 нм)/стекло, полученного при температуре осаждения верхнего слоя CdTe 430 (сверху) и 470°C (внизу)

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (контракты № 02.740.11.0383, 16.740.11.0019 и 14.740.11.0592, 13.G25.31.0054), научных программ президиума РАН, грантов РФФИ и программ FP7 SOBONA и FUNPROB.

1. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Румянцев В.Д. ФТП, **38** (8), 937–948 (2004).

2. CdTe and Related Compounds; Physics, Defects, Hetero- and Nano-structures, Crystal Growth, Surfaces and Applications. Ed. by R. Triboulet, P. Siffert (Elsevier, 2010).

3. Henry C.H. J. Appl. Phys., **51** (8), 4494 (1980).

4. Kazmerski L.L. Conversion efficiencies of best research solar cells worldwide from 1976 through 2012 for various photovoltaic technologies. Efficiencies determined by certified agencies/laboratories National Renewable Energy Laboratory (NREL), Golden, CO 6 November 2012.

5. Pauzauskie P.J., Yang P. Materials Today, **9** (10), 36–45 (2006).

6. Czaban J.A., Thompson D.A. and LaPierre R.R. Nano Letters, **9** (1), 148–154 (2009).

Влияние процессов взаимодействия дефектов гетеослоя и редкоземельной примеси Er на люминесцентные свойства структур $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er$

М.В. Степихова[1], ***М.Н. Дроздов***[1], ***В.Ю. Чалков***[2], ***В.Г. Шенгуров***[2], ***А.П. Деточенко***[3], ***А.А. Ежевский***[3]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[3] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail:mst@ipm.sci-nnov.ru

В работе рассмотрены люминесцентные свойства гетероструктур $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$, представляющих интерес с точки зрения создания лазера на кремнии. Роль активного волноведущего слоя в структурах этого типа играют легированные эрбием слои $Si_{1-x}Ge_x$, показатель преломления которых может варьироваться в широких пределах в зависимости от содержания германия и степени релаксации гетеослоя. Степень локализации оптических мод в таких волноводных структурах может достигать значений $\Gamma \sim 0.98$ [1], что, как правило, реализуется в структурах с высоким содержанием германия, при толщинах гетеослоя $Si_{1-x}Ge_x:Er$ выше критических. В этой связи значительный интерес представляет вопрос, связанный с влиянием структурных дефектов гетеослоя на люминесцентные свойства структур $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$.

В данной работе приводятся результаты совместных исследований гетероструктур $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ люминесцентными методами и методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Рассмотрены структуры с высокой степенью релаксации гетеослоя (RES ≤ 9%), легированные и не легированные примесью эрбия. В работе исследовались структуры с толщиной гетрослоя $d_{SiGe} \sim 1.3 \div 1.85$ мкм, с содержанием германия 30 – 40%. По данным ВИМС, концентрация примеси эрбия в слоях $Si_{1-x}Ge_x:Er$ составляла $\sim 7 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, «остаточная» концентрация эрбия в нелегированных структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si \sim 2 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$.

С целью модификации уровня дефектов в гетеослоях $Si_{1-x}Ge_x$, в частности, с целью пассивации оборванных связей, имеющих место в слоях с высокой степенью релаксации, структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ и $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si$ дополнительно имплантировались ионами фосфора и далее отжигались в инертной атмосфере в течение 1 часа при T = 1000°C (энергия имплантации - 40 кэВ, доза имплантации - $2 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$). Дополнительно был проведен цикл исследований структур, подвергавшихся отжигу в атмосфере водорода (без этапа имплантации).

Спектральные измерения сигнала фотолюминесценции (ФЛ) проводились на Фурье спектрометре BOMEM DA3 с разрешением 1 см$^{-1}$. Сигнал ФЛ возбуждался Nd:YAG лазером на удвоенной частоте (λ_{exc} = 532 нм), мощность возбуждающего лазера – 200 мВт, и детектировался охлаждаемым Ge детектором модели «Edinburg Instruments EI-A». Измерения проводились при температурах 4.2 и 77 К. Исследования спектров ЭПР проводились при гелиевых температурах (3.5 – 14 К) с использованием спектрометра BRUKER-EMXplus–10/12 с гелиевым криостатом и системы контроля температуры ER 4112 HV (диапазон 3.8 – 300 К).

Ниже приводятся результаты проведенных исследований.

Результаты исследований структур $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$, $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si$ при T = 4 К показали наличие в спектрах ЭПР линии с g-фактором g = 2.005, обусловленной оборванными связями кремния на дислокациях (Рис. 1, кривая 1). Данная линия ЭПР с разной интенсивностью наблюдалась во всех исследованных структурах, не подвергавшихся послеростовой обработке.

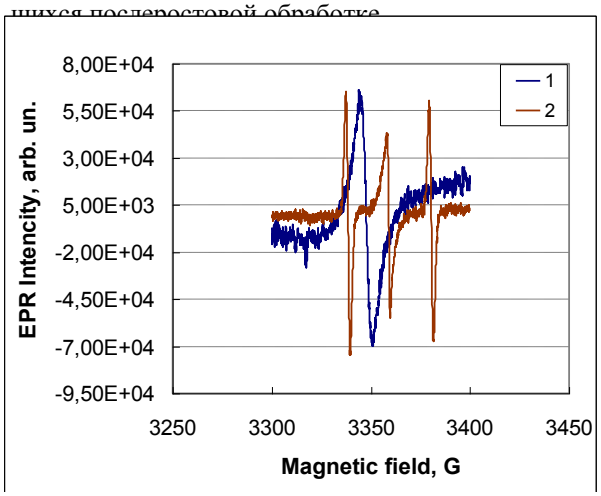


Рис. 1. Спектры ЭПР структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si$, измеренные при 4К и 14К до (кривая 1) и после (кривая 2) имплантации фосфора, соответственно. После облучения фосфором, образец отжигался при T = 1000°C

Имплантация структур $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$, $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si$ ионами фосфора с энергией 40 кэВ и дозой $2 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$, с последующим отжигом при T = 1000°C (1 час), приводит к существенному изменению их люминесцентного отклика и спектров ЭПР. На общем фоне уменьшения интенсивности сигнала ФЛ после имплантации, в ряде имплантированных структур наблюдалось полное гашение сигнала ФЛ, связанного с оптически активной примесью эрбия (Рис. 2). Линии эрбиевой люминесценции не наблюдались в структурах, в которых появлялись линии спектра ЭПР электронов, локализованных на фосфоре (g = 1.998), а линии

оборванных связей исчезали (Рис. 1, кривая 2). Исчезновение линий ЭПР оборванных связей, очевидно, обусловлено их пассивацией примесью фосфора. В образце, в котором интенсивность линии оборванных связей была наибольшей, после имплантации фосфора она продолжала наблюдаться, но с меньшей интенсивностью, при этом появления донорных линий ЭПР не фиксировалось. В этой структуре сигнал эрбиевой ФЛ также продолжал наблюдаться, но с интенсивностью на порядок величины меньшей, по сравнению с исходным образцом (Рис. 3). Полученные данные свидетельствуют о наличии корреляции между интенсивностями линий ЭПР оборванных связей и сигналом эрбиевой ФЛ. Для подтверждения этого факта в работе дополнительно исследовалось влияние отжига структур $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$ в атмосфере водорода на спектры ФЛ и ЭПР. На Рис. 4 показаны спектры ЭПР структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$, измеренные при T = 4 K до и после отжига в атмосфере водорода. Как видно из рисунка, отжиг в атмосфере водорода существенно (на порядок величины) уменьшает количество оборванных связей в структуре, что связано с насыщением их водородом. Данные ФЛ также свидетельствуют о резком гашении сигнала эрбиевой ФЛ. После отжига в атмосфере водорода, люминесцентный отклик структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$, связанный с оптически активными центрами иона Er^{3+}, уменьшается более чем на порядок величины (Рис. 3).

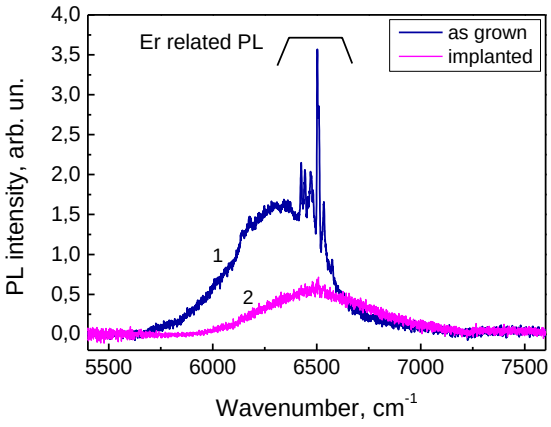


Рис. 2. Спектры ФЛ структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si$, измеренные при T = 77 K до (кривая 1) и после (кривая 2) имплантации фосфора. После облучения фосфором, образец отжигался при T = 1000°C. Отмеченная на рисунке серия тонких линий в спектре ФЛ образца, не подвергавшегося имплантации фосфором, соответствует оптически активным центрам иона Er^{3+}

Таким образом, полученные в рамках работы данные свидетельствуют о наличии четкой корреляции между интенсивностями линий ЭПР, связанных с оборванными связями кремния (линия с g-фактором 2.005), и интенсивностью сигнала фотолюминесценции эрбиевой примеси в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$. Возможной причиной наблюдаемой корреляции является участие структурных дефектов гетеослоя в процессах возбуждения (и девозбуждения) редкоземельной примеси.

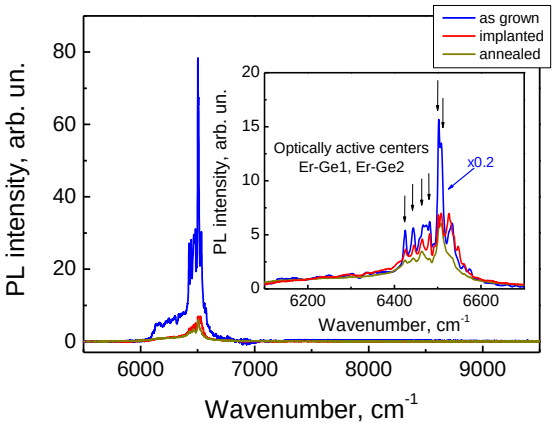


Рис. 3. Спектры ФЛ структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si$, измеренные при T = 77 K до и после имплантации фосфора, и отжига в атмосфере водорода. Стрелками на вставке к рисунку показаны серии линий ФЛ оптически активных центров иона Er^{3+}, центров Er-Ge1, Er-Ge2 [2]

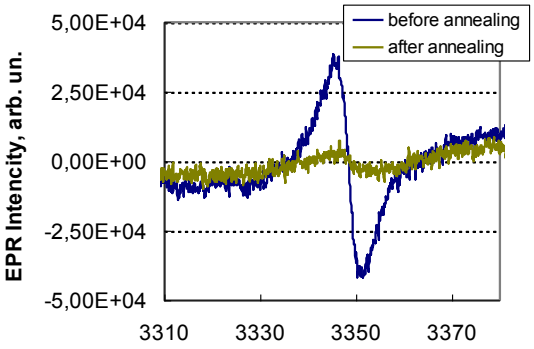


Рис. 4. Спектры ЭПР структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er$, измеренные при 4 K, до и после отжига в водороде

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8735.

1. Stepikhova M.V. Si/SiGe:Er/Si structures for laser realization: Theoretical analysis and luminescent studies / M.V. Stepikhova, L.V. Krasil'nikova, Z.F. Krasil'nik, et al. // J. Cryst. Growth. 2006. V. 288, iss. 1. P. 65-69.

2. Красильникова Л.В. Оптически активные центры иона Er^{3+} в гетероструктурах $Si/Si_{1-x}Ge_x:Er$ / Л.В. Красильникова, М.В. Степихова, Н.А. Байдакова и др. // ФТП. 2009. Т. 43, вып. 7. С. 909-916.

Люминесцентные свойства однослойных и периодических структур Si/Si:Er, Si/Si:Er/SiGe, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии

М.В. Степихова[1], ***А.Н. Яблонский***[1], ***С.А. Матвеев***[2], ***В.Г. Шенгуров***[2], ***М.Н. Дроздов***[1], ***П.А. Юнин***[1], ***З.Ф. Красильник***[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: mst@ipm.sci-nnov.ru

Перспективы развития структур Si/Si:Er обусловлены, прежде всего, возможностью создания на их основе эффективных источников излучения на кремнии, интегрируемых в схемы современной оптоэлектроники. В настоящее время на основе Si:Er разработан широкий спектр структур, излучающих в диапазоне длин волн 1.54 мкм, включая приборные структуры [1]. Отдельный интерес здесь представляют периодические структуры. Так, при исследовании периодических структур Si/Si:Er/Si/Si:Er/Si было обнаружено, что введение тонких (d = 1.7-100 нм), нелегированных слоев Si позволяет значительно увеличить эффективность фото- и электролюминесценции структур Si/Si:Er [2]. Наблюдаемый эффект объясняется увеличением эффективности возбуждения редкоземельной примеси. Нелегированные слои кремния в данном случае играют роль областей, в которых происходит генерация экситонов, участвующих в процессе возбуждения ионов Er^{3+}. Другим вариантом структур являются периодические структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x$, в которых введение редкоземельной примеси возможно как в слои основного материала (Si), так и в слои твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$. Варьируя параметры гетеослоя $Si_{1-x}Ge_x$, можно подобрать условия, при которых будет реализовываться механизм прямого (внутриатомного) возбуждения ионов Er^3. Экспериментальные исследования показывают, что в условиях прямого возбуждения редкоземельной примеси (возбуждение мультиплета $^4I_{13/2}$ иона Er^{3+} с энергией 0.84 эВ) сигнал фотолюминесценции структур Si/Si:Er фактически не претерпевает температурного гашения [3].

В данной работе мы приводим результаты исследований периодической структуры $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si:Er/...$ $/Si_{1-x}Ge_x/Si:Er$, впервые полученной методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Параметры гетеослоев $Si_{1-x}Ge_x$ (толщина слоя и содержание германия) в структуре подбирались таким образом, чтобы удовлетворять условию прямого возбуждения ионов Er^3. Периодическая структура $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si:Er/...$ $/Si_{1-x}Ge_x/Si:Er$ исследовалась в сравнении с однослойной структурой Si/Si:Er с аналогичными параметрами.

Структуры выращивались методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии, где в качестве источника молекулярных потоков примеси (Er) и основного материала (Si) использовался сублимирующий источник *poly*-Si:Er [4]. Для роста гетеослоев $Si_{1-x}Ge_x$ использовалась методика роста в среде германа [5]. Выращенные структуры исследовались методом рентгеновской дифракции (РД) и вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Спектральные измерения сигнала фотолюминесценции (ФЛ) проводились на Фурье спектрометре BOMEM DA3 с разрешением 1 $см^{-1}$. Сигнал ФЛ возбуждался Nd:YAG лазером на удвоенной частоте (λ_{ex} = 532 нм), мощность лазера – 200 мВт. Для детектирования сигнала ФЛ использовался охлаждаемый германиевый детектор "Edinburgh Instruments EI-A". Для спектро-кинетических исследований ФЛ использовался параметрический генератор света MOPO-SL (Newport) с накачкой импульсным лазером Nd:YAG. Длина волны возбуждающего излучения – 760 нм, средняя мощность лазерного излучения ~ 10-30 мВт. Сигнал ФЛ регистрировался с помощью решеточного спектрометра Acton 2300i, фотоэлектронного умножителя InP/InGaAs (рабочий диапазон 0.95-1.7 мкм) и цифрового осциллографа

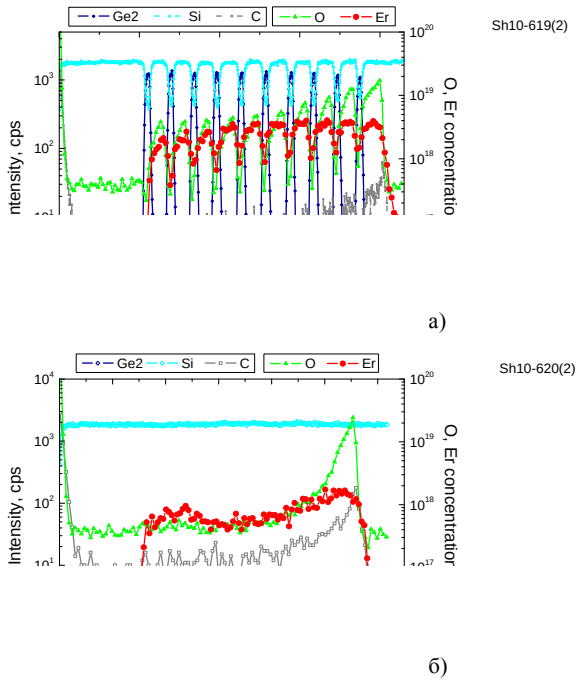


Рис. 1. ВИМС-профили распределения элементов в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si:Er/.../Si_{1-x}Ge_x/Si:Er$ (а) и Si/Si:Er (б), выращенных методом СМЛЭ

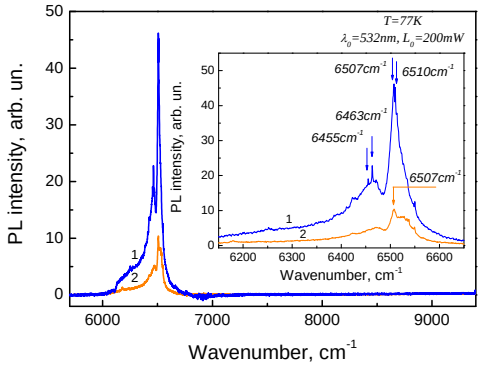


Рис. 2. Спектры ФЛ высокого разрешения структур Si/ $Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er/.../$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er (1) и Si/Si:Er (2). T = 77 K

LeCroy. Временное разрешение системы определялось длительностью импульса возбуждения и составляло ~ 5 нс. Все люминесцентные измерения проводились при температуре 77 К.

На Рис.1 приведены ВИМС-профили распределения элементов в исследуемых структурах Si/$Si_{1-x}Ge_x$/ Si:Er/.../$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er и Si/Si:Er. Как видно из рисунка, метод сублимационной МЛЭ действительно позволяет получать периодические структуры Si/$Si_{1-x}Ge_x$/ Si:Er/.../$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er с хорошей воспроизводимостью параметров гетеослоя. По данным рентгеновской дифракции (которые согласуются с данными ВИМС) толщина гетеослоев $Si_{1-x}Ge_x$ в периодической структуре составляет 12 ± 1 нм, содержание германия в гетеослое x = 0.365 ± 0.02, толщина слоев Si:Er d = 34 ± 1 нм, общее число пар $Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er – 10. Уровень концентрации примеси эрбия в слоях Si:Er ~ $3.5\cdot10^{18}$ $см^{-3}$. При росте периодической структуры Si/$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er/.../$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er реализовались условия псевдоморфного роста, т.е. структура оставалась напряженной в процессе роста, параметр RES, определяемый методом РД, в исследованной структуре составил 100%. В соответствии с данными работы [6], при этих параметрах гетеослоя ширина запрещенной зоны твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$ должна составлять ~ 0.85 эВ, что близко к энергии внутриатомного перехода $^4I_{15/2}$ – $^4I_{13/2}$ иона Er^3.

Результаты исследований спектроскопии ФЛ высокого разрешения показывают, что в исследованных структурах Si/$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er/.../$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er и Si/Si:Er наблюдается интенсивный сигнал ФЛ в диапазоне длин волн 1.54 мкм, связанный с оптически активными центрами иона Er^3 (Рис.2). Преобладающую роль в люминесцентном отклике структур играют оптически активные центры иона Er^3 в преципитатных включениях SiO_x в кремнии [7]. При этом интенсивность сигнала ФЛ периодической структуры Si/$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er/.../$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er оказывается примерно в 5 раз слабее интенсивности сигнала ФЛ однослойной структуры Si/Si:Er. Интересно, что данные спектрально-кинетических исследований ФЛ показывают наличие предельно коротких времен спада эрбиевой ФЛ в периодической структуре Si/$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er/.../$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er. При общем сохранении спектральных особенностей сигнала ФЛ (Рис.3) время спада ФЛ на длине волны 1.54 мкм в периодической структуре Si/$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er/... /$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er составляет ~ 20 мкс. В однослойной структуре Si/Si:Er это время соответствует 0.8 мс, что близко к излучательному времени жизни иона Er^{3+} в кремнии [8]. В качестве возможного объяснения полученных данных можно высказать предположение о вовлеченности гетеослоев $Si_{1-x}Ge_x$ в процессы девозбуждения (а не возбуждения, как это предполагалось ранее) редкоземельной примеси. Очевидно, введение слоев $Si_{1-x}Ge_x$ в структуру привносит дополнительный канал безызлучательной релаксации за счет обратной передачи энергии возбужденного иона Er^3 в узкозонный полупроводник.

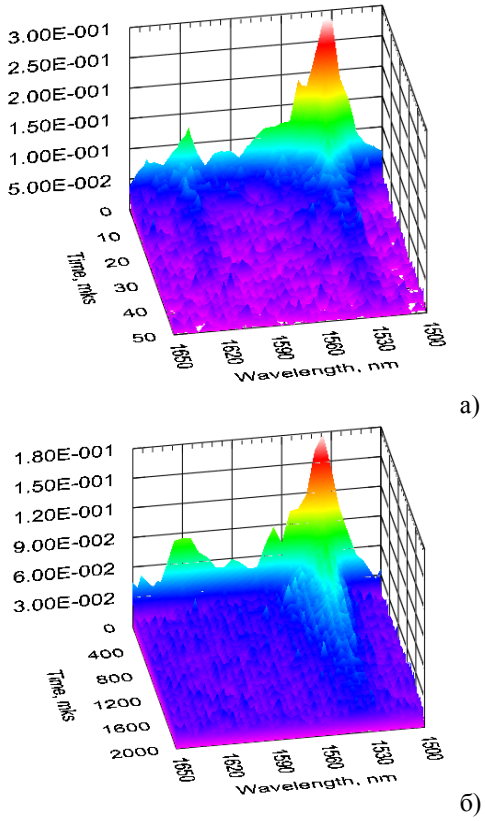


Рис. 3. Спектро-кинетические зависимости ФЛ структур Si/$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er/.../$Si_{1-x}Ge_x$/Si:Er (а) и Si/Si:Er (б), измеренные при T = 77 K в спектральном диапазоне 1500-1650 нм. Цветовая гамма отражает интенсивность сигнала ФЛ

В любом случае, разрабатываемые коллективом периодические структуры Si/$Si_{1-x}Ge_x$ представляют интерес в качестве модельных структур для исследования процессов возбуждения и девозбуждения ионов Er^3 в кремниевых матрицах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №11-02-00963-а, №11-02-00953-а) и Минобрнауки РФ (соглашение 8735).

1. S.Libertino, et al. Design and fabrication of integrated Si-based optoelectronic devices. Mater. Science in Semicond. Process. 2000. V.3. P.375.

2. M.Stepikhova, et al. Effect of selective doping on photo- and electroluminescence efficiency of Si:Er structures. Solid State Phenomena. 2002. V.82-84, P.629.

3. A.N.Yablonskiy, et al. Band-to-band and direct optical excitation of Er in silicon: Comparison of kinetics, temperature dependence of erbium PL. Physica B: Condensed Matter. 2009. V.404. P.4601.

4. В.П.Кузнецов, З.Ф.Красильник. Метод сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии структур на основе кремния. ФТП. 2010. Т.44, вып.3. С.413.

5. С.П.Светлов и др. Гетероэпитаксиальные структуры $Si_{1-x}Ge_x$/Si(100), полученные сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксией кремния в среде GeH_4. Изв. РАН, Серия физическая. 2001. Т.65, №2. С.203.

6. Y.Shiraki, A.Sakai. Fabrication technology of SiGe hetero-structures and their properties. Surface Science Reports. 2005. V.59. P.153.

7. W.Jantsch, et al. Different Er centers in Si and their use for electroluminescence devices. J. of Lumin. 1999. V.80. P.9.

8. F.Priolo, et al. Excitation and nonradiative deexcitation processes of Er^{3+} in crystalline Si. Phys. Rev. B. 1998. V.57. P.4443.

Сверхрешетка на основе графена с периодически модулированной дираковской щелью

Г.М. Максимова, Е.С. Азарова, А.В. Тележников, В.А. Бурдов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: telezhnikov@phys.unn.ru

В последние годы активно исследуются электронные свойства графена (см., например, [1]). Это обусловлено, в частности, дираковским законом дисперсии носителей в области низких энергий. Зонная структура идеального графена бесщелевая, в результате чего дираковские электроны являются безмассовыми и проявляют необычные свойства, такие как парадокс Клейна, *Zitterbewegung* и т.д. Вследствие парадокса Клейна локализовать электроны в графене электростатическим потенциалом не удается. Однако, это можно сделать либо с помощью неоднородного магнитного поля, либо электрическим и однородным магнитным полями, а также электростатически в щелевом графене. Также проявляется значительный интерес к сверхрешеткам (СР) на основе графена. При этом основное внимание уделяется СР, обусловленным периодическим распределением электростатического потенциала или магнитного поля. В рамках модели Кронига-Пенни, используемой для анализа таких СР, получен ряд интересных результатов: возникновение новых дираковских точек, сильная анизотропия спектра, приводящая к явлению суперколлимации и т.д.

В настоящей работе исследуются электронные состояния в одномерной СР на основе графена с периодически модулированной щелью и относительным смещением зон, характеризуемым некоторым потенциалом. Такая СР, в частности, может быть реализована на основе графена, напыленного на полосчатую подложку из оксида кремния и гексагонального нитрида бора $h-BN$ [2]. Ее электронная структура в окрестности K-точки зоны Бриллюэна описывается дираковским гамильтонианом

$$\hat{H} = \upsilon_F \hat{\vec{p}}\hat{\vec{\sigma}} + V(x)\hat{1} + \Delta(x)\hat{\sigma}_z , \qquad (1)$$

где $\hat{\vec{p}}$ – оператор импульса, $\hat{\sigma}_i$ – матрицы Паули, $\hat{1}$ – единичная матрица 2×2, $\upsilon_F \approx 10^8$ см/с – скорость ферми, функции

$$\Delta(x), V(x) = \begin{cases} 0, & 0 \le x < a \\ \Delta, V, & a \le x \le l \end{cases},$$

где l – период СР. Потенциал V определяет смещение центра запрещенной зоны щелевой фракции графена относительно дираковской точки в бесщелевом графене.

Уравнение Дирака

$$\hat{H}\,\Psi(x,y) = E\,\Psi(x,y) \qquad (2)$$

допускает решение $\Psi(x,y) = \exp(ik_y y)\Psi(x)$, где двухкомпонентная функция $\Psi(x)$ удовлетворяет периодическим условиям Блоха, а также граничному условию $\Psi(a-0) = \Psi(a+0)$. При этом дисперсионное уравнение имеет вид

$$\cos(kl) = \cos(k_x a)\cos(q_x(l-a)) + \frac{EV - (\hbar\upsilon_F k_x)^2}{(\hbar\upsilon_F)^2 k_x q_x}\sin(k_x a)\sin(q_x(l-a)), \qquad (3)$$

где

$$k_x = \sqrt{(E/\hbar\upsilon_F)^2 - k_y^2}, \quad q_x = \sqrt{\left((V-E)^2 - \Delta^2\right)/(\hbar\upsilon_F)^2 - k_y^2}. \qquad (4)$$

При значении $\Delta = 0$ уравнение (3) совпадает с аналогичным уравнением, полученным в работе [3] для графеновой СР с кусочно-гладким потенциалом V.

Из уравнения (3) видно, что при нулевом потенциале смещения энергетический спектр СР симметричен относительно значения энергии $E = 0$. В дальнейшем рассматриваются две ближайшие минизоны, расположенные выше и ниже точки $E = 0$, являющиеся зоной проводимости и валентной зоной соответственно. При увеличении V эти минизоны смещаются вверх по энергии. На рис.1а представлены электронная и дырочная ветви спектра в зависимости только от $k_y > 0$ (т.к. есть симметрия $k_y \to -k_y$ в уравнении (3)) при различных значениях потенциала V при $k = 0$ для реальных параметров СР $\Delta = 26.5$ мэв, $a = l/2$, $l = 60$ нм. Энергия отсчитывается от центра запрещенной зоны (положение которой при $k = k_y = 0$ зависит от V) для $V = 77.1$ мэв (тонкая сплошная линия), в остальных случаях – от точки касания минизон. При значениях

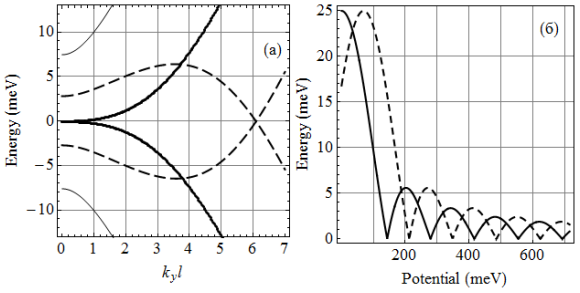


Рис. 1. (а) Зависимость энергии электронов в минизоне проводимости и валентной минизоне от k_y при $k = 0$, $l = 60$ нм, $a = l/2$, $\Delta = 26.5$ мэв и $V = 77.1$ мэв (тонкая сплошная линия), $V = 143.26$ мэв (толстая сплошная линия), $V = 195.7$ мэв (пунктирная линия). Отсчет энергии ведется от центра запрещенной минизоны для тонкой сплошной линии и от точек касания минизон для остальных случаев; (б) ширина двух запрещенных минизон как функция V

потенциала меньших некоторого критического (определяемого величиной щели и геометрическими параметрами рассматриваемой СР) валентная минизона и минизона проводимости разделены запрещенной зоной (тонкая сплошная линия на рис.1а). Однако, при достижении потенциалом критического значения V_c эти минизоны соприкасаются и СР становится бесщелевой (толстая сплошная линия на рис.1а). При превышении потенциалом значения V_c щель в точке касания открывается снова (в этом состоит отличие изучаемой системы от СР, сформированной электростатическим потенциалом, где точка касания существует всегда [3]), однако на оси k_y возникают две симметрично расположенные точки Дирака (пунктирная линия на рис.1а). Дальнейшее увеличение V приводит к появлению из точки касания очередной пары дираковских точек и т.д.

Численный анализ величины щели между рассмотренными минизонами от величины V, а также щели между минизоной проводимости и следующей по энергии минизоной показывает, что первый раз щель пропадает между валентной минизоной и минизоной проводимости, что наблюдается при значении $V = V_c$. Результаты численного расчета приведены на рис.1б. Сплошная линия соответствует щели между валентной минизоной и минизоной проводимости, пунктирная – следующей запрещенной минизоне. Таким образом, при значениях потенциала $V > V_c$ СР становится бесщелевой.

Точка касания для СР с одинаковой долей щелевой и бесщелевой фракций графена ($a = l/2$) появляется при значениях потенциала $V_n = 2\pi n\hbar\upsilon_F / l + \sqrt{(2\pi n\hbar\upsilon_F / l)^2 + \Delta^2}$, где $n = 1,2,3,\ldots$, причем $V_c = V_1$. Соответствующее число симметрично расположенных относительно $k_y = 0$ дираковских точек N_D (когда $V \neq V_n$) равно целой части от величины $2\left(V^2 - \Delta^2\right)/\left(4V\pi\hbar\upsilon_F\right)$, и $N_D = 2n - 1$ в случае, когда $V = V_n$.

Определение критического значения V_c, по-видимому, может быть выполнено спектроскопическими методами. Значение V можно изменять с помощью дополнительных наногейтов, приложенных к СР в области щелевой фракции графена. Схлопывание щели должно быть связано с исчезновением края поглощения и появлением точки касания в спектре СР.

Численное решение уравнения (3) дает закон дисперсии, представленный на рис.2. При $V = V_1 = V_c$ в электронном спектре существует одна точка касания с неконическим законом дисперсии (рис.2а). При $V_1 < V < V_2$ наблюдаются две дираковских точки конического типа при $k = 0$ и $k_{y1}l = \pm\sqrt{\left(\left(V^2 - \Delta^2\right)l\right)^2 / \left(2V\hbar\upsilon_F\right)^2 - (2\pi)^2}$, рис.2b.

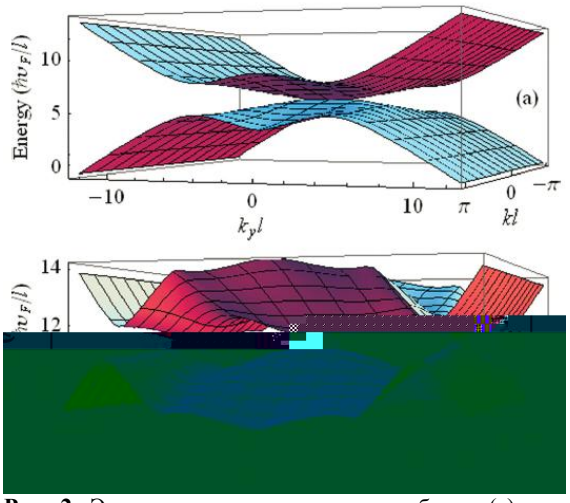


Рис. 2. Энергетические поверхности вблизи (a) точки касания $k = k_y = 0$ при $V = V_c = 143.26$ мэв и (b) дираковской точки конического типа $k = 0$, $k_y = k_{y1}$ при $V = 165.15$ мэв. В обоих случаях $\Delta = 26.5$ мэв

Также было обнаружено, что в исследуемой СР могут существовать интерфейсные состояния. Для этого необходимо, чтобы величины k_x, q_x в (4) были мнимыми. На рис.3а представлена дырочная минизона СР, на которой сплошной линией выделена область интерфейсных состояний, а пунктирной линией для сравнения показан интерфесный уровень для одиночного гетероперехода. На рис.3b изображены плотности вероятности волновых функций из валентной минизоны, соответствующие как интерфейсному (кривая 1), так и осциллирующим (кривые 2,3) состояниям.

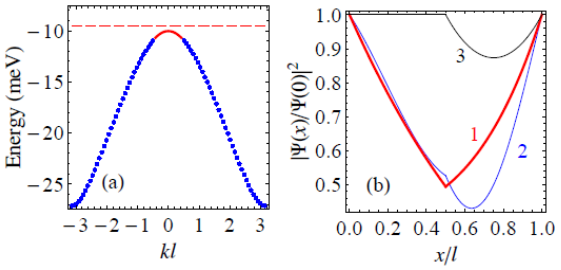


Рис. 3. (a) Дырочная минизона спектра СР при $a = l/2 = 30$ нм, $V = 11$ мэв, $\Delta = 22$ мэв, $k_y l = 1$. Верх минизоны, показанный сплошной линией, соответствует интерфейсным состояниям. (b) Плотность вероятности для: интерфейсного дырочного уровня при $k_y l = 1$, $kl = 1$ (кривая 1), осциллирующих дырочных состояний при $k_y l = 1$, $kl = 2.5$ (2) и при $k_y l = 0$, $kl = 0.4$ (3)

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 11-02-00960а) и Министерства образования и науки РФ (контракт № 07.514.11.4147).

1. Castro Neto A.H., Guinea F., Peres N.M.R., Novoselov K.S., and Geim A.K. Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2009).

2. Ratnikov P.V., JETP Lett. **90**, 469 (2009).

3. Barbier M., Vasilopoulos P., and Peeters F.M. Phys. Rev. B **81**, 075438 (2010).

Влияние ионного облучения на эффект сенсибилизации излучения эрбиевых центров нанокластерами кремния

Д.С. Королев, А.Б. Костюк, А.И. Белов, А.Н. Михайлов, Ю.А. Дудин, Д.И. Тетельбаум

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: tetelbaum@phys.unn.ru

Оксидные материалы с оптически активными центрами Er^{3+}, излучающие свет в окне прозрачности кварцевого оптоволокна (вблизи 1,54 мкм) находят применение в элементах волоконно-оптических линий связи. Одновременное присутствие в оксидной матрице нанокластеров (НК) Si и Er обеспечивает усиление (сенсибилизацию) фотолюминесценции (ФЛ) при 1,54 мкм за счет передачи энергии оптического возбуждения от НК эрбиевым центрам. Эффективность сенсибилизации зависит от многих факторов, среди которых – структурное состояние НК, соотношение концентраций и взаимное расположение НК и ионов Er^{3+}, состав и структура окружения ионов Er^{3+} [1]. Влияние и относительные вклады указанных факторов можно контролировать, используя облучение ионами различной химической природы и последующей термический отжиг, в ходе которого происходит перестройка радиационных дефектов и активация примесных атомов. В данной работе исследовано влияние ионно-лучевой обработки на ФЛ Er в пленках SiO_2, содержащих ионно-ситезированные НК Si в аморфном или кристаллическом состояниях.

Слои SiO_2:Er со средней концентрацией ионов эрбия $5\cdot10^{19}$ $см^{-3}$ формировались путем имплантации Er (в импульсном режиме при ускоряющем напряжении 80 кВ с использованием ионно-плазменного источника «Радуга-3») в термические пленки SiO_2 с толщиной 160 нм. Для формирования НК Si, излучающих свет в диапазоне 600-1000 нм [2], в эти же пленки на установке ИЛУ-3 имплантировался кремний с последующим отжигом при температурах в диапазоне 900-1100 °C. Режимы имплантации ионов кремния (Si^+, 40 кэВ, $4\cdot10^{17}$ $см^{-2}$) обеспечивали приблизительное совмещение по глубине профилей распределения имплантированных атомов эрбия и кремния (подтверждено данными ВИМС, полученными Ю.Н. Дроздовым в ИФМ РАН).

Сформированные слои SiO_2:Er с НК Si облучались ионами P^+ (40 кэВ) при различных дозах в диапазоне $2\cdot10^{14}$-$2\cdot10^{16}$ $см^{-2}$. Для сравнения проводилось облучение ионами Ar^+ (40 кэВ), причем дозы выбирались таким образом, чтобы обеспечить одинаковые с ионами фосфора уровни первичного дефектообразования в соответствии с результатами расчета по программе SRIM [3]. После облучения фосфором и аргоном образцы отжигались при 900 °C в потоке N_2 (30 мин).

ФЛ на всех стадиях имплантации и отжига исследовалась при комнатной температуре при возбуждении импульсным лазером YAG:Nd с длиной волны 532 нм (длительность импульсов ~ 10 нс, энергия в импульсе ~ 0,5 мДж), что позволяло наблюдать излучение центров Er, обусловленное только процессом сенсибилизации (в отсутствие НК Si при таком возбуждении ФЛ эрбиевых центров не наблюдалась).

Эффект сенсибилизации эрбия наиболее выражен в тех случаях, когда НК Si имеют аморфную структуру, что обеспечивается низкой (менее 1000 °C) температурой отжига после имплантации Si (рис. 1). Следовательно, передача энергии от некристаллических кластеров Si происходит более эффективно, чем от кристаллических НК, что согласуется с результатами [4]. Ярко выраженный пик от НК Si (~ 750 нм) имеет место только тогда, когда отжиг после имплантации Si^+ проводится при 1100 °C (он является оптимальным для формирования кристаллических НК кремния в SiO_2).

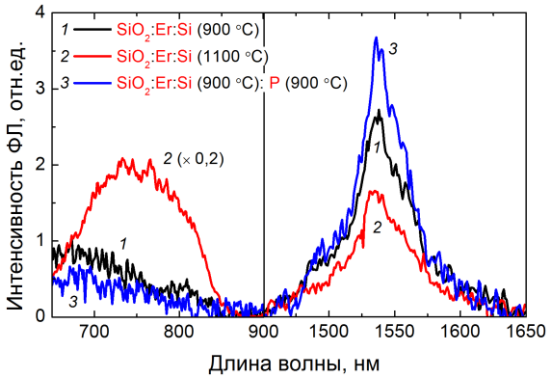


Рис. 1. Спектры ФЛ пленок SiO_2:Er с НК Si, полученных при разных температурах и легированных P^+ с дозой $7\cdot10^{15}$ $см^{-2}$ с последующим отжигом при 900 °C

Рассмотрим, как дополнительная ионно-лучевая обработка (состоящая в облучении ионами электрически активных и неактивных примесей с последующим отжигом) влияет на структурное состояние НК и на процесс сенсибилизации излучения центров Er^{3+}. При облучении слоев SiO_2:Er с НК Si ионами P^+ и Ar^+ происходит гашение ФЛ как в области длин волн 600-1000 нм, так и при 1540 мкм. Это связано с тем, что при облучении происходит образование большого числа радиационных дефектов, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации. После отжига при 900 °C (который сохраняет аморфизованное состояние НК) в случае облучения слоев ионами фосфора дозовая зависимость интенсивности ФЛ при 1540 нм имеет немонотонный ха-

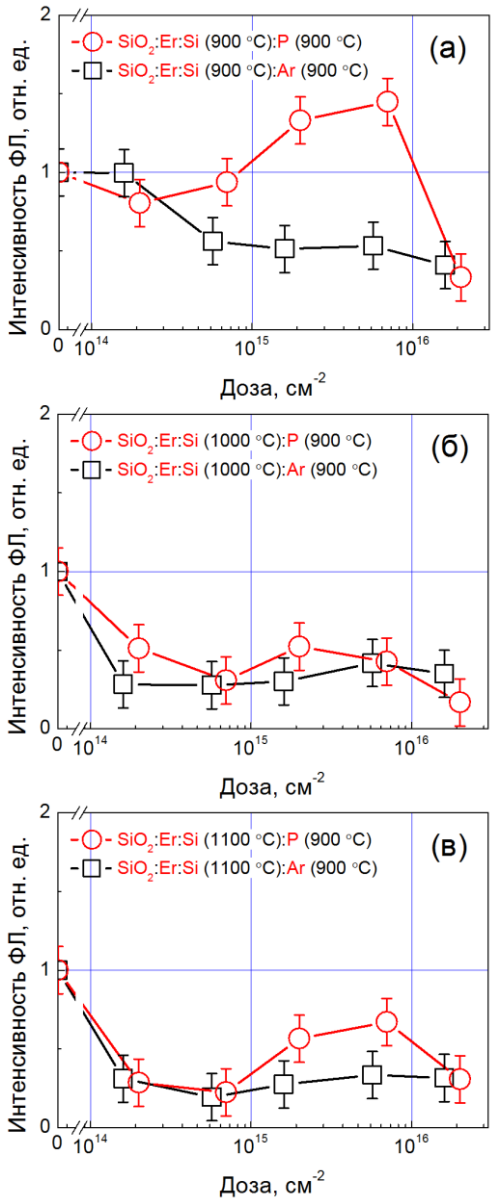


Рис. 2. Дозовые зависимости интенсивности ФЛ на длине волны 1540 нм пленок SiO_2:Er с НК Si, сформированными при 900 °C (а), 1000 °C (б), 1100 °C (в), после облучения P^+ или Ar^+ с заключительным отжигом при 900 °C.

рактер (рис. 2). Наиболее характерно относительное увеличение интенсивности при дозах P^+ $2\cdot10^{15}$ см$^{-2}$ и $7\cdot10^{15}$ см$^{-2}$. В случае формирования *кристаллических* НК Si, то есть при 1000 °C и 1100 °C, такая тенденция тоже наблюдается, но интенсивность ФЛ тем не менее остается ниже, чем в необлученных P^+ образцах. Таким образом, в случае формирования преимущественно аморфных НК легирование фосфором при оптимальных дозах приводит к заметному усилению интенсивности ФЛ эрбия. При облучении Ar^+ наблюдается ослабление ФЛ Er; изменения интенсивности в зависимости от дозы не носят регулярного характера. Следовательно, интенсивность процесса сенсибилизации эрбия нанокластерами Si зависит не только от их структуры, но и от наличия в объеме НК и/или на границах НК с матрицей донорных атомов.

Усиление ФЛ Er при легировании фосфором прежде всего связано с проявлением электронной / пассивирующей природы донорной примеси фосфора [5]. В настоящее время вопрос о влиянии фосфора на люминесцентные свойства НК Si теоретически и экспериментально исследовался только для кристаллических НК [5]. Однако, известно, что при высокой степени легирования фосфор, как донорная примесь, ведет себя в аморфном кремнии аналогично кристаллическому. Кроме того, способность примеси к пассивации оборванных связей известна как в a-Si, так и в c-Si. Поэтому с известной степенью осторожности можно применить для аморфных НК те же представления, что и для кристаллических. В частности, уменьшение потери энергии возбужденными НК на безызлучательную рекомбинацию (вследствие пассивации) способствует накоплению в них экситонов и тем самым приводит к более сильной накачке эрбиевых центров. Кроме того, при легировании фосфором происходит заполнение локализованных уровней в щели подвижности a-Si. Поэтому при фотовозбуждении снижается захват электронов и дырок этими состояниями, для которых волновые функции имеют очень малый радиус; тем самым, электроны и дырки становятся менее локализованными и возрастает роль квантово-размерного эффекта, приводящего к усилению люминесцентных (и сенсибилизирующих) свойств НК.

Таким образом, установлено, что легирование системы SiO_2:Er:nc-Si фосфором приводит к усилению сенсибилизирующих свойств аморфных нанокластеров кремния по отношению к фотолюминесценции эрбия в матрице SiO_2. Данная закономерность позволяет использовать ионную имплантацию фосфора в технологии создания светоизлучающих систем на базе SiO_2, легированного эрбием и сенсибилизированных нанокластерами кремния.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. Silicon Nanophotonics / L. Khriachtchev (Ed.) – Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2009. – 452 p.

2. Михайлов А.Н. Особенности формирования и свойства светоизлучающих структур на основе ионно-синтезированных нанокристаллов кремния в матрицах SiO_2 и Al_2O_3 / А.Н. Михайлов, А.И. Белов, А.Б. Костюк и др. // Физика твердого тела. 2012. Т.54, №2. С.347-359.

3. Ziegler J.F. SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010) / J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2010. Vol.268. P.1818-1823.

4. Irrera A. Correlation between electroluminescence and structural properties of Si nanoclusters / A. Irrera, F. Iacona, G. Franzo et al. // Opt. Mat. 2005. Vol.27. P.1031-1040.

5. Mikhaylov A.N. Effect of ion doping with donor and acceptor impurities on intensity and lifetime of photoluminescence from SiO_2 films with silicon quantum dots / A.N. Mikhaylov, D.I. Tetelbaum, V.A. Burdov et al. // J. Nanosci. Nanotechnol. 2008. Vol.8. P.780-788.

Влияние ионной имплантации примесей на дислокационную фотолюминесценцию в кремнии

***А.Н. Михайлов*[1], *А.И. Белов*[1], *Д.С. Королев*[1], *А.О. Тимофеева*[1], *В.К. Васильев*[1], *Д.И. Тетельбаум*[1], *В.И. Сахаров*[2], *И.Т. Серенков*[2], *Е.И. Шек*[2], *Н.А. Соболев*[2]**

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

e-mail: tetelbaum@phys.unn.ru

Одним из перспективных направлений разработки кремниевых светодиодов, излучающих в области прозрачности SiO_2, является использование дислокационной люминесценции (ДЛ) [1]. В настоящее время отсутствует единая точка зрения на механизм ДЛ. Согласно одной из них, за ДЛ ответственны энергетические уровни, связанные с особенностями структуры ядер дислокаций, другие предполагают, что эти уровни обусловлены точечными дефектами, локализованными в окрестностях дислокаций (атмосферах Коттрелла). В качестве возможных кандидатов на роль ответственных за ДЛ точечных дефектов могут служить как дефекты типа комплексов из нескольких собственных междоузельных атомов, так и дефектные комплексы с участием примесей.

В настоящей работе с целью попытки пролить свет на природу линий ДЛ, а также изучения возможности усиления ДЛ с помощью легирования, исследовано влияние ионной имплантации различных примесей (O, C, P, B, Ge) на спектр фотолюминесценции кремния, в котором линия ДЛ в области 1,5 мкм получена путем имплантации ионов Si.

Для формирования дислокационных центров в кремнии образцы КЭФ-4,5 были облучены ионами Si^+ с энергией 100 кэВ и дозой $1\cdot10^{15}$ $см^{-2}$ в условиях термостабилизации, при которых повышение температуры было менее 10 °C, и затем отожжены при 1100 °C (1 ч) в окисляющей хлорсодержащей атмосфере (ХСА). Облучение ионами Si^+ приводит к аморфизации кремния до глубины ~ 200 нм (в соответствии с данными обратного резерфордовского рассеяния). Электронная микроскопия, выполненная на образцах, подвергнутых аналогичным процедурам облучения Si^+ и отжига, выявила в них наличие дислокаций различного типа в слое с толщиной порядка среднего проецированного пробега ионов Si^+.

Облучение ионами легирующих примесей (C^+, O^+, B^+, P^+) проводилось с энергиями, при которых их средние проецированные пробеги составляли примерно 200 нм. Для ионов Ge^+ величина пробега была в 3,3 раза меньше, так как используемый нами имплантер ИЛУ-200 не позволяет имплантировать ионы с массой порядка 70 а.е. при энергиях, превышающих 80 кэВ. Применялись две дозы ионного легирования – «малая» (~ 10^{13} $см^{-2}$), соответствующая концентрации атомов примеси в максимуме распределения ~ $1\cdot10^{18}$ $см^{-3}$, и «большая» (~ 10^{15} $см^{-2}$), соответствующая концентрации ~ $1\cdot10^{20}$ $см^{-3}$ (в случае Ge^+ дозы были равны $1\cdot10^{14}$ $см^{-2}$ и $1\cdot10^{15}$ $см^{-2}$). После имплантации примесей проводился отжиг при 800 °C (0,5 ч) в атмосфере азота. (Температура 800 °C – ниже той, при которой обычно формируются центры ДЛ). Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводились при 77 K с использованием лазера, излучающего на длине волны 985 нм. Мощность лазерного излучения составляла ~ 0,5 Вт.

Спектр ФЛ контрольного (нелегированного) образца содержал характерный пик при 1,5 мкм, связанный с дислокационной люминесценцией D1 (рис. 1), и пик близкраевой ФЛ при ~ 1,1 мкм.

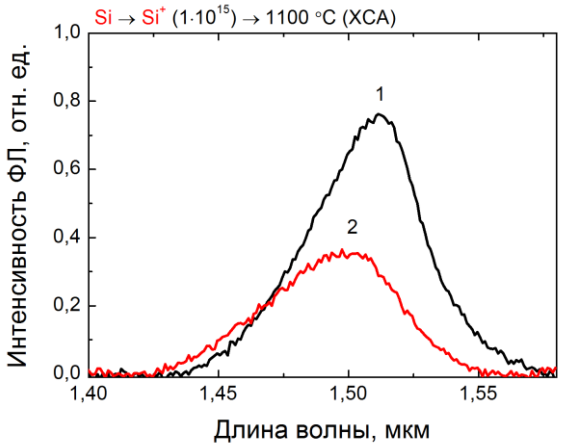


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов Si, имплантированных ионами Si^+ и отожженных в ХСА при 1100 °C, в отсутствие (кривая 1) и после дополнительного отжига при 800 °C (кривая 2)

Рассмотрим поведение полосы D1 при дополнительном облучении ионами примесей и отжиге. Ионное облучение даже с малой дозой вызывает практически полное гашение полосы D1 (рис. 2б) за счет генерации дефектов – центров безызлучательной рекомбинации (ЦБР). Последующий отжиг приводит к появлению полосы D1 (кроме случая облучения C^+ с большой дозой), но вместе с тем ослабляет ФЛ исходного (контрольного) образца (рис. 1). Ослабление ФЛ, по-видимому, обусловлено, внесением неконтролируемых примесей – ЦБР.

Интенсивность ФЛ при ~ 1,5 мкм облученных образцов после заключительного отжига при 800 °C существенно зависит от сорта и дозы легирующей примеси (рис. 2а и 2в).

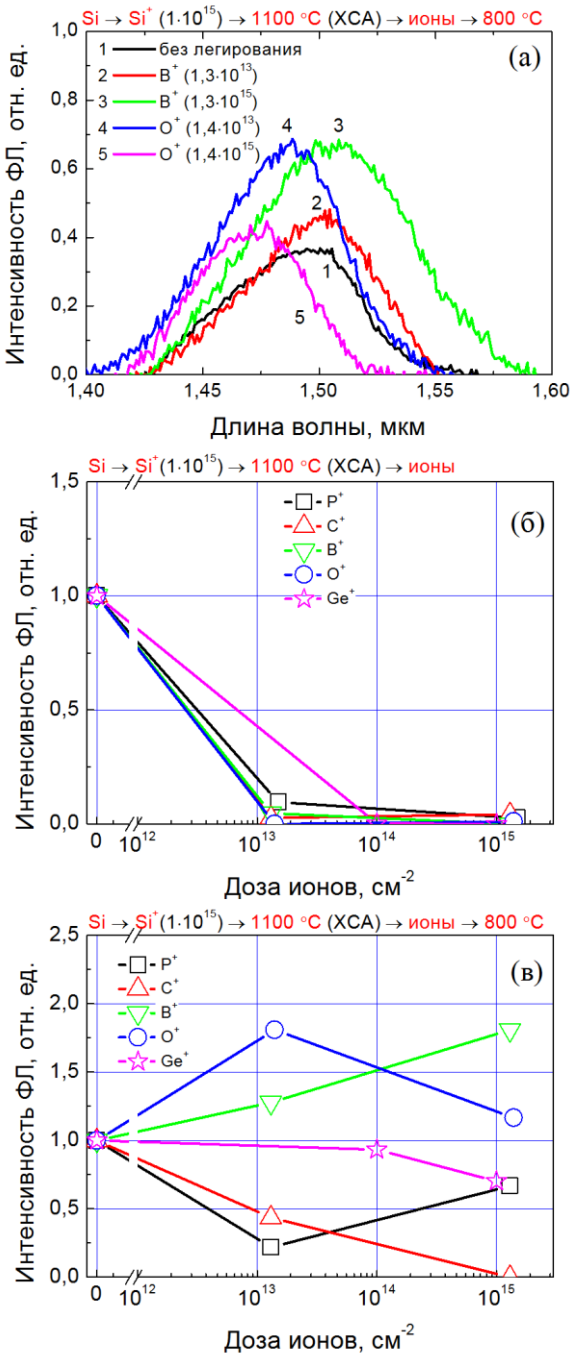


Рис. 2. Влияние легирования бором и кислородом на спектры дислокационной ФЛ (а) и зависимости интенсивности ФЛ в максимуме полосы D1 от дозы облучения различными ионами до (б) и после (в) заключительного отжига при 800 °C

Легирование углеродом приводит к монотонному уменьшению интенсивности ФЛ D1 с ростом дозы примеси, что свидетельствует о формировании дополнительных ЦБР. Имплантированный кислород при малой дозе значительно повышает интенсивность ФЛ. Это согласуется с данными [2] о положительном влиянии умеренных концентраций кислорода на линию D1; при больших дозах высота пика D1 остается практически такой же, как и без имплантации, то есть существует некоторая оптимальная концентрация этой примеси. По-видимому, кислород при больших дозах частично окисляет центры, ответственные за данную полосу ФЛ, снижая их концентрацию. Обращает на себя внимание, что при легировании обеими дозами кислород приводит к сдвигу максимума в сторону меньших длин волн (рис. 2а). Причина такого сдвига пока не ясна. Возможно, кислород преципитирует в окрестности дислокаций в виде наночастиц SiO_2, что приводит к возникновению дополнительных механических напряжений, локальному искажению зонной структуры и, тем самым, сдвигу энергетических уровней, ответственных за полосу D1.

Легирование фосфором несколько ослабляет ФЛ (сильнее при малой дозе). Легирование германием тоже оказывает гасящее влияние, но растущее с дозой. Так как в случае ионов Ge^+ толщина легированной области была много меньше толщины дислокационной области, влияние ионов Ge^+ обусловлено глубоко проникающими дефектами междоузельной природы [3], создающими ЦБР. Легирование бором оказывает противоположное влияние, усиливая ФЛ D1, особенно при большой дозе. Такое влияние бора может быть связано с тем, что он объединяется (химически реагирует) с атомами “случайных” примесей и дефектами, нейтрализуя их действие как ЦБР. Например, известны комплексы бора с собственными междоузельными атомами, образующиеся при отжиге имплантированного бором кремния [4]. Другой фактор – это механические напряжения, связанные с растворением атомов бора в узлах и разницей атомных радиусов бора и кремния. В пользу роли механических напряжений свидетельствует некоторый сдвиг максимума ФЛ в сторону меньших энергий по сравнению с отожженным, но не легированным образцом (рис. 2а).

Таким образом, модификация линии D1 в спектре дислокационной ФЛ зависит от сорта и концентрации легирующей примеси. С практической точки зрения наиболее важен факт усиления ФЛ при ионном легировании кислородом и бором. Уточнение закономерностей и механизмов усиления ФЛ требует более детального исследования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-00980).

1. Соболев Н.А. Инженерия дефектов в технологии полупроводников / Н.А. Соболев. – М: Lambert Academic Publishing, 2011. – 252 с.

2. Соболев Н.А. Фотолюминесценция в кремнии, имплантированном ионами кремния с аморфизующими дозами / Н.А. Соболев, А.Е. Калядин, Р.Н. Кютт, В.И. Сахаров, И.Т. Серенков, Е.И. Шек, В.В. Афросимов, Д.И. Тетельбаум // ФТП. 2011. Т.45, №9. С.1182-1187.

3. Pelaz L. Ion-beam-induced amorphization and recrystallization in silicon / L. Pelaz, L.A. Marqués, J. Barbolla // J. Appl. Phys. 2004. Vol.96. P.5947.

4. Pelaz L. B diffusion and clustering in ion implanted Si: The role of B cluster precursors / L. Pelaz, M. Jaraiz, G.H. Gilmer, H.-J. Gossmann, C. S. Rafferty, D. J. Eaglesham, J. M. Poate // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol.70. P.2285.

Синтез двумерных псевдоморфных GeSi слоев при различных кинетических и термодинамических условиях осаждения

В.А. Тимофеев, А.И. Никифоров, С.А. Тийс, О.П. Пчеляков

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

e-mail: Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Понимание взаимосвязи между деформацией кристаллической решетки и образованием наноструктур является весьма важным с точки зрения поиска и создания новых электронных и оптоэлектронных приборов. Гетеросистема Ge/Si представляет интерес, как с точки зрения удобной модельной системы для исследования влияния упругих деформаций, создаваемых несоответствием параметров решетки Ge и Si, на гетероэпитаксию, так и с точки зрения совместимости со стандартной Si технологией. Для получения наногетероструктур с требуемыми характеристиками требуется детальный анализ и изучение всех стадий роста, как тонких пленок Ge_xSi_{1-x}, так и Ge островков во всем диапазоне составов и допустимых толщин, удовлетворяющих двумерному псевдоморфному росту для Ge_xSi_{1-x}. В работах [1] и [2] предприняты попытки изучения начальных стадий формирования тонких пленок Ge_xSi_{1-x} для $x<0.2$, а в работе [3] представлены данные по реконструкции поверхности при осаждении чистого Ge на Si. Что касается исследований сверхструктур при росте слоев Ge_xSi_{1-x} с $x>0.2$, то они в литературе практически не представлены. Рост тонких пленок определяется конкуренцией между кинетикой роста и термодинамикой системы тонкая пленка/подложка. При высокой скорости роста (низкой температуре) система далека от равновесия и все определяется кинетикой, тогда как при низкой скорости (высокой температуре) пленки близки к равновесию. Квазиравновесное состояние характеризуется образованием реконструкции (2xN) на поверхности Ge_xSi_{1-x} в дополнение к реконструкции (2x1), которая характерна для чистой поверхности Si(001) [4]. Сверхструктура (2xN) появляется за счет образования упорядоченного массива димерных вакансионных линий перпендикулярных к димерным рядам и связана с эффектом сегрегации Ge [5]. Вследствие сегрегации Ge, (2xN) реконструкция начинает появляться, обеспечивая ослабление деформации сжатия, возникающей из-за несоответствия параметра решетки Si и Ge [6]. В течение осаждения слоя твердого раствора, изменение числа n отражает различное количество поверхностной концентрации Ge.

Методом дифракции быстрых электронов (ДБЭ), являющийся основным методом контроля in situ при молекулярно-лучевой эпитаксии, а также методами сканирующей туннельной и атомно-силовой микроскопии (СТМ, АСМ) проведен анализ изменения морфологии поверхности слоев Ge, Ge_xSi_{1-x}. Кроме того, проведены расчеты коэффициентов диффузии Ge, Si и Ge_xSi_{1-x} на подложке Si(100), а также установлена связь между энергией активации поверхностной диффузии и деформацией пленки. На основе данных ДБЭ построена кинетическая диаграмма, описывающая 2D-3D переход пленок Ge_xSi_{1-x} в диапазоне температур

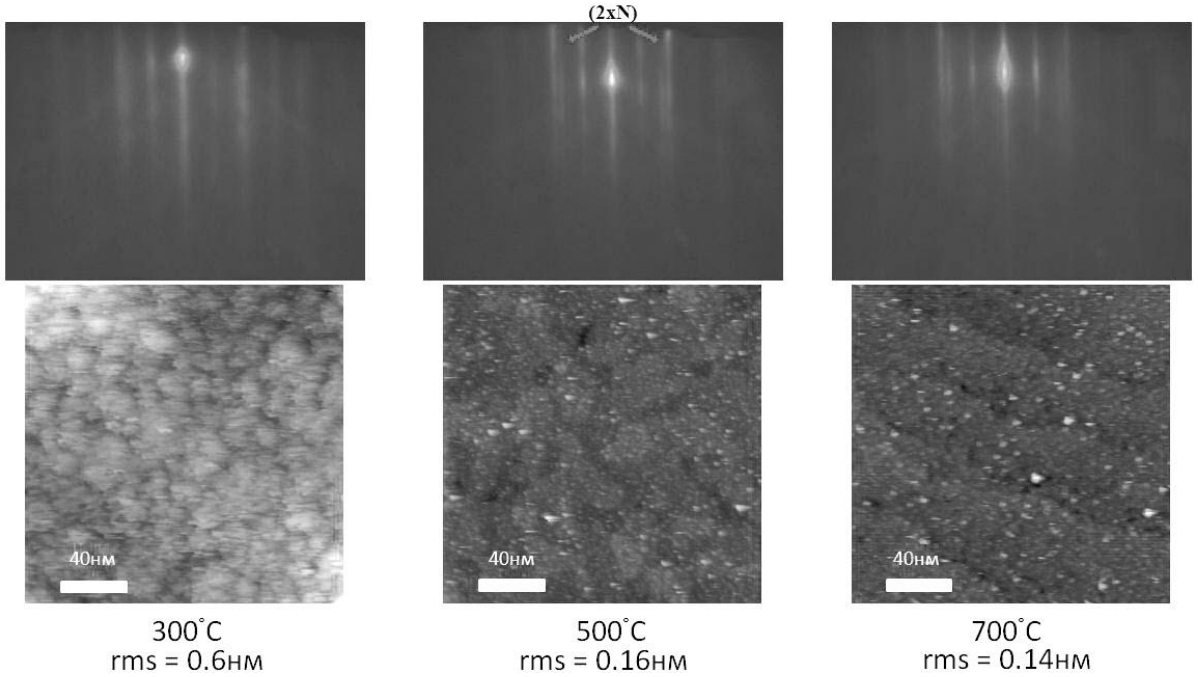


Рис. 1. ДБЭ и СТМ изображения тонких пленок Ge_xSi_{1-x} при температуре роста 300, 500 и 700˚C

300-700°C. Значения, лежащие ниже 2D-3D перехода, выявляют область толщин, при которых получаются бездефектные двумерные слои. Полученные данные о толщине бездислокационных двумерных слоев и более эффективные параметры массива квантовых точек актуальны при синтезе многослойных периодических Ge/Si структур для приборов нано - и оптоэлектроники.

Рост псевдоморфных тонких пленок Ge_xSi_{1-x} идет по различным механизмам в зависимости от температуры. При низких температурах подложки вблизи 300°C центрами зарождения двумерных островков выступает Si, тогда как адатомы Ge из-за значительно большей подвижности уже присоединяются к Si. Поверхность пленки Ge_xSi_{1-x} вследствие разницы в подвижности Ge и Si при этом получается шероховатой. На краях двумерных островков происходит релаксация упругих напряжений, возникающих из-за несоответствия параметров решеток Ge и Si. В этом случае толщина бездислокационной псевдоморфной пленки достигает 600Å при 300°C и содержании Ge 30% (x=0.3). С увеличением температуры вплоть до 700°C коэффициенты поверхностной диффузии как Ge, так и Si становятся примерно одинаковыми и это сказывается на механизме роста слоя Ge_xSi_{1-x}. Рост поверхности происходит за счет движения ступеней без участия двумерных островков и релаксация напряжений идет только на краях ступеней, что существенно снижает суммарную величину релаксации напряжений. Толщина двумерной пленки достигает 60Å при 700°C и содержании Ge 30% (x=0.3), что в 10 раз меньше толщины слоя $Ge_{0.3}Si_{0.7}$ при 300°C. Предложенная модель роста тонких пленок Ge_xSi_{1-x} в диапазоне температур 300 - 700°C подтверждается ДБЭ и СТМ исследованиями. Среднеквадратичная шероховатость меняется от 6 до 1.4Å при температурах 300 и 700°C, соответственно (рис. 1).

С помощью регистрации картины дифракции быстрых электронов и последующей обработки данных исследован тип сверхструктуры (2xN) в диапазоне составов от 20 до 100 % (x изменяется от 0.2 до 1). Горизонтальный профиль интенсивности ДБЭ картины позволяет рассчитать фактор n в реконструкции (2xN). Число N достигает минимального значения около 8 для чистой пленки Ge, в то время как для пленок GeSi число N возрастает от 8 до 14 с уменьшением содержания Ge (рис. 2). Полученные данные о структуре и морфологии пленок GeSi позволяют анализировать как поверхностную диффузию, так и релаксацию упругих напряжений, накапливаемых в процессе роста.

Исследована сегрегация Ge, идущая в процессе напыления пленки Ge_xSi_{1-x} по изменению числа n. Эксперимент проводился на двух образцах. На первый образец наносилась пленка $Ge_{0.3}Si_{0.7}$ толщиной 100Å при этом фиксировался фактор n в сверхструктуре (2xn), он равнялся 10. Дальнейшее увеличение толщины до 200Å приводило к изменению фактора до 8. Второй образец на начальном этапе формировался аналогично первому, затем на слой $Ge_{0.3}Si_{0.7}$ толщиной 100Å осаждался чистый Ge. При толщине Ge всего 0.5 МС фактор менялся до 8. Это обстоятельство говорит в пользу сегрегации Ge, его накопление на поверхности приводит к быстрой релаксации напряжений и переходу к фактору 8 характерному для чистой пленки Ge на Si. На кинетической диаграмме, описывающей изменение толщины 2D-3D перехода от температуры роста для составов 30 и 50 % Ge, прослеживается влияние сегрегации Ge. С увеличением температуры для состава 50 % накопление поверхностной концентрации Ge происходит быстрее и метастабильной состояние пленки приводит к 2D-3D при меньших толщинах, чем в случае 30 %. Таким образом, при температурах вблизи 300°C основную роль играет эффект напряжений, тогда как при температурах вблизи 700°C доминирует эффект сегрегации Ge.

1. Butz R. and Kampers S. Appl. Phys. Lett. (2xn) surface of SiGe layers deposited on Si (100). 1992, V. 61. P. 1307.

2. Jernigan G. and Thompson P. Surf. Sci. Scanning tunneling microscopy of SiGe alloy surfaces grown on Si (100) by molecular beam epitaxy. 2002. V. 516. P. 207.

3. Liu F., Wu F. and Lagally M.G. Chem. Rev. Effect of strain on structure and morphology of ultrathin Ge films on Si (001). 1997. V. 97. P. 1045-1061.

4. Migas D.B., Raiteri P. and Miglio L. Physical Review B. Evolution of the Ge/Si (001) wetting layer during Si overgrowth and crossover between thermodynamic and kinetic behavior. 2004. V. 69. P. 235318.

5. Юрасов Д.В. Критическая толщина перехода по Странскому-Крастанову с учетом эффекта сегрегации / Д.В. Юрасов, Ю.Н. Дроздов // ФТП. – 2008. Т. 42. Вып. 5. – С. 579-585.

6. Guo L.W., Huang Q., Li Y.K., Ma S.L., Peng C.S., Zhou J.M. Elsevier. Critical Ge concentration for 2xn reconstruction appearing on GeSi covered Si (100). 1998. V. 406, P. 592-596.

Elsevier. Critical Ge concentration fo
reconstruction appearing on GeSi covered Si (1
1998. V. 42

covered iio

M

Киральные метаматериалы как оптически активные среды и наноантенны

С.В. Лобанов[1,2], ***Н.А. Гиппиус***[1], ***С.Г. Тиходеев***[1,2]

[1] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
[2] Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

e-mail: tikh@gpi.ru

В докладе будут проанализированы оптические свойства киральных метаматериалов, созданных на основе пространственно-модулированных металлов, полупроводников и диэлектриков. Основное внимание будет уделено оптическим резонансам в таких метаматериалах (плазмонным в случае металлов, квазиволноводным и Фабри-Перо в случае полупроводников и диэлектриков и смешанным - в случае смешанных систем). Будет показано, как эти резонансы можно эффективно использовать для создания оптически активных сред с резонансно усиленным эффектом вращения плоскости поляризации, а также для создания наноантенн циркулярно-поляризованного излучения.

В качестве примера рассмотрим эффект возникновения циркулярно-поляризационной фотолюминесценции полупроводниковых квантовых точек из киральной фотонной структуры. Насколько нам известно, впервые этот эффект был продемонстрирован в работе [1], где использовались резонансные свойства кирально-модулированного планарного полупроводникового волновода. В этой работе была получена не очень высокая степень циркулярной поляризации фотолюминесценции квантовых точек, порядка 25%, и, кроме того, только на краю линии фотолюминесценции квантовых точек (см. также в докладе [2]).

Значительно более сильный эффект (степень циркулярной поляризации до 50-60% на максимуме линии фотолюминесценции) был недавно обнаружен [3] в планарном полупроводниковом микрорезонаторе, одно из зеркал которого было кирально-модулированным. Устройство такой структуры схематически объяснено на Рис. 1.

Результаты наших теоретических расчетов эффективности и степени циркулярной поляризации фотолюминесценции квантовых точек из активной области структуры с периодом 1 мкм, *левыми* (как на Рис. 1) гаммадионами размеров 2*b*=0.5 мкм и толщиной *a*=0.13 мкм приведены на Рис. 2. При замене *левых* гаммадионов на *правые* (зеркально-симметричные) знак циркулярной поляризации меняется на противоположный.

Авторы благодарны В.Д.Кулаковскому и А.А.Максимову за обсуждения и РФФИ за поддержку.

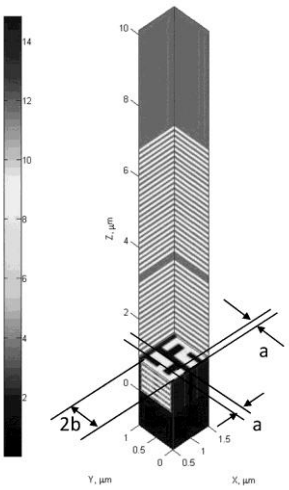
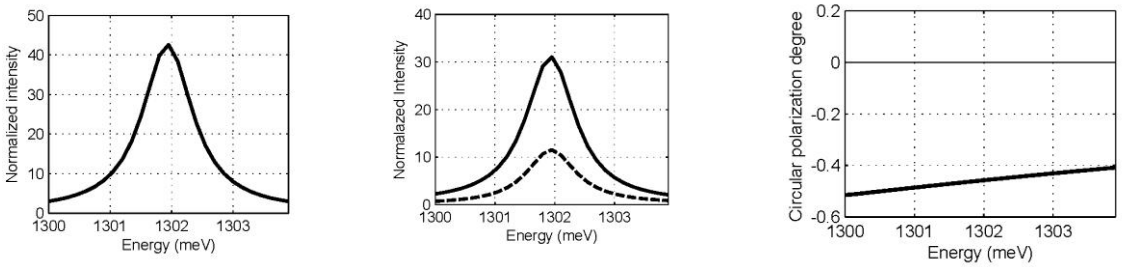


Рис. 1. Схематический разрез планарного GaAs/AlAs микрорезонатора на подложке GaAs (сверху), открытое зеркало которого (снизу) протравлено на половину глубины, с образованием в модулированном слое двумерного кирального фотонного кристалла гаммадионов (показан один период). Оттенки серого соответствуют диэлектрической проницаемости в данной точке и объяснены на цветовой шкале слева

1. Konishi K., Nomura M., Kumagai N., Iwamoto S., Arakawa Y. and Kuwata-Gonokami M. Phys. Rev. Lett. **106**, 057402 (2011).

2. Лобанов С.В. и др., доклад на XVII симпозиуме «Нанофизика и наноэлектроника», Н. Новгород (2013).

3 Максимов. А.А., частное сообщение.



а *б* *в*

Рис. 2. Рассчитанные интенсивность фотолюминесценции кирально-модулированного микрорезонатора (*а*), интенсивность в σ^- (сплошная линия) и σ^+ (пунктир) поляризациях (*б*) и степень циркулярной поляризации (*в*)

Соединения GeSn: новый прямозонный материал четвертой группы

А.А. Тонких[1,2], ***В.Г.Талалаев***[3], ***J.Schilling***[3], ***P.Werner***[1]

[1]Max Planck Institute of Microstructure Physics, Germany
[2]Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород
[3]Martin Luther University Halle-Wittenberg, Germany

e-mail: tonkikh@mpi-halle.de

На сегодняшний день излучатель света на основе кремния является предметом активных научных исследований. Одной из мотиваций для данной области исследований является задача создания оптической связи между микросхемами, которая породила ряд решений для диапазона длин волн ~1550 nm [1]. Другой задачей является поиск активного излучающего устройства для применений в кремниевой фотонике – области исследований фотонных систем с кремнием в качестве оптической среды. В последнем случае, излучатели должны интегрироваться с подложкой кремния на изоляторе (КНИ, SOI). При этом, длина волны излучения подобных устройств должна быть не менее 2200 nm для подавления нежелательного нелинейного эффекта двухфотонного поглощения [2]. Поэтому, материал, используемый в данном устройстве, должен иметь энергию запрещенной зоны не более 0.55 eV. Данному критерию удовлетворяют соединения GeSn с содержание олова более 10%.

Традиционной гетеропарой кремнию служит германий (Ge). Последний, однако, так же как и кремний обладает непрямой структурой энергетических зон, что затрудняет его использование в светоизлучающих приборах: лазерах и светодиодах. За германием в IV группе периодической системы следует олово (Sn), кубическая фаза которого является полуметаллом и имеет параметр решетки a = 0.649 nm. Несмотря на то, что олово при комнатной температуре кристаллизуется в тетрагональной фазе (β-Sn или белое олово), кубическая фаза олова (α-Sn или серое олово) может быть выращена эпитаксиально при температурах превышающих критическую (13 °C) на согласованной подложке [3].

Соединения $Ge_{1-x}Sn_x$, согласно бинарной фазовой диаграмме Ge-Sn, существуют при концентрациях олова менее 1% (x<0.01). Тем не менее, экспериментально установлено, что метастабильные соединения $Ge_{1-x}Sn_x$ с x>0.01 могут быть выращены эпитаксиально на согласованных подложках InGaAs [4], а также на несогласованных подложках Ge и Si [5]. В последнем случае на интерфейсе и в структуре GeSn слоя при превышении некоторой критической толщины вследсвтие несоответствия решеток формируются дефекты – дислокации несоответствия и проникающие дислокации. Подобные дефекты ухудшают характеристики полупроводниковых приборов, поэтому нежелательны.

Зонная структура соединений GeSn претерпевает значительные изменения при возрастании концентрации олова. В монокристаллическом ненапряженном Ge минимум зоны проводимости находится в L-долине, что на 140 meV ниже по энергии чем Γ-минимум. Энергия запрещенной зоны германия E_g(Ge)=0.66 eV. В α-Sn в центре зоны Бриллюэна максимум валентной зоны выше по энергии, чем минимум зоны проводимости, и E_g(α-Sn)=-0.41 eV. Тогда как L-минимум примерно на 90 meV выше максимума валентной зоны. Таким образом, соединения $Ge_{1-x}Sn_x$ могут становиться прямозонными при некотором составе x, имея E_g(GeSn)>0. Экспериментально установлено, что энергии прямого (Γ_C-Γ_V) и непрямого (L_C-Γ_V) переходов в GeSn меняются нелинейно согласно уравнению

$$E_i(x)=xE_i(Sn)+(1-x)E_i(Ge)-x(1-x)b_i \quad (1).$$

Символ i=L,Γ соответствует прямым (Γ_C-Γ_V) либо непрямым (L_C-Γ_V) переходам; b_i – параметр нелинейности. Значение параметра нелинейности b_i установлено экспериментально с некоторой неоднозначностью. Встречаются значения параметра нелинейности b_G = 1.94 eV [6], 2.30 eV [7], 2.80 eV [8] для Γ-минимума и b_L = -0.11 eV [9] и 1.23 eV [6] для L-минимума, соответственно. Исходя из этих значений, переход от непрямой к прямой структуре зон следует ожидать при 0.06<x<0.12. Теоретические модели предсказывают, что этот переход может происходить при x=0.06 [10].

Таким образом, возможной стратегией для реализации излучающих GeSn структур на стандартных подложках (Si, SOI, Ge, GOI) может быть синтез тонких псевдоморфных двумерных слоев с высоким содержанием олова. Подобные структуры, встроенные в матрицу более широкозонного материала Ge или SiGeSn, должны формировать гетеропереход первого рода, соответственно быть квантовыми ямами для обоих типов носителей заряда. В случае SiGeSn матрицы использование кремния дает возможность контроля высоты потенциального барьера, ограничивающего GeSn квантовую яму.

В нашей работе для синтеза GeSn слоев использовался метод молекулярно пучковой эпитаксии (установка Riber SIVA-45). Осаждение Ge происходило со скоростью 20 pm/s из электронно-лучевого испарителя. Олово осаждалось из эффузионной ячейки со скоростью 2 pm/s. В качестве подложки использовались пластины Si(100), Ge(100) и Ge(111). В случае роста на пластинах Si(100) формированию GeSn слоев предшествовал рост 120 nm буферного слоя Ge по методу предложенному в [11]. Структурные свойства GeSn

слоев исследовались методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в геометрии поперечного сечения с использованием высокого разрешения. Количественный анализа состава GeSn соединений проводился методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Исследование оптических свойств проводилось методом фотолюминесценции (ФЛ) с использованием охлаждаемого жидким азотом InGaAs-детектора (длинноволновый край поглощения 2400 nm), Ar^+ лазера (возбуждение на длине волны 488 nm), и охлаждаемого гелием криостата.

Рост SiGeSn структур сопровождается сегрегацией Sn к поверхности. Для снижения сегрегации Sn температура роста слоев GeSn понижалась до 110 °C и ниже, что способствовало встраиванию существенной доли олова из поверхностного слоя в матрицу. Полного встраивания олова при одновременном осаждении Ge и Sn, однако, достичь не удавалось. Поэтому нами применялась методика чередования осаждения олова и германия, что позволило получить тонкие GeSn слои в матрице Ge с резкими гетерограницами и концентрацией олова намного превышающей предел растворимости в германии.

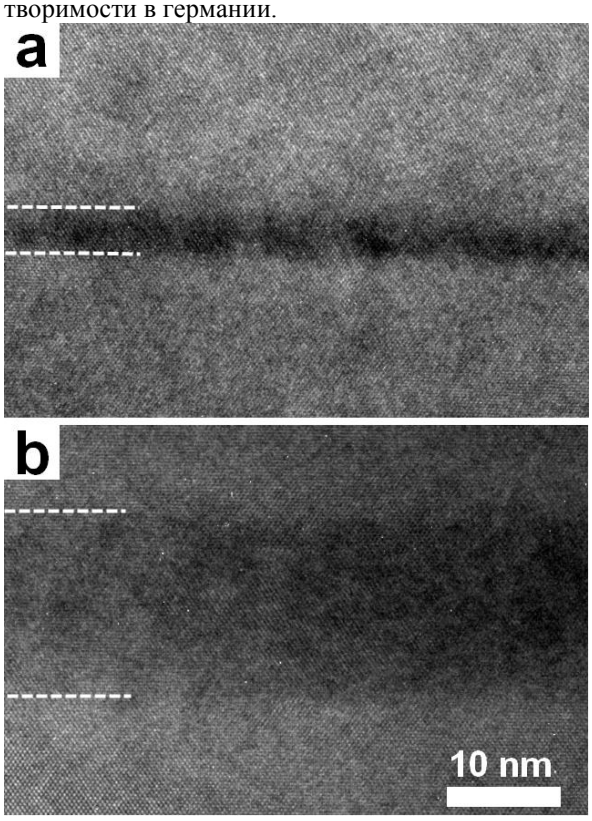


Рис. 1. Изображения ПЭМ высокого разрешения поперечного сечения GeSn слоев в матрице Ge для структур a и b, соответственно. Белые пунктирные линии обозначают гетерограницы GeSn/Ge.

В качестве примера на Рис.1a,b показаны два образца (образцы a и b), ПЭМ изображения высокого разрешения которых свидетельствуют об отсутствии протяженных структурных дефектов в GeSn слое и на гетерограницах. Толщины GeSn слоев были 3.4 nm и 15.1 nm в образцах a и b, соответственно. Предварительный анализ содержания олова в образцах изображенных на Рис.1a, b дал значения 6.1% и 3.5%, соответственно.

Спектроскопия ФЛ обнаруживает в образцах a и b полосы излучения с энергией переходов меньшей, чем энергия запрещенной зоны Ge, Рис.2. Максимумы ФЛ от структур a и b расположены на длинах волн 1850 nm и 1900 nm, соответственно. Мы полагаем, что данные пики соответствуют излучательным переходам между локализованными в GeSn квантовой яме электронами L-долины и подзоной тяжелых дырок (hh) отщепленной вследствие упругих напряжений. Полуширина GeSn-пика в структуре b меньше, чем в a, повидимому из-за меньшей шероховатости гетероинтерфейсов, как видно из Рис. 1.

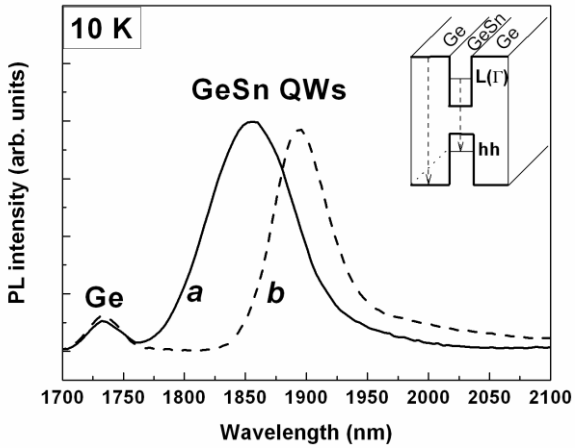


Рис. 2. Спектры ФЛ образцов a (сплошная линия) и b (пунктирная линия), снятые при 10 K и плотности мощности возбуждения 20 W/cm^2. На вставке изображена схема излучательных переходов (пунктирные стрелки) соответствующих максимумам спектра ФЛ.

До настоящего времени нам не удалось обнаружить дополнительных пиков ФЛ вблизи от основного GeSn пика, по которым можно было бы однозначно судить о типе наблюдаемых межзонных переходов. Работа в данном направлении будет продолжена, еѐ результаты будут опубликованы в дополнительных сообщениях.

1. Pavesi L. Proc. SPIE 4997, Photonics Packaging and Integration III, 206 (2003).
2. Liu X. et al. Nature Phot. **4**, 557 (2010).
3. Farrow R.F.C. et al. J.Cryst.Growth, **54**, 507 (1981).
4. Chen R. et al. Appl.Phys.Lett. **99**, 181125 (2011).
5. Kouvetakis J., Menendez J., Chizmeshya A.V.G. Annu. Rev. Mater. Res. **36**, 497 (2006).
6. Chang G.-E., Chang S.-W., Chuang S.L. IEEE J. Quant. Electr. **46**, 1813 (2010).
7. Guevara H.P.L. de, et al. Appl.Phys.Lett. **91**, 161909 (2007).
8. He G., Atwater H.A. Phys.Rev.Lett., **79**, 1937 (1997).
9. Sun G. et al. J.Appl.Phys., **108**, 033107 (2010).
10. Yin W.-J., Gong X.-G., Wie S.-H. Phys. Rev. B, **78**, 161203R (2008).
11. Oehme M. et al. Thin Solid Films, **517**, 137 (2008).

Генерация терагерцового излучения в полупроводниковых нанопроводах на основе A_3B_5

В.Н. Трухин[1,2], ***А.С.Буйских***[1], ***А.Д. Буравлев***[1,2], ***М.А.Калитеевский***[1,3], ***И.А.Мустафин***[1,2], ***Л.Л.Самойлов***[1,2], ***Ю.Б.Самсоненко***[3], ***Г.Э.Цырлин***[2,3],

[1] ФТИ им.А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург
[2] НИУ ИТМО, Санкт-Петербург
[3] СПб АУ НОЦНТ РАН, Санкт-Петербург

e-mail: valera.truchin@mail.ioffe.ru

Полупроводниковые наноструктуры в виде свободно стоящих полупроводниковых нанопроводов являются одним из наиболее перспективных одномерных нанобьектов для применения в наноэлектронике, нанофотонике и нанобиоэлектронике. Кроме того, использование квазиодномерных наноструктур, таких как нитевидные нанокристаллы (ННК), в качестве терагерцовых излучателей является перспективным направлением совершенствования существующих эмиттеров терагерцового излучения ввиду уникальности их электрических и оптических свойств. В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований генерации терагерцового излучения в ННК при возбуждении сверхкороткими оптическими импульсами.

Образцы ННК выращивались на подложках GaAs (111) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Средний диаметр нанопроводов в наших образцах составлял 20 нм, длина – 500-1500 нм. Были исследованы ННК на основе GaAs и AlGaAs. В качестве источника оптического излучения использовались фемтосекундные Ti:S лазеры, генерирующие световые импульсы длительностью 15 и 100 фс с частотой повторения 80 МГц. Центральная длина волны светового импульса могла быть перестроена в диапазоне от 710 до 920 нм. Регистрация ТГц излучения осуществлялась методом электрооптического стробирования или детектором Голея.

Исследования угловых и поляризационных зависимостей терагерцового поля, а также соответствующих зависимостей коэффициента отражения фемтосекундных оптических импульсов показали, что основной вклад в генерацию ТГц излучения связан с процессами взаимодействия оптического излучения с ННК на основе GaAs. Измеренная интерферограмма ТГц импульса показала, что длительность ТГц импульса составляет ~600 фс, величину большую, чем длительность оптического импульса, и это свидетельствует о незначительном вкладе эффекта оптического выпрямления в генерацию ТГц излучения. Соответствие положения края роста ТГц излучения от энергии кванта возбуждающего света с краем роста коэффициента поглощения оптических импульсов подтверждает физическую природу генерации ТГц излучения, обусловленную фотовозбужденными носителями заряда в ННК. Известно, что в таком случае генерация ТГц излучения может быть связана с диффузионными и дрейфовыми токами, а также с наведенной когерентной поляризацией элетронно-дырочных пар при наличии встроенного электрического поля.. Проведенные исследования генерации ТГц излучения в образцах ННК на основе n и p-типа GaAs показали, что генерация ТГц излучения в ННК на основе n-GaAs, имеющих Au слой на вершине ННК, обусловлена сонаправленными дрейфовым и диффузионным токами, генерация ТГц излучения в ННК на основе p-GaAs, имеющих Au слой на вершине ННК, связана с разнонаправленными дрейфовым и диффузионным токами. Присутствие Ga слоя на вершине ННК на основе n-GaAs, которое приводит к уменьшению контактного поля, уменьшает эффективность генерации ТГц излучения, которое в этом случае определяется в основном эффектом амбиполярной диффузии. Были исследованы волновые формы ТГц излучения при разных уровнях возбуждения для образцов с объемным GaAs и нанопроводами на основе GaAs. При низком уровне возбуждения электрическое поле ТГц импульса линейно зависит от интенсивности возбуждающего импульса. Было показано, что эффективность генерации ТГц излучения в нанопроводах в несколько раз выше, чем от поверхности объемного полупроводника, даже если не учитывать коэффициент заполнения. С учетом фактора заполнения эффективность генерации в нанопроводах на основе GaAs в 25 раз выше, чем от поверхности объемного полупроводника. Также были проведены экспериментальные исследования влияния электронно-дырочной плазмы, создаваемой фемтосекундным световым импульсом, на генерацию ТГц излучения в нанопроводах на основе GaAs. В течение первых 3 пс наблюдается резкое падение генерации ТГц излучения, которое мы связываем с экранированием контактного поля за счет разделения неравновесных электронов и дырок. Последующее восстановление генерации ТГц излучения связано с рекомбинационными процессами носителей заряда.

Для полупроводниковых структур с нанопроводами на основе AlGaAs были исследованы спектральные зависимости ТГц генерации, которые показали, что генерация ТГц излучения в этих структурах обусловлена поглощением света в нанопроводах, а также что нанопровода на основе AlGaAs состоят из нанокристаллов двух кристаллических фаз – вюрцитной и цинковой обманки. Исследование временной динамики неравновесных носителей показало существенное влияние

процессов захвата неравновесных носителей заряда безизлучательными центрами в нанопроводах на основе AlGaAs. Этот захват приводит к увеличению подвижности носителей заряда, что значительно повышает эффективность генерации ТГц излучения.

Фотонные кристаллы и Брэгговские решётки для излучателей среднего ИК и ТГц диапазонов спектра

А.А. Усикова, Н.Д. Ильинская, Б.А. Матвеев, Т.В. Шубина, П.С. Копьёв

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

e-mail: usikova@mail.ioffe.ru

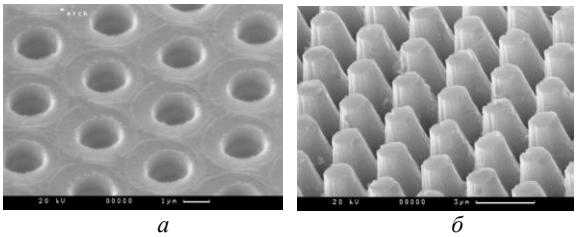
Одним из направлений исследований в области нанофотоники и оптоэлектроники является создание и исследование свойств брэгговских элементов – фотонных кристаллов и брэгговских решеток, необходимых для эффективного вывода излучения.

Создание двумерной (2D) периодической структуры (т.е. фотонного кристалла (ФК)) на границе раздела полупроводник/воздух позволяет преодолеть ограничения по выводу излучения, связанные с полным внутренним отражением, и повысить эффективность излучателя за счет концентрации света в модах, способных покинуть полупроводник. В светодиодах (СД) и светодиодных линейках среднего инфракрасного (ИК) диапазона спектра с высоким фактором заполнения применение ФК для увеличения вывода излучения является особенно привлекательным [1]. Наличие высокой яркости (или эффективной температуры) важно в ряде практических применений, например, в миниатюрных спектрометрических модулях, использующих дифракционные решетки и способных измерять спектры пропускания. До настоящего времени ФК не использовались в СД среднего ИК диапазона (3-5 мкм), важного для спектроскопии многих газов, имеющих в этой области основные полосы поглощения.

Периодическая 2D структура на поверхности слоев узкозонных вырожденных полупроводников (InAs, InSb, InN), обладающих поверхностным слоем, аккумулирующим электроны, позволяет эффективно рассеять возникающие при термическом возбуждении плазмон-поляритоны и обеспечить вывод излучения в ТГц диапазоне [2]. В настоящее время на слоях InN получено излучение 2-6 ТГц, связанное с взаимодействием плазмонных эффектов на случайно сформированных в процессе роста структурных неоднородностях. Для получения излучения на заданной частоте необходимо использовать специально сформированные брэгговские элементы с заданными параметрами.

В докладе мы приводим данные об изготовлении и исследовании оптических свойств двух типов периодических структур: ФК на поверхности InAs в СД для среднего ИК диапазона спектра и брэгговских решѐток в слоях InN. Для среднего ИК и ТГц областей спектра характеристические размеры таких периодических элементов составляют ~1-2 мкм с периодом ~3 мкм, т.е. их можно создавать при помощи широко используемой контактной оптической фотолитографии. Развитие данного метода с применением технологии инвертирования изображения фоторезиста позволяет воспроизводимо создавать периодические элементы малого размера на большой площади. Процесс инвертирования изображения основан на термической обработке позитивного фоторезиста в среде аммиака, в результате которого образуется компонент, позволяющий за счѐт своей меньшей растворимости увеличить разрешающую способность фотолитографии.

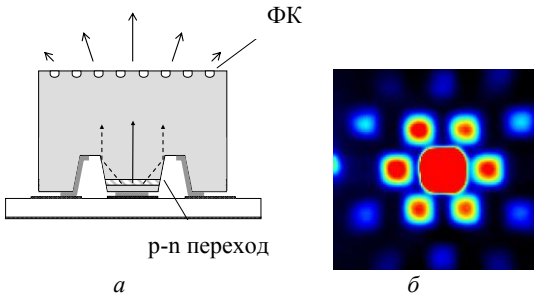
Применительно к СД средней ИК области спектра были рассмотрены два вида периодических структур: гексоганально упакованные глухие отверстия и столбики (Рис.1.)



а *б*

Рис. 1. Периодические структуры в виде глухих отверстий (*а*) и столбиков (*б*)

Исследование их оптических свойств проводилось на тестовых структурах сформированных на подложке InAs и созданных на их основе прототипов СД с оптической накачкой [3]. Увеличение эффективности таких светодиодов, достигнутое за счет взаимодействия фотонов с ФК (характерный размер элементов 2 мкм, период 3 мкм) составило около 2-х раз. Влияние ФК на оптические характеристики СД с электрической накачкой исследовались на примере впервые созданных диодных однорядных линеек 1x4 на основе гетероструктур InGaAsSb/InAsSbP с индивидуальной адресацией, излучающих на длине волны λ=3.6-3.7 мкм [1]. Отдельный диод схематически представлен на Рис. 2а.



а *б*

Рис. 2. Схематическое изображение СД с ФК на излучающей поверхности (*а*) и ИК изображения СД в ближнем поле (*б*)

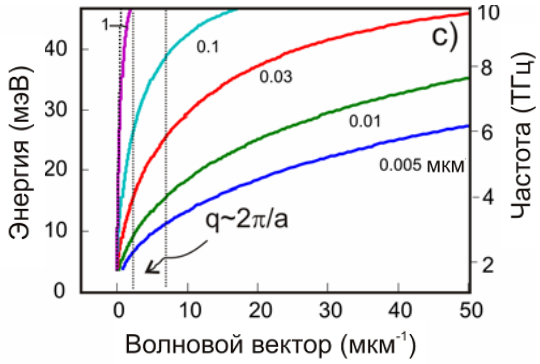


Рис. 3. Дисперсия поверхностных плазмонов в слоях вырожденного полупроводника разной толщины. Пунктирные линии отмечают область где вывод ТГц излучения может быть осущѐствлѐн с помощью специально сформированных периодических неоднородностей

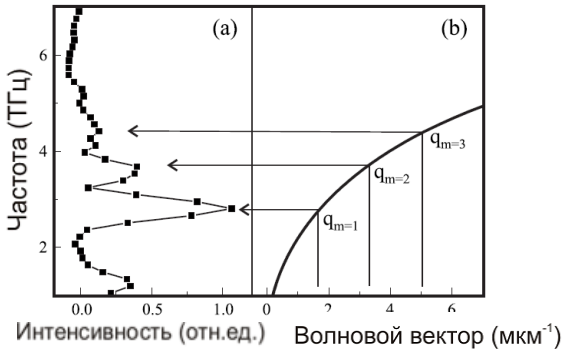


Рис. 4. Экспериментальный спектр люминесценции образца с периодом 0,4 мкм (*а*) и расчѐтная кривая дисперсии (*б*)

Проявления ФК можно видеть на цифровых ИК изображениях излучающей поверхности n^+-InAs СД в ближнем поле, где наблюдаются дополнительные «дубликаты» первичного изображения в виде 1-го, 2-го и слабого 3-го гексагонально «упакованных» порядков дифракции Рис.2б. Имеет место увеличение эффективной излучающей площади и интегральной мощности излучения благодаря лучам, падающим на границу раздела полупроводник/воздух под углами, большими угла полного внутреннего отражения.

Была исследована возможность вывода ТГц излучения из вырожденных полупроводников в случае специально сформированных брэгговских элементов. Исследования слоѐв InN, толщиной 1-3 мкм, показали, что интенсивность излучения сильно зависит от степени периодичности структурных несовершенств, образовывающихся в процессе роста [2]. Для уточнения механизма излучения был выполнен расчѐт дисперсионных кривых с использованием 3-х слойной модели. (Рис.3).

Совпадение положения пиков люминесценции экспериментального образца и точек пересечения расчѐтной кривой дисперсии с соответствующими волновыми векторами (Рис.4), а также отсутствие насыщения мощностных характеристик, характерного для других механизмов излучения [2], подтверждают, что природа ТГц излучения связана с поверхностными плазмонами.

Ряд узкозонных полупроводников (InAs, InSb) помимо InN, обладают поверхностным слоем, аккумулирующим электроны. Но крайне низкая плотность дефектов исключает вывод излучения посредством случайной решѐтки. Для формирования брэгговских элементов было использовано 2 метода: МПЭ рост на профилированной подложке и постростовая обработка. Оба типа структур демонстрировали ЭЛ в диапазоне 2-5 ТГц.

В результате исследований продемонстрировано увеличение эффективности СД средней ИК области спектра при использовании ФК на световыводящей поверхности. Исследован механизм излучения с характерными частотами в ТГц диапазоне за счет поверхностных плазмон-поляритонов, которые возбуждаются при электрической накачке в аккумуляционных слоях вблизи поверхности In-содержащих вырожденных полупроводников и преобразуются в электромагнитное излучение при рассеянии на структурных неоднородностях, спонтанно формируемых или специально созданных ростовыми и постростовыми методами.

1. Matveev B. A. InGaAsSb LEDs and arrays (lambda = 3.7 μm) with photonic crystals/ B. A. Matveev, Yu. M. Zadiranov, A. L. Zakheim, N. D. Il'inskaya, S. A. Karandashev, , M. A. Remennyi, N. M. Stus', A. A. Usikova, A. E. Chernyakov// Photonic and Photonic Crystals Materials and Devices X, Proc. SPIE, 2010. V.7609, 1, pp. 76090I-1.

2. Shubina T. V. Terahertz electroluminescence of surface plasmons from nanostructured InN layers/ T. V. Shubina, A. V. Andrianov, A. O. Zakhar'in, V. N. Jmerik, I. P. Soshnikov, T. A. Komissarova, A. A. Usikova, P. S. Kop'ev, S. V. Ivanov, V. A. Shalygin, A. N. Sofronov, D. A. Firsov, L. E. Vorob'ev, N. A. Gippius, J. Leymarie, X. Wang, A. Yoshikawa // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96, P.183106

3. Задиранов Ю.М. Светодиоды (λ=3.6 mum) с оптическим возбуждением на основе фотонных кристаллов в арсениде индия/ Ю.М. Задиранов, Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, А.А. Усикова// Письма в ЖТФ.2008. №34(10). С. 405-407.

Оптимизация дизайна структур квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона на основе трех квантовых ям

Д.В. Ушаков [1], ***Ю.Г. Садофьев*** [2], ***N. Samal*** [3]

[1]Белорусский государственный университет, Минск
[2]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
[3] Trion Technology, Tempe, Arisona, USA

e-mail: ushakovdv@bsu.by

Все реализованные в настоящее время квантово-каскадные лазеры (ККЛ) ТГц диапазона с активной областью из 3 КЯ созданы на основе структур GaAs/AlGaAs с дизайном «резонансное испускание оптического фонона» [1–4]. Особенностью дизайна является использование инжектора, состоящего из одной квантовой ямы. Инверсия населенности достигалась за счет туннелирования электронов из инжектора (уровень 1') на верхний рабочий уровень 4 и опустошения нижнего рабочего уровня 2 за счет резонансного рассеяния с испусканием оптических фононов (рис.1 *а*). Характеристики полученных ККЛ представлены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры выращенных ККЛ на 3 КЯ

Ссылка	ν_{nm} (ТГц)	$h\nu_{nm}/k$ (*K*)	T_{max} (*K*) эксп	Z_{nm} (*Å*)	f_{nm}	ΔE_c (*мэВ*)
H. Luo 2007 [1]	3.4	163	142	47	0.51	129
M.A. Belkin 2008[2]	3.0	144	178	61	-	133
S. Kumar 2009 [3]	3.9	187	186	37	0.38	135
S. Fathololoumi 2012 [4]	3.2	154	199.5	-	0.58	133

С момента опубликования работы [1] в 2007 г. по настоящее время рабочие температуры возросли от 142 К [1] до 199.5 [4], что обусловлено как оптимизацией характеристик резонатора [2] так и увеличением силы осциллятора f_{nm} и матричных элементов дипольных переходов Z_{nm} между рабочими уровнями 4-3.

В настоящей работе предложена оптимизированная конструкция ККЛ на основе $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$/$GaAs$/$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ с 3 КЯ (рис.1 *а*), позволяющая получить значение силы осциллятора ~0.91, что в 1.57 раза превышает значение 0.58 последней работы [4]. Толщины слоев структуры слева направо имеют следующие значения: 37/**158**/42/**110**/23/**68** Å (13/**56**/15/**39**/8/**24**, выраженные в монослоях). Во всей последовательности слоев квантовые ямы GaAs выделены жирным. Подчеркнутые слои легированы примесями Si со слоевой концентрацией $2.61\cdot10^{10}$см$^{-2}$. Отметим, что все толщины слоев ККЛ кратны толщине монослоя GaAs и AlGaAs (0.2825 нм), что обеспечивает лучшее качество гетерограниц, высокую скорость роста структур и более высокие ожидаемые рабочие температуры [5]. Для сравнения параметры соответствующих слоев из работы [1] и [4] составляют: 42/**161**/48/**96**/20/**74** Å [1] и 41/**160**/43/**89**/24.6/**81.5** Å [4].

Квантово-каскадные лазерные структуры терагерцового диапазона очень чувствительны к глубине потенциальных ям в зоне проводимости, которая находилась согласно [6] и составила 133 мэВ ($0.58\Delta E_g$), что хорошо согласуется с данными работ [1-4].

Результаты численных расчетов для различных напряженностей электрического поля *E* представлены на рис.1 и в табл. 2.

Для обеспечения инверсии населенностей между уровнями зонная схема каскада подобрана

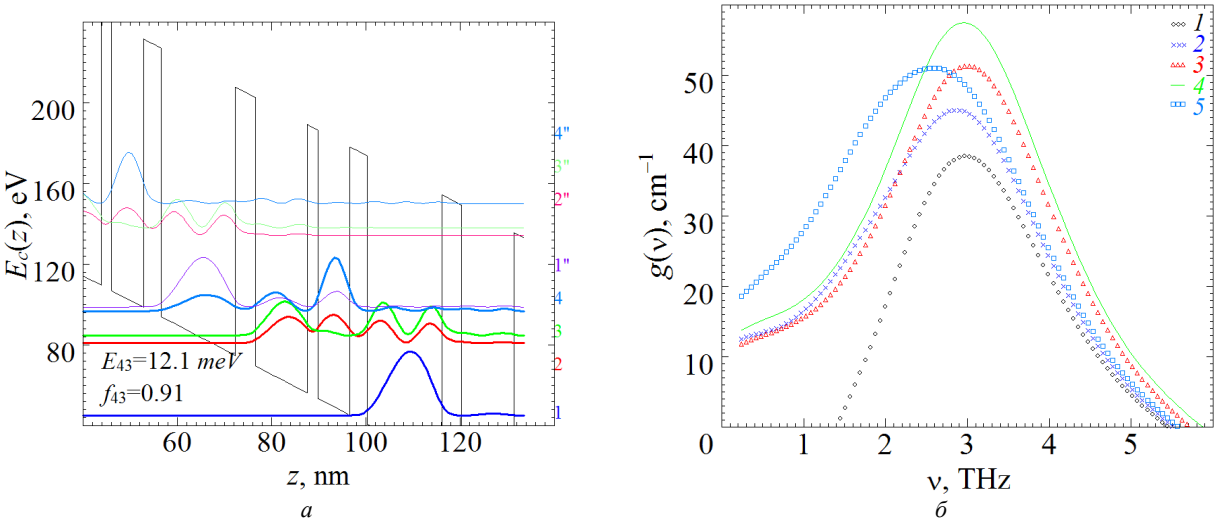


Рис. 1. *а* – Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов в электрическом поле *E* = 12.2·кВ/см; *б* – спектры усиления при *E* = 11.6 (1), 11.8 (2), 12.0 (3), 12.2 (4), 12.4 кВ/см (5)

Таблица 2

Параметры оптимизированной ККЛ на 3 КЯ при различных напряженностях электрического поля E

E (кВ/см)	ν (ТГц)	E_{43} (мэВ)	E_{21} (мэВ)	Z_{43} (Å)	f_{43}	Δn_{43} 10^9 см$^{-2}$	$E_{1'3}$ (мэВ)	$Z_{1'3}$ (Å)	$f_{1'3}$	$\Delta n_{1'3}$ 10^9 см$^{-2}$
1.8	2.87	13.2	35.3	40	0.35	5.8	11.5	57	0.52	9.8
2.0	3.01	11.8	35.6	62	0.77	7.2	13.6	32	0.20	12.1
2.2	**2.96**	**12.1**	**35.9**	**66**	**0.91**	**5.7**	**14.1**	**24**	**0.12**	**12.8**
2.4	2.60	12.3	36.1	67	1.01	6.7	14.7	18	0.07	12.3

таким образом, что энергетический зазор между уровнями 2–1 был близок к энергии продольного оптического фонона в GaAs. Оптические переходы происходят между рабочими уровнями 4-3, а также 1'–3.

Как видно из рис. 1 *б*, с ростом напряженности электрического поля максимум коэффициента усиления растет и сдвигается в область меньших частот. При напряженности электрического поля E = 12.2 кВ/см достигается оптимум населенности между рабочими уровнями 4-3 и 1'–3. При этом расстояние между уровнями E_{21}=35.9 мэВ, что меньше энергии оптического фонона из-за учета эффектов экранирования. Максимум коэффициента усиления составляет 58 см$^{-1}$ на частоте ~2.96 ТГц.

В работе [7] для ККЛ на 2 КЯ предложенны пути продвижения в область меньших частот ТГц-диапазона за счет введения в структуру широкой КЯ $Al_{0.02}Ga_{0.98}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ узкой КЯ из GaAs, а также увеличение высоты барьерного слоя (увеличение содержания аллюминия).

Проведены расчеты характеристик ККЛ для барьерного слоя $Al_xGa_{1-x}As$ толщиной 8 монослоев между двумя более узкими КЯ при значениях x=0.19, что соответствует высоте потенциального барьера 153 мэВ. На рис. 2 представлены результаты расчета для барьерного слоя $Al_{0.19}Ga_{0.81}As$. Максимум коэффициента усиления достигается при напряженности электрического поля E = 12.0 кВ/см. При этом коэффициента усиления составляет 52 см$^{-1}$ на частоте ~2.78 ТГц.

Работа одного из авторов (Ушаков Д.В.) выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту БРФФИ № Ф12Р–107.

1. Luo, H. Terahertz quantum-cascade lasers based on a three-well active module/ H. Luo, S.R. Laframboise, Z.R. Wasilewski, G.C. Aers, H.C. Liu // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 90. P. 041112(1-3).

2. Belkin, M.A. Terahertz quantum cascade lasers with coppermetal-metalwaveguides operating up to 178 K / M. A. Belkin, J. A. Fan, S. Hormoz, F. Capasso, S. Khanna, M. Lachab, A. G. Davies, and E. H. Linfield // Opt. Exp. 2008. Vol. 16. P. 3242–3248.

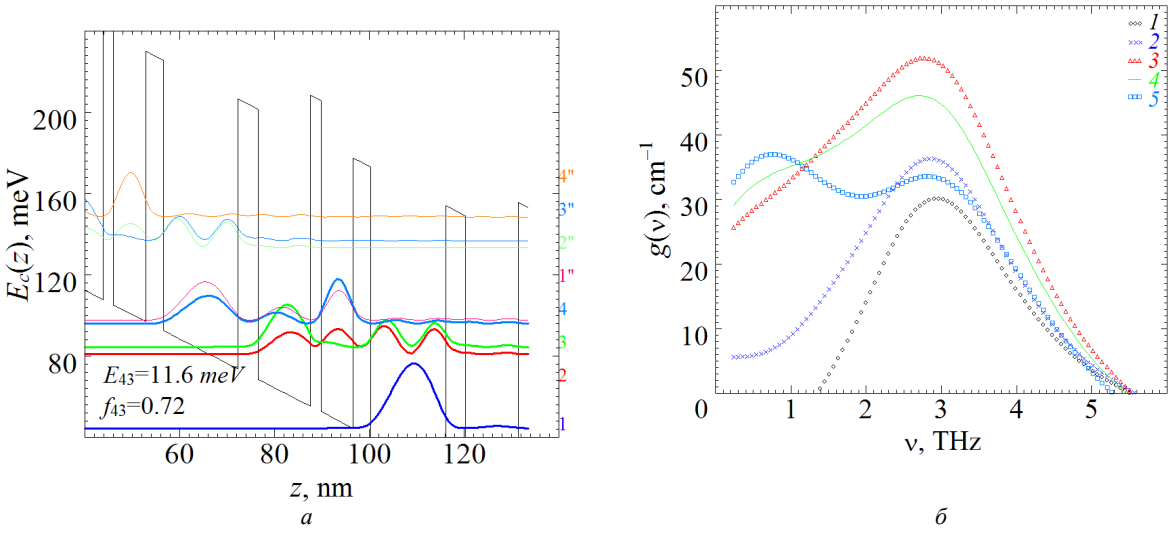
3. Kumar, S. 186 K operation of terahertz quantumcascade lasers based on a diagonal design / S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno// Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 94. P. 131105-1–131105-3.

4. Fathololoumi, S. Terahertz quantum cascade lasers operating up to 200 K with optimized oscillator strength and improved injection tunneling / S. Fathololoumi, E. Dupont, C.W.I. Chan, Z.R. Wasilewski, S.R. Laframboise, D. Ban, A. Mátyás, C. Jirauschek, Q. Hu, and H. C. Liu // Optics Express. 2012. Vol. 20. P. 3866–3876.

5. Садофьев, Ю.Г. Выращивание структур ТГц ККЛ методом молекулярно-пучковой эпитаксии / Ю.Г. Садофьев // Мат. XV Междунар. Симпозиума "Нанофизика и Наноэлектроника". Т. 1. Нижний Новгород, 2011. С. 244–245.

6. Van de Walle, C.G. Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory/ C.G. Van de Walle // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. P. 1871–1883.

7. Ушаков, Д.В. Исследование способов уменьшения частоты генерации терагерцового квантово-каскадного лазера с каскадом, состоящим из двух квантовых ям / Ушаков Д.В., Садофьев Ю.Г., Samal N. 2012. Т. 46. С. 1430–1434.



а *б*

Рис. 2. *а* – Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов в электрическом поле E = 12.0·кВ/см и *б* – спектры усиления при E = 11.6 (1), 11.8 (2), 12.0 (3), 12.2 (4), 12.4 кВ/см (5).

Эффективность генерации квантоворазмерных лазеров InGaAs/GaAs с вытекающей модой при неоднородном возбуждении квантовых ям

Д.В. Ушаков [1], ***А.А. Афоненко*** [1], ***В.Я. Алешкин*** [2]

[1] Белорусский государственный университет, Минск
[2] Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород

e-mail: ushakovdv@bsu.by

Лазеры с вытекающими модами впервые предложены в [1]. В работе [2] показано, что увеличение предельной мощности можно достичь за счет вывода основной части излучения не через зеркало, а через подложку, которая на порядки толще по сравнению с волноведущим слоем. Волновод данного типа очень интересен для мощных полупроводниковых лазеров, содержащих большое количество квантовых ям от которых требуется узкая диаграмма направленности (с шириной порядка градуса в обоих направлениях). Такие лазеры имеют высокие пороговые токи из-за больших потерь на вытекание. Однако для мощных импульсных лазеров, которые работают при токах многократно превышающих пороговые величины, этот недостаток не является существенным.

В настоящей работе проанализирована зависимость эффективность генерации в лазерной структуре $Ga_{0.8}In_{0.2}As/GaAs$ ($\lambda = 0.975$ мкм) от количества квантовых ям и степени неоднородного возбуждения.

Анализ выходных характеристик многослойного квантоворазмерного лазера проведен на основе скоростных уравнений в одномодовом приближении [3, 4]:

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{\eta_i j}{e} - R_{spi} - \frac{\upsilon_g \Gamma_i g_i S}{1+\varepsilon_i S}, \qquad (1)$$

$$\frac{dS}{dt} = \upsilon_g \left(\sum_i \frac{\Gamma_i g_i}{1+\varepsilon_i S} - k_{th} \right) S + \beta \sum_i R_{spi}. \qquad (2)$$

Здесь t – время, n_i – поверхностная концентрация носителей тока в i-й квантовой яме, S – поверхностная плотность фотонов генерирующей моды, j – плотность тока накачки, R_{spi} – скорость спонтанной рекомбинации, β – фактор, определяющий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду, υ_g – групповая скорость света, g_i – коэффициент волноводного усиления i-й квантовой ямы на длине волны генерации λ, ε_i – параметры нелинейного усиления, k_{th} – коэффициент оптических потерь, Γ_i – параметр оптического ограничения. Длина волны генерации определялась по максимуму результирующего спектра усиления.

Эффективность инжекции носителей тока в i-ю квантовую яму η_i определялась по формулам [5]

$$\eta_i = \left(j_{i+1,i} - j_{i,i-1} \right) / j,$$
$$j_{i,i-1} = j_{b0} \left\{ \exp\left(\frac{\Delta F_i}{kT} \right) - \exp\left(\frac{\Delta F_{i-1}}{kT} \right) \right\}, \qquad (3)$$

где j_{b0} – электрофизический параметр структуры, зависящий от температуры. Выходная мощность лазера P рассчитывалась согласно

$$P = h\nu \upsilon_g k_r LWS \qquad (4)$$

где W – ширина полоскового контакта диода, k_r. – коэффициент полезных потерь.

Зависимость усиления и рекомбинации от концентрации неравновесных носителей рассчитывалась в приближении четырехзонного **k·p**-метода [6]. На рис. 1 показаны результаты численных расчетов коэффициента материального усиления для ТЕ-моды. Параметры структуры представлены в табл. 1.

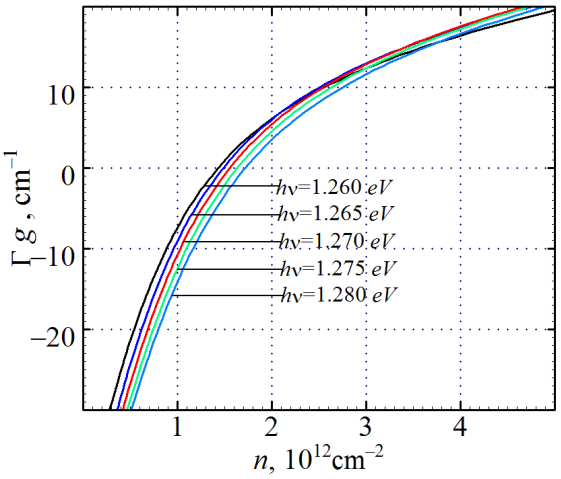
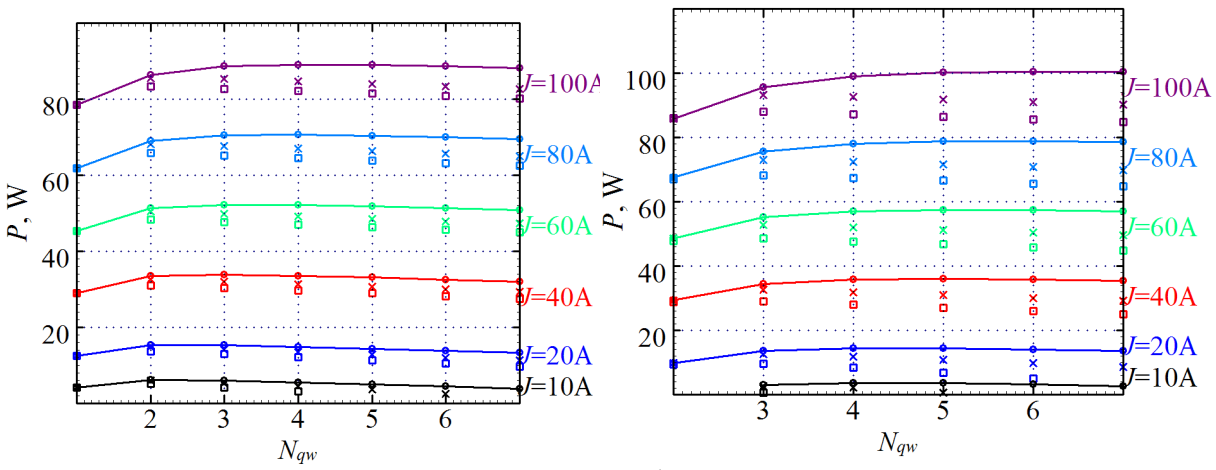


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления ТЕ-моды одной КЯ $g_{te}(h\nu)$ от концентрации неравновесных носителей для различных энергий квантов излучения

Таблица 1
Параметры расчета

Параметры	GaAs	$Ga_{0.8}In_{0.2}As$
E_g(300 K) (эВ)	1.422	1.206
m_c/m_e	0.062	0.053
m_{vl}/m_e	0.090	0.061
m_{vh}/m_e	0.350	0.346
m_{vlt}/m_e	0.203	0.160
m_{vht}/m_e	0.111	0.077
ΔE_v (мэВ)	0	67
ΔE_c (мэВ)	0	149

На основе численного решения системы балансных уравнений с учетом зависимости коэффициентов инжекции носителей заряда в квантовые ямы от уровня их возбуждения проведен расчет мощностных характеристик при различных значениях тока J для структуры, состоящей из 1–7 квантовых ям $Ga_{0.8}In_{0.2}As$ толщиной 9 нм. Ватт-



а *б*

Рис. 2. Зависимость мощности излучения от количества КЯ в активной области N_{qw} квантоворазмерной лазерной гетероструктуры $Ga_{0.8}In_{0.2}As/GaAs$ при различных токах J для энергии фотона hν=1.27 эВ в случае однородного (окружности, соединенные линией) и неоднородного (крестики при j_{b0}/e =5 10^{-20} $с^{-1}$ и квадратики при j_{b0}/e =10^{-20} $с^{-1}$) возбуждения КЯ. k_{th}=20 (*а*) и 40 $см^{-1}$(*б*)

амперные характеристики рассчитанные из стационарных уравнений (1) и (2) с учетом (3) показаны на рис. 2. При расчете были использованы следующие значения параметров: $\Gamma_i = 8\cdot10^{-3}$, $\beta = 10^{-5}$, $\varepsilon_i = 10^{-12}$ $см^2$, W = 360 мкм, L = 1 мм.

При малом количестве КЯ из-за эффекта стабилизации усиления с ростом концентрации носителей пороговая концентрация носителей может быть значительно больше инверсной населенности. При увеличении количества КЯ влияние эффекта стабилизации ослабевает, но возрастающая часть инжектированных носителей тратится на достижение инверсии населенностей в КЯ.

При малых коэффициентах потерь в структуре с одной квантовой ямой порог генерация может реализоваться при уровне возбуждения, близком к инверсии, тогда при больших токах инжекции мощность генерации практически зависит от числа ям (рис. 2 а). При больших коэффициентах потерь из-за эффекта стабилизации усиления генерация, структуры с малым количеством ям (1-2) наименее эффективны (рис. 2 б). Кроме того, в таких структурах при высоком уровне возбуждения КЯ из-за сопутствующей заселенности барьерных областей мощность генерации будет меньше, чем представлено на рис. 2. Для большего числа ям (4–7) мощность генерации практически не зависит от их количества.

Неоднородное возбуждение КЯ приводит к снижению эффективности генерации. Степень неоднородного возбуждения зависит от расстояния между КЯ и подвижности носителей. При сильном неоднородном возбуждении часть КЯ может не участвовать в усилении излучения. Поэтому по сравнению со случаем однородного возбуждения оптимальное количество КЯ может уменьшиться.

Анализ мощностных характеристик квантоворазмерного лазера $Ga_{0.8}In_{0.2}As/GaAs$ с учетом эффекта стабилизации усиления показывает, что широкого диапазона токов накачки и коэффициентов потерь, оптимальное количество квантовых ям равно 3±1. Представленный анализ не учитывает процессы захвата-выброса носителей заряда в КЯ. Однако следует ожидать, что результаты анализа не изменятся, если вероятность процессов захвата-выброса в отдельную КЯ не зависит существенно от числа КЯ.

Работа поддержана грантами БРФФИ-РФФИ Ф12Р107, 12-02-90024-Бел.

1. Scifres D. R. Leaky wave room-temperature double heterostructure GaAs: GaAlAs diode laser / D. R. Scifres, W. Streifer, R. D. Burnham // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29, No. 1. P. 23–25.

2. Некоркин С.М. Мощный полупроводниковый лазер с улучшенными пространственными и энергетическими характеристиками / С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, М.Н. Колесников, Н.В. Дикарѐва, В.Я. Алѐшкин, А.А. Дубинов // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2012. № 1 (1). С. 30–32.

3. Наливко С.В. Перестроечные характеристики асимметричных квантоворазмерных лазеров с неоднородным возбуждением / С.В. Наливко, В.К. Кононенко, И.С. Манак // ЖПС. 1999. Т. 66, № 5. С. 687–692.

4. Kononenko V.K. Design and characteristics of widely tunable quantum-well laser diodes / V.K. Kononenko, I.S. Manak, S.V. Nalivko // Spectrochimica Acta. Part A. 1999. Vol. 55, No. 10. P. 2091–2096.

5. Наливко С.В. Квантоворазмерные лазеры со слабой зависимостью выходной мощности от температуры / С.В.Наливко, А.А.Афоненко, И.С.Манак // ПЖТФ. 2000. Т. 26, вып. 5. С.31–35.

6. Ушаков Д.В. Получение широкого спектра волноводного усиления в асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктурах на основе $Ga_{0.47}In_{0.53}As/ Ga_{0.18}In_{0.82}As_{0.4}P_{0.6}$ / Д.В. Ушаков, В.К. Кононенко // Квантовая электроника. 2008. Т. 38, № 11. С. 1001–1004.

Глубокие уровни в слоях Si:Er, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии

***Д.О. Филатов*[1], *И.А. Зимовец*[2], *А.П. Горшков*[2], *Н.С. Волкова*[2], *В.П. Мишкин*[3], *Н.А. Алябина*[1], *А.В. Корнаухов*[1], *В.П. Кузнецов*[1]**

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[3] Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск

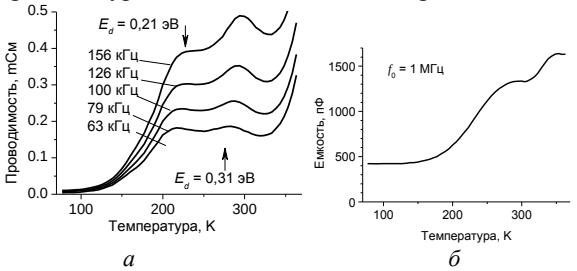
e-mail: dmitry_filatov@inbox.ru

Кремний, легированный эрбием (Si:Er), являлся в последние годы объектом интенсивных исследований, что связано с перспективами его использования в светоизлучающих приборах на базе Si [1]. Глубокие уровни, связанные с Er-содержащими комплексами, играют важную роль в механизме возбуждения эрбиевой люминесценции. Метод сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) является перспективным для выращивания приборных структур с активными слоями Si:Er [2]. Однако, глубокие уровни в эпитаксиальных слоях (ЭС) Si:Er, выращенных методом СМЛЭ, остаются недостаточно изученными. В настоящей работе методами адмиттанс-спектроскопии и спектроскопии примесной фоточувствительности (ФЧ) светодиодов на базе структур p^+-Si/*n*-Si:Er/n^+-Si, выращенных методом СМЛЭ, исследовались глубокие уровни в Si:Er. Структуры выращивались на подложках Si(001) при 580°С. Ростовые методики описаны в. [3]. С целью увеличения квантового выхода электролюминесценции (ЭЛ), слой *n*-Si толщиной ≈400 нм легировался, кроме Er (концентрация Er $N_{Er} \sim 10^{18}$ см$^{-3}$), также B (концентрация B $N_A \sim 10^{17}$ см$^{-3}$). На основе выращенных структур были сформированы меза-светодиоды. Размеры мез составляли 1,8 × 1,2 мм^2. Результаты исследований электрических и люминесцентных характеристик светодиодов приведены в [4].

Измерения температурных и частотных зависимостей адмиттанса светодиодов проводились в диапазоне температур T = 77–370К и частот f_0 = 1–5000 кГц при помощи анализатора полупроводниковых приборов Agilent B1500A. Спектры фотоэдс холостого хода $V_{ph}(h\nu)$, где $h\nu$ — энергия кванта фотовозбуждения, измерялись по стандартной селективной методике с модулированным фотовозбуждением и синхронным детектированием при 300К при помощи решёточного монохроматора МДР-2 (ЛОМО). Частота модуляции составляла ~ 130 Гц. Спектры фотоэдс нормировались на спектры интенсивности фотовозбуждения $L_{ph}(h\nu)$, получая, таким образом, спектры ФЧ $S_{ph}(h\nu) = V_{ph}(h\nu)/L_{ph}(h\nu)$.

На рис. 1*а* и *б* приведены соответственно температурные зависимости высокочастотных (ВЧ) проводимости $G(T)$ и ёмкости $C(T)$ светодиода, измеренные на различных частотах f_0. Из зависимостей $G(T)$ на рис. 1*а* были определены параметры глубоких уровней (энергия ионизации E_d и сечения захвата электрона σ), приведённые в табл. 1. Там же приведены значения концентрации соответствующих глубоких уровней, определённой по значениям ёмкости на плато зависимости $C(T)$ на рис. 1*б*. Глубокие доноры с $E_d \approx 0{,}2$ эВ и 0,31–0,34 эВ наблюдались ранее методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ) в ЭС Si:Er, выращенных методом СМЛЭ [5].

В спектре ФЧ светодиодов, кроме полосы собственной ФЧ Si с энергией края $h\nu \approx 1{,}06$ эВ, в спектральной области $h\nu$ = 0,6–1,0 эВ наблюдается полоса примесной ФЧ, связанной с Er-содержащими комплексами в ОПЗ p^+-Si/*n*-Si:(Er, B) перехода. В спрямляющих координатах Люковски $(h\nu)^2 S^{2/3}$ — $h\nu$ [6] указанная полоса примесной ФЧ имеет форму ломаной (рис. 2). Отдельные участки ломаной аппроксимировались отрезками прямых $(h\nu)^2 S^{2/3} = a_i(h\nu - E_{0i})$ методом линейной регрессии. По значениям отсечки аппроксимирующих прямых по оси $h\nu$ E_{0i}, соответствующих значениям $h\nu$ в точках пересечения аппроксимирующих отрезков (указаны стрелками на рис. 2), были определены энергии фотоионизации соответствующих глубоких уровней. При этом значения тангенса угла наклона аппроксимирующих прямых a_i пропорциональны концентрации уровней данного типа N_i. Результаты анализа спектра примесной ФЧ на рис. 2 также приведены в табл. 1. Следует отметить, что результаты анализа спектра примесной ФЧ не дают возможности однозначно определить тип примесного центра (донорный или акцепторный) и энергетическое положение глубокого уровня в запрещённой зоне Si. На рис. 3 приведена расчётная зонная диаграмма p^+-Si/*n*-Si:(Er, B) перехода в равновесии (300К), полученная путём численного решения уравнения Пуассона. Примесная ФЧ может быть обусловлены фотоионизацией заполненных электронами уровней, находящихся в пределах ОПЗ



а *б*

Рис. 1. Температурные зависимости ВЧ проводимости (*а*) и ёмкости (*b*) светодиода p^+-Si/*n*-Si:(Er, B)/n^+-Si

p^+—*n* перехода ниже уровня Ферми E_F (переходы типа *1* на рис. 3). Однако, примесная ФЧ может быть обусловлена также оптически переходами из

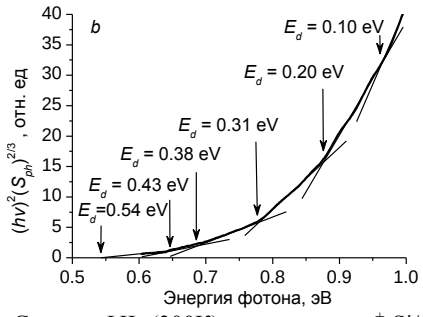


Рис. 2. Спектр ФЧ (300К) светодиода p^+-Si/n-Si:(Er, B)/n^+-Si в полосе примесной ФЧ

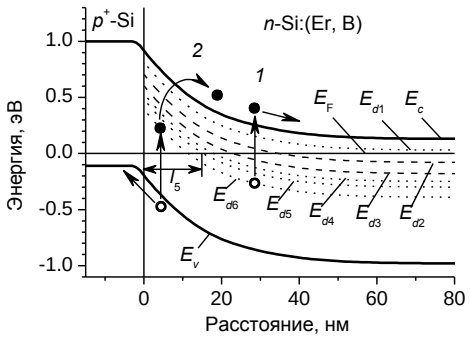


Рис. 3. Расчѐтная зонная диаграмма p^+-Si/n-Si:(Er, B) перехода при 300К. Значения концентрации и параметры глубоких уровней в слое Si(Er, B) приведены в табл. 1

заполненных состояний валентной зоны на свободные глубокие уровни, лежащие выше E_F в ОПЗ, с последующей эмиссией электронов с глубоких уровней в зону проводимости (туннельной или термоактивированной через сниженный в электрическом поле потенциальный барьер). Заметим, что оставшиеся в валентной зоне дырки немедленно уносятся в p^+-область за счѐт дрейфа в сильном электрическом поле p^+—n перехода, так что обратный процесс (рекомбинация электрона с глубокого уровня с дыркой в валентной зоне) маловероятен.

Полосы примесной ФЧ на рис. 3 были связаны с переходами типа *2*, за исключением полосы с $E_0 \approx$ 0,54 эВ, которая была связана с переходами типа *1*. Такая интерпретация спектра примесной ФЧ позволяет сопоставить каждой полосе глубокие уровни с близкими значениями E_d из наблюдавшихся в Si:Er другими авторами [5]. Напротив, если предположить, что наблюдающиеся полосы примесной ФЧ обусловлены переходами типа *1*, то в литературе отсутствуют сведения о глубоких уровнях в Si:Er с соответствующими значениями E_d.

Сравнение данных спектроскопии ФЧ с данными адмиттанс спектроскопии показывает, что полосы ФЧ с $E_0 \approx 0{,}87$ эВ и $\approx 0{,}78$ эВ могут быть соотнесены с глубокими уровнями с $E_d \approx 0{,}21$ эВ и $\approx 0{,}31$ эВ, наблюдаемыми в адмиттанс-спектрах, соответственно. В пользу такого предположения говорит то, что соотношение концентраций указанных уровней, определѐнное из адмиттанс-спектров, соответствует соотношению амплитуд полос примесной ФЧ a (0,063 и 0,078, соответственно), с учѐтом различия длин ОПЗ l для данных уровней ($l \approx 34{,}7$ нм и $\approx 22{,}2$ нм для уровней с $E_d \approx 0{,}21$ эВ и $\approx 0{,}31$ эВ, соответственно). Под длинной ОПЗ для n-го уровня l_n понимается расстояние от металлургической границы p^+—n перехода до точки пересечения профиля энергии данного уровня $E_c(z) - E_{dn}$ с уровнем Ферми E_F. (рис. 3). Считалось, что сечения захвата фотона для обоих глубоких центров приблизительно одинаковы. В этом случае соотношение амплитуд полос ФЧ n и m $a_n/a_m \sim N_{sn}/N_{sm}$, где $N_{sn} = N_{in}l_n$ — приведѐнная к поверхностной концентрация уровней n–го типа. Другие уровни, проявляющиеся в спектрах ФЧ, не проявляются в адмиттанс-спектрах, вероятно, по причине недостаточно высокой концентрации. По относительным значениям a для различных полос ФЧ были сделаны оценки концентрации соответствующих фотоактивных глубоких центров N_i (табл. 1). В качестве исходных значений N_i были приняты значения концентрации глубоких уровней с $E_d \approx 0.21$ эВ и ≈ 0.31 эВ, полученные из адмиттанс-спектров. При этом также учитывалось различие в ширине ОПЗ для различных уровней.

Таблица 1

Параметры глубоких уровней в слоях Si:(Er,B)

E_i, эВ	АС *	—	0,21	0,31	—	–	–
	ФЧ	0,10	0,20	0,31	0,38	0,43	0,54
σ_i, 10^{-15} см^2		—	1,1	3,4	—	–	–
N_i, 10^{17} см$^{-3}$		0,56	1,7	2,7	0,65	0,58	1,0

*адмиттнас спектроскопи

Заметим, что в спектрах ФЧ, так же, как и в адмиттанс-спектрах, проявляются, в основном, уровни, связанные с комплексами Er-дефект [2]. В то же время, не были обнаружены уровни, связанные с комплексами Er—O Er1, Er2 и Er3 ($E_d \approx$ 0,07, 0,13 и 0,15 эВ) [1]. Сходные данные о спектре глубоких уровней в ЭС Si:Er, выращенных методом СМЛЭ, приводятся в [5].

1. Kenyon A.J. Erbium in Silicon / A.J. Kenyon // Semicond. Sci. Technol. 2005. V. 20, №12. P. R65-R89.

2. Кузнецов В.П. Метод сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии структур на основе кремния / В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник // ФТП. 2010. Т. 44, №3. С. 413-417.

3. Кузнецов В.П. Диодные структуры Si:Er/Si для наблюдения электролюминесценции на длине волны 1.5 мкм при 300 K / В.П. Кузнецов, М.В. Кузнецов, З.Ф. Красильник // ФТП. 2010. Т. 44, № 3. С. 402-408.

4. Кузнецов В.П. Электролюминесценция на длине волны 1.5 мкм в диодных структурах Si : Er/Si, легированных акцепторами Al, Ga, B / В.П. Кузнецов, В.Б. Шмагин, М.О. Марычев и др. // ФТП. 2010. Т. 44, № 12. С. 1645-1648.

5. Шмагин В.Б. Электрически активные центры в светоизлучающих слоях Si:Er, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии / В.Б. Шмагин, Б.А. Андреев, А.В. Антонов и др. // ФТП. 2002. Т. 36, №2. С. 178-182.

6. Lucovsky G. On the photoionization of deep impurity centers in semiconductors / G. Lucovsky // Solid State Commun. 1965. V. 3, №9. P. 299-302.

О механизме возбуждения электролюминесценции ионов Er в светодиодах p^+-Si/Si:Er/n^+-Si при обратном смещении

Д.О. Филатов[1], И.А. Зимовец[2], В.П. Мишкин[3], М.О. Марычев[2], Н.А. Алябина[1], А.В. Корнаухов[1], В.П. Кузнецов[1]

[1] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[3] Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск

e-mail: dmitry_filatov@inbox.ru

Кремний, легированный эрбием (Si:Er), являлся в последние годы объектом интенсивных исследований, что связано с перспективами его использования в светоизлучающих приборах на базе Si [1]. К настоящему времени получены опытные образы светодиодов на базе Si:Er, работающих как при прямом, так и при обратном смещении. Однако, если механизм возбуждения Er электролюминесценции (ЭЛ) при прямом смещении хорошо изучен, природа ЭЛ при обратном смещении не ясна. В [2] предложен механизм возбуждения ЭЛ Er в светодиодах p^+-Si/n-Si:(Er, B) при обратном смещении, заключающийся в туннельной инжекции электронов из валентной зоны Si на глубокие донорные уровни, связанные с Er -комплексами с последующей безызлучательной рекомбинацией на акцепторные состояния B с передачей энергии 4f-оболочке Er (рис. 1). В настоящей работе излагается модель процессов возбуждения ЭЛ в светодиодах p^+-Si/n-Si:(Er, B) при обратном смещении по вышеописанному механизму.

Зонная диаграмма p^+-Si/n-Si:(Er, B) перехода в стационарном состоянии (рис. 1) рассчитывалась путѐм численного решения уравнения Пуассона с учѐтом заряда глубоких доноров в слое Si:(Er, B). Концентрации и параметры глубоких доноров (энергия ионизации E_i и сечения захвата электрона σ_i) были определены методами адмиттанс- и фотоэлектрической спектроскопии диодов [3].Считалось, что при обратном смещении в ОПЗ p^+—n перехода имеется единый квазиуровень Ферми для электронов и дырок E_F.

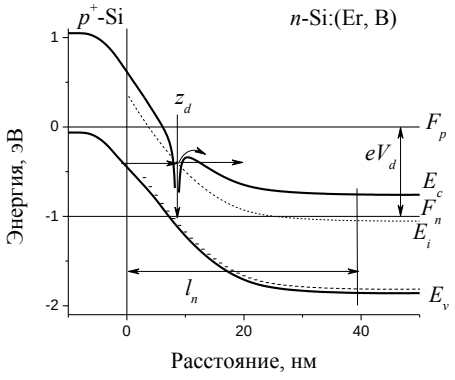


Рис. 1. Модельная зонная диаграмма структуры p^+-Si/n-Si:(Er, B) (300K) при обратногм смещении V_d = 1 В

Профиль $E_F(z)$, где z — координата в направлении, перпендикулярном плоскости p^+—n перехода, в пределах ОПЗ (рис. 2) рассчитывался в предположении независимости плотности полного тока через переход j от z:

$$E_F(z) = E_F(-l_p) + e\int_{-l_p}^{z} j\rho dz \ , \qquad (1)$$

где l_p — длина ОПЗ в p^+ слое (рис. 1), ρ — удельное сопротивление ОПЗ (которое считалось постоянным в пределах ОПЗ).

Форма потенциальной ямы глубокого центра аппроксимировалась водородоподобной моделью:

$$\varphi_i(z) = -\frac{e}{4\pi\varepsilon_{ieff}\varepsilon_0|z-z_d|}, \varepsilon_{ieff} = \sqrt{\frac{mR_y}{m_0E_i}} \ , \qquad (2)$$

где R_y — постоянная Ридберга, m — эффективная масса электрона. При таком определении ε_{eff} энергия основного состояния в водородоподобной модели равна энергии ионизации глубокого центра E_i. При этом эффективный боровский радиус $a^* = \varepsilon_{eff}(m_0/m_e)a_B \sim 0{,}5$ нм (a_B — боровский радиус атома водорода), что соответствует типичному радиусу локализации электронов в глубоких центрах.

Плотность тока туннельной инжекции из валентной зоны на глубокие центры i-го типа как функция обратного смещения на диоде V_d:

$$j_i(V_d) = \frac{e\sigma_i^*}{2\pi\hbar}\int_{E_i}^{E_{di}(z=0,V_d)} N(E,V_d)D(E,V_d)N_i^+(E,V_d)dE \ , \qquad (3)$$

где $\sigma_i^* \sim (a^*)^2$ — сечение захвата электрона глубоким центром при туннелировании, $N(E, V_d)$ — поставляющая функция, $N_i^+(E, V_d)$ — плотность свободных глубоких уровней, приведѐнная к поверхностной, $D(E, V_d)$ — коэффициент туннельной прозрачности потенциального барьера, который рассчитывался в квазиклассическом приближении. Также учитывалась туннельная инжекция электронов с мелких акцепторных уровней B. Расчѐт показал, что в моделируемых структурах ток туннельной инжекции с ионизованных мелких акцепторов B превышает ток инжекции из валентной зоны, что связано с меньшей высотой туннельного барьера в первом случае.

У электрона, инжектированного на глубокий уровень, имеется три возможности релаксации:

1) Рекомбинация на мелкий акцептор с передачей энергии внутренней 4f оболочке иона Er^{3+}.

2) Туннелирование в зону проводимости n-Si:(Er, B). Время жизни электрона на глубоком уровне относительного данного канала эмиссии [4]:

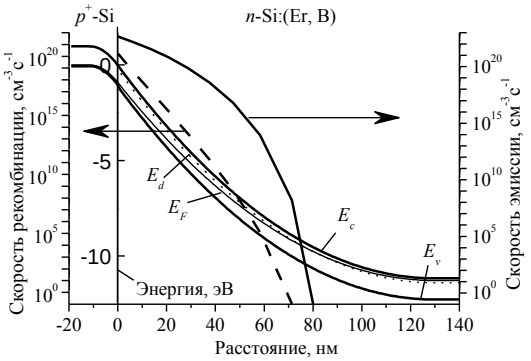


Рис. 2. Расчѐтные профили зон (E_c, E_v), уровня Ферми E_F, скорости рекомбинации электронов, инжектированных на глубокие уровни Er, на мелкие акцепторные уровни B R и скорости эмиссии электронов с глубоких уровней v_e

$$\tau_{it} \sim \frac{2\hbar\kappa_i}{eF}\exp\left(\frac{2\hbar^2\kappa_i^3}{3emF}\right), \kappa_i = \frac{\sqrt{2mE_i}}{\hbar}, \qquad (4)$$

где F — напряжѐнность электрического поля в ОПЗ при $z = z_d$, e — элементарный заряд.

3) Термическая ионизация глубокого уровня. Время жизни электрона на глубоком уровне относительно термоактивированной эмиссии (с учѐтом эффекта Пула-Френкеля)

$$\tau_{ie} = \frac{2}{v_t\sigma_i N_c}\exp\left(\frac{E_i - \beta\sqrt{F}}{k_B T}\right), \beta = \sqrt{\frac{e^3}{4\pi\varepsilon_{eff}\varepsilon_0}}, \qquad (5)$$

где v_t — тепловая скорость электронов, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости Si.

Уравнение непрерывности для глубокого уровня i-го типа в стационарном состоянии:

$$\frac{j_i}{e} - \frac{\Delta n_{is}}{\tau_i} = 0, \frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{it}} + \frac{1}{\tau_{ie}}, \qquad (6)$$

где Δn_{is} — избыточная концентрация электронов на глубоких уровнях, приведѐнная к поверхностной, $\tau_r \sim 10^{-9}$ с [5] — рекомбинационное время жизни на глубоком уровне.

Интенсивность ЭЛ I_{EL} считалась пропорциональной скорости рекомбинации электронов с глубоких донорных уровней на мелкие акцепторы R:

$$I_{EL} = \sum_{i=1}^{N_L}\int_0^{l_n} q_i \Delta n_{is}(z) N_B^0(z) dz, \qquad (8)$$

где $N_B{}^0$ — концентрация свободных акцепторов B, q_i— эффективность передачи энергии рекомбинации 4f оболочке Er^{3+}, зависящая от разности энергий рекомбинационного перехода $E_i - E_B$ и энергии перехода $I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ в 4f оболочке иона Er^{3+} [6], l_n — длина ОПЗ p^+—n перехода в n-Si:(Er, B) (рис. 1). Скорость рекомбинации максимальна вблизи металлургической границы p^+-Si/n-Si:(Er, B) перехода (рис. 2), где напряжѐнность электрического поля F максимальна и, как следствие, максимален и ток инжекции электронов на глубокие уровни. В то же время, в данной области максимальна и скорость эмиссии электронов с глубоких центров v_e. По мере удаления от границы p^+-Si/n-Si:(Er, B) перехода v_e уменьшается медленнее, чем R, что связано с уменьшением роли туннельной эмиссии с глубоких центров по сравнению с термической [4].

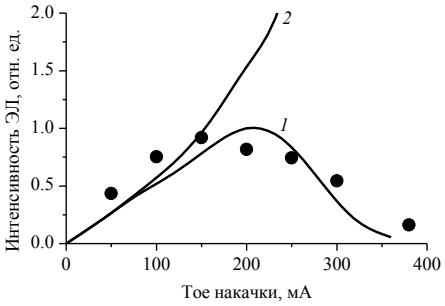


Рис. 3. Зависимости интенсивности ЭЛ (300К) светодиода p^+-Si/ n-Si:(Er, B) от тока накачки I_P, рассчитанные с учѐтом (1) и без учѐта (2) нагрева активной части диода джоулевым теплом; кружки — эксперимент

На рис. 3 приведены зависимости интенсивности Er ЭЛ I_{EL} от тока накачки I_p. Уменьшение I_{EL} при $I_p > 200$ мА было связано с разогревом светодиода джоулевым теплом, выделяющимся в процессе работы. Повышение температуры активной области диода приводит к увеличению скорости термоэмиссии избыточных электронов с глубоких уровней, что уменьшает эффективность возбуждения ионов Er. Расчѐт I_{EL} проводился с учѐтом разогрева диода на основе решения уравнения теплопроводности. Расчѐт показал, что при $V_d = 10$ В, $I_p \approx 400$ мА температура активной области диода $T \approx 150$°C. Модель предсказывает также, что разогрев диода приводит к S-образности ВАХ диода при $V_d > 10$ В, наблюдавшейся и в эксперименте.

1. Kenyon A.J. Erbium in Silicon / A.J. Kenyon // Semicond. Sci. Technol. 2005. V. 20, №12. P. R65-R89.

2. Корнаухов А.В. О природе электролюминесценции на длине волны 1,5 мкм для легированных эрбием кремниевых структур с p/n переходом в режиме пробоя при обратном смещении, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии / А.В. Корнаухов, А.А. Ежевский, М.О. Марычев и др. // ФТП. 2001. Т. 45, № 1. С. 87– 91.

3. Филатов Д.О. Глубокие уровни в слоях Si:Er, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии / Д.О. Филатов, И.А. Зимовец, А.П. Горшков и др. // Материалы XVII Симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника» (Н.Новгород). 2013.

4. Ganichev S.D. Distinction between the Poole-Frenkel and tunneling models of electric-field-stimulated carrier emission from deep levels in semiconductors / S.D. Ganichev, E. Ziemann, W. Prettl et al // Phys. Rev. B. 2000. V. 61, №15. P. 10361–10365.

5. Кузнецов В.П. Электролюминесценция на длине волны 1.54 мкм в структурах Si:Er/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии / В.П. Кузнецов, Д.Ю. Ремизов, В.Н. Шабанов и др. // ФТП. 2006. Т. 40, №7. С. 868–874.

6. Gusev O.B.. Excitation cross section of erbium in semiconductor matrices under optical pumping / O.B. Gusev, M.S. Bresler, P.E. Pak et al. // Phys. Rev. B. 2001. V. 64, №7. 075302.

Зависимость концентрации носителей заряда от тока в инжекционных лазерах среднего ИК диапазона с квантовыми ямами

М.Я. Винниченко[1], ***М.О. Машко***[1], ***Л.Е. Воробьев***[1], ***Д.А. Фирсов***[1], ***G. Belenky***[2], ***L. Shterengas***[2], ***D. Wang***[2], ***G. Kipshidze***[2]

[1] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург
[2] State University of New York at Stony Brook, New York

e-mail: dmfir@rphf.spbstu.ru

В рамках простейшей модели полупроводникового лазера концентрация носителей заряда в активной области лазерной структуры после начала генерации излучения не должна расти с ростом плотности тока из-за уменьшения времени жизни носителей заряда благодаря стимулированному излучению. В настоящей работе показано, что в реальных структурах с квантовыми ямами (КЯ) такая стабилизация концентрации отсутствует.

Исследовался инжекционный лазер среднего ИК диапазона с КЯ InGaAsSb/InAlGaAsSb, излучающий в непрерывном режиме в спектральной области около 3 мкм при комнатной температуре.

Уровень концентрации носителей заряда при токе накачки, превышающем пороговый ($j > j_{th}$), определялся по росту интенсивности интегрального спонтанного излучения J. Спонтанное излучение детектировалось в направлении оси роста структуры из узкой области шириной 10 мкм, вытравленной в контактной области структуры с шириной полоска 100 мкм и длиной 1 мм (рис. 1).

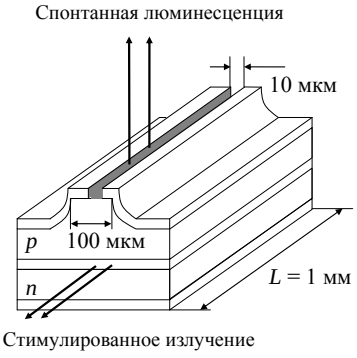


Рис. 1. Дизайн лазерной структуры с КЯ InGaAsSb/InAlGaAsSb для наблюдения спонтанного излучения

Были получены спектры спонтанной электролюминесценции при разных значениях тока накачки. Интегральная интенсивность электролюминесценции (рис. 2) определялась путем интегрирования спектров излучения. При этом вклад рассеянного индуцированного излучения в электролюминесценцию был невелик (см. вставку к рис. 2).

Можно выделить две причины отсутствия насыщения J (и, соответственно, концентрации носителей заряда) в режиме индуцированного излучения при $j > j_{th}$: разогрев носителей заряда в КЯ из-за передачи энергии надбарьерных носителей заряда электронам и дыркам, находящимся в КЯ на нижних уровнях размерного квантования и рост с током внутренних оптических потерь при поглощении света свободными носителями заряда (главным образом, дырками) в волноводной области структуры.

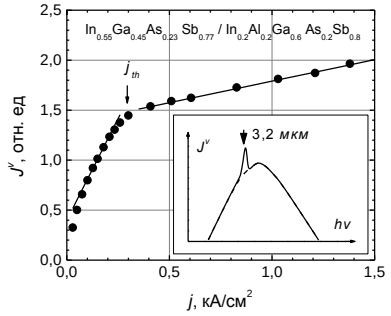


Рис. 2. Зависимость интенсивности интегральной электролюминесценции от уровня накачки в режимах спонтанного ($j < j_{th}$) и стимулированного ($j > j_{th}$) излучения. На вставке – характерный спектр люминесценции

Оценим вклад этих явлений, рассмотрев условие генерации лазерного излучения:

$$\Gamma\alpha_{yc} = \Gamma\alpha_{QW} + (1-\Gamma)\alpha_{WG} + \Gamma_n\alpha_n + \Gamma_p\alpha_p + \\ + \frac{1}{2L}\ln\frac{1}{R_1R_2}, \qquad (1)$$

где Γ – фактор оптического ограничения, α_{yc} – коэффициент усиления излучения в квантовых ямах, α_{QW}, α_{WG} – коэффициенты поглощения света свободными электронами и дырками в КЯ и в волноводе, $\Gamma_n\alpha_n$, $\Gamma_p\alpha_p$ – оптические потери в легированных n- и p-областях.

В условиях вырождения электронного газа коэффициент усиления определяется поверхностной концентрацией дырок в КЯ N_{QW} и температурой носителей заряда T_c (предполагаем, что электронная и дырочная температуры совпадают):

$$\alpha_{yc} \propto \frac{N_{QW}}{T_c} \ . \qquad (2)$$

На рис. 3 схематично приведено распределение концентрации инжектированных электронов $N_e(x)$ и дырок $N_h(x)$ в волноводе.

Зависимости $N_e(x)$ и $N_h(x)$ могут быть найдены из решения уравнений непрерывности и диффузии. Заметим, что при больших уровнях инжекции дрейфовый и диффузионный токи соизмеримы [1],

следовательно, выражение для плотности тока дырок упрощается:

$$j_h = 2e \cdot D_h \frac{dN_h(x)}{dx}, \qquad (3)$$

где D_h – коэффициент диффузии дырок.

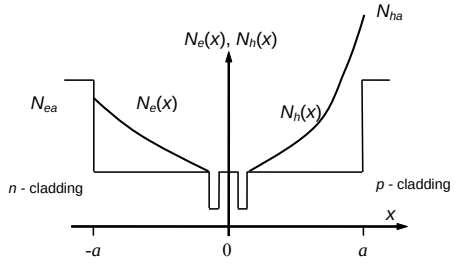


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов $N_e(x)$ и дырок $N_h(x)$ от расстояния до КЯ в волноводе

С учетом граничных условий ($N_h(0) = 0$, $N_h(a) = N_{ha}$) решение уравнения (3) в области $0<x<a$ выглядит так:

$$N_h(x) = \frac{N_{ha}}{sh\frac{a}{\sqrt{2}\,l}} sh\frac{x}{\sqrt{2}\,l}, \qquad (4)$$

где $l \approx 1$ мкм – длина диффузии.

Для генерации излучения необходимо, чтобы коэффициент усиления был равен коэффициенту потерь (1). При токовой инжекции носителей заряда их избыточная энергия может идти на разогрев, который приводит к уменьшению функций распределения электронов f_e и дырок f_h при малых энергиях носителей заряда. При этом для поддержания генерации стимулированного излучения необходимо увеличивать f_e и f_h, увеличивая ток накачки и концентрацию носителей заряда в квантовых ямах. Рост тока приводит к увеличению числа дырок и росту потерь в волноводе, т.к. согласно (3) и (4) $j_h \sim N_{ha}$. Дифференцируя (1), с учетом (2) получим:

$$\Gamma \frac{\partial \alpha_{yc}}{\partial N_{QW}} dN_{QW} + \Gamma \frac{\partial \alpha_{yc}}{\partial T_c} dT_c = (1-\Gamma) \frac{\partial \alpha_{WG}}{\partial j_h} dj_h \qquad (5)$$

Температуру горячих носителей заряда можно оценить с помощью уравнения баланса мощности:

$$\frac{j(\Delta E_e + \Delta E_h)}{2eN_{QW}} =$$

$$= \frac{dE_e}{dt}(T_c, N_{QW}, \tau_q) + \frac{dE_h}{dt}(T_c, N_{QW}, \tau_q), \qquad (6)$$

где ΔE_e, ΔE_h – энергии электронов и дырок, которые они теряют, попадая из барьера на дно подзон e_1 и hh_1, τ_q – время жизни оптических фононов. Левая часть уравнения определяет поток энергии на один носитель заряда, поставляемый электронами и дырками, попадающими из барьера в подзоны. Потерями энергии при испускании оптических фононов в этом процессе мы пренебрегаем. Правая часть (6) определяет скорость рассеяния энергии электронами и дырками в расчете на один носитель заряда при взаимодействии с полярными оптическими фононами с учетом их накопления.

Используя (6), можно оценить, что для $j = 1{,}5$ кА/см^2 температура T_c составляет 400 K с учетом накопления фононов при $\tau_q = 2$ пс и $N_{QW} = 10^{12}$ см$^{-2}$. При отсутствии накопления фононов ($\tau_q \cong 0$) электронная температура $T_c = 350$ K. Из уравнения (5), используя данные рис. 2, и считая, что температура носителей заряда при токе, равном пороговому, равна 300 K, можно определить, что температура носителей заряда в постпороговом режиме лежит в пределах $300 < T_c < 350$ K.

Таким образом, расчет согласно уравнению (6) с учетом накопления фононов дает более высокое значение T_c, чем это следует из данных на рис. 2, причем без учета накопления фононов согласие будет лучше. Можно предположить, что накопление фононов в структурах с барьером из пятикомпонентного твердого раствора несущественно, т.е. $\tau_q \cong 0$ из-за влияния интерфейсов. Другое возможное объяснение – дополнительные потери энергии горячими носителями заряда при взаимодействии с интерфейсными фононами, которые не учтены в правой части уравнения (6). Наконец, еще один фактор связан с тем, что число попадающих в квантовую яму в единицу времени носителей заряда меньше, чем число инжектированных в волновод носителей заряда из-за потерь носителей заряда при их рекомбинации в волноводе.

Из зависимости, представленной на рис. 2, можно найти, что при изменении плотности тока от j_{th} до $j = 1{,}5$ кА/см^2 концентрация носителей заряда в КЯ N_{QW} увеличивается в 1,16 раза.

Итак, оценки показывают, что увеличение концентрации носителей заряда в квантовых ямах с ростом тока в режиме стимулированного излучения может быть связано как с разогревом носителей заряда на нижних уровнях размерного квантования, так и с ростом концентрации дырок в волноводе.

Одним из способов уменьшения влияния внутренних оптических потерь при поглощении света инжектированными дырками на характеристики лазеров может быть смещение КЯ ближе к сильно легированному *p*-слою. В структуре со смещенной КЯ концентрация дырок в волноводе будет меньше. Сравнение характеристик лазеров с асимметрично и симметрично расположенными КЯ [2] показало, что при больших токах накачки лазеры с асимметричным расположением КЯ имеют более высокую выходную мощность, что подтверждает существенную роль вклада поглощения излучения свободными носителями заряда в волноводе во внутренние оптические потери.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, грантов РФФИ и Правительства С.-Петербурга.

1. Webster W.M. Proceedings of the IRE **42** (6), 914 (1954).

2. Hosoda T. Belenky Shterengas G. L. et al. Applied Physics Letters **92** (9), 091106 (2008).

Латеральная фотопроводимость структур с квантовыми точками Ge/Si

В.Ю. Паневин[1], ***А.Н. Софронов***[1], ***Л.Е. Воробьев***[1], ***Д.А. Фирсов***[1], ***В.А. Шалыгин***[1], ***М.Я. Винниченко***[1], ***А.А. Тонких***[2], ***P. Werner***[2]

[1] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург
[2] Max Planck Institute of Microstructure Physics, Halle (Saale), Germany

e-mail: dmfir@rphf.spbstu.ru

Структуры с квантовыми точками Ge/Si интересны своими оптическими свойствами как в ближней, так и в средней ИК областях спектра в связи с потенциальной возможностью разработки на их основе новых приборов оптоэлектроники, а также их интеграции в существующую кремниевую технологию. Важным шагом на пути создания таких приборов являются исследования энергетического спектра носителей заряда в квантовых точках, детали которого на настоящий момент до конца не ясны.

В настоящей работе исследованы спектры латеральной фотопроводимости структур с квантовыми точками Ge/Si, а также поляризационная и температурная зависимости фотоотклика в среднем ИК диапазоне. Структура выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на кремниевой подложке с удельным сопротивлением 1 кОм·см. Структура содержала 10 слоев точек, разделенных барьерами шириной 15 нм. Плотность точек составляла $2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Структура легирована бором в слоях, удаленных от квантовых точек на 5 нм, до уровня $12 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Квантовые точки имеют форму пирамидок с размерами основания 10 – 18 нм, высотой 2,5 – 3 нм. Содержание германия в материале точки около 64 %. Из структуры были изготовлены образцы для исследований в многопроходной геометрии, снабженные золотыми контактами на поверхности.

Спектры фотопроводимости исследовались с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Образец помещался в криостат замкнутого цикла Janis, перед входным окном которого размещался поляризатор. Сигнал фотоответа измерялся усилителем SR570, который также использовался для подачи смещения 5 В на образец, и оцифровывался АЦП фурье-спектрометра. На этой же экспериментальной установке ранее исследовались спектры оптического пропускания образцов квантовых точек из той же структуры [1].

Измеренные спектры латеральной фотопроводимости структуры с квантовыми точками для p- и s-поляризации излучения пересчитывались на фотоотклик от излучения, поляризованного в плоскости структуры (x,y) и вдоль оси роста (z).

Полученные спектры приведены на рис. 1 для четырех значений температуры. Спектр фототока для излучения *z*-поляризации представляет собой пик при энергии фотона порядка 0,3 эВ, интенсивность которого падает с ростом температуры. Фотоотклик от излучения, поляризованного в плоскости структуры, отличен от нуля в более широкой спектральной области с центром около 0,4 эВ, с аналогичной температурной зависимостью. Происхождение этого фототока на настоящий момент не ясно.

Обратимся к описанию пика фотопроводимости для *z*-поляризации излучения. Его спектральное положение и поляризация прекрасно коррелирует с полученными ранее [1] спектрами поглощения аналогичных структур, связанного с выбросом дырок из связанных состояний в точке в сплошной спектр (см. рис. 2).

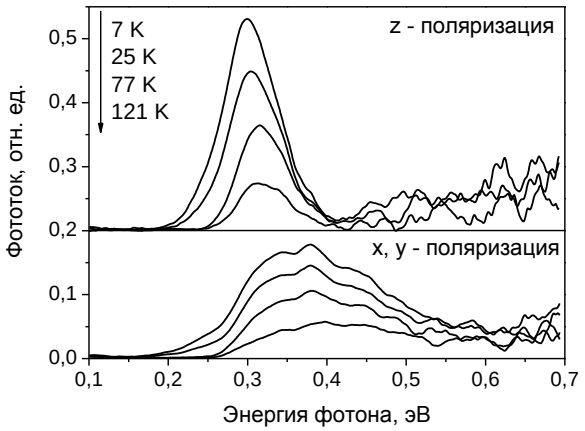


Рис. 1. Спектры латеральной фотопроводимости структуры с квантовыми точками Ge/Si

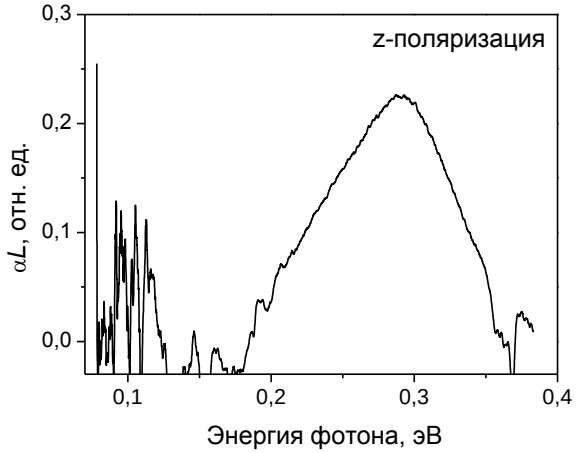


Рис. 2. Спектр оптического поглощения структуры с квантовыми точками для *z*-поляризации излучения при комнатной температуре [1]. Предварительные измерения оптического пропускания при низких температурах дают крайне слабое температурное изменение наблюдаемого пика

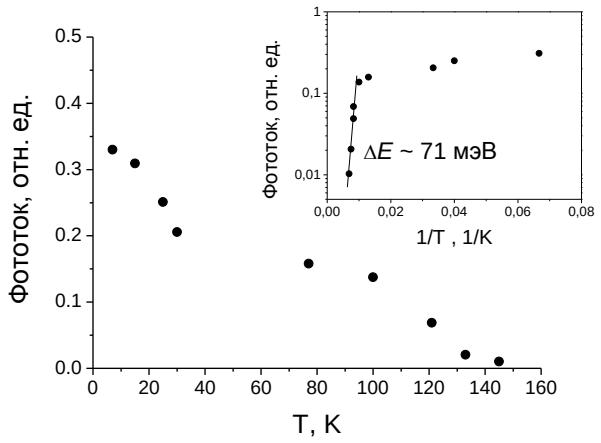


Рис. 3. Температурная зависимость фототока для z-поляризации в максимуме спектра. На вставке – зависимость фототока от обратной температуры в полулогарифмическом масштабе. Характеристическая энергия высокотемпературного спада составляет 71 мэВ

Выбрасываясь под действием света из квантовой точки, дырки могут дрейфовать во внешнем электрическом поле, давая вклад в фотопроводимость, либо захватываться обратно в точку. Последний процесс, однако, может быть затруднен наличием потенциального барьера для дырок на гетероинтерфейсе со стороны кремния, возникающего из-за неоднородного пространственного распределения упругих деформаций в многослойной структуре [2]. Это, в свою очередь, должно приводить к подавлению фотопроводимости с ростом температуры образца за счет обратного захвата свободных неравновесных носителей заряда в связанные состояния квантовых точек.

Предварительные эксперименты показали крайне слабую зависимость величины коэффициента равновесного поглощения на переходах дырок в сплошной спектр от температуры в пределах от 4 до 300 К. Однако, для фототока для z-поляризации в максимуме спектра экспериментально наблюдается существенная температурная зависимость. Она показана на рис. 3. На спадающей кривой явно выделяются два участка. В координатах "логарифм фототока – обратная температура" высокотемпературный участок зависимости представляет собой прямую с характеристической энергией ΔE = 71 мэВ, которая может определять высоту потенциального барьера. Низкотемпературный участок, возможно, определяется зависимостью подвижности свободных дырок от температуры.

Высота барьера для свободных дырок, препятствующего их захвату в точку, может быть также оценена независимо. Оценка энергии основного состояния точки E_{111} в простой модели «квантового ящика» дает величину около E_{111} = 75 мэВ от края валентной зоны германия. Эта величина получена для постоянного потенциала внутри точки в форме прямоугольного параллелепипеда с размерами, соответствующими реальным размерам КТ, с учетом конечной высоты ограничивающего потенциала и разницы в эффективных массах.

Экспериментально наблюдаемая в спектрах фотопроводимости и поглощения энергия перехода из основного состояния в сплошной спектр $h\nu$~300 мэВ [1]. По данным [2] величина разрыва валентной зоны на гетероинтерфейсе составляет ΔE_v = 450 мэВ для содержания германия в квантовой точке 64%. Таким образом, величина барьера $\Delta E = \Delta E_v - E_{111} - h\nu \sim 75$ мэВ (см. рис. 3), что хорошо согласуется со значением, полученным из температурной зависимости латерального фототока.

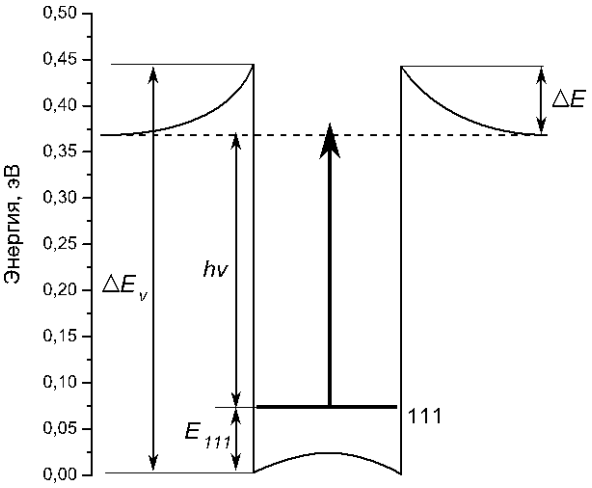


Рис. 4. Энергетическая диаграмма гетероинтерфейса квантовой точки. Энергия E_{111} рассчитана для прямоугольной ямы. Изгибы зон, возникающие из-за упругих напряжений в структуре, показаны схематично. Жирной стрелкой показан процесс выброса дырки из связанного состояния в сплошной спектр, наблюдаемый в спектрах фототока

Полученные данные свидетельствуют о довольно сильном изгибе зон на гетероинтерфейсе, что может приводить к локализации электронов в кремнии вокруг квантовой точки.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, грантов РФФИ и Правительства С.-Петербурга.

1. Воробьев Л.Е. Фотоиндуцированное и равновесное поглощение света в квантовых точках Ge/Si / Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин и др. // Физика и техника полупроводников. 2012. том 46. С. 1566.

2. Yakimov A. I. Electronic states in Ge/Si quantum dots with type-II band alignment initiated by space-charge spectroscopy / A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, A.A. Bloshkin, A.V. Nenashev, and V.A. Volodin // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 73. P. 115333.

Возможность возникновения спинового хаоса в мезоскопической квантовой точке со спин-орбитальным взаимодействием

Д.В. Хомицкий[1], ***А.И. Малышев***[1], ***Е.Я. Шерман***[2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[2] Department of Physical Chemistry, Universidad del Pa'is Vasco, Bilbao, Spain, and IKERBASQUE Basque Foundation for Science, Bilbao, Bizkaia, Spain

e-mail: khomitsky@phys.unn.ru

К настоящему времени достигнут значительный прогресс в исследованиях квантовых систем со сложной динамикой во времени для различных наблюдаемых величин, что нашло своѐ отражение в развитии области физики, известной как «квантовый хаос» [1, 2]. В ней получен ряд результатов, свидетельствующих о сложном характере протекания транспортных, оптических и магнитных процессов в том числе некоторых микро- и наноструктурах, классические аналоги которых по геометрии и механике движения частиц являются хаотическими, например, в квантовых ямах и точках определенной геометрии [3]. При этом основной акцент сделан на исследованиях пространственных, или зарядовых степеней свободы носителей заряда, в то время как спиновые (магнитные) степени свободы и связанные с ними наблюдаемые эффекты в области «квантового хаоса» в наноструктурах остаются в значительной степени не изученными, в том числе и при наличии существенного спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в структуре. Известно, однако, что в присутствии СОВ, т.е. при переходе к полностью квантовомеханическому описанию, некоторые классически интегрируемые системы становятся стохастическими: так, энергетический спектр электрона в мезоскопической прямоугольной 2D квантовой точке (квантовом биллиарде) при наличии СОВ приобретает черты спектра хаотической системы, в том числе в статистике уровней [4]. Однако вопрос о влиянии СОВ на динамические свойства и эволюцию квантовых состояний в таких биллиардах, в том числе на возникновение хаотической динамики как в пространственном, так и в спиновом канале во внешних переменных полях, до настоящего времени, по нашим сведениям, не рассматривался, в том числе и из-за отсутствия классического аналога систем такого вида.

В представляемой работе рассказано о результатах моделирования динамики во внешнем переменном электрическом поле для зарядовых и спиновых степеней свободы электрона в двумерном прямоугольном квантовом биллиарде (мезоскопической квантовой точке) с размерами $a = 1.5$ мкм и $b = 1$ мкм, в которой на сравнительно малом интервале в несколько мэВ имеется большое число (нескольких сотен) уровней энергии, что приближает такую систему к классической. Мы учитываем СОВ Рашбы, присутствующее в такой полупроводниковой структуре на основе GaAs, а также магнитное поле в плоскости биллиарда, введѐнное нами в модель с целью снятия двукратного вырождения уровней по спину. Расчѐты выполнялись нами для возмущающих электрических полей различной частоты f_{field}, отвечающей расстоянию между каким-либо двумя уровнями энергии, и амплитуды E_0 с простой формой сигнала внешнего поля $E_x(t) = E_0 \cos 2\pi f_{field} t$. Полный гамильтониан задачи имеет обычный для нестационарной квантовой модели вид $H = H_0 + V(t)$, где H_0 есть гамильтониан электрона в квантовом биллиарде с бесконечно высокими стенками, постоянным магнитным полем и СОВ Рашбы, а внешнему переменному полю отвечает вклад возмущения $V(t) = -e\, x\, E_x(t)$. Для расчѐта стробоскопической эволюции в переменном поле на больших временах мы использовали методы теории Флоке, показавшие при исследовании динамики в наноструктурах с СОВ на больших временах высокую эффективность в нашей недавней работе [5].

При исследовании вынужденной динамики в квантовом биллиарде нами обнаружено, что для различных амплитуд внешнего поля на частоте локального межуровневого резонанса спектр динамики как пространственных, так и спиновых переменных может иметь структуру, отвечающую как регулярной, так и хаотической эволюции. В качестве примера на рис.1 показаны фурье-спектры (спектры мощности) для динамики на большом временном интервале T_{tot} с начальным состоянием на уровне энергии в биллиарде $n_0 = 201$ (середина спектра) и резонансном условии с уровнем $n_1 = 200$ с расстоянием между ними $\Delta E = 3.26$ мкэВ (частота поля $f_{field} = 7.9 \cdot 10^8$ с$^{-1}$,) в базисе с магнитным полем $B_x = 500$ Гс. На рис.1а,б,в приведены результаты для средних значений компонент спина $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ при слабом возмущении с амплитудой $E_0 = 0.14$ В/см, а на рис.1г,д,е – для более сильного возмущения с амплитудой $E_0 = 0.7$ В/см. Можно видеть, что увеличение амплитуды возмущения приводит к качественному усложнению фурье-спектров для спиновых проекций. Не показанные на рис.1 фурье-спектры для координат и импульсов ведут себя схожим с ними образом

в силу связи через СОВ со спиновыми переменными. Следуя признанным критериям разделения регулярной и стохастической динамики [1], можно сделать предположение, что при достаточно сильных периодических электрических полях, воздействующих на электрон в мезоскопической квантовой точке, в ней может реализовываться переход к хаотической динамике как для координатных, так и для спиновых степеней свободы электронов, что видно на примере перехода от простого линейчатого фурье-спектра динамики на рис.1а,б,в к качественно более богатому спектру со сплошной полосой частот на рис.1г,д,е.

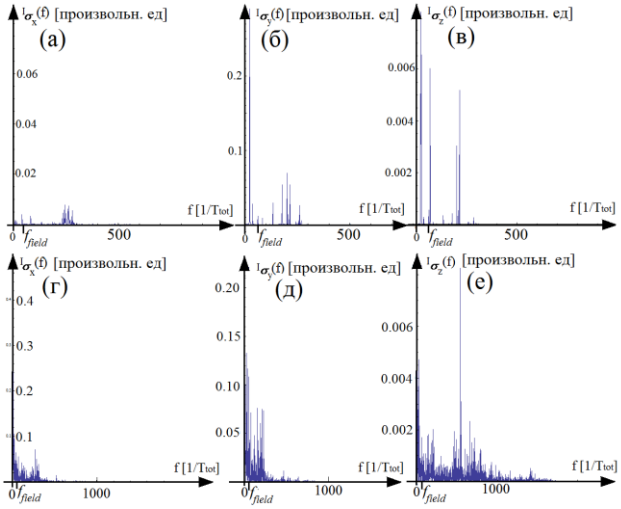


Рис. 1. Спектры мощности для средних значений спиновых компонент $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ в квантовом биллиарде под действием периодического электрического поля $E_x(t) = E_0 \cos 2\pi f_{field} t$. (а, б, в) результаты при слабом возмущении с амплитудой $E_0 = 0.14$ В/см; (г, д, е) – для более сильного возмущения с амплитудой $E_0 = 0.7$ В/см. Увеличение амплитуды возмущения приводит к качественному усложнению фурье-спектров для спиновых проекций, характерному для появления режима стохастической динамики [1]

Представляет интерес и другой способ рассмотрения спиновой динамики, когда изображающая точка показывает положение вектора локальной спиновой плотности $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$, вычисляемого в какой-либо точке биллиарда (x_0, y_0), и изображаемого в пространстве компонент спина. В таком «блоховском шаре» в отличии от представления движения постоянного по модулю вектора магнитного момента на «блоховской сфере» локальная спиновая плотность может принимать любые значения, отображаемые последовательно на каждом шаге эволюции на один период. Пример такого «блоховского шара» показан на рис.2 для точки биллиарда с координатами $x_0 = 0.37a, y_0 = 0.73b$ и полного времени наблюдения в 500 периодов внешнего поля с большой амплитудой возмущения 0.7 В/см, когда реализуется режим динамики, близкий к хаотическому. Можно сделать вывод, что локальная спиновая плотность демонстрирует сложное, нерегулярное поведение во времени, заполняя большую часть пространства спиновых координат. По нашему мнению, такое поведение локальной спиновой плотности может быть обнаружено в экспериментах с использованием зондов, чувствительных к локальной намагниченности в наноструктуре.

Обнаруженные в нашей работе особенности динамики заряда и спина в мезоскопической квантовой точке с СОВ во внешних полях представляют интерес для понимания качественных свойств динамики квантовых систем. Кроме того, они могут быть важны при проектировании устройств спинтроники, в которых переменные электрические поля воздействуют на носители заряда в наноструктурах с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

Авторы выражают благодарность проф. М. Ди Вентра (ун-т Калифорнии, Сан-Диего, США) за многочисленные полезные обсуждения данной задачи.

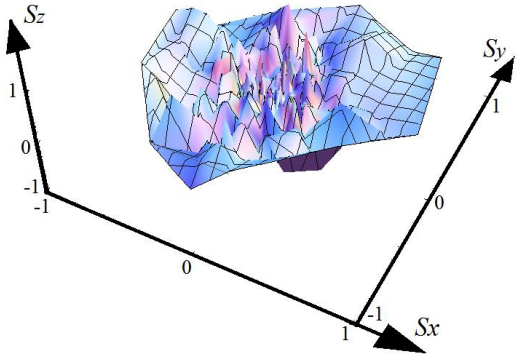


Рис. 2. «Блоховский шар»: эволюция локальной спиновой плотности в одной точке квантового биллиарда с СОВ на 500 периодах внешнего электрического поля, показанная последовательными положениями изображающей точки – конца вектора локальной спиновой плотности $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$. Можно видеть нерегулярный режим эволюции с отсутствием периодических орбит, что является признаком хаотической динамики для компонент спиновой плотности

1. Gutzwiller M.C. Chaos in Classical and Quantum Mechanic / M.C. Gutzwiller. – Springer-Verlag, New York, 1990. – 432pp.

2. Штокман Х.-Ю. Квантовый хаос: введение / Х-.Ю. Штокман – М.: Физматлит, 2004. – 376 с.

3. Nakamura K. Quantum chaos and quantum dots / K. Nakamura and T. Harayama – Oxford University Press, 2004. – 199 pp.

4. Berggren K.-F. Chaos in a Quantum Dot with Spin-Orbit Coupling. / K.-F. Berggren and T. Ouchterlony // Found. Phys., 2001, V.31, No.2, p.233-242.

5. Khomitsky D.V. Spin dynamics in a strongly driven system: Very slow Rabi oscillations / D.V. Khomitsky, L.V. Gulyaev, and E.Ya. Sherman // Physical Review B, 2012, V.85, p. 125312-1 - p.125312-6.

Краевые состояния электронов в висмуте на кремнии как индикатор свойств топологического изолятора

Д.В. Хомицкий, А.А. Чубанов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: khomitsky@phys.unn.ru

Развитие наноэлектроники и спинтроники в последние годы ставит задачи по обнаружению принципиально новых классов материалов, с устойчивыми к возмущениям и дефектам свойствами носителей заряда и спина. Одним из таких классов материалов, привлекающих в последние годы повышенной внимание, являются разнообразные твердотельные системы, обладающие свойствами топологических изоляторов (ТИ). В ТИ спектр краевых (поверхностных или одномерных граничных) состояний электронов или дырок располагается в области запрещенной зоны для объёмных состояний, а сами краевые состояния обладают устойчивостью по отношению к различным возмущениям, не нарушающим симметрии по отношению к инверсии времени (TR-симметрию), и потому носящую качественный, топологический характер [1].

Одним из возможных новых кандидатов на роль топологического изолятора являются наноструктуры с гигантским спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), такие как электронный газ на поверхности висмута на кремнии (Bi/Si) [2]. В таких структурах энергия СОВ может достигать сотен мэВ, а обусловленные СОВ спин-зависимые явления могут наблюдаться поэтому и при комнатных температурах. В нашей недавней работе [3] было показано, что, обобщая модель, развитую в [2], можно получить ряд качественных и количественных результатов о спектре и квантовых состояниях во всей поверхностной зоне Бриллюэна, что может быть использовано для изучения вопроса о наличии здесь свойств ТИ.

В докладе представлена модель краевых состояний для двумерного электронного газа на поверхности Bi/Si в системе с геометрией полосы конечной ширины, построенной в рамках методов, использованных в ряде работ по исследованиям краевых состояний в ТИ [1,4]. Обнаружено, что аналогичные по структуре краевые состояния существуют и в нашей модели спектра электронов на поверхности Bi/Si, причём уровни их энергий располагаются в области щели спектра объёмного материала вблизи уровня Ферми, как это показано на рис.1. Волновые функции локализованных состояний представляют собой двухкомпонентные спиноры, которые характеризуются волновым вектором с направлением вдоль границы, отвечающим бегущим в этом направлении волнам, и локализованы в поперечном направлении *Oy*:

$$\Psi_{k_x\Lambda}(x,y) = f_{k_x\Lambda}(x)e^{\Lambda y}, \qquad (1)$$

где

$$f_{k_x\Lambda}(x) = \sum_{n,\lambda=\pm1} c_{n\lambda}(k_x,\Lambda)e^{ik_{nx}x}\begin{pmatrix}1\\ \lambda e^{i\theta(k_{nx},\Lambda)}\end{pmatrix}.$$

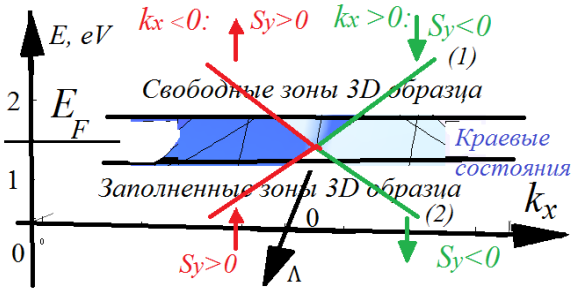


Рис.1. Спектр краевых состояний $E = E(k_x,\Lambda)$ для электронов на поверхности висмута на кремнии, с энергиями, расположенными в запрещённой зоне объёмного образца вблизи уровня Ферми. Спектр содержит по две ветви, отвечающие волнам, распространяющимся направо вдоль границы раздела и имеющим проекцию спина $S_y < 0$ (зелёные ветви спектра), и распространяющимся налево вдоль границы раздела с проекций спина $S_y > 0$ (красные ветви спектра). Такие краевые состояния являются устойчивыми относительно рассеяния, поскольку рассеяние с изменением направления движения (слева направо и наоборот) возможно только с переворотом спина на π, что приводит к интерференционному гашению рассеиваемых волн

Для каждой энергии E_0 краевых состояний в запрещённой зоне 3D образца на рис.1 имеется по два корня $\pm\Lambda_{1,2}$ уравнения $E(k_x,\Lambda) = E_0$, которые отвечают двум решениям вида (1), локализованным вблизи левого и правого краёв полосы $y = -L/2 \ldots L/2$ соответственно. Состояния ветвей спектра 1 и 2 на рис.1 при данной энергии E_0 краевого состояния определяют своими линейными комбинациями вида $e^{\pm\Lambda_{1,2}y}$ с двумя обратными длинами локализации $\Lambda_{1,2}$ волновую функцию, удовлетворяющую граничному условию $\psi(x, y = \pm L/2) = 0$, которое обычно используется в моделях краевых состояний [1,4]. Именно, волновая функция, локализованная на левом краю $y = -L/2$ и обращающаяся в нуль при $y = -L/2$, может быть построена в форме

$$\psi_L = f_{k_x\Lambda_1}\left(e^{-\Lambda_1 y} - e^{(\Lambda_1-\Lambda_2)\frac{L}{2}-\Lambda_2 y}\right), \qquad (2a)$$

где через f_{k_x,Λ_1} обозначена часть решения, зависящая от координаты x вдоль полосы, характеризующаяся квантовыми числами k_x, Λ_1. Аналогично, решение, локализованное на правом краю $y = L/2$ и обращающаяся в нуль при $y = L/2$, записывается в форме

$$\psi_R = f_{k_x,\Lambda_1}\left(e^{\Lambda_1 y} - e^{(\Lambda_1-\Lambda_2)\frac{L}{2}+\Lambda_2 y}\right). \qquad (2б)$$

Примеры таких функций, описывающих краевые состояния в висмуте на кремнии, приведены на рис.2, для полосы шириной $L = 100$ *нм*, в области энергий вблизи уровня Ферми на рис.1. Хорошо видна локализация состояний вблизи границы образца, причём на каждом краю $y = \pm L/2$ существуют как решения, распространяющиеся направо, для которых в спектре на рис.2 $k_x > 0$, так и решения, распространяющиеся налево, для которых $k_x < 0$.

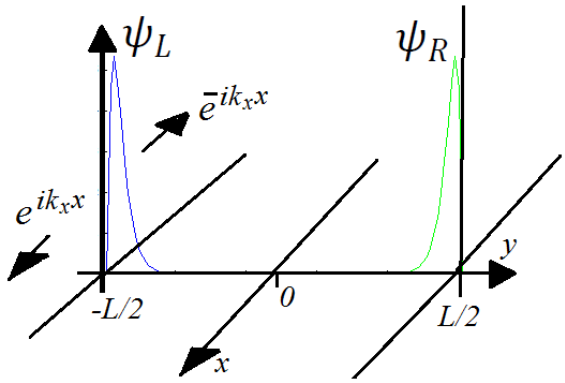


Рис.2. Волновые функции краевых состояний, локализованные вблизи левого ($y = -L/2$) и правого ($y = L/2$) края полосы конечной ширины. Электронные состояния наряду с локализацией поперёк полосы являются также блоховскими состояниями в продольном направлении и распространяются в положительном ($k_x > 0$) и отрицательном ($k_x < 0$) направлении оси Ox

Для дальнейшей классификации краевых состояний нам необходимо также определить спиновую поляризацию найденных краевых состояний (2а), (2б). Найденные нами средние проекции спина показаны стрелками на рис.1 вблизи соответствующих ветвей спектра краевых состояний. В силу наличия СОВ Рашбы в данной системе и присутствия в решении распространяющейся строго вдоль направления полосы бегущей волны $\sim e^{ik_x x}$, можно ожидать направления спиновой поляризации, отвечающей волновому вектору вида $(k_x, 0)$ в исходном двумерном электронном газе с СОВ Рашбы, где она в этом случае имеет лишь одну компоненту $\pm S_y$, причём разные знаки S_y отвечают противоположным направлениям для волны вида $e^{\pm ik_x x}$. Таким свойством обладает спиновая поляризация найденных нами краевых состояний (2а), (2б), причём на обеих ветвях, распространяющихся направо ($k_x > 0$), спиновая поляризация одинакова и противоположна по знаку своему значению для левой части спектра на рис.2, для волн, распространяющихся налево.

Найденная структура спиновой поляризации краевых состояний говорит об их топологической устойчивости. Действительно, согласно [1] рассеяние с переворотом спина распространяющегося вдоль края состояния на немагнитной примеси возможно только назад. Это же следует из картины спиновой поляризации на рис.1, на которой видно, что смена направления распространения всегда будет сопровождаться сменой проекции спина $S_y \to -S_y$. Между тем известно [1], что такой переворот спина приводит к гашению волн после рассеяния, если примесь не магнитная, что и обуславливает устойчивость процесса транспорта вдоль края, называемую топологической. Такая устойчивость в нашей системе сохраняется даже при наличии двух ветвей спектра, а не одной, поскольку на обеих ветвях спектра на рис.1 краевые состояния распространяются в одном направлении с одинаковой проекцией спина, что делает возможным рассеяния из одной ветви на другую, но с непременным сохранением направления распространения.

Дальнейшие исследования найденных в работе краевых состояний перспективны для поиска качественно новых свойств в материалах с гигантским СОВ, таких как висмут на кремнии. В дальнейшем нами будут исследованы топологические характеристики 2D состояний электронов в Bi/Si, которые будут свидетельствовать о топологической устойчивости 1D краевых состояний.

1. Hasan M.Z. Colloquium: Topological insulators / M.Z. Hasan and C.L. Kane // Rev. Mod. Phys., 2010, V.82, p.3045-3067; Qi, X-L. Topological insulators and superconductors / X-L Qi and S-C Zhang // Rev. Mod. Phys., 2011, V. 83, p. 1057-1110.

2. Frantzeskakis E. A band structure scenario for the giant spin-orbit splitting observed at the Bi/Si(111) interface / E. Frantzeskakis, S. Pons, and M. Grioni // Phys. Rev. B, 2010, V. 82, p. 085440-1 – 085440-11.

3. Khomitsky D.V. Quantum states and linear response in dc and electromagnetic fields for charge current and spin polarization of electrons at Bi/Si interface with giant spin-orbit coupling / D.V. Khomitsky // ЖЭТФ, 2012, т.141, вып.5, с.848-858.

4. Zhou B. Finite Size Effects on Helical Edge States in a Quantum Spin-Hall System / B. Zhou et al // Phys. Rev. Lett., 2008, V.101, p.246807-1 - p.246807-4; Linder, J. Anomalous finite size effects on surface states in the topological insulator Bi_2Se_3 / J. Linder, T. Yokoyama, and A. Sudbo // Phys. Rev. B, 2009, V.80, p.205401-1- 205401-5; Lu, H-Z. Massive Dirac fermions and spin physics in an ultrathin film of topological insulator / H-Z Lu et al // Phys. Rev. B, 2010, V. 81, p. 115407-1- 115407-7.

Терагерцовая фотопроводимость в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в магнитном поле

Л.И. Рябова[1], ***А.В. Никорич***[2], ***С.Н. Данилов***[3], ***Д.Р. Хохлов***[1]

[1]Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва
[2] Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова
[3] Физический факультет, университет Регенсбурга, Германия

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

Ранее нами было показано, что задержанная фотопроводимость в терагерцовом спектральном диапазоне, наблюдающаяся в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, связана с формированием в спектре указанных полупроводников необычных примесных состояний, положение которых следует за квазиуровнем Ферми, а не фиксировано в определенном месте энергетического спектра, как в стандартных случаях [1]. Такая ситуация является совершенно нетрадиционной в физике твердого тела, и потому является весьма интересной с фундаментальной точки зрения. Одной из немногих известных нам аналогий такой ситуации является появление щели в спектре одноэлектронных возбуждений на уровне Ферми в сверхпроводниках.

Если продолжать аналогию со сверхпроводниками, то было бы естественным предположить, что наличие таких локальных состояний может подавляться магнитным полем, либо протекающим током. В настоящей работе была исследована зависимость амплитуды терагерцовой фотопроводимости в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ от магнитного поля и от электрического тока через образец.

Измерения фотопроводимости в терагерцовом спектральном диапазоне производились без экранирования образцов от фонового излучения, которое приводило к появлению долгоживущих неравновесных электронов при низких температурах. Для исследований фотопроводимости использовались лазерные импульсы длиной около 100 нс с длинами волн 90, 148 или 280 мкм. Методика измерений подробно описана в работе [2]. Измерения проводились при температуре образца 4.2 К. Образец размещался в сверхпроводящем соленоиде, который создавал магнитное поле до 7 Тл. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образца, как и возбуждающее лазерное излучение.

Большинство измерений проводилось для образцов состава x=0.25, для которых уровень Ферми в «темновом» состоянии стабилизирован приблизительно на 20 мэВ ниже дна зоны проводимости. Ранее нами было установлено, что фотоотклик в таких условиях является «интегральным», т.е. сигнал фотопроводимости является интегралом от формы возбуждающего лазерного импульса [2,3]. За амплитуду сигнала в этой ситуации принималась величина сигнала фотопроводимости после окончания импульса.

Ранее все измерения проводились нами в 2-зондовой схеме, поскольку известно, что индиевые контакты являются омическими и не должны давать вклада в фотопроводимость. В настоящих измерениях была проведена проверка этого утверждения, и часть экспериментов была проведена 4-зондовым методом. Более того, проводились также измерения изменения холловского сигнала под действием лазерного импульса.

Прежде всего, было подтверждено, что измерения 2-зондовым и 4-зондовым методом дают одинаковый результат, с поправкой на геометрический фактор (рис.1).

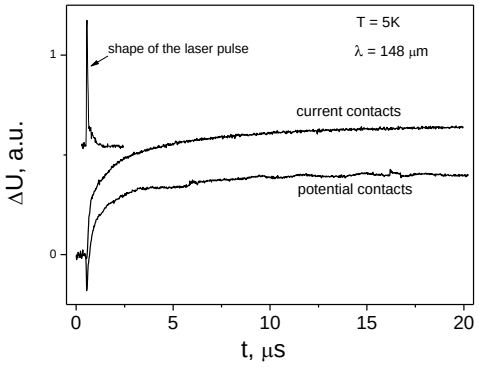


Рис. 1. Кинетика сигнала фотопроводимости, измеренная 2-зондовым методом (current contacts) и 4-зондовым методом (potential contacts). Температура образца 4.2 К, длина волны лазера 148 мкм. На вставке показана форма лазерного импульса

Таким образом, было показано, что индиевые контакты не влияют на наблюдаемые явления. Кроме того, при измерениях в магнитном поле было зарегистрировано изменение холловского сигнала под действием терагерцового лазерного импульса, причем кинетика сигнала фотопроводимости совпадала с кинетикой фото-Холл-эффекта (рис.2).

Следовательно, получило прямое экспериментальное подтверждение высказанное нами ранее предположение о том, что задержанная фотопроводимость под действием терагерцовых лазерных импульсов в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, наблюдающаяся при низких температурах, связана с генерацией носителей заряда, а не с изменением подвижности свободных электронов.

Вопреки ожиданиям, резкого падения амплитуды фотоотклика с ростом магнитного поля зафиксировано не было. Напротив, зависимость амплитуды фотопроводимости от величины магнитного поля имела достаточно резкий максимум (рис.3).

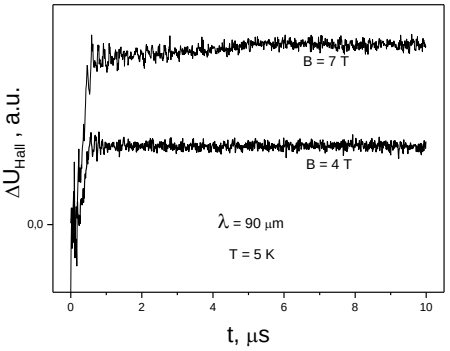


Рис. 2. Кинетика фото-Холл-эффекта в магнитных полях 4 Тл и 7 Тл. Температура образца 5 К, длина волны лазера 90 мкм

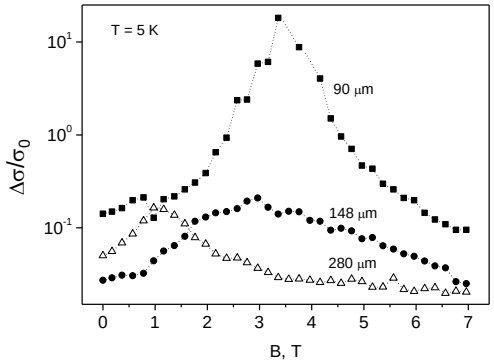


Рис. 3. Зависимость амплитуды положительной фотопроводимости от магнитного поля для различных длин волн лазерного излучения

Величина магнитного поля, соответствующая максимуму, была прямо пропорциональна энергии кванта лазерного излучения, т.е. для разных длин волн максимум наблюдался в различных полях. Такое поведение в зависимости от магнитного поля достаточно характерно для циклотронного резонанса. Если считать, что наблюдаемые максимумы действительно связаны с циклотронным резонансом, то можно оценить величину эффективной массы. Оказалось, что $m_{eff}=0.05m_0$, что близко к реальной известной величине m_{eff} в $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$. Таким образом, можно предположить, что природа наблюдаемого эффекта обусловлена циклотронным резонансом, однако в чем заключается эта связь, пока неясно. Разрушения в магнитном поле локальных электронных состояний, ответственных за терагерцовую фотопроводимость, зафиксировано не было. Нельзя исключить, что это связано просто с недостаточной величиной поля, реализованной в эксперименте.

Ряд экспериментов был проведен и с образцами других составов в диапазоне $0.22<x<0.29$, для которых стабилизированный уровень Ферми в «темновом» состоянии может располагаться как в зоне проводимости (x=0.22), в верхней половине запрещенной зоны (x=0.25), что обеспечивает проводимость n-типа, так и в нижней части запрещенной зоны (x=0.26, 0.27) или в валентной зоне (x=0.29), приводя к появлению проводимости p-типа. Было показано, что амплитуда положительной терагерцовой фотопроводимости резко снижается при переходе к p-типу проводимости, в то время как отрицательная фотопроводимость, связанная с разогревом носителей заряда, остается.

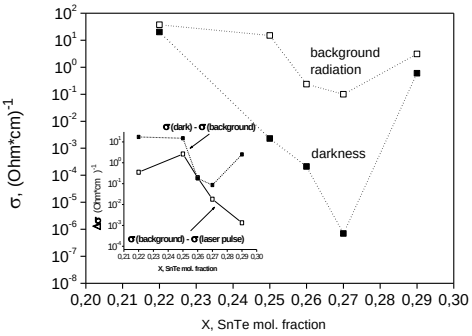


Рис. 4. Зависимость проводимости образцов сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ от состава сплава при гелиевой температуре, измеренные в различных условиях: в темноте, под действием фоновой подсветки, под действием лазерного импульса. Длина волны лазера 90 мкм

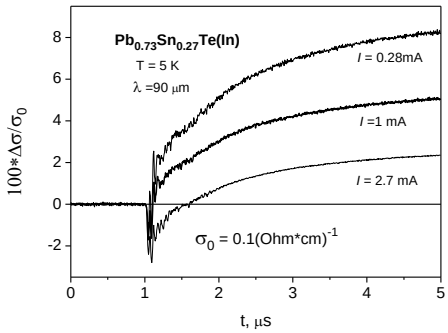


Рис. 5. Кинетика сигнала фотопроводимости для образца состава x=0.27, измеренная при различных значениях тока через образец. Температура образца 5 К, длина волны лазера 90 мкм

Поскольку амплитуда положительной задержанной фотопроводимости резко снижается в сплавах p-типа, то на ее фоне отрицательная фотопроводимость, наблюдающаяся в течение лазерного импульса и связанная с разогревом носителей заряда, становится заметной и при гелиевой температуре. Важно отметить, что амплитуда отрицательной части фотопроводимости практически не зависит от величины тока через образец. С другой стороны, удалось зафиксировать резкое снижение амплитуды положительного фотоотклика при увеличении протекающего через образец тока. Величина тока изменялась приблизительно на полтора порядка величины. Амплитуда изменения фотопроводимости при этом падала в несколько раз, хотя вольт-амперная характеристика оставалась омической (рис.5).

1. Chernichkin V., Dobrovolsky A., Kasiyan V., Nicorici A., Danilov S., Ryabova L., Dashevsky Z., Khokhlov D. Europhys. Lett. **100,** 17008 (2012).

2. Khokhlov D., Ryabova L., Nicorici A., Shklover V., Ganichev S., Danilov S., Bel'kov V. Appl. Phys. Lett. **93**, 264103 (2008).

3. Galeeva A.V., Ryabova L.I., Nikorich A.V., Ganichev S.D., Danilov S.N., Bel'kov V.V., Khokhlov D.R. JETP Lett. **91**, 35 (2010).

Размерный эффект в дробовом шуме при прыжковой проводимости

Е. Тихонов, В. Храпай, Д. Шовкун

ИФТТ РАН, Черноголовка

dick@issp.ac.ru

В условиях термодинамического равновесия флуктуации электрического тока в проводнике определяются только его температурой и сопротивлением (тепловой шум Джонсона-Найквиста). При протекании электрического тока равновесие нарушается и возникают избыточные флуктуации, так называемый дробовой токовый шум. Такой шум является следствием дискретности элементарного заряда и достигает своего максимального значения при пуассоновской статистике протекания заряда [1]. При низкой температуре кондактанс металлических и/или когерентных проводников определяется упругими процессами рассеяния. В таких системах дробовой шум наблюдается при условии, что размер исследуемого образца мал по сравнению с длиной энергетической релаксации на которой устанавливается локальное равновесие. Вопрос о наличии и величине дробового шума в диэлектрике с прыжковой проводимостью при конечной температуре не столь однозначен. Действительно, сам по себе прыжковый механизм проводимости существенно неупруг уже на масштабе одного прыжка (~ 100 нм), что, казалось бы, должно приводить к подавлению дробового шума в макроскопических образцах.

Мы исследуем дробовой шум в двумерной электронной системе в GaAs на образцах с длиной канала 5 мкм при температурах 0.5-4.2 К. Электронная плотность меняется при помощи фронтального металлического затвора. При низкой плотности достигается диэлектрическое состояние с температурной зависимостью проводимости, соответствующей моттовскому закону с переменой длиной прыжка. В этих условиях измеряется спектральная плотность токового шума на частотах выше 10 МГц, что на 2 порядка величины выше всех предыдущих исследований [2] и позволяет надежно избежать влияния модуляционного/фликкер шума. При температуре 0.5К проводимость падает грубо экспоненциально с понижением электронной плотности, а величина дробового шума растет и достигает пуассоновского значения (фактор Фано сравнивается с 1 при сопротивлениях масштаба 10 МОм на квадрат). По-видимому, это первая демонстрация полного дробового шума в диэлектрике макроскопического размера. Также впервые продемонстрировано, что с повышением температуры дробовой шум заметно уменьшается (примерно втрое в нашем интервале температур).

Эти результаты можно качественно объяснить, учитывая особенности протекания тока в прыжковом режиме. Как хорошо известно [3], бесконечный токонесущий кластер образуется на случайной сетке Миллера-Абрахамса с экспоненциально широким разбросом прыжковых сопротивлений. Корреляционная длина L_C такого кластера значительно превышает среднюю длину прыжка и определяет характерный масштаб самоусреднения проводимости. При меньших L_C размерах образца ток в нем протекает по квазиодномерным цепочкам, в каждой из которых преобладает одно самое большое прыжковое сопротивление. В результате полный токовый шум макроскопического образца определяется такими одиночными прыжками и достигает пуассоновского значения. Исходя из экспериментальных значений длины локализации и моттовской температуры, выход на пуассоновский шум наблюдается при значении L_C ~ 1.5 мкм, что сравнимо с размером образца. Уменьшение L_C при повышении температуры и/или увеличении длины локализации качественно объясняет наблюдаемое падение дробового шума. В то же время, падение дробового шума происходит медленнее, чем падает корреляционная длина, что может быть следствием плохой самоусредняемости.

1. Schottky W. Ann. Phys. (Leipzig) **57**, 541 (1918).

2. Kuznetsov V.V. et al. Phys. Rev. Lett. **85**, 397 (2000).

3. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников.

Использование квазиупругого и неупругого приближений для описания динамики носителей заряда в алмазе

И.В. Черноусов

Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный

e-mail: ichernousov@inbox.ru

При температурах ниже 300 К в достаточно чистых образцах алмаза подвижность носителей заряда определяется рассеянием на акустических фононах. За последние полвека было проведено множество измерений подвижности носителей в алмазе в зависимости от температуры для разных типов алмазов. Тем не менее, диапазон температур ниже 80 К практически не был изучен. В связи с перспективностью использования алмаза для создания электронных приборов с уникальными свойствами и возможным наличием аномальных электрических явлений в алмазе при низких температурах, измерения подвижности в этом диапазоне температур в чистых монокристаллах алмаза рано или поздно будут проведены. По этой причине встает вопрос об интерпретации этих будущих экспериментов. Обычно для расчете подвижности применяют квазиупругое приближение, когда считают, что скорость изменения энергии частицы много меньше скорости изменения ее импульса. В случае рассеяния на акустических фононах это приближение дает для подвижности зависимость от температуры $\mu \propto T^{-3/2}$. Необходимо отметить, что оно неприменимо в алмазе при низких температурах ввиду большой энергии, теряемой носителем при испускании фонона. Поэтому при расчетах нужно учитывать неупругость, что, как будет показано, кардинально усложняет выражения для интеграла столкновений носителей на акустических фононах, а, следовательно, и сам расчет значений подвижности.

Изначально кинетика носителей в алмазе моделировалась в квазиупругом приближении [1–2]. В этом приближении была получена область энергий, при которой носители обладают отрицательной подвижностью. Учет неупругости рассеяния носителей на акустических фононах привел к совершенно иным результатам [3–4], оказалось, что создать функцию распределения носителей с интегральной отрицательной подвижностью нельзя. В [4] были выявлены отличия между подвижностями, получаемыми последовательным учетом неупругости взаимодействия носителей с фононами и квазиупругим подходом. Оказалось, что при температуре около 100 К их значения различаются на 20%, а при 20 К – в 3 раза.

Эти расчеты проводились в пространственно однородном случае. Следующим шагом стал учет одной пространственной координаты. Физически такая модель хорошо описывает классический детектор ионизирующего изучения на основе алмаза.

Подобный детектор имеет вид алмазной плоскопараллельной пластины, на гранях которой находятся электроды, подсоединенные к источнику ЭДС. Во внешнюю цепь включен амперметр, измеряющий силу тока. Размеры пластины много больше расстояния между обкладками.

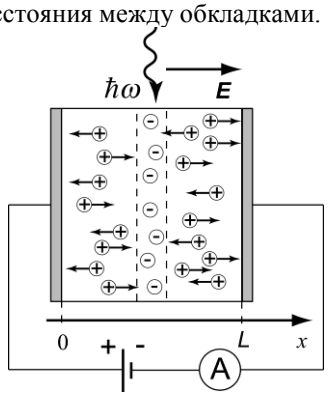


Рис. 1. Модель детектора на основе алмаза. На гранях плоскопараллельной алмазной пластины находятся металлические обкладки, соединенные с источником ЭДС и амперметром. Толщина пластины L много меньше размеров ее граней. Лазерное излучение ионизует акцепторные примеси в области пластины между пунктирными линиями. Неравновесные дырки дрейфуют в объеме пластины, наводя во внешней цепи электрический ток, регистрируемый амперметром

При пролете высокоэнергетичной частицы через объем пластины происходит рождение неравновесных электронно-дырочных пар и ионизация примесей. Неравновесные носители также могут создаваться с помощью лазерного излучения с энергией фотонов, достаточной для ионизации примесей. Так или иначе, в результате внешнего воздействия в объеме пластины возникает неравновесная функция распределения носителей, которая в дальнейшем будет эволюционировать и определять ток во внешней цепи детектора. Для определенности в дальнейшем будем считать, что алмаз допирован атомами бора (акцептор, энергия связи дырки 0.37 эВ), и что неравновесные носители порождаются в определенном слое пластины лазерным излучением, ионизирующем эти примеси. Таким образом, лазерное излучение создает слой неподвижных отрицательно заряженных атомов бора и облако положительных дырок. Контакт электрод-алмаз может иметь различные свойства. Для определенности далее рассматривается случай полностью поглощающего контакта. Носители, рожденные в образце и пока не достигшие его границ, тем не менее, наводят во внешней цепи электрический ток (теорема Рамо-Шокли). По

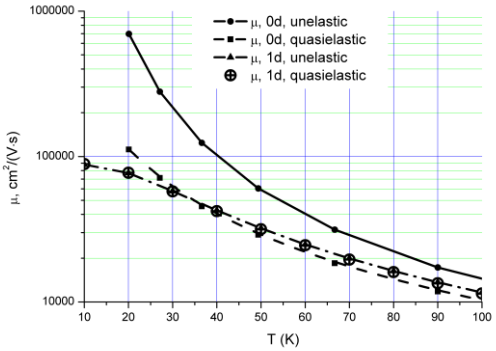


Рис. 2. Сравнение почти равновесной подвижности в разных приближениях. Результаты по пространственно однородному случаю взяты для сравнения из [4]

виду зависимости тока от времени, а также по прошедшему во внешней цепи заряду можно определить параметры начальной неравновесной функции распределения носителей в пластине, а, значит, и характеристики ионизирующего излучения.

Для моделирования применяется кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения носителей заряда в фазовом пространстве:

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{\hbar \boldsymbol{k}}{m}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}}+\frac{e\cdot \boldsymbol{E}}{\hbar}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{k}}=J_{\text{st}}\{f\}+q(\varepsilon)-\frac{f}{\tau_{\text{rec}}(\varepsilon)},$$

где e – заряд носителя, $\hbar$ – постоянная Планка, $\boldsymbol{E}$ – электрическое поле, $\boldsymbol{k}$ – волновой вектор носителя, $J_{\text{st}}\{f\}$ – интеграл столкновений носителей с акустическими фононами, $q(\varepsilon)$ – плотность источников носителей с энергией ε, $\tau_{\text{rec}}(\varepsilon)$ – время захвата (величина обратная скорости захвата) носителей с энергией $\varepsilon=\hbar^2k^2/2m$, m – эффективная масса носителей. В расчетах учитывается только один тип носителей – легкие дырки. Используется двухмоментное приближение, что соответствует первым двум членам разложения по полиномам Лежандра (учитываются сферически симметричная и дипольная части функции распределения). Считается, что ф.р. может меняться только вдоль одной пространственной оси 0x, направленной перпендикулярно обкладкам пластины, вдоль других осей ф.р. не меняется. В результате задача сводится к системе двух интегро-дифференциальных уравнений На функцию распределения на границах образца накладывается условие Маршака.

В случае стационарного источника частиц, расположенного в глубине образца (модель пластины алмаза, неоднородно по глубине допированной примесями бора), результаты для стационарной подвижности в квазиупругом и неупругом приближениях практически совпадают.

В случае начальной функции распределения, расположенной на границе образца (модель time-of-flight эксперимента), зависимость тока от времени в квазиупругом и неупругом приближениях получается существенно различной. Таким образом, можно констатировать, что совпадение результатов моделирования достигается за счет наличия почти симметричной функции распределения в образце. При сильной анизотропии задачи (как в time-of-flight экспериментах) сильная неупругость рассеяния на акустических фононах проявляется во всей красе.

Полученные результаты позволяют оценить точность различных приближений, используемых при моделировании кинетических процессов в алмазе, в различных постановках эксперимента («широкий» по координате источник носителей, time-of-flight метод). Это важно как для уточнения параметров носителей заряда в алмазе по экспериментальным данным, так и для интерпретации экспериментов, связанных с использованием детекторов излучения на основе алмаза.

1. Baturin A.S. Absolute negative mobility of charge carriers in diamond and interpretation of μSR experiments / V.N. Gorelkin, , V.S. Rastunkov , V.R. Soloviev // Physica B. 2006. V. 374–375. P. 340–346.

2. Baturin A.S. / Yu.M. Belousov, V.N. Gorelkin, V.P. Krainov, V.S. Rastunkov Laser-Induced Conductivity of Semiconductors at Low Temperatures // JETP. 2007. V. 104(1). P. 139–146.

3. Батурин А.С. О возможности отрицательной проводимости электронно-дырочной плазмы в алмазе / В.Н. Горелкин, В.Р. Соловьев, И.В. Черноусов // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 431.

4. Батурин А.С. Расчет подвижности носителей заряда в алмазе при низких температурах / В.Н. Горелкин, В.Р. Соловьев, И.В. Черноусов // ФТП. 2010. Т. 44(7). С. 897-901.

Особенности формирования напряженных Si, SiGe, Ge слоев на исскуственных подложках SiGe/Si(001)

М.В. Шалеев[1], ***А.В. Новиков***[1], ***Д.В. Юрасов***[1], ***О.А. Кузнецов***[2], ***Ю.Н. Дроздов***[1], ***J.M. Hartmann***[3], ***З.Ф. Красильник***[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[3] CEA / Leti, 17 rue des Martyrs, France

e-mail: shaleev@ipmras.ru

Введение. В последнее время заметно вырос интерес к формированию SiGe гетероструктур для научных и прикладных приложений не на «стандартных» кремниевых подложках, а на искусственных подложках на основе релаксированных SiGe буферов [1, 2]. При этом для различных приложений необходимы буферы с различным содержанием Ge. Параметры устройств, которые предполагается формировать на буферах, чувствительны к кристаллическому качеству структур, состоянию границ раздела отдельных слоев и энергетическому спектру носителей заряда в них. Именно на эти параметры существенное влияние оказывают процессы релаксации упругих напряжений в гетероструктурах. В тоже время можно отметить, что для GeSi структур, сформированных на SiGe/Si(001) релаксированных буферных слоях, процессы релаксации упругих напряжений за счет развития шероховатости и образования самоформирующихся нанообъектов в настоящее время подробно не исследованы. Проведение подобных исследований позволит установить особенности роста напряженных планарных и островковых структур на релаксированных буферах, которые могут быть обобщены на другие напряженные полупроводниковые гетеропары.

В настоящей работе представлены результаты исследований особенностей релаксации упругих напряжений за счет образования наноостровков в SiGe/Si структурах, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях с различным содержанием Ge.

Эксперимент. SiGe структуры были выращены методом МПЭ из твердых источников на высоковакуумной установке Riber SIVA-21 при температуре роста 650 °C. В качестве подложек для формирования структур использовались градиентные релаксированные $Si_{1-x}Ge_x$/Si(001) (x = 11–36 %) буферные слои с низкой плотностью прорастающих дислокаций, подвергнутые химико-механическому полированию для получения низких значений шероховатости поверхности. Структуры, выращенные на SiGe буферах, состояли из ненапряженного SiGe слоя, доля Ge в котором совпадала с долей Ge в SiGe буфере, напряженного (растянутого) Si слоя толщиной от 0 до 10 нм и пленки Ge различной толщины.

Для количественной характеризации релаксации упругих напряжений за счет развития шероховатости в различных структурах использовалась критическая толщина двумерного роста пленки Ge (h_c), которая определялась *in situ* с помощью дифракции быстрых электронов или *ex situ* с помощью атомно-силовой микроскопии. Величина h_c соответствует толщине пленки, при которой ее планарный рост сменяется на островковый.

Результаты. Ранее выполненные исследования смены механизма роста с двумерного на трехмерный при осаждении Ge на релаксированные $Si_{1-x}Ge_x$ слои показали, что при росте пленки Ge непосредственно на релаксированном SiGe/Si(001) буфере, ее h_c оказывается меньше, чем в случае роста на Si(001), несмотря на меньшее рассогласование кристаллических решеток Ge и подложки [3]. Данное наблюдение связывается с влиянием на величину h_c большей по сравнению с Si подложками шероховатостью поверхности SiGe буферов и сегрегацией Ge на поверхность при росте SiGe слоев [3]. Было обнаружено, что h_c пленки Ge увеличивается при увеличении толщины напряженного (растянутого) Si слоя (sSi), разделяющего SiGe буфер и пленку Ge, что также связывается с сегрегации Ge и уменьшением шероховатости поверхности роста при осаждении растянутого Si слоя [3].

В данной работе для того, чтобы разделить влияние сегрегации Ge и шероховатости поверхности на критическую толщину двумерного роста Ge было рассчитана зависимость количества Ge (d_{seg}), находящегося на поверхности роста вследствие сегрегации, от толщины sSi слоя (нижняя зависимость на рис. 1). Так как разница значений между данными зависимостями для SiGe буферов с содержанием Ge от x = 11% до x = 36 % не превышает 0.1 МС, то на рисунке 1 приведено среднее значение данной зависимости. На рисунке 1 также приведены зависимости изменения критической толщины двумерного роста Ge от толщины предосажденного напряженного Si слоя с учетом количества Ge, находящегося на поверхности растущей структуры вследствие эффекта сегрегации (h_c+d_{seg}) (верхние зависимости на рис. 1). Зависимость величины h_c+d_{seg} характеризует изменение толщины двумерного роста Ge вследствие изменения шероховатости поверхности. По величине изменения d_{seg} и h_c+d_{seg} от d(sSi) для буферов с различным содержанием Ge можно оценить, какой из двух факторов (сегрегация Ge или шероховатость поверхности) оказывает основное влияние на смену

механизма роста Ge. Из рисунка 1 видно, что влияние изменения шероховатости поверхности на толщину двумерного роста Ge тем больше, чем выше содержание Ge в искусственной подложке. Так для доли Ge в $Si_{1-x}Ge_x$ буфере x = 36 % эффект влияния шероховатости является доминирующим по сравнению с сегрегационным, а для значения x = 11 % – сегрегационный эффект сильнее (см. разницу значений для соответствующих зависимостей на рис. 1).

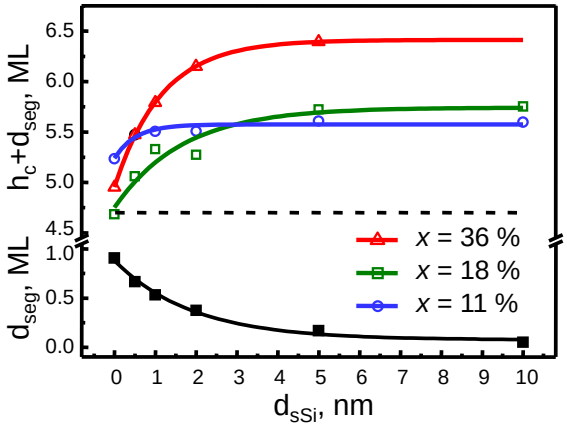


Рис. 1. Зависимости количества Ge (d_{seg}), находящегося на поверхности роста вследствие сегрегации (нижний график) и критической толщины двумерного роста Ge с учетом этого количества Ge (h_c+d_{seg}) от толщины предосажденного sSi слоя для структур, выращенных на релаксированных $Si_{1-x}Ge_x$/Si(001) буферах с различным содержанием Ge. Пунктирной линией обозначено значение критической толщины двумерного роста пленки Ge на подложке Si(001). Сплошные линии проведены на глаз для наглядности

На рисунке 2а приведена схема структуры для исследования влияния “восстановления” шероховатости поверхности и накопления Ge на поверхности вследствие его сегрегации. В такой структуре напряженный sSi слой толщиной 2 нм (который значительно снижает шероховатость поверхности и уменьшает количество Ge на поверхности роста), выращенный на релаксированном SiGe буфере, дополнительно заращивался ненапряженным SiGe слоем, толщина которого варьировалась в интервале 0–10 нм. При росте ненапряженного SiGe шероховатость поверхности, согласно вышеприведенным результатам, должна возрастать, а на поверхности в результате сегрегации должно накапливаться некоторое количество Ge. Оба эти процесса должны приводить к уменьшению критической толщины двумерного роста пленки Ge на поверхности подобной структуры при увеличении толщины ненапряженного SiGe слоя. Данное поведение h_c наблюдалось экспериментально (рис. 2b). Был проведен расчет зависимости количества Ge, находящегося на поверхности вследствие сегрегации, от толщины ненапряженного SiGe. Установлено, что количество сегрегировавшего Ge выходит на свое максимальное значение ~0.9 МС уже при толщине d_{SiGe}=0.5 нм. Дальнейшее уменьшение h_c при увеличении d_{SiGe} обусловлено более медленным, по сравнению с накоплением Ge на поверхности, увеличением шероховатости поверхности при росте SiGe слоя.

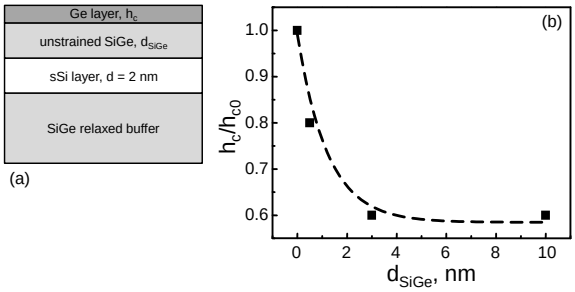


Рис. 2. (a) Схематическое изображение структур для исследования влияния “восстановления” шероховатости поверхности и накопления Ge на поверхности вследствие его на h_c пленки Ge. (b) Зависимость h_c (нормированная на h_{co} для структуры без SiGe слоя) от толщины ненапряженного SiGe слоя, отделяющего Ge от напряженного sSi слоя, для структуры, выращенной на релаксированном SiGe/Si(001) буферном слое с содержанием Ge x = 36 %. Пунктирная линия проведена на глаз для наглядности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №13-02-01006-а и №13-02-00734-а) и программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Физика новых материалов и структур».

1. Tsujino S. Hall mobility of narrow $Si_{0.2}Ge_{0.8}$–Si quantum wells on $Si_{0.5}Ge_{0.5}$ relaxed buffer substrates / S. Tsujino, C.V. Falub, E. Müller, M. Scheinert, L. Diehl, U. Gennser, T. Fromherz, A. Borak, H. Sigg, D. Grützmacher, Y. Campidelli, O. Kermarrec, and D. Bensahel // Applied Physics Letters. – 2004. – V. 84. – P. 2829.

2. Lee M.L. Strained Si, SiGe, and Ge channels for high-mobility metal-oxide-semiconductor field-effect transistors / M.L. Lee, E.A. Fitzgerald, M.T. Bulsara, M.T. Currie, and A. Lochtefeld // Journal of Applied Physics. – 2005. – V. 97. – P. 011101.

3. Shaleev M.V. Transition from planar to island growth mode in SiGe structures fabricated on Si-Ge/Si(001) strain-relaxed buffers / M.V. Shaleev, A.V. Novikov, D.V. Yurasov, J.M. Hartmann, O.A. Kuznetsov, D.N. Lobanov, and Z.F. Krasilnik // Applied Physics Letters. – 2012. – V. 101. – P. 151601.

Спин-орбитальное взаимодействие доноров V группы в одноосно деформированном кремнии

В.Н. Шастин[1], ***Р.Х. Жукавин***[1], ***К.А. Ковалевский***[1], ***В.В. Цыпленков***[1], ***S. G. Pavlov***[2], ***N.V. Abrosimov***[3], ***H. Riemann***[3], ***and H.-W. Hübers***[2, 4]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород
[2] Institute of Planetary Research, German Aerospace Center (DLR), Berlin, Germany
[3] 3Leibniz-Institut für Kristallzüchtung, Berlin, Germany
[4] Institut für Optik und Atomare Physik, Technische Universität Berlin, Germany

e-mail: shastin@ipmras.ru

Экспериментальное исследование характеристик терагерцового (4,9-6,3 ТГц) стимулированного излучения различных доноров пятой группы в кремнии позволяет получить информацию об особенностях спектра их состояний, дать оценку темпа и определить маршруты релаксации в зависимости от элемента легирования [1, 2]. В том числе речь идет и об изучении особенностей связанных с деформацией решетки кристалла. К настоящему времени показано, что одноосная деформация кристалла может приводить к значительному изменению (уменьшению) порога накачки и смене рабочих переходов [3]. Основной целью данной работы было исследование спектров стимулированного излучения кремния, легированного сурьмой (Sb) и висмутом (Bi) под действием одноосной деформации. Интерес к этой паре примесей вызван тем, что они обладают наблюдаемым расщеплением триплетного $1s(T_2)$ состояния, вызываемым спин-орбитальным (s-o) взаимодействием [4]. Состояние $1s(T_2)$ также как и зона проводимости кремния вырождено по шести Δ долинам. Однако s-o взаимодействие уже в недеформированном кремнии частично снимает такое вырождение (Рис.1), формируя 2 и 4-кратно вырожденные состояния. Любая осевая деформация кристалла (если она не направлена по оси [111]) приводит к максимально возможному расщеплению состояний оставляя их 2-кратно вырожденными. Тем самым осевая деформация кристалла кремния непосредственно влияет на эффект s-o взаимодействия. В частности, это может быть использовано для перестройки частоты излучения кремниевых лазеров на донорах Sb и Bi. Заметим, что в отсутствие деформации величина s-o расщепления Λ достигает ~1 мэВ в Si:Bi и 0,3 мэВ в Si:Sb.

Исследовались образцы с концентрацией доноров $N_d = 3–4\times10^{15}$ см$^{-3}$,(компенсация - $K<10^{-3}$) и они были изготовлены в виде прямоугольных параллелепипедов размерами 5×7x3 мм^3. Образцы помещались в специальную вставку, которая обеспечивала их деформацию сжатия, и охлаждались жидким гелием. Накачка осуществлялась излучением TEA CO_2 лазера с длинами волн 9,6 мкм (Si:Bi) и 10,6 мкм (Si:Sb, Si:P, Si:As). ТГц излучение Образцов кремния, прошедшее через Фурье спектрометр принималось детектором на Ge:Ga (Рис.2).

Результаты измерения частот стимулированного излучения доноров в зависимости от деформации сжатия кристалла в кристаллографических направлениях [001] и [110] показаны на Рис.3, 4. На рис.4 продублированы данные рис.3 для Sb в увеличенном масштабе. Цифрами указаны типы излучательных переходов (Таблица 1). Это сделано для лучшего восприятия учитывая малый диапазон перестройки частот.

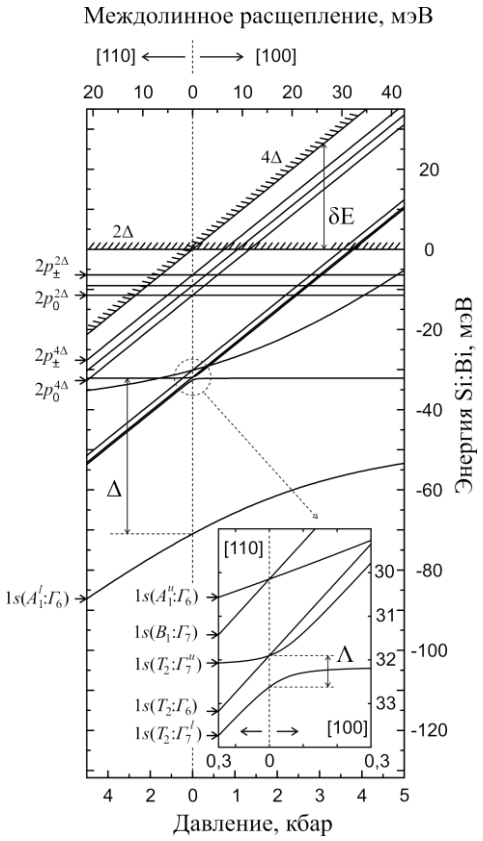


Рис. 1. Зависимость уровней Bi в кремнии в зависимости от деформации сжатия кристалла. Справа от пунктирной линии сжатие вдоль оси [100]; слева-[110]

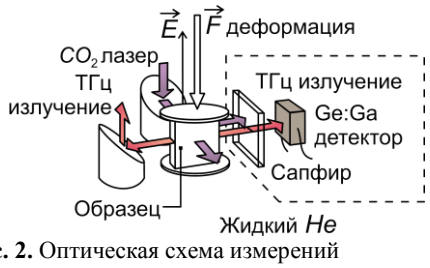


Рис. 2. Оптическая схема измерений

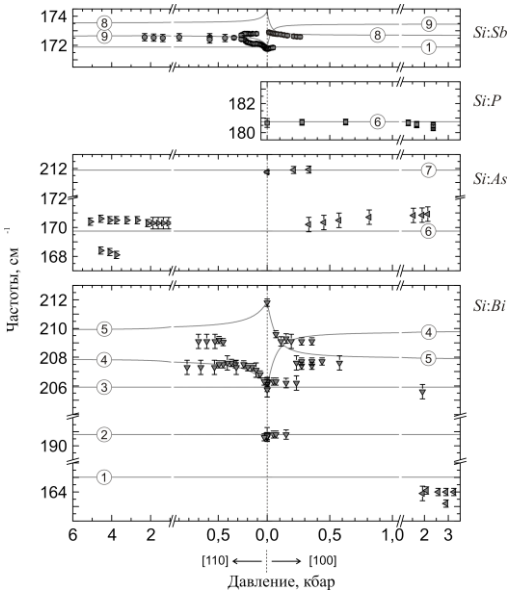


Рис. 3. Зависимость частот излучения различных доноров пятой группы в кремнии от величины одноосной деформации сжатия кристалла по осям [100], [110]. Сплошными кривыми показаны теоретические зависимости, точками – экспериментальные данные

Таблица 1

Типы рабочих переходов, наблюдаемые в эксперименте.

1	$2p_0^{4\Delta}\rightarrow 1s(T_2{:}\Gamma_6)$	6	$2p_0^{2\Delta}\rightarrow 1s(T_2:\Gamma_7^l)$
2	$2p_\pm^{4\Delta}\rightarrow 1s(B_1{:}\Gamma_7)$	7	$2p_\pm^{2\Delta}\rightarrow 1s(T_2:\Gamma_7^l)$
3	$2p_\pm^{4\Delta}\rightarrow 1s(T_2{:}\Gamma_6)$	8	$2p_0^{2\Delta}\rightarrow 1s(T_2:\Gamma_7^l)$
4	$2p_\pm^{2\Delta}\rightarrow 1s(T_2:\Gamma_7^l)$	9	$2p_\pm^{4\Delta}\rightarrow 1s(T_2:\Gamma_7^u)$
5	$2p_\pm^{4\Delta}\rightarrow 1s(T_2:\Gamma_7^u)$		

В таблице 1 показаны соответствующие линиям рабочие переходы. Верхние индексы 4Δ и 2Δ отражают принадлежность состояния к долинам. Использованы общепринятые обозначения A, B_1, T_2, $\Gamma_{6,7}$, которые указывают на симметрию состояний.

Полученные данные измерений в целом, учитывая типичное для Nd = 3×10^{15}см$^{-1}$ уширение линий в 1–1,5 см$^{-1}$, согласуются с теоретическими зависимостями энергий рабочих переходов, т.е. состояний, которые участвуют в эффекте стимулированного излучения. Однако в случаях Si:Bi (переходы 5 и 1), Si:As (переход 6) и Si:Sb (8 и 9) наблюдаются отклонения несколько превышающие указанный доверительный интервал. В настоящее время мы не имеем объяснения таким отклонениям. Тем не менее, данные измерений позволяют дать оценку энергии спин-орбитального расщепления. Для донора Sb она оказывается ~0,3 мэВ, что согласуется с данными измерений [4], а для донора Bi скорее всего близка 0,75 мэВ, что меньше величины ~1 мэВ, полученной при обычной низкотемпературной спектроскопии этих доноров [5]. Данные измерений на Si:As и Si:P показывают отсутствие эффекта s-o расщепления, что полностью соответствует известным представлениям.

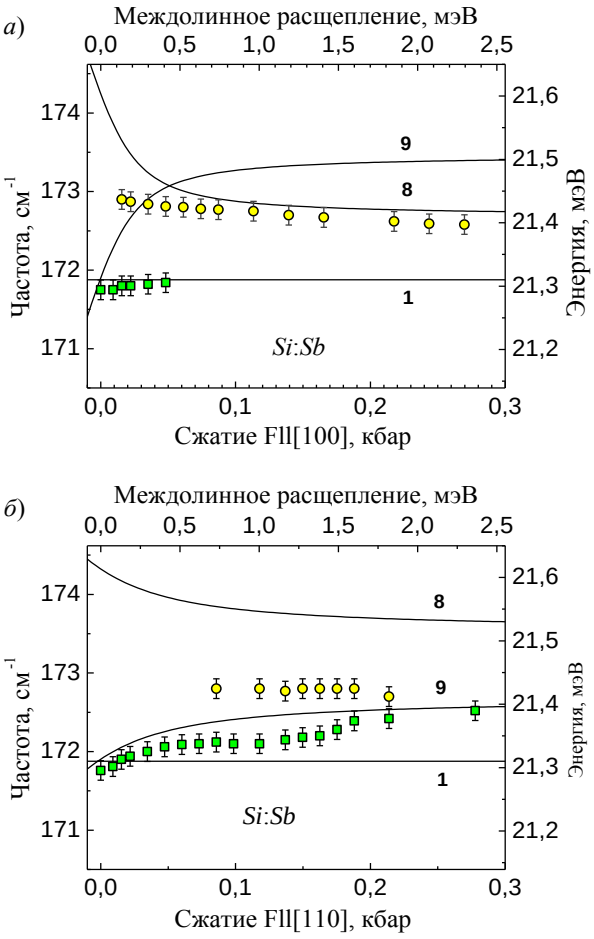


Рис. 4. Зависимости частот излучения Si:Sb от величины одноосной деформации сжатия кристалла направленной по осям [100], [110]. Сплошными кривыми показаны теоретические зависимости, точками – экспериментальные данные. Цифры 1,8,9 указывают на тип излучательного перехода – таблица 1.

Авторы выражают благодарность фонду РФФИ (гранты № 11-02 -00957, №12-02-31291) и Министерству образования и науки Российской Федерации (соглашение 8622) за поддержку проводимых исследований.

1. Ландау Л .Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1982. – 620 с.

2. Андронов А.А. Квазистационарные электрические поля источников в разреженной плазме / А.А. Андронов, Ю.В. Чугунов // УФН. 1975. Т. 16, вып. 1. С. 79–113.

3. Hastings D.E. The radiation impedance of electrodynamic tether with end connectors / D.E. Hastings, J.K. Wang // Geophys. Res. Lett. 1987. V. 14, № 6. P. 519–522.

4. Mayur A.J., Dean Sciacca M., Ramdas A.K., Rodriguez S. Redetermination of the valley-orbit (chemical) splitting of the 1s ground state of group-V donors in silicon, Phys. Rev. B, 48, 10 893 (1993).

5. W Krag. E., Kleiner W. H. and Zeiger H. J. Excited 1s-levels of Bi donors in Si, Tenth Int. Conf. on the Physics of Semiconductors: Conf. Proc., Cambridge, Massachusets, 1970, Ed. by Keller S. P., Hensel J. C., and Stern F. - Washingtjn, D.C. : U.S. AEC Division of Technical Information, (1970) P. 270-277.

Возможен ли лазер на примесно-зонных оптических переходах?

В.Н. Шастин*, *Н.А. Бекин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: shastin@ipmras.ru

Обсуждается возможность создания лазера терагерцового диапазона частот (3-10 ТГц) на примесно-зонных оптических переходах в полупроводниках и полупроводниковых структурах с размерным квантованием. Идея генерации излучения на примесно-зонных переходах была высказана в работе [1]. Предполагалось, что инвертированное распределение электронов между состояниями континуума зоны и локализованными состояниями заряженных кулоновских центров можно получить при импульсном воздействии электрического поля. Однако поставленная проблема детально не исследовалась, и до сих пор остается неясной даже принципиальная возможность реализации источника стимулированного излучения на переходах между локализованным состоянием кулоновского центра и континуумом свободных носителей заряда даже в условиях оптического возбуждения.

Использование примесно-зонных переходов могло бы иметь ряд преимуществ и позволило бы избежать некоторых ограничений, свойственных используемым схемам. Так, в лазерах на внутрицентровых переходах между локализованными состояниями кулоновских центров (мелких доноров) в кремнии [2] концентрация легирования ограничена величинами ~10^{16} см$^{-3}$. Это обусловлено фактором концентрационного уширения, и не позволяет повысить коэффициент усиления среды за уровень 2-3 см$^{-1}$. В ТГц лазерах на переходах между 2D-подзонами размерного квантования проблемы (направленность излучения, ограниченная выходная мощность, большие потери и небольшая эффективность) во многом связаны с малой (1-3 мкм) толщиной активного слоя.

Однако большой проблемой схем усиления на примесно-зонных переходах является поглощение на свободных носителях заряда. Сечение такого поглощения оказывается сравнимым с достижимым сечением усиления, и это соотношение усугубляется при разогреве электронов/дырок. Таким образом, заведомо ясно, что генерация излучения на примесно-зонных переходах, если она и возможна, то только при температурах $T_e < 70$ К.

Сделаем оценку усиления на примесно-зонных переходах мелких доноров объемного GaAs, когда нижним состоянием рабочего перехода является основное состояние кулоновского центра, а верхними состояниями – континуум зоны. Сечение фотоионизации σ мелких доноров в GaAs, рассчитанное с использованием водородоподобных волновых функций континуума [3] и в предположении, что основное состояние заполнено, а все остальные пустые, показано на рис. 1. Рассмотрим случай оптической накачки. При этом примеси ионизуются, и электроны заполняют состояния континуума с некоторой функцией распределения. Вид такой функции во многом определяется соотношением темпов рекомбинации ν_r и термализации ν_ε. Рассмотрим оптимистический сценарий, когда доноры полностью ионизованы, а $\nu_r \ll \nu_\varepsilon$. Тогда электроны в континууме подчиняются статистике Больцмана с эффективной температурой T_e, которую можно легко оценить из уравнения баланса. В такой упрощенной модели сечение усиления есть произведение σΔf (рис. 1), где фактор Δf учитывает зависимость населѐнности континуума от энергии. Для примера рассмотрен случай концентрации электронов $n = 10^{16}$ см$^{-3}$. Рис. 1(а), (б) отличаются температурой электронов.

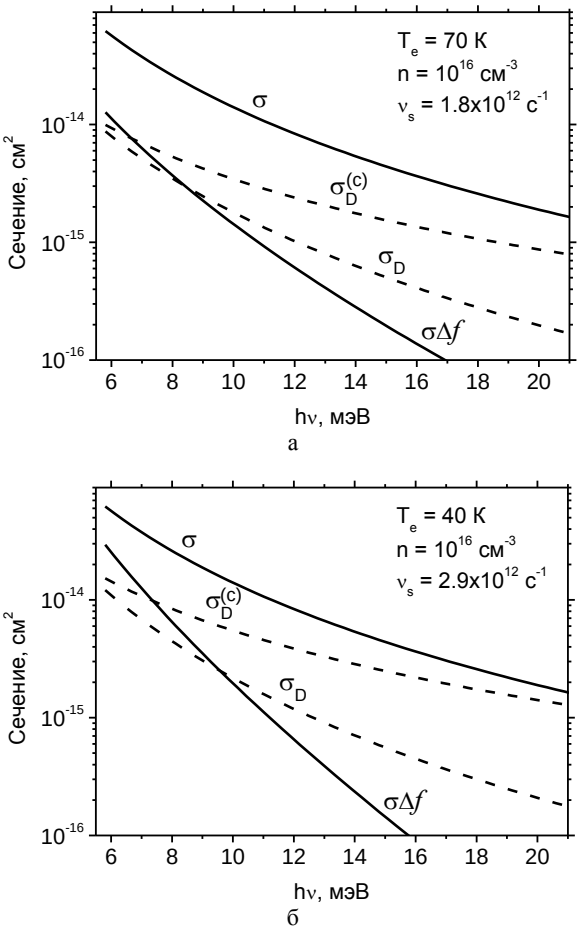


Рис. 1. Сечение фотоионизации σ мелких доноров в GaAs. σΔf – сечение усиления на примесно-зонных переходах при оптимистическом сценарии (см. текст). $\sigma_D^{(c)}$ и σ_D – поглощение Друде в классическом и квантовом подходе, соответственно. Температура электронов T_e = 70 К (а) и 40 К (б)

Для сравнения на рисунке показано сечение поглощения Друде, рассчитанное как в классической ($\sigma_D^{(c)}$), так и в квантовой (σ_D) модели [4]. В предположении, что значительная часть доноров ионизована, механизм поглощения Друде определяется рассеянием на ионизованных примесях. При расчѐте $\sigma_D^{(c)}$ использовалась частота столкновений ν_s из модели Конуэлла-Вайскопфа. Сечение в квантовой модели рассчитывалось в борновском приближении, а экранировка не учитывалась. Из рисунка видно, что при «высокой» температуре (T_e = 70 К, рис. 1(а)) усиление лишь незначительно превышает поглощение в малом интервале частот несколько больше красной границы фотоэффекта (энергия связи 5.8 мэВ), а при повышении частоты усиление быстро уменьшается из-за больцмановского фактора Δf. При понижении температуры поглощение Друде растѐт медленнее, чем усиление (рис. 1 (б)), поэтому для успешной реализации данной схемы усиления необходимо поддержание низкой температуры электронного газа. Увеличение концентрации легирования пропорционально увеличивает и сечение усиления вплоть до формирования распределения Ферми. Одновременно растет и сечение поглощения. Но можно предположить, что рост сечения поглощения замедляется с ростом концентрации легирования до ~$3\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. И, в частности, это может происходить из-за образования примесной зоны верхних возбужденных состояний и быстрого захвата в эту зону электронов. Однако теоретический анализ в таких условиях, когда состояния кулоновских центров значительно модифицируются затруднителен.

Механизм токовой накачки при вертикальном транспорте в квантово-каскадных гетероструктурах обсуждался в [5]. Была проанализирована схема усиления на примесно-зонных переходах в селективно-легированных сверхрешѐтках p-Ge/GeSi, n-Si/GeSi(111) и n-GaAs/AlGaAs с учѐтом разогрева электронов до 60-100 К. Расчѐты показывают, что в квантово-каскадных схемах затруднительно снизить разогрев электронов, и, тем самым, увеличить усиление.

Таким образом, в рамках сделанных приближений уверенно ответить на вопрос о возможности усиления на примесно-зонных переходах оказывается невозможным. В то же время есть экспериментальное свидетельство положительного результата, полученное на селективно легированных многослойных структурах GaAs/InGaAs n-типа при оптической накачке [6]. Концентрация селективного легирования была ~ $2.5\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ (~3 10^{16} см$^{-3}$) на период, а энергия связи доноров при легировании в центре квантовых ям $In_{0.17}Ga_{0.83}As$ (7 нм), согласно расчету, близка к 10 мэВ. Суперлинейная зависимость (рис. 2) выходного ТГц излучения от мощности накачки свидетельствует о его усилении с коэффициентом 100-300см$^{-1}$. В работе [6] предполагалось, что температура электронов не превышала ~40 К, и эффект усиления имеет место на примесно-зонных переходах квантовой ямы $In_{0.17}Ga_{0.83}As$.

Однако не исключено, что в работе [6] наблюдалось усиление ТГц излучения на примесно-зонных переходах барьера, который был также легирован кремнием до уровня 10^{16} см$^{-3}$. В этом случае инверсная населенность на указанных переходах могла сформироваться благодаря достаточно быстрому (по сравнению с темпом рекомбинации) туннелированию основного состояния донора барьера в область квантовой ямы с последующим излучением оптического фонона. Окончательный вывод требует проведения дополнительных исследований.

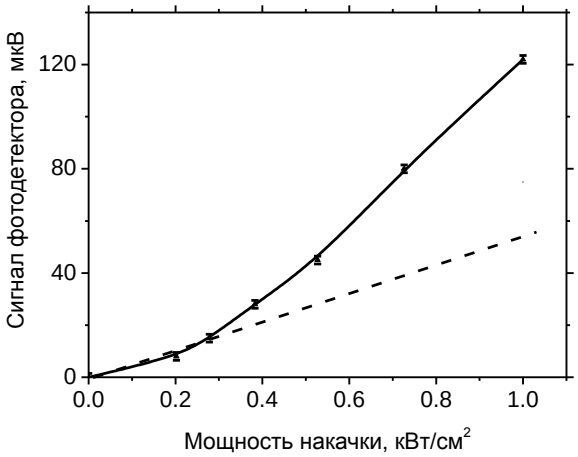


Рис. 6. Зависимость спонтанного излучения от интенсивности накачки излучением CO_2 лазера для структуры $GaAs/In_{0.17}Ga_{0.83}As$ с δ-легированными квантовыми ямами. Излучение с торца структуры (сплошная кривая). Экстраполяция линейной зависимости показана пунктиром (см. [6])

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-01231) и Программы Президиума РАН «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов».

1. Басов Н.Г., Вул Б.М., Попов Ю.М.. ЖЭТФ 37, 587 (1959).

2. Hübers H.-W., Pavlov S.G. and Shastin V.N. Semicond. Sci. Technol. 20, S211 (2005).

3. Sclar N. Prog. Quant. Electr. 9, 149 (1984).

4. Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977.

5. Бекин Н.А., Козлов Д.В., Цыпленков В.В., Лобанов Д.Н., Шастин В.Н.. Труды XVI международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 12-16 марта 2012 г., Нижний Новгород, с. 197.

6. Бекин Н.А., Жукавин Р.Х., Ковалевский К.А., Павлов С.Г., Звонков Б.Н., Ускова Е.А., Шастин В.Н. ФТП 39, 76 (2005).

Critical behavior of a strongly-interacting 2D electron system

A. Mokashi[1], ***S. Li***[2], ***B. Wen***[2], ***S.V. Kravchenko***[1], ***A.A. Shashkin***[3], ***V.T. Dolgopolov***[3], ***M.P. Sarachik***[2]

[1] Physics Department, Northeastern University, Boston, USA
[2] Physics Department, City College of the City University of New York, USA
[3] Institute of Solid State Physics, Chernogolovka, Moscow District

e-mail: shashkin@issp.ac.ru

Two-dimensional (2D) electron systems that obey Fermi liquid theory at high electron densities are expected to undergo one or more transitions to spatially and/or spin-ordered phases as the density is decreased, ultimately forming a Wigner crystal in the dilute, strongly-interacting limit. Interesting, unexpected behavior is observed with decreasing electron density as the electrons' interactions become increasingly important relative to their kinetic energy: the resistivity undergoes a transition from metallic to insulating temperature dependence; a number of experiments indicate that the electron effective mass exhibits a substantial increase when approaching a finite "critical" density. There has been a great deal of debate concerning the underlying physics in these systems, and many have questioned whether the change of the resistivity from metallic to insulating signals a phase transition or a crossover. Our measurements show that with decreasing density n_s, the thermopower S of a low-disorder 2D electron system in silicon exhibits a sharp increase by more than an order of magnitude, tending to a divergence at a finite, disorder-independent density n_t, consistent with the critical form $(-T/S) \sim (n_s - n_t)^x$ with $x = 1.0 \pm 0.1$ (T is the temperature) [1]. Unlike the resistivity which may not clearly distinguish between a transition and crossover behavior, the thermopower provides clear evidence that a true phase transition occurs with decreasing density to a new low-density phase. This may be a precursor phase, or a direct transition to the Wigner solid.

Figure 1 shows (-T/S) plotted as a function of n_s. The data collapse onto a single curve demonstrating that the thermopower S is a linear function of temperature. In turn, the ratio (-T/S) is a function of electron density n_s of the form: $(-T/S) \sim (n_s - n_t)^x$. Fits to this expression indicate that the thermopower diverges with decreasing electron density with a critical exponent x=1.0 +\- 0.1 at the density $n_t = 7.8$ +\- 0.1 * 10^{10} cm^{-2} that is close to (or the same as) the density for the metal-insultator transition, n_c □ 8 * 10^{10} cm^{-2}, obtained from resistivity measurements in this low-disorder electron system. The log-log plot shown in the inset (upper left-hand corner) of Fig. 1 demonstrates the critical, power law, behavior of the thermopower.

In Fig. 2 we show the product (-Sσ) that determines the thermoelectric current j=-Sσ*grad T as a function of electron density at two different temperatures (here σ is the conductivity). (-Sσ) is approximately constant in the critical region, i.e., (1/S) is proportional to σ in the low-disorder 2D electron system. Within the relaxation time approximation, one expects the thermopower, S, to depend only weakly on scattering, while the scattering should play a major role in determining the conductivity. That (Sσ) is constant signals that disorder is not the origin of the critical

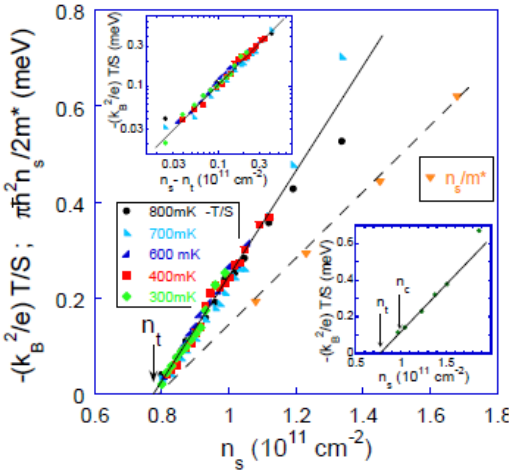


Fig. 1. (-T/S) versus electron density n_s for different temperatures. The solid line is a linear fit which extrapolates to zero at n_t. Also shown is the effective mass m* obtained for the same samples by different measurements [3]. The dashed line is a linear fit. Inset, upper left-hand corner: log-log plot of (-T/S) versus (n_s-n_t), demonstrating power law approach to the critical density, n_t; Inset, lower right-hand corner: (-T/S) versus density at T=0.3 K for a highly-disordered 2D electron system in silicon [2]. The linear fit (solid line) extrapolates to zero at the same density n_t. The position of the density n_c for the metal-insulator transition was estimated to be 0.99 +\- 0.02 * 10^{11} cm^{-2}.

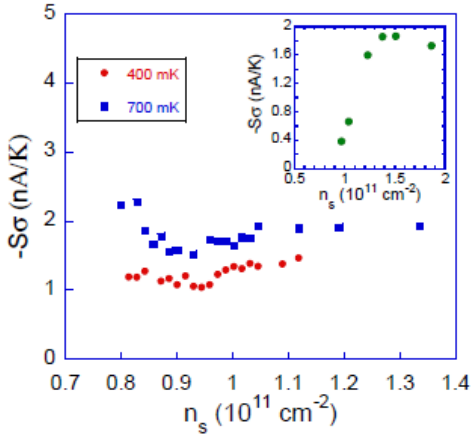


Fig. 2. The product (-Sσ) that determines the thermoelectric current plotted as a function of electron density n_s at different temperatures. Inset: (-Sσ) versus electron density at T=0.3 K for a highly-disordered 2D electron system in silicon [2]. The density n_c for the metal-insulator transition in this high-disorder sample is shown in the lower right-hand inset of Fig. 1.

behavior in our samples, which derives instead from strong electron-electron interactions. The fact that the behavior shown in Fig. 1 continues smoothly down to the lowest electron densities achieved confirms that the disorder effects that might cause deviations are minor.

Confirmation is provided by comparison with earlier data obtained by Fletcher et al. [2] in a silicon sample with a high level of disorder, as indicated by the appreciably higher density n_c for the resistively-determined metal-insulator transition. A replot of the thermopower taken from Ref. [2], shown in the lower right-hand inset of Fig. 1, demonstrates that (-T/S) measured well above the critical point extrapolates to the same density n_t. However, in contrast with our data, (-Sσ) for the higher-disorder silicon samples tends to zero at the higher-density transition point n_c (see inset to Fig. 2) due to a rapidly decreasing conductivity σ for $n_s<n_c$. Thus, while the resistive transition n_c varies with disorder, the divergence of the thermopower occurs at a density n_t that is independent of disorder. This indicates clearly that the transitions in low- and high-disorder silicon derive from different sources: whereas in highly-disordered 2D electron systems the conductivity tends to zero due to disorder, in the clean 2D electron system the drop of the conductivity occurs at the transition driven by electron-electron interactions [3].

Based on Fermi liquid theory, Dolgopolov and Gold [4,5] recently obtained the following expression for the diffusion thermopower of strongly interacting 2D electrons in the low-temperature regime:

$$S = -\alpha \frac{2\pi k_B^2 m T}{3e\hbar^2 n_s}, \qquad (1)$$

where k_B is Boltzmann's constant and m is the effective mass. This expression, which resembles the well-known Mott relation for non-interacting electrons, was shown to hold for the strongly-interacting case provided one includes the parameter α that depends on both disorder [6,7,8] and interaction strength [4,5]. The dependence of α on electron density is rather weak, and the main effect of electron-electron interactions is to suppress the thermopower S.

The measured (-T/S), shown in Fig. 1, decreases linearly with decreasing electron density, extrapolating to zero at n_t. According to Eq. (1), (-T/S) is proportional to (n_s/m), indicating a strong increase of the mass by more than an order of magnitude. Our results thus imply a divergence at the density n_t of the electron mass measured at the Fermi energy: $m \sim n_s/(n_s-n_t)$ --- behavior that is typical in the vicinity of an interaction-induced phase transition.

It is interesting to compare these results with the effective mass m* obtained earlier for the same samples, where m* and the g-factor were determined by combining measurements of the slope of the conductivity versus temperature with measurements of the parallel magnetic field, B*, for full spin polarization [3]. As seen in Fig. 1, the two data sets display similar behavior. However, the thermopower data do not yield the absolute value of m because of uncertainty in the coefficient α in Eq. (1). Since for $n_s > 10^{11}$ cm^{-2}, the mass was found to be essentially the same independent of the measurement method [9,10], the value of m can be extracted from the thermopower data by requiring that the two data sets in Fig. 1 correspond to the same value of mass in the range of electron densities where they overlap. Determined from the ratio of the slopes, this yields a coefficient $\alpha \cong 0.18$. The corresponding mass enhancement in the critical region reaches $m/m_b \cong 25$ at $n_s \cong 8.2 * 10^{10}$ cm^{-2}, where the band mass $m_b=0.19m_e$ and m_e is the free electron mass. The mass $m \cong 5m_e$ exceeds by far the values of the effective mass obtained from previous experiments on the 2D electron system in silicon as well as other 2D electron systems.

It is important to note that the current experiment includes data for electron densities that are much closer to the critical point than the earlier measurements, and reports much larger enhancement of the effective mass.

1. Mokashi A., Li S., Wen B., Kravchenko S.V., Shashkin A.A., Dolgopolov V.T., Sarachik M.P. Phys. Rev. Lett. 109, 096405 (2012).

2. Fletcher R., Pudalov V.M., Radcliffe A.D.B., Possanzini C. Semicond. Sci. Technol. 16, 386 (2001).

3. Shashkin A.A., S Kravchenko.V., Dolgopolov V.T., Klapwijk T.M. Phys. Rev. B 66, 073303 (2002).

4. Dolgopolov V.T., Gold A. JETP Lett. 94, 446 (2011).

5. Gold A. and Dolgopolov V.T. Europhys. Lett. 96, 27007 (2011).

6. Fletcher R., Pudalov V.M., Feng Y., Tsaousidou M., Butcher P.N. Phys. Rev. B 56, 12422 (1997).

7. Faniel S., Moldovan L., Vlad A., Tutuc E., Bishop N., Melinte S., Shayegan M., Bayot V. Phys. Rev. B 76, 161307(R) (2007).

8. S Goswami., C Siegert., Baenninger M., Pepper M., Farrer I., Ritchie D.A., Ghosh A. Phys. Rev. Lett. 103, 026602 (2009).

9. Kravchenko S.V., Sarachik M.P. Rep. Prog. Phys. 67, 1 (2004).

10. A Shashkin.A. Phys. Usp. 48, 129 (2005).

Экспериментальное исследование матрицы детекторов системы радиовидения 3-мм диапазона длин волн

В.И. Шашкин[1], ***Ю.И. Белов***[2], ***П.В. Волков***[1], ***А.В. Горюнов***[1], ***В.Р. Закамов***[1], ***И.А. Илларионов***[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород

e-mail: sha@ipmras.ru

Интенсивные исследования в области создания систем получения радиоизображений (радиовидения) в диапазонах миллиметровых (ММ) и субмиллиметровых (СММ) длин волн проводятся около 15 лет. Интерес к этим работам связан с использованием систем для решения достаточно широкого набора приоритетных прикладных задач, среди которых: противодействие терроризму, контроль технологических процессов в химическом и фармацевтическом производстве; диагностика материалов и другие военные и специальные приложения [1].

Ключевым вопросом при конструировании изображающих систем радиовидения является выбор метода сканирования пространства. На данный момент наиболее перспективным вариантом считается использование оптики, переносящей изображение объекта на плоскость, в которой расположен многоканальный матричный приемник [2]. Такие системы являются наиболее близкими к классическим видеокамерам, с точки зрения идеологии их построения, и потенциально позволяют получить максимальное быстродействие, ограниченное только скоростью электрической коммутации каналов и чувствительностью приемных каналов.

Авторами настоящей работы ранее была продемонстрирована возможность плотной (с шагом $d \approx 3\lambda/2$, где λ - длина волны излучения) упаковки приемников радиоизлучения на примере построения линейки размерностью 8x1 [3]. В качестве приемников использовались планарные детекторы на основе модифицированных щелевых антенн с непосредственно включенными в них детекторными диодами [4]. В работе применялись низкобарьерные диоды Мотта на основе структуры Al/GaAs с δ-легированным слоем вблизи контакта [5]. В предлагаемой работе представлены результаты исследований характеристик созданной двумерной матрицы, размерностью 8x8, предназначенной для работы в качестве приемника в диапазоне частот 90 – 100 ГГц.

В рамках работы были проведены исследования диаграмм направленности, вольт-ваттной чувствительности и эквивалентной шумовой мощности. В качестве источника излучения использовался калиброванный по мощности генератор, перестраиваемый в диапазоне 78,33-118,1 ГГц.

На рис. 1 приведены экспериментально полученные диаграммы направленности (ДН) в Н- и Е- плоскостях некоторых элементов (центральных и крайних) на частоте 94 ГГц. Элементы пронумерованы последовательно построчно, номера выбранных элементов указаны на вставках к рисункам.

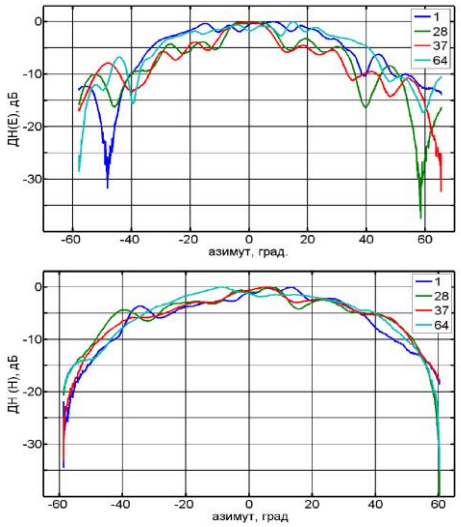


Рис.1. Измеренные диаграммы направленности отдельных элементов матрицы: а – в Е-плоскости; б – в Н-плоскости

Изучение диаграммы направленности важно с точки зрения задания условий на построение системы формирования изображения (объектива). Очевидно, что чем шире ДН элементов, тем более светосильный объектив может быть использован, тем выше потенциальные чувствительность и разрешение системы. Однако известно, что относительное отверстие объектива не может превышать значения 1:0,5. Более того, реально, в силу резкого увеличения аберраций для лучей с большими углами преломления, удается достигнуть величин на уровне 1:0,9÷1:1, что соответствует задней угловой апертуре объектива 27-29^0. Таким образом, оптимальная ширина ДН лежит в диапазоне 55-60^0.

В проведенных экспериментах средняя ширина ДН по центральным элементам по уровню 0.5 составила в Е-плоскости 35^0, в Н-плоскости 40^0. Из рисунков видно, что ДН отдельных элементов изрезаны с амплитудой отклонения от среднего значения около 1,5 дБ в диапазоне углов ± 60º. Как показал численный анализ, выполненный в среде 3-х мерного электромагнитного моделирования, такой вид ДН говорит не только о наличии межканальных связей, но и о влиянии структурных особенностей антенной решетки – корпуса матричного приемника, отверстий отвода сигнала от элемента.

Искажения ДН, приводят к падению общего контраста изображения и, следовательно, требуют-

ся дополнительные работы по оптимизации топологии антенного элемента, а также конструкции матрицы в целом.

Эквивалентная шумовая мощность (NEP) детекторов определялась с помощью известного соотношения $NEP = N/(R \cdot B^{1/2})$, где N – амплитуда шума в канале (определялась как среднеквадратичное отклонение сигнала в шумовой дорожке, записанной с детектора при выключенном генераторе), R – вольт-ваттная чувствительность канала, B – полоса приема.

Для определения полосы приема осуществлялась оцифровка сигнала в каждом канале на максимальной частоте используемого АЦП - 250 кГц. На рис. 2 приведен график спектральной плотности шумов в одном из каналов. Штриховой линией показана аппроксимация среднего уровня полиномом шестой степени, из которой определено значение ширины полосы по уровню -3дБ, которая составила B = 25,9 кГц.

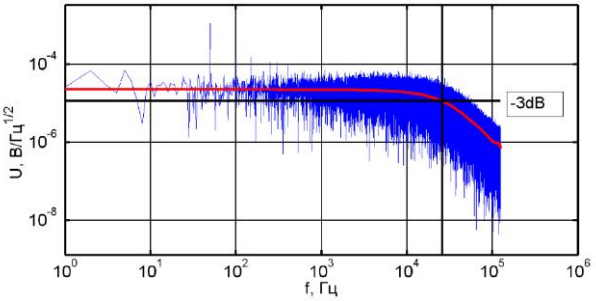


Рис. 2. Спектральная плотность шумов в канале

Для измерения вольт-ваттной чувствительности R планарная матрица детекторов устанавливалась на расстоянии 950 мм от открытого конца волновода (ОКВ). Величина R определялась как $R = U/P_1$, где P_1 – мощность излучения, приходящаяся на площадку одного пиксела матрицы, U – среднее значение напряжения в канале. Для планарной антенны в матрице эффективная площадь элемента определялась как геометрическая площадь, занимаемая одним пикселом в матрице, то есть принималась равной квадрату периода расположения детекторов (a = 4,5 мм).

На рис. 3 приведены значения вольт-ваттной чувствительности для всех каналов на частоте 94,2 ГГц. На рис. 4 приведены значения вольт-ваттной чувствительности в одном канале для нескольких частот.

Используя полученные выше характеристики, определялась NEP. Соответствующая диаграмма NEP по каналам на частоте 94,2 ГГц приведена на рис. 4.

Из приведенных данных видно, что крайние столбцы обладают примерно втрое худшей чувствительностью, по сравнению с внутренними.

Таким образом, в работе были исследованы характеристики структурных элементов разработанной двумерной приемной матрицы размерностью 8x8 для 3-мм диапазона длин волн. Достигнутые параметры: ширина и форма ДН (средняя ширина ДН по центральным элементам по уровню 0,5 составила в Е-плоскости 35^0, в Н-плоскости 40^0, амплитуда отклонения от среднего значения около 1,5 дБ в диапазоне углов ± 60°), удовлетворительно согласующиеся с рефрактивными светосильными

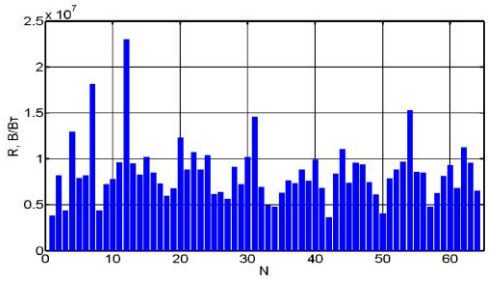


Рис. 3. Вольт-ваттная чувствительность по каналам

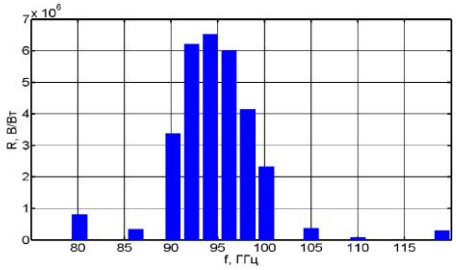


Рис. 4. Вольт-ваттная чувствительность в одном канале в зависимости от частоты излучения.

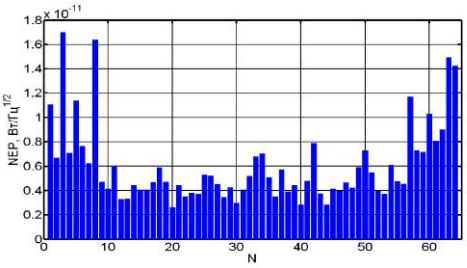


Рис. 5. Величина NEP по всем каналам, измеренная на частоте 94,2 ГГц.

объективами, величина NEP~$5 \cdot 10^{-12}$ Вт/Гц$^{1/2}$ в полосе 90-100 ГГц, подтверждают ее хороший потенциал для возможностей построения системы радиовидения реального времени.

Работа выполнена при поддержке РФФИ по проектам №12-02-12006-офи_м, №11-02-00572_а.

1. Oka S. Latest trends in millimeter-wave imaging technology / S. Oka, H. Togo, N. Kukutsu, and T. Nagatsuma // Progress in Electromagnetics Research Letters, 2008. V.1. P. 197-204.

2. Rebeiz G.M. / Millimeter-wave and terahertz integrated circuit antennas // Proc. of the IEEE, 1992. V. 80, N. 11. P. 1748-1770.

3. Закамов В.Р. Матричный детекторный приемник плотной компоновки для систем видения миллиметрового диапазона длин волн / В.Р. Закамов, А.В. Мурель, В.И. Шашкин // Контроль. Диагностика, 2009. №5. С. 15-19.

4. Шашкин В.И. Планарные детекторы для многоэлементных систем радиовидения миллиметрового диапазона длин волн / Шашкин В.И., Дрягин Ю.А., Закамов В.Р. и др. // Радиофизика, 2007. Т.51, №12, С.1077-1087.

5. Шашкин В.И. Управление эффективной высотой барьера в эпитаксиальных структурах Al/n-GaAs, изготовленных в едином цикле МОГФЭ / В.И. Шашкин, А.В. Мурель, Ю.Н. Дроздов, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин // Микроэлектроника, 1997. Т. 26, В. 1. С. 57-61.

Электронный спиновый резонанс в в GaAs/AlGaAs квантовых ямах

А.В. Щепетильников[1], ***Ю.А. Нефёдов***[1], ***И.В. Кукушкин***[1]

[1]Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

e-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru

Изучение спиновых явлений в низкоразмерных полупроводниковых структурах представляет огромный практический и фундаментальный интерес. Межэлектронное и зеемановское взаимодействия в двумерной электронной системе в сильных магнитных полях и при низких температурах приводят к богатому разнообразию фундаментальных явлений, связанных со спиновыми возбуждениями и магнитным упорядочением системы.

Более того, исследование факторов, влияющих на величину спинового расщепления электрона, позволит в перспективе изменять величину g-фактора в широких пределах, манипулировать спиновыми состояниями электрона, а значит, позволит приблизиться к созданию спинового транзистора.

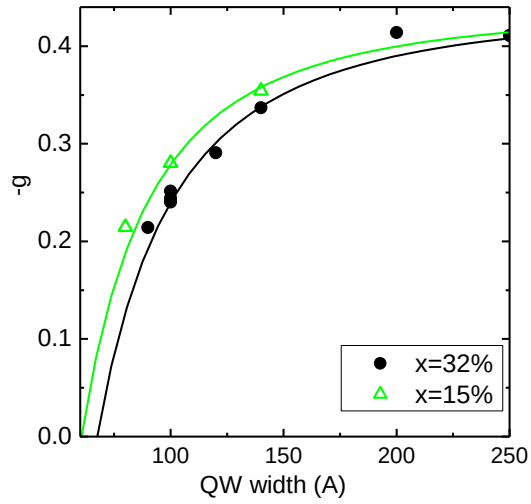


Рис. 1. Зависимость значения g_{zz} от ширины квантовой ямы, полученная на двух сериях образцов с различной концентрацией Al в барьерном слое

Электронный спиновый резонанс (ЭСР) с момента своего открытия в середине двадцатого века являлся чрезвычайно продуктивным методом изучения спиновых явлений. По положению линии ЭСР можно определять величину спинового расщепления, а также взаимодействие системы спинов с окружением. Ширина линии несет информацию о времени жизни спиновых состояний системы. Методика ЭСР применима для огромного числа разнообразных материалов, в том числе и для системы двумерных электронов в $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ квантовых ямах [1]. В таких структурах электронный g-фактор Ланде, описывающий величину спинового расщепления, отличается от значения g-фактора для свободного электрона, сильно зависит от параметров гетероструктуры [2], [3], а также от внешнего электрического поля [4] и от величины и направления приложенного к структуре магнитного поля [5],[6]. Методика ЭСР, по всей видимости, является единственным способом точно исследовать указанные зависимости.

В данной работе посредством методики ЭСР исследовался g-фактор электрона в двумерных заряженных $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ квантовых ямах, характеризующихся различной шириной и концентрацией алюминия в барьерном слое. Показано, что в $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ квантовых ямах с направлением роста [001] g-фактор представляет собой тензор с двумя независимыми компонентами в симметричной гетероструктуре и с тремя – в асимметричной яме, при этом главными осями тензора $g_{\alpha\beta}$ являются кристаллографические направления [001](Oz), [110](Ox) и [1-10](Oy). Обнаружено, что все компоненты $g_{\alpha\beta}$ зависят от магнитного поля, приложенного перпендикулярно слою двумерных электронов, а тензор $a_{\alpha\beta\gamma}$, описывающий линейные по магнитному полю поправки к $g_{\alpha\beta}$, имеет, по меньшей мере, три ненулевые компоненты, а именно a_{xxz}, a_{yyz}, a_{zzz}. При этом значения a_{xxz} и a_{yyz} практически совпадают в симметричной яме и сильно различаются в асимметричной гетероструктуре.

Показано, что g_{zz} зависит от ширины квантовой ямы, а также и от высоты потенциального барьера (см. рис.1). В исследованных образцах магнитное поле необходимое для смены знака g_{zz} уменьшается с уменьшением ширины квантовой ямы.

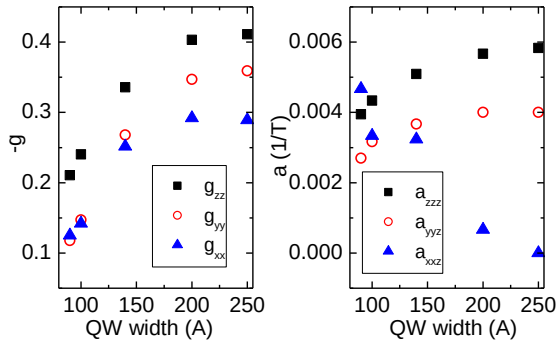


Рис. 2. Зависимости всех трех компонент тензора $g_{\alpha\beta}$ и трех ненулевых компонент тензора $a_{\alpha\beta\gamma}$ от ширины квантовой ямы, измеренные на серии образцов, характеризующихся примерно одинаковой концентрацией Al в слое барьера: x=32%

Обнаружено, что в широких асимметричных квантовых ямах g-фактор сильно анизотропен в

плоскости структуры, при сужении ямы анизотропия уменьшается (см. рис.2). Компоненты тензора $a_{\alpha\beta\gamma}$ также сильно зависят от ширины квантовой ямы. При сужении ямы компоненты a_{zzz} и a_{yyz} постепенно уменьшаются (см. рис.2). Напротив, величина a_{xxz} растет при уменьшении ширины ямы (см. рис.2). Магнитное поле необходимое для обращения g_{xx} в ноль значительно меньше поля, при котором g_{zz} достигает нулевого значения.

1. Stein D., Klitzing K.V. and Weimann G. Phys. Rev. Lett. **51**, 130 (1983).

2. Калевич В.К., Коренев В.Л. Письма в ЖЭТФ **57**, 557 (1993).

3. Ивченко Е.Л., Киселев А.А. ФТП **36**, 827 (1992).

4. Ivchenko E.L., Kiselev A.A. Willander M. Solid St. Comm. **102**, 375 (1997).

5. Lommer G., Malcher F., and Rössler U. Phys. Rev. B **32**, 6965 (1985)

6. Nefyodov Yu. A., Shchepetilnikov A. V., Kukushkin I. V., Dietsche W., and Schmult S. Phys. Rev. B **83**, 041307(R) (2011).

Исследование многослойных полупроводниковых SiGe структур методами рентгеновской дифрактометрии, малоугловой рефлектометрии и масс-спектрометрии вторичных ионов

П.А. Юнин, Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, С.А. Королев

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: yunin@ipmras.ru

Разработка приборов микро- и оптоэлектроники требует изготовления различного рода многослойных полупроводниковых структур. Широко распространенными методами диагностики многослойных структур являются вторично-ионная масс-спектрометрия (ВИМС), рентгеновская дифрактометрия (РД) и малоугловая рефлектометрия рентгеновского излучения (МУР). Все эти методы имеют свои как сильные, так и слабые стороны. Их совместное использование позволяет получить наиболее полную информацию об образце, исключить неоднозначность интерпретации результатов и учесть возможные погрешности каждого из методов. В частности, исследованию разного рода аспектов методов ВИМС и РД посвящены предыдущие публикации [1-4].

Метод ВИМС позволяет непосредственно получить прямую информацию о распределении по глубине элементов в исследуемой структуре. Однако процессы ионного распыления при послойном анализе вносят искусственные искажения в результаты измерения, выражающиеся в уширении и сдвиге экспериментального профиля относительно истинного. Широко известны также эффекты, связанные с нестационарностью процессов распыления, такие как вариации скорости травления и коэффициентов выхода различных вторичных ионов. Количественный анализ образцов методом ВИМС существенно осложняется наличием нелинейной зависимости между интенсивностью выхода вторичных ионов и их концентрацией в образце, обусловленной, так называемыми, матричными эффектами.

При анализе данных РД и МУР экспериментов используется следующий подход. Для заданной модели структуры по рекуррентным формулам вычисляется РД спектр и кривая МУР, которые затем сравниваются с экспериментальными. Варьированием параметров модели достигается наилучшее соответствие между вычисленными и экспериментальными кривыми. Известно, что в РД и МУР экспериментах не регистрируются фазы отраженных лучей, поэтому в случае структур с большим числом слоев возникает вопрос о правильности полученного решения. Проверку можно провести прямым послойным анализом ВИМС, однако необходимо учесть вышеупомянутые артефакты послойного анализа.

В настоящей работе такое сравнение проведено на примере непериодической 10-слойной структуры на основе твердых растворов SiGe. Трудность РД и МУР анализа состояла в необходимости определять множество независимых параметров модели. Затруднения для ВИМС вызывали малые толщины слоев, сравнимые с размерами характерных экспериментальных искажений при послойном анализе.

Исследуемый в рамках данной работы образец представляет собой полупроводниковую многослойную гетероструктуру из десяти чередующихся слоев Si и SiGe, выращенную на сингулярной подложке Si (001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Толщины слоев чистого кремния меняются вблизи 21-22 нм, твердого раствора - 7-8 нм. Концентрация германия в слоях меняется в пределах 30-40 %.

Параметры модели, описывающей результаты РД и МУР экспериментов

N слоя	Материал	Толщина, нм	Шероховатость, нм	Состав, %
1	Si	22.5	0.8	-
2	SiGe	7.8	0.5	32
3	Si	21.8	0.5	-
4	SiGe	7.9	0.7	38
5	Si	20.3	0.6	-
6	SiGe	8.3	0.5	37
7	Si	20.4	0.6	-
8	SiGe	7.4	0.5	31
9	Si	20.6	0.7	-
10	SiGe	7.4	0.6	30
SUB	Si	-	0.6	-

Эксперименты по малоугловой рефлектометрии и рентгеновской дифрактометрии проводились на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover. Результаты обрабатывались в программе DIFFRAC.Leptos. Использовалась возможность программного комплекса проводить фиттинг одновременно для РД и МУР данных по одной модели структуры. Минимизация функционала невязки проводилась с помощью встроенного генетического алгоритма поиска глобального минимума в пространстве параметров модели. Найденная таким методом модель структуры представляет собой десять независимых слоев, характеризующихся толщиной, составом и шероховатостью верхнего интерфейса. Ее параметры приведены в таблице. Погрешности, надежность и однозначность такого метода определения параметров многослойной структуры можно оценить только путем сравнения с результатами независимых методов.

В нашем случае в качестве независимого метода определения параметров многослойной структуры использовалась масс-спектрометрия вторичных ионов. Эксперимент проводился на времяпролетном масс-спектрометре вторичных ионов TOF.SIMS-5. Корректная интерпретация ВИМС эксперимента требует дополнительной обработки измеренного профиля в связи с вышеупомянутыми артефактами послойного анализа. В первую очередь проводился учет нелинейности выхода вторичных ионов Ge в зависимости от концентрации [2]. Для этого использовалась нормировка интенсивности выхода ионов $^{74}Ge^{+}$ на интенсивность выхода ионов $^{30}Si^{+}$. Затем проводился пересчет относительной интенсивности выхода ионов германия в абсолютную концентрацию *x* твердого раствора SiGe в соответствии с проведенной ранее *x/(1-x)*- калибровкой.

После учета нелинейности шкалы интенсивности проводилась калибровка шкалы глубины в соответствии с зависимостью скорости распыления от состава [3]. Пересчет времени травления *t* в глубину *H* с учетом концентрации Ge на *n*- ом интервале травления можно проводить следующим образом, где вид функции $v(x_{Ge})$ определялся по тестовой серии образцов с разными концентрациями Ge:

$$H_n = H_{n-1} + v(x_{nGe})\cdot(t_n - t_{n-1}) \qquad (1)$$

После выполнения всех нелинейных преобразований шкал глубины и интенсивности, полученный профиль $x_{Ge}(z)$ можно использовать для решения прямой и обратной задач послойного анализа. В данном случае обработанный экспериментальный профиль математически можно представить как интеграл свертки истинного профиля с функцией разрешения прибора:

$$x_{Ge}(z) = \int g(z - z_0)\, X(z_0)\, dz_0, \qquad (2)$$

где $X(z_0)$ - истинный профиль распределения концентрации элемента, $g(z\text{-}z_0)$ – функция разрешения по глубине (ФР). Экспериментально ФР может быть измерена как профиль образца с δ-слоем. Измерение ФР для различных режимов послойного анализа системы SiGe на TOF.SIMS-5 описано подробно в [4].

В нашем случае сравнение результатов, полученных независимыми методами, проводилось путем решения прямой задачи послойного анализа (2), где $X(z_0)$ задано в соответствии с моделью структуры, полученной из рентгеновских данных. Рассчитанный таким образом профиль затем сравнивался с профилем $x_{Ge}(z)$, полученным из измеренного профиля ВИМС с учетом всех нелинейных эффектов по описанным ранее методикам.

Результат сравнения приведен на рис. 1. Здесь пунктирной синей линией показана модель структуры, полученная из РД и МУР данных, черной сплошной линией – расчет профиля ВИМС по этой модели, красными точками – профиль концентрации германия, полученный обработкой экспериментальных данных. Наблюдается хорошее соответствие между расчетом по модели и экспериментом в положениях, высоте и ширине пиков. Это говорит о том, что были корректно учтены все

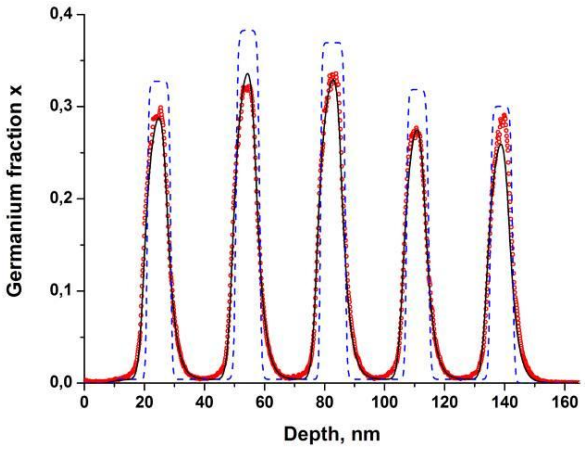


Рис. 1. Сравнение результатов анализа тестовой структуры методами ВИМС, РД и МУР

экспериментальные искажения профиля ВИМС, а анализ рентгеновских данных дал нам модель структуры, соответствующую действительности. Определение толщины, положений и состава слоев SiGe непосредственно из необработанных данных ВИМС анализа без учета ФР и нелинейных эффектов дало бы ошибочные результаты. Небольшое несоответствие в оценке состава нижнего слоя SiGe разными методами может быть объяснено некоторой неоднородностью образца по площади. Различие вызвано тем, что метод ВИМС является локальным, в то время как РД и МУР анализ дает усредненные параметры.

Таким образом, показана возможность корректного решения для многослойной непериодической структуры при совместном использовании данных РД и МУР. Правильность решения подтверждена послойным ВИМС анализом. Кроме того, хорошее согласование результатов подтверждает применимость предложенного алгоритма последовательной обработки экспериментального профиля ВИМС, в котором учтены: функция разрешения по глубине масс-спектрометра TOF.SIMS-5, вариации скорости травления и нелинейная зависимость интенсивности выхода вторичных ионов от концентрации матричных элементов.

Работа поддержана Программами Российской Академии Наук, грантом РФФИ №12-02-00548 и министерством образования и науки Российской Федерации, соглашение № 14.132.21.1713

1. Дроздов Ю.Н., Дроздов М.Н., Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Юнин П.А. Известия РАН. Серия физическая 75, 45 (2011).
2. Дроздов Ю.Н., Дроздов М.Н., Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Юрасов Д.В. Поверхность. РСНИ 6, 93 (2011).
3. Юнин П.А., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Юрасов Д.В. Тезисы докладов VII международной конференции «Кремний 2010», 210 (2010).
4. Дроздов Ю.Н., Дроздов М.Н., Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Юнин П.А. Поверхность. РСНИ 7, 26 (2012).

Сегрегация примесей в напряженных SiGe гетероструктурах

М.Н. Дроздов[1], ***А.В. Новиков***[1,2], ***Д.В. Юрасов***[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

e-mail: Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru

Для создания многих устройств современной кремниевой микроэлектроники, таких как быстродействующие полевые и биполярные транзисторы, резонансно-туннельные диоды, фотоприемники и т.д., необходимо формирование в одной эпитаксиальной структуре слоев с различным типом и концентрацией легирующей примеси. Это требует развития методов контролируемого легирования кремния и гетероструктур на его основе при их эпитаксиальном росте. Однако, известно [1], что для кремния и SiGe структур существует проблема легирования донорными примесями, т.к. для всех основных доноров (Sb, As и P) ярко выражен эффект сегрегации, значительно осложняющий создание селективно легированных областей n-типа.

Поскольку для многих практических приложений необходимо создание селективно-легированных SiGe структур, то в настоящей работе исследовалась возможность распространения ранее предложенного метода селективного легирования Si сегрегирующими примесями [2] на различные SiGe гетероструктуры. С этой целью были выполнены исследования сегрегации Sb в SiGe структурах, выращенных на Si(001) подложках и релаксированных SiGe буферных слоях.

В отличие от системы Si:Sb, сегрегация в системе SiGe:Sb зависит не только от условий роста (температуры и скорости роста), но и от параметров самой структуры (компонентного состава и упругих напряжений отдельных слоев). В работе исследовались зависимости сегрегации Sb в SiGe структурах в зависимости от параметров структуры в двух температурных режимах, соответствующих различным механизмам сегрегации примеси. Было показано, что условия роста и параметры структуры оказывают взаимосвязанное воздействие на сегрегацию Sb: степень влияния состава и упругих напряжений SiGe слоев на сегрегацию Sb зависит от температуры роста.

Исследуемые SiGe структуры были выращены на установке МПЭ Riber Siva-21. Сжатые в плоскости роста слои формировались путем осаждения Si_xGe_{1-x} слоев на Si(001) подложку либо на Si_yGe_{1-y} релаксированные буферные слои с меньшей долей Ge (т.е. $x > y$), а растянутые – с помощью осаждения на Si_yGe_{1-y} буферы с большей долей Ge ($x < y$). Для исследования полученных структур применялись вторично-ионная масс-спектроскопия (с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН) и просвечивающая электронная микроскопия.

Для структур с напряженными SiGe слоями, выращенными на Si(001) подложках, были исследованы зависимости коэффициента сегрегации Sb от концентрации Ge в слое (рис.1а) и от температуры роста (рис. 1б). Получено, что при относительно высоких температурах роста сегрегация Sb усиливается с ростом содержания Ge в сжатом SiGe слое (рис. 1а). Это объясняется тем, что при высоких температурах роста основным механизмом сегрегации является т.н. “обменный” механизм, реализующийся на террасах поверхности роста [3]. При этом с увеличением доли Ge в SiGe слое упругие напряжения сжатия препятствуют встраиванию атомов Sb в объем структуры, поскольку атом Sb при внедрении в объем пленки из-за своих больших размеров по сравнению с атомами Si и Ge создает дополнительные напряжения сжатия.

Однако, при уменьшении температуры роста зависимость коэффициента сегрегации Sb в сжатых SiGe слоях от упругих напряжений ослабевает (рис. 1б). Это связывается с тем, что при понижении температуры меняется основной механизм сегрегации примеси с обменного на т.н. механизм “вскарабкивания” атомов на ступенях роста [4]. В данном режиме упругие напряжения практически не влияют на встраивание примеси, а основным фактором становится компонентный состав растущей пленки. Дополнительным аргументом в пользу данного предположения является результат исследований зависимости сегрегации Sb от компонентного состава ненапряженного SiGe слоя, сформированного на релаксированном буфере. Было экспериментально обнаружено, что в диапазоне температур роста T<340°C, в котором основным механизмом сегрегации является механизм “вскарабкивания” атомов на ступени, сегрегация Sb в ненапряженных SiGe слоях усиливается по сравнению с ненапряженным Si. Отсутствие упругих напряжений как в случае роста ненапряженных SiGe слоев на релаксированных SiGe буферах, так и в случае роста Si слоев на Si подложках, указывает на то, что усиление сегрегации Sb в этом случае вызвано компонентным составом растущего SiGe слоя. Кроме того, для температур роста T<340°C не было выявлено существенного уменьшения коэффициента сегрегации Sb и в растянутых Si слоях, выращенных на релаксированных SiGe буферах, по

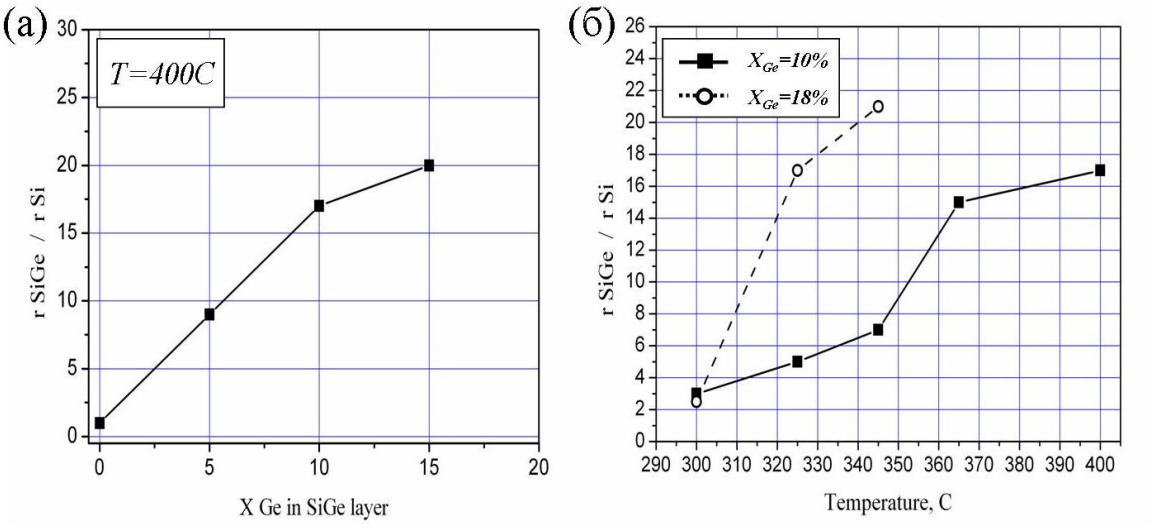


Рис. 1. (а) Соотношение коэффициентов сегрегации Sb в напряженном SiGe/Si(001) слое и Si при фиксированной температуре, соответствующей преобладанию "обменного" механизма сегрегации примеси. (б) Соотношение коэффициентов сегрегации Sb в напряженном SiGe слое и Si при низких температурах роста, соответствующих преобладанию механизма сегрегации за счет "вскарабкивания" атомов примеси на ступени роста

сравнению с ненапряженными Si слоями. Следовательно, при доминировании данного механизма сегрегации ("вскарабкивания" атомов примеси на ступени) ни величина, ни знак деформации отдельных слоев в SiGe/Si гетероструктурах не оказывают влияния на сегрегацию Sb.

Таким образом, в работе продемонстрировано, что при формировании селективно легированных SiGe гетероструктур методом МПЭ необходимо учитывать зависимость влияния упругих напряжений и состава SiGe слоев на сегрегацию Sb от механизма сегрегации, доминирующего при выбранных условиях роста.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11_02_00700_а) и программы Программа фундаментальных исследований Президиума РАН № 27.

1. Gossmann H.-J. Delta doping in silicon/ H.-J. Gossmann and E.F. Shubert // Crit. Rev. Sol. St. Mater. Sci. 1993. V. 18. P. 1.

2. Yurasov D.V. Usage of antimony segregation for selective doping of Si in molecular beam epitaxy/ D.V. Yurasov, M.N. Drozdov, A.V. Murel, M.V. Shaleev, N.D. Zakharov and A.V. Novikov // J. Appl. Phys. 2011. V. 109, P. 113533.

3. Jorke H. Surface segregation of Sb on Si(001) during molecular beam epitaxy growth / H. Jorke // Surface Science. 1988. V. 193, P. 569.

4. Nutzel J.F. Segregation and diffusion on semiconductor surfaces / J.F. Nutzel and G. Abstreiter // Phys. Rev. B. 1996. V. 53, P. 13551.

Спектры возбуждения и кинетика ФЛ многослойных структур SiGe/Si и SiGe/SOI с самоформирующимися Ge(Si) островками

А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: yablonsk@ipmras.ru

Изучение оптических свойств низкоразмерных SiGe структур, в частности структур с самоформирующимися Ge(Si) нановстровками, представляет значительный интерес как с точки зрения фундаментальных научных исследований, так и в связи с возможностью практического использования SiGe гетероструктур для создания элементов кремниевой оптоэлектроники. Среди известных типов SiGe гетероструктур перспективными для реализации эффективных источников излучения ближнего инфракрасного диапазона являются структуры с самоформирующимися Ge(Si) нановстровками, поскольку сигнал фото- и электролюминесценции таких структур в спектральной области 1.3-1.55 мкм наблюдается вплоть до комнатной температуры [1,2]. Кроме того, наблюдение в тех же структурах сигнала фотопроводимости в указанном спектральном диапазоне, делает такие структуры перспективными для создания оптопары. Одним из необходимых условий создания на основе SiGe структур эффективных оптоэлектронных устройств является определение физических механизмов поглощения света и излучательной рекомбинации носителей заряда в таких структурах. В настоящей работе представлены результаты исследования оптических свойств многослойных SiGe структур с самоформирующимися Ge(Si) островками, выращенных на кремниевых подложках и подложках "кремний-на-изоляторе" (SOI), методами спектроскопии ФЛ и спектроскопии возбуждения ФЛ с наносекундным временным разрешением.

Исследуемые структуры SiGe/Si(001) и SiGe/SOI были выращены методом МПЭ при температуре 650°C и содержали 20 слоев самоформирующихся Ge(Si) нановстровков, разделенных слоями кремния толщиной 17-20 нм. Измерение спектров ФЛ с временным разрешением и спектров возбуждения ФЛ осуществлялось при возбуждении структур импульсным излучением параметрического генератора света MOPO-SL ("Spectra-Physics"). Длительность импульса возбуждающего излучения составляла ~ 5 нс. Сигнал ФЛ регистрировался с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i (Acton Research), фотоэлектронного умножителя Hamamatsu H10330A-75 (спектральный диапазон 0.9-1.7 мкм, время отклика ~ 2 нс) и цифрового осциллографа LeCroy. Измерения проводились в диапазоне температур от 4.2 до 70 К с использованием заливного гелиевого криостата ("РТИ", Черноголовка).

На рис.1 приведена спектро-кинетическая зависимость сигнала ФЛ (спектр ФЛ с временным разрешением) структуры SiGe/Si(001) с самоформирующимися островками, полученная при температуре 70 К и длине волны возбуждающего излучения λ_{ex} = 780 нм. Подробное описание методики получения данных спектров представлено в работе [3]. В условиях межзонного возбуждения в спектрах ФЛ исследованных структур наряду с линиями излучательной рекомбинации экситонов в кремниевой подложке (не показаны на рисунке), наблюдаются две спектрально разнесенные компоненты, характеризующиеся существенно различающимися временами спада интенсивности ФЛ. Широкая линия ФЛ в длинноволновой области спектра (1450-1650 нм) с характерным временем спада до 100 мкс, соответствует непрямой в пространстве излучательной рекомбинации дырок, локализованных в Ge(Si) островках, и электронов в Si слоях на гетерогранице с островками. В более коротковолновой области спектра (1250-1450 нм) наблюдается сигнал ФЛ с временами спада 0.1-1 мкс, связанный, по-видимому, с излучательной рекомбинацией носителей заряда в смачивающих слоях SiGe [4].

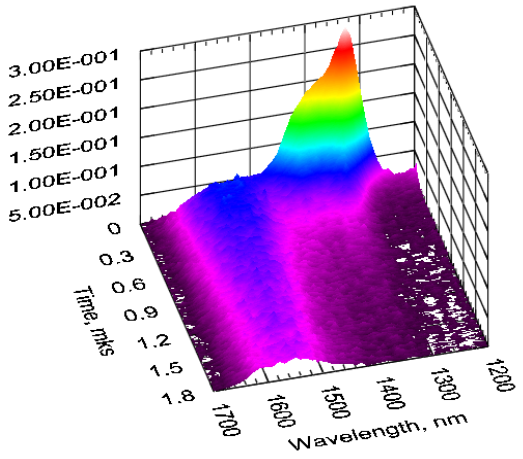


Рис.1. Спектр ФЛ с временным разрешением SiGe/Si(001) структуры с островками, полученный при 70 К и длине волны возбуждения λ_{ex} = 780 нм

В условиях межзонного оптического возбуждения основная часть излучения накачки поглощается в слоях кремния, окружающих Ge(Si) островки, а также в кремниевой подложке. Для изучения процессов захвата сгенерированных носителей заряда в островки и их излучательной рекомбинации были исследованы временные зависимости сигнала ФЛ Ge(Si) островков при различных температурах измерения (рис.2а). При низкой температуре (4.2 К) сигнал ФЛ Ge(Si) островков характеризуется быстрым временем нарастания, определяемым длительностью импульса возбуждения (~ 5 нс). При увеличении температуры

наблюдается значительное возрастание интенсивности ФЛ островков, которая достигает максимального значения при температуре 60-70 К. При этом в кинетике сигнала ФЛ островков возникает участок медленного нарастания с характерным временем ~ 0.1 мкс. Полученный результат может быть объяснен в рамках следующей модели. При низких температурах (< 10 К) большая часть сгенерированных носителей заряда (экситонов) связывается и рекомбинирует на мелких примесных центрах в кремнии. В результате только небольшая доля носителей заряда может быть захвачена островками. Повышение температуры приводит к снижению эффективности связывания экситонов на примесных центрах и их диффузии из Si подложки в активный слой SiGe, что увеличивает вероятность их захвата в островки. Это приводит к возрастанию интенсивности ФЛ островков и возникновению медленной компоненты нарастания ФЛ. Данный вывод подтверждается результатами измерений кинетики ФЛ островков в структурах SiGe/SOI (рис.2б). В таких структурах активная область, содержащая островки, изолирована от кремниевой подложки слоем SiO_2, препятствующим диффузии носителей заряда. В результате в кинетике ФЛ отсутствует медленная компонента нарастания, и увеличение интенсивности ФЛ с ростом температуры не наблюдается (рис.2б).

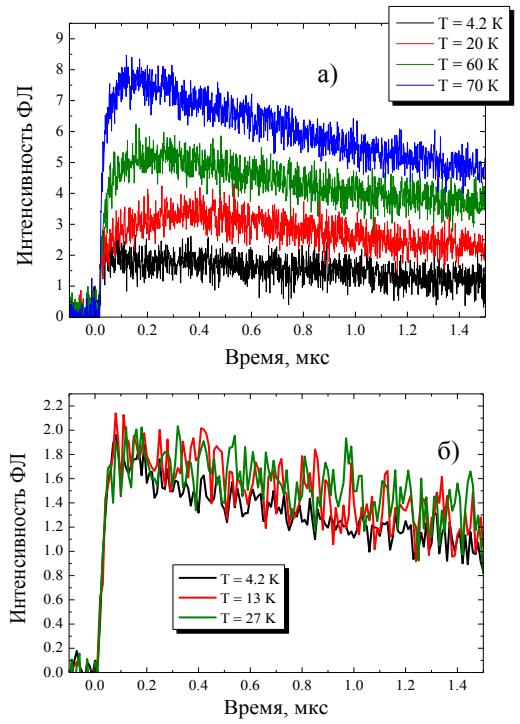


Рис.2. Временные зависимости ФЛ Ge(Si) островков (на длине волны 1560 нм) в структурах SiGe/Si (а) и SiGe/SOI (б) при различных температурах измерения. Длина волны возбуждения λ_{ex} = 780 нм

Ранее при исследовании спектров возбуждения ФЛ структур SiGe/Si было показано, что значительный сигнал ФЛ Ge(Si) островков наблюдается как при межзонном возбуждении, так и при энергиях кванта возбуждающего излучения существенно меньших ширины запрещенной зоны кремния [5]. Для установления механизма возбуждения ФЛ Ge(Si) островков при подзонной оптической накачке было проведено сравнение экситонной ФЛ и ФЛ островков, наблюдаемой при межзонном (λ_{ex} = 900 нм) и подзонном (λ_{ex} = 1260 нм) оптическом возбуждении. Мощность оптической накачки при различных λ_{ex} выбиралась таким образом, чтобы обеспечить одинаковую интенсивность экситонной ФЛ (рис.3а), а следовательно, одинаковое количество экситонов, генерируемых в исследуемой структуре. При этом в условиях подзонного возбуждения наблюдался гораздо более интенсивный сигнал ФЛ Ge(Si) островков, чем при межзонной накачке (рис.3б). Полученный результат указывает на то, что в отличие от межзонной накачки, при которой ФЛ островков обусловлена в основном захватом экситонов, сгенерированных в матрице кремния, при подзонной накачке основную роль в процессе возбуждения ФЛ Ge(Si) островков играет поглощение возбуждающего излучения непосредственно в островках или Ge смачивающих слоях.

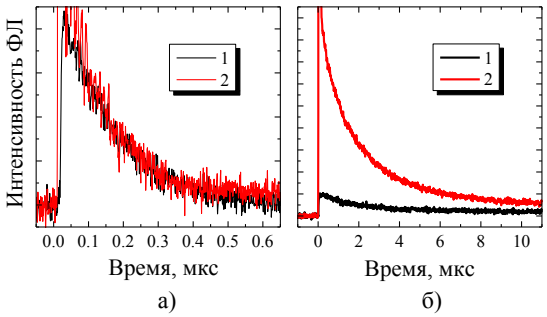


Рис.3. Временные зависимости ФЛ экситонов (а) и Ge(Si) островков (б) при возбуждении на длинах волн 900 нм (1) и 1260 нм (2). T = 4.2 K

Работа выполнена при поддержке Программ РАН, РФФИ (12-02-31456-мол) и РФФИ-поволжье.

1. Talalaev V.G., Cirlin G.E., Tonkikh A.A., Zakharov N.D., Werber P. Phys.Stat. Sol. 198 R4 (2003).

2. Lobanov D.N., Novikov A.V., Kudryavtsev K.E. et. al., Physica E 41, 935 (2009).

3. Байдакова Н.А., Новиков А.В., Лобанов Д.Н., Яблонский А.Н. Письма в ЖТФ, 38(18), 7 (2012).

4. Schmidt O.G., Gail M., Lange C. and Eberl K. Phys. Stat. Sol. (b) 215, 319 (1999).

5. Байдакова Н.А., Новиков А.В., Лобанов Д.Н., Юрасов Д.В., Яблонский А.Н. Труды XV международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника", с. 453 (2011).

Квантовый магнитотранспорт в двойной квантовой яме HgTe

М.В. Якунин[1], ***А.В. Суслов***[2], ***А.П. Савельев***[1], ***В.Я. Алешкин***[3], ***М. Жолудев***[3], ***С.А. Дворецкий***[4], ***Н.Н. Михайлов***[4]

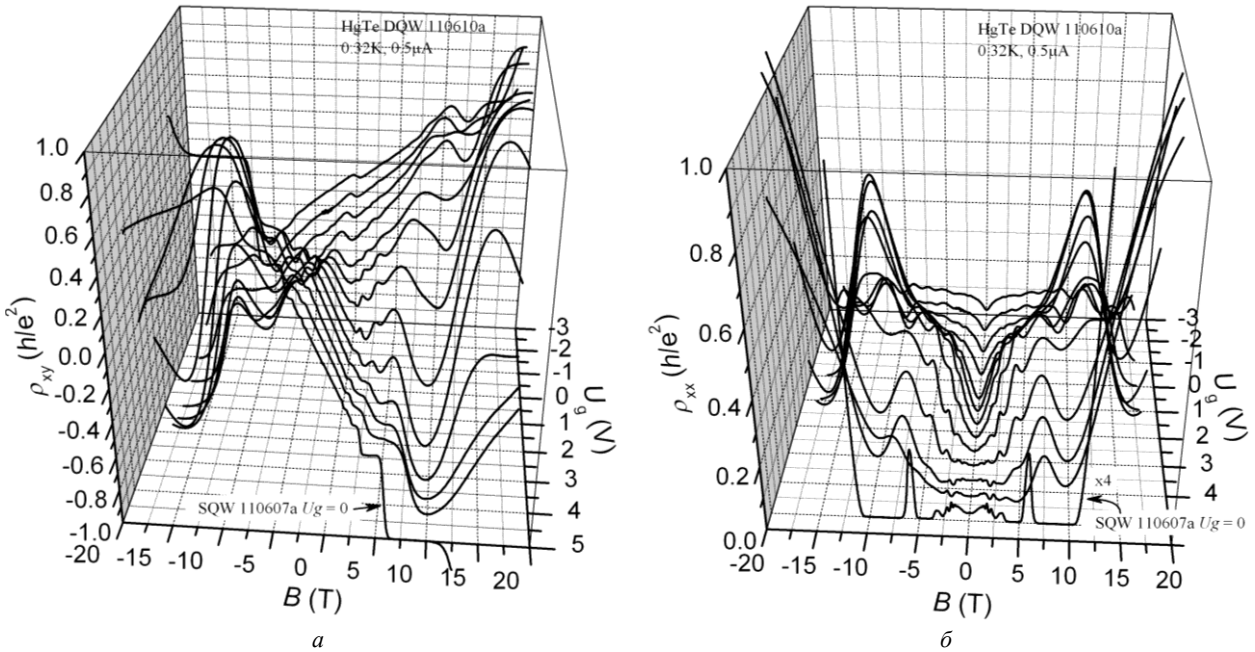
[1] Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург
[2] National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, USA
[3] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
4 Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

e-mail: yakunin@imp.uran.ru

Структура энергетических подзон размерного квантования квазидвумерных слоев HgTe имеет крайне сложный вид вследствие ее инверсного характера при ширине слоя более 6.3 нм. В этом случае роли и зоны проводимости и валентной играют подзоны с характером волновых функций Γ_8, что делает ситуацию радикально отличной от того, что имеет место в традиционных полупроводниковых гетероструктурах, где зона проводимости имеет характер Γ_6. Более того, при определенных условиях зона проводимости и валентная в квазидвумерном слое HgTe перекрываются, приводя к сосуществованию электронов и дырок. При этом наличие перекрытия определяется рядом условий, из которых, видимо, определяющими являются кристаллографическая ориентация слоя и возможная его деформация [1]. С другой стороны, зона проводимости HgTe характеризуется большим g-фактором [2], что приводит к ярко выраженным эффектам спиновой поляризации [3]. Представляет интерес вопрос: как проявит себя столь необычное сочетание свойств при создании двойной квантовой ямы (ДКЯ) со слоями HgTe? Известно [4], что наличие дополнительной степени свободы в ДКЯ, связанной с возможностью для электрона располагаться в одном из взаимосвязанных слоев, приводит к формированию новых коррелированных состояний электронной системы. Как в таком случае проявится добавление еще одной – хорошо выраженной спиновой – степени свободы?

В работе представлены результаты исследований квантового магнитотранспорта в ДКЯ, изготовленной в гетеросистеме $HgTe/Hg_{0.35}Cd_{0.65}Te$, при температуре 0.32 мК до полей 18 Т при разных значениях напряжения затвора U_g от –3 до +4.5 В. Образец представляет собой два слоя HgTe шириной по 20 нм, разделенные барьерным слоем HgCdTe шириной 6 нм. ДКЯ симметрично легирована с обеих сторон на расстоянии спейсеров шириной ~10 нм. Изготовлен в виде двойного холловского креста с нанесенным сверху затвором.

Результаты измерений продольного и холловского магнитосопротивлений (рис.1, 2) указывают на смешанный характер проводимости. В относительно небольших полях проявляется одновременное наличие электронов с малой массой (и потому – с высокой подвижностью) и дырок, как ранее было выявлено в одиночных слоях HgTe [1]. Это следует из *N*-образного вида зависимости $\rho_{xy}(B)$ и параболической зависимости $\rho_{xx}(B)$ в том



а *б*

Рис. 1. Холловское (*а*) и продольное (*б*) магнитосопротивление ДКЯ при разных величинах напряжения на затворе. Для сравнения приведены результаты для идентичной одиночной ямы. Примечательно, в одиночной яме наклон $\rho_{xy}(B)$ такой же, как на участке электронной проводимости в ДКЯ при разных U_q

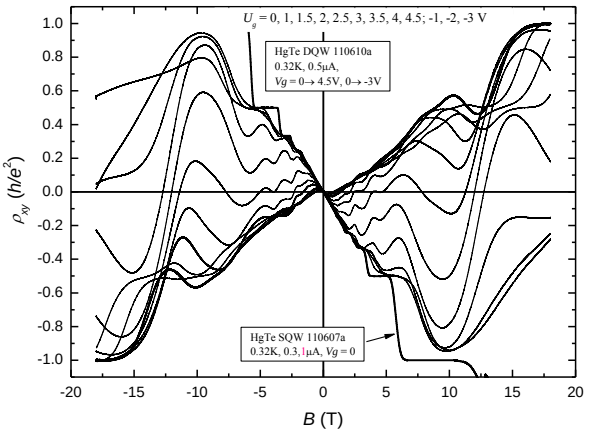


Рис. 2. То же холловское сопротивление, что на рис.1а, но в плоском представлении. Примечательно, в части дырочной проводимости кривые выходят в точности на плато для фактора заполнения $\nu = 1$, хотя это *двойная* квантовая яма. При промежуточных величинах поля и U_g кривые несколько раз пересекают нуль, указывая на равенство факторов заполнения электронных и дырочных уровней в этих точках при движении уровня Ферми сквозь сложную картину перекрывающихся электронных и дырочных магнитных уровней.

же интервале полей. Однако поведение в сильных полях можно интерпретировать в классической схеме как проявление еще одного типа электронов с большой массой, чему соответствует двойная *N*-образная зависимость $\rho_{xy}(B)$. Все это указывает на перекрытие подзон размерного квантования: электроны с малой массой соответствуют верхней из перекрывающихся подзон, дырки – боковым экстремумам нижней из перекрывающихся подзон, а электроны с большой массой – участку нижней подзоны между нулевым волновым вектором и боковым экстремумом. Измерения на идентичной структуре, выращенной в том же технологическом цикле с одной квантовой ямой и таким же легированием, дают существенно более простую картину без двойной *N*-образной структуры в холловском сопротивлении. Поэтому можно предположить, что наличие второй квантовой ямы в ДКЯ способствует проявлению электронов второго типа. Одна из тривиальных возможных причин – смещения соответствующих особенностей в меньшие поля. Последнее связано с некоторым смещением по энергии спектра магнитных уровней одной ямы относительно уровней другой.

В наших измерениях соотношение между тремя типами носителей тока можно целенаправленно менять с помощью прикладываемого перпендикулярно слоям электрического поля. Это означает, что смещение уровней одной ямы относительно уровней другой обусловлено в первую очередь асимметрией потенциала двойной квантовой ямы. Данный вывод подкрепляется расчетами структуры подзон двойных квантовых ям HgTe/HgCdTe, из которых следует наличие перекрытия зон проводимости и валентной и то, что туннельная щель в валентной зоне исчезающе мала. Последнее объясняется большой величиной массы носителей в подзонах Γ_8 в направлении перпендикулярно слоям, хотя их масса вдоль слоев при этом может быть малой (рис.3).

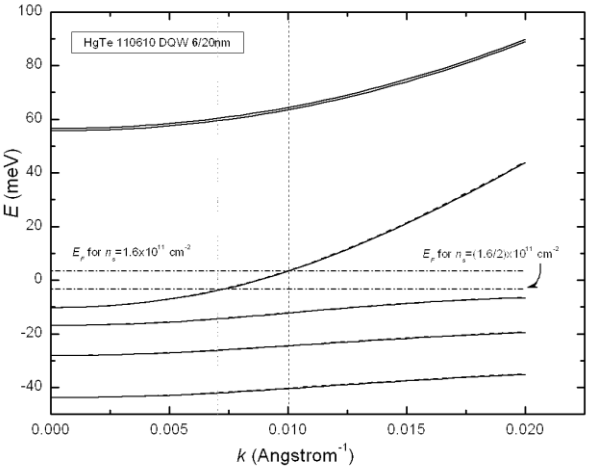


Рис. 3. Рассчитанная структура подзон ДКЯ

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №11-02-00427, и программы фундаментальных исследований УрО РАН, проект № 12-П-1-100.

1. Raichev O.E.Unconventional Hall effect near charge neutrality point in a two-dimensional electron-hole system / O.E. Raichev, G.M. Gusev, E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretsky, J.C. Portal // Phys. Rev. B. 2012. V. 86, № 15. P. 155320.

2. Yakunin M.V. Spin splittings in the n-$HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$(013) quantum well with inverted band structure./ M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretsky // Physica E. 2010. V. 42, № 4. P. 948–951.

3. Yakunin M.V. Effects of spin polarization in the HgTe quantum well / M.V. Yakunin, A.V. Suslov, S.M. Podgornykh, S.A. Dvoretsky, N.N. Mikhailov // Phys. Rev. B. 2012. V. 85, № 24. P. 245321.

4. Girvin S. Perspectives in Quantum Hall Effect / S. Girvin, A.C. MacDonald. – NY.: Wiley, 1997. S. Das Sarma, A. Pinczuk (eds.). Ch.5.

Содержание 2 тома

3 секция. Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Адиятуллин А.Ф. Свойства экситонных состояний в квантовых ямах Zn(Cd)Se/ZnMgSSe с нерезкими гетероинтерфейсами 355
Алешкин В.Я. Расчет многофононных особенностей в спектрах примесной фотопроводимости n-GaAs 357
Альперович В.Л. Фотоэмиссия из *p*-GaAs(001) с неравновесными слоями цезия 359
Андреев Б.А. Спектры фотовозбуждения нитрида индия 361
Андрианов А.В. Генерация когерентного ТГц излучения поляризованными электронно-дырочными парами в квантовых ямах GaAs/AlGaAs 363
Байдакова Н.А. Влияние блокирующих слоев на электролюминесценцию структур с Ge(Si)/Si(001) нановстровками 364
Байдусь Н.В. Особенности электролюминесценции квантовых точек InAs/GaAs, расположенных вблизи контакта Шоттки 366
Барышев В.Р. Использование двумерной распределенной обратной связи для получения лазерной генерации на основе светоизлучающих материалов Si:Er 368
Беляков В.А. Управляемый перенос энергии и заряда в массиве кремниевых нанокристаллов 370
Бобров А.И. Влияние температуры роста на плотность дефектов в структуре массивов Ge(Si) самоформирующихся нановстровков 372
Буравлев А.Д. Наноструктуры на основе разбавленных магнитных полупроводников 374
Бурбаев Т.М. Многочастичные состояния в системах пространственно прямых и диполярных экситонов в гетероструктурах Si/ $Si_{1-x}Ge_x$/Si 376
Бурдейный Д.И. Моделирование временной динамики примесной фотопроводимости полупроводников $A^{III}B^{V}$, легированных мелкими донорами, при импульсном возбуждении 378
Бурдов В.А. Фотолюминесценция и миграционные эффекты в плотных массивах нанокристаллов кремния, сформированных в многослойных наноперiодических структурах SiO_x/SiO_2 380
Vasilevskiy M.I. Physics and applications of surface plasmon-polaritons in graphene 382
Васильев Ю.Б. Терагерцовая электролюминесценция в p-n-структурах на основе карбида кремния 384
Виноградов Е.А. Колебательные поляритоны нанопленок MgO и AlN на сапфире 385
Винославский М.Н. Дальнее инфракрасное излучение из гетероструктур n-InGaAs/GaAs с квантовыми ямами в сильных латеральных электрических полях в условиях инжекции 386
Витухновский А.Г. Микроскопия «деактивации вынужденным излучением» (STED) и нанофотолитография 388
Витухновский А.Г. Фото- и электролюминесценция полупроводниковых коллоидных квантовых точек в органических матрицах: QD-OLED 390
Витухновский А.Г. Описание люминесценции ансамбля нанокристаллов на основе уравнений для одиночных излучателей 392
Вихрова О.В. Особенности излучательных характеристик гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками, облученных нейтронами 394
Волков В.А. Гигантский фотоотклик двумерных электронов в магнитном поле на микроволновую накачку 396
Волков П.В. Прецизионный *in situ* контроль толщины полупроводниковых структур в условиях меняющейся температуры 397
Волкова Н.С. Оптоэлектронные свойства гетеронаноструктур с комбинированными слоями квантовых ям и точек In(Ga)As/GaAs 399
Востоков Н.В. Применение несимметричных низкобарьерных структур металл-полупроводник-металл для детектирования микроволновых сигналов 401
Гавриленко Л.В. Ближнепольный излучательный перенос экситонных возбуждений между туннельно-несвязанными квантовыми ямами 403
Гаврилов С.С. Быстрая спиновая конверсия в квазидвумерных экситон-поляритонных системах 405
Германенко А.В. Двумерный полуметалл в широких квантовых ямах HgTe: энергетический спектр носителей и магнитотранспорт 406
Глазов М.М. Спиновый шум в полупроводниковых наносистемах 408
Горбунов А.В. Компенсация спинового расщепления диполярных экситонов в магнитном поле 410

Горшков О.Н. Резистивное переключение в МДМ-структурах на основе плѐнок GeO_2 и ZrO_2 412
Гринвальд И.И. Молекулярные трансформации с образованием метастабильных нанокластеров в жидкой фазе 414
Гудина С.В. Электрон-электронное рассеяние в квазидвумерных структурах n-InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными квантовыми ямами 416
Гусев О.Б. Фотолюминесценция аморфного гидрогенизированного кремния, содержащего нанокристаллы кремния 418
Гусейнов Д.В. Релаксация и диффузия спинов электронов проводимости в кремнии: влияние рассеяния на примесях и границах 420
Данильцев В.М. Высококачественные невплавные омические контакты алюминия к n- GaAs, сформированные «in situ» в процессе металлоорганической газофазной эпитаксии 422
Девятов Э.В. Реконструкция энергетического спектра на краю двумерной электронной системы с сильным спин-орбитальным взаимодействием 423
Демидов Е.В. Планарный GaN диод на подложке сапфира 425
Демидов Е.С. Влияния облучения ионами Ar^+, Ne^+ и P^+ пористого кремния, пропитанного вольфрам-теллуритным стеклом с примесями Er и Yb, на его структуру и люминесцентные свойства 427
Дикарева Н.В. Генерация TE и TM мод в гетеролазере с активной областью AlInGaAs/GaAsP 429
Дорофеев И.А. Метод функционала плотности как основа расчѐта спектральных и корреляционных свойств тепловых полей вблизи границ раздела 431
Дорофеев И.А. О средней энергии квантового осциллятора 433
Дорофеев И.А. О спектральных и пространственных особенностях распределения полей поверхностных поляритонов 435
Дорофеев И.А. Энергия взаимодействия двух квантовых осцилляторов, связанных с независимыми квантовыми диссипативными системами 437
Дричко И.Л. Высокочастотная проводимость в наклонном магнитном поле в структурах p-$Si_{0.4}Ge_{0.6}$/Ge/$Si_{0.4}Ge_{0.6}$ с анизотропным g-фактором 439
Дубинов А.А. Лазер зеленого диапазона длин волн на основе AlGaInP/GaAs 441
Дубинов А.А. Волноводный эффект квантовых ям GaAsSb в лазерной структуре на GaAs 443
Европейцев Е.А. Селективно-легированные гетеровалентные структуры Ga(Al)As:Be/Zn(Mn)Se с двумерным дырочным каналом и их электрические свойства 445
Ежевский А.А. Исследование междолинных спин-орбитальных взаимодействий электронов в вырожденном основном состоянии мелкого донорного центра лития в моноизотопном кремнии ^{28}Si 447
Ермолаев Д.М. Высокоэффективный плазмонный детектор терагерцового излучения на основе транзисторной структуры GaAs/InGaAs с решеточным затвором 449
Заболотных А.А. Параметрическая неустойчивость двумерных магнитоплазмонов 451
Иванов С.В. Инжекционные лазерные конверторы A^2B^6/A^3N желто-зеленого спектрального диапазона 452
Каган М.С. Проявление эффекта Пѐрселла в проводимости короткопериодных сверхрешеток InAs/AlSb 456
Казаков И.П. Выращивание слоѐв LT-GaAs для терагерцовых антенных систем, интегрированных на Si подложке 458
Калевич В.К. Оптическая ориентация ядер в полупроводнике в режиме электронного спинового фильтра 460
Ковалёв В.М. Поглощение поверхностных акустических волн газом двумерных непрямых дипольных экситонов 462
Козлов Д.В. Расщепление линий ЦР в гетероструктурах Ge/GeSi 463
Комиссарова Т.А. Электрическая анизотропия гетероструктур с квантовыми ямами InSb/$Al_xIn_{1-x}Sb$ и эпитаксиальных слоев InSb, выращенных на подложках GaAs 465
Комиссарова Т.А. Фундаментальные электрофизические свойства In-обогащенных твердых растворов InGaN 466
Конаков А.А. Спиновая структура зоны проводимости кремниевых нанокристаллов 468
Королев С.А. Расчѐт вольт-амперной характеристики контакта с барьером Мотта на основе решения кинетического уравнения 469
Кочерешко В.П. Конденсация экситонов в микрорезонаторах в условиях трехмерного квантования 471
Кочиев М.В. Накопление избыточных носителей заряда и кинетика экситонной люминесценции в структурах GaAs/AlGaAs с мелкими квантовыми ямами 473
Красильникова Л.В. Процессы возбуждения фотолюминесценции ионов эрбия в эпитаксиальных структурах Si/$Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si 475
Красильникова Л.В. Оптические свойства волноводных структур Si:Er/SOI 477

Кривулин Н.О. Модель роста наноостровков кремния на сапфире 479
Криштоп В.Г. Туннельная спектроскопия межподзонных возбуждений в GaAs квантовой яме резонансно-туннельного диода в планарном магнитном поле 480
Криштопенко С.С. Циклотронный и спиновый резонанс в узкозонных квантовых ямах в ультраквантовом пределе 482
Криштопенко С.С. Особенности закона дисперсии магнитоплазмонов и спиновых волн в узкозонных квантовых ямах 484
Крыжков Д.И. Спектрокинетические свойства гетероструктур с КЯ на основе GaAs/GaAsSb и GaAsSb/InGaAs/GaAs излучающих в области 1-1.3 мкм 486
Крыжков Д.И. Волноводные свойства и оптические потери в структурах Si:Er/SOI с активными волноводами в области длин волн 1.5 мкм 488
Кудрин А.В. Исследования структуры ферромагнитного слоя GaMnSb 490
Кудрявцев К.Е. Подзонная фотопроводимость эпитаксиальных слоев Si:Er/Si 492
Кудряшов М.А. Диэлектрическая проницаемость нанокомпозитов Ag/ПАН 494
Кузнецов П.И. Формирование микрорезонаторов на основе широкозонных соединений A_2B_6 для фотонных приложений 496
Кукушкин В.А. Численное моделирование генерации импульсов ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения в результате сверхизлучательной рекомбинации экситонов в нанокристаллах алмаза, внедрѐнных в полимерную плѐнку 498
Кукушкин С.А. Наносборка пленок SiC на Si – новый метод выращивания бездефектных эпитаксиальных структур. От теории до производства 500
Курицын Д.И. Когерентный оптический отклик квантово-каскадной структуры 502
Курова Н.В. Электронная структура и скорости Оже-рекомбинации в нанокристаллах кремния с мелкими донорами (P, Li): расчеты из первых принципов 504
Ладугин М.А. Инженерия напряжений при создании квантовых ям InGaAs/AlGaAs/GaAs (λ=1030-1100 нм) 505
Ларионов А.В. Ослабление механизма Дьяконова-Переля в GaAs квантовой яме с латерально локализующим потенциалом 507
Ларионов А.В. Когерентная спиновая динамика двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме 509
Ластовкин А.А. Исследование циклотронного резонанса в полупроводниковых наноструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe 511
Лобанов Д.Н. Особенности люминесцентных и фотопроводящих свойств SiGe структур с самоформирующимися наноостровками, выращенными на КНИ подложках 513
Лобанов С.В. Управление поляризацией излучения квантовых точек при помощи слоя хирального фотонного кристалла 515
Мазов Л.С. Планарные, мобильные экситоны с переносом заряда в страйп-наноструктурах оксидов меди и пниктидов железа 517
Малехонова Н.В. Структурный анализ сверхрешетки $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ методом высоко разрешающей просвечивающей электронной микроскопии 519
Малышев А.И. Влияние магнитного поля на резонансные особенности проводимости открытого круглого биллиарда со спин-орбитальным взаимодействием 521
Mantsevich V.N. Charge trapping in the system of coupled quantum dots with on-site Coulomb repulsion 523
Матвеев С.А. Влияние температуры эпитаксиального роста гетероструктур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er/Si/Al_2O_3 из сублимирующего источника кремния в среде моногермана на их фотолюминесцентные свойства 525
Мельников М.Ю. Влияние электрон-электронного рассеяния на нелинейный баллистический транспорт через микросужение в двумерной электронной системе 527
Морозов С.В. Исследования спектров и кинетики фотопроводимости и спектров ФЛ в эпитаксиальных пленках $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$ структурах с квантовыми ямами в ТГц диапазоне 529
Морозов С.В. Spin Hall Effect influence on transport properties of HgCdTe 2D and 3D semiconductor systems 531
Мурель А.В. Влияние быстрого термического отжига на параметры арсенид-галлиевого низкобарьерного диода с приповерхностным *дельта*-легированием 533
Нежданов А.В. Исследование оптических свойств нанокристаллов кремния в матрице аморфного кремния, формируемых импульсным лазерным отжигом 535
Нежданов А.В. Исследование влияния подложки на формирование нанокристаллов кремния в диэлектрической матрице 537
Ненашев А.В. Эпитаксиальный рост наноструктур Ge/Si в условиях ионного облучения 538

Николаев С.Н. Влияние δ-легирования на фазовый переход «экситонный газ – электронно-дырочная жидкость» в квантовых ямах SiGe 540
Оболенский С.В. Исследование процессов в GaN транзисторах с двумерным электронным газом при гамма-нейтронном облучении 542
Оболенский С.В. Транспорт электронов в терагерцовом диоде Шоттки в момент формирования кластера радиационных дефектов 544
Орлов М.Л. Транспорт в релаксированных Si/SiGe гетероструктурах с двумерным электронным каналом 547
Павличенко И.А. Коллективные электронные колебания молекулы фуллерена C_{60} 549
Павлова Е.Д. Исследование гетероструктур с комбинированным слоем КТ/КЯ In(Ga)As/GaAs и дельта-слоем Mn 551
Петров В.А. Особенности электронной литографии для бескаталитического роста нитевидных нанокристаллов 553
Пирогов А.В. Анализ закономерностей начальных стадий молекулярно-лучевой гетероэпитаксии кремния на сапфире 554
Планкина С.М. ИК-спектроскопия внутризонного поглощения в гетероструктурах AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами 556
Платонов А.В. Оптические исследования экситонных состояний в одиночных квантовых точках GaAs, внедренных в квантовые проволоки AlGaAs 558
Позднякова О.Д. Модулированное поле накачки как эффективное средство управления усилением терагерцевого излучения полупроводниковой сверхрешѐткой 559
Попов В.Г. Туннельная спектроскопия поляронных состояний в GaAs квантовых ямах с малой концентрацией электронов 561
Попов В.В. Усиление и генерация терагерцового излучения в планарном массиве графеновых плазмонных наноосцилляторов 563
Пушкарев А.П. ИК-излучающие светодиоды на основе органических комплексов Nd, Er и Yb 565
Романова Ю.Ю. Исследование полупроводниковых сверхрешеток со сложной элементарной ячейкой 567
Романова Ю.Ю. О влиянии межминизоного туннелирования на высокочастотные свойства полупроводниковых сверхрешеток 569
Румянцев В.В. Кинетика релаксации примесной фотопроводимости в p-Si:B с различным уровнем легирования и степенью компенсации в сильных электрических полях 571
Рябоштан Ю.Л. Особенности получения квантовых ям Ga(In)AsP/GaInP для мощных лазерных диодов в условиях МОС-гидридной эпитаксии 573
Сабликов В.А. Метастабильные состояния – возможный механизм аномалий квантования контактанса мезоскопических структур 575
Сабликов В.А. Генерация спинового тока в туннельном контакте нормального проводника и 2D топологического изолятора 577
Садофьев Ю.Г. Кремний-германиевые наноструктуры с высоким содержанием германия 579
Санкин В.И. Блоховские осцилляции и терагерцовая электролюминесценция в естественной сверхрешетке политипов SiC 582
Седова И.В. Гетеровалентные структуры A^3B^5/A^2-Mn-B^6, полученные методом молекулярно-пучковой эпитаксии для спинтронных применений 584
Секретенко А.В. Динамика неравновесных переходов в системе квазидвумерных экситонных поляритонов на пикосекундных масштабах времени 587
Сибельдин Н.Н. Динамика пространственной когерентности поляритонного конденсата в GaAs-микрорезонаторе 589
Smirnov D. High-field magneto-spectroscopy of semiconductor- and carbon-based structures 591
Соловьев И.И. Исследование чувствительности полупроводникового pH-сенсора на основе полевого транзистора с каналом-нанопроводом 593
Соловьев И.И. Влияние черенковского излучения на тепловой джиттер в цепочках сосредоточенных джозефсоновских контактов со слабым демпфированием 595
Сошников И.П. Формирование бескатализных нитевидных нанокристаллов методом осаждения магнетронным распылением 597
Степихова М.В. Влияние процессов взаимодействия дефектов гетеослоя и редкоземельной примеси Er на люминесцентные свойства структур $Si/Si_{1-x}Ge_x$:Er 599
Степихова М.В. Люминесцентные свойства однослойных и периодических структур Si/Si:Er, Si/Si:Er/SiGe, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии 601
Тележников А.В. Сверхрешетка на основе графена с периодически модулированной дираковской щелью 604
Тетельбаум Д.И. Влияние ионного облучения на эффект сенсибилизации излучения эрбиевых центров нанокластерами кремния 606

Тетельбаум Д.И. Влияние ионной имплантации примесей на дислокационную фотолюминесценцию в кремнии 608
Тимофеев В.А. Синтез двумерных псевдоморфных GeSi слоев при различных кинетических и термодинамических условиях осаждения 610
Тиходеев С.Г. Киральные метаматериалы как оптически активные среды и наноантенны 612
Тонких А.А. Соединения GeSn: новый прямозонный материал четвертой группы 613
Трухин В.Н. Генерация терагерцового излучения в полупроводниковых нанопроводах на основе A_3B_5 615
Усикова А.А. Фотонные кристаллы и брэгговские решѐтки для излучателей среднего ИК и ТГц диапазонов спектра 617
Ушаков Д.В. Оптимизация дизайна структур квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона на основе трех квантовых ям 619
Ушаков Д.В. Эффективность генерации квантоворазмерных лазеров InGaAs/GaAs с вытекающей модой при неоднородном возбуждении квантовых ям 621
Филатов Д.О. Глубокие уровни в слоях Si:Er, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии 623
Филатов Д.О. О механизме возбуждения электролюминесценции ионов Er в светодиодах p^+-Si/Si:Er/n^+-Si при обратном смещении 625
Фирсов Д.А. Зависимость концентрации носителей заряда от тока в инжекционных лазерах среднего ИК диапазона с квантовыми ямами 627
Фирсов Д.А. Латеральная фотопроводимость структур с квантовыми точками Ge/Si 629
Хомицкий Д.В. Возможность возникновения спинового хаоса в мезоскопической квантовой точке со спин-орбитальным взаимодействием 631
Хомицкий Д.В. Краевые состояния электронов в висмуте на кремнии как индикатор свойств топологического изолятора 633
Хохлов Д.Р. Терагерцовая фотопроводимость в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в магнитном поле 635
Храпай В.С. Размерный эффект в дробовом шуме при прыжковой проводимости 637
Черноусов И.В. Использование квазиупругого и неупругого приближений для описания динамики носителей заряда в алмазе 638
Шалеев М.В. Особенности формирования напряженных Si, SiGe, Ge слоев на исскуственных подложках SiGe/Si(001) 640
Шастин В.Н. Спин-орбитальное взаимодействие доноров V группы в одноосно деформированном кремнии 642
Шастин В.Н. Возможен ли лазер на примесно-зонных оптических переходах? 644
Shashkin A.A. Critical behavior of a strongly-interacting 2D electron system 646
Шашкин В.И. Экспериментальное исследование матрицы детекторов системы радиовидения 3 мм диапазона длин волн 648
Щепетильников А.В. Электронный спиновый резонанс в GaAs/AlGaAs квантовых ямах 650
Юнин П.А. Исследование многослойных полупроводниковых SiGe структур методами рентгеновской дифрактометрии, малоугловой рефлектометрии и масс-спектрометрии вторичных ионов 652
Юрасов Д.В. Сегрегация примесей в напряженных SiGe гетероструктурах 654
Яблонский А.Н. Спектры возбуждения и кинетика ФЛ многослойных структур SiGe/Si и SiGe/SOI с самоформирующимися Ge(Si) островками 656
Якунин М.В. Квантовый магнитотранспорт в двойной квантовой яме HgTe 658

Список участников

Абраменко Дмитрий Борисович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук
+7 (495) 8502073
bobrg005@gmail.com
142190, Россия, Троицк, Московская обл., ул. Физическая, 5

Авдеев Максим Викторович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
+7 (843) 2337601
avdeyev_mv@mail.ru
420008, Россия, Казань, ул. Кремлевская, 18

Адиятуллин Альберт Файзрахманович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1357941
bert-sp@yandex.ru
119991, Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53

Аксенов Сергей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (391) 2494506
asv86@iph.krasn.ru
660036, Россия, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38

Алешкин Владимир Яковлевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
aleshkin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

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
630090, Россия, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Андреев Иван Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (49652) 24431
andreev@issp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. ак. Осипьяна, 2

Андреев Борис Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179481
boris@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Андреева Марина Алексеевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (903) 7120837
Mandreeva1@yandex.ru
119991, Россия, Москва, Ленинские горы

Андрианов Александр Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927989
alex.andrianov@mail.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Аронзон Борис Аронович
Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
+7 (499) 1967681
aronzon@mail.ru
123182, Россия, Москва, пл. ак. Курчатова, 1

Аронсон Игорь Самуилович
Argonne National Laboratory
+1 (630) 2529725
aronson@anl.gov
South Cass Ave, 9700, Argonne, IL, 60349, USA

Ахсахалян Арам Давидович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179476
akh@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Байдакова Наталия Алексеевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482

banatale@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105,
Нижний Новгород

Байдусь Николай Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 9601757437
bnv@nifti.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
пр. Гагарина, 23

Бакурский Сергей Викторович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9392588
r4zz@mail.ru
119991, Россия, Москва, Ленинские горы

Барышев Владимир Рудольфович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
+7 (831) 4160669
baryshev@appl.sci-nnov.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
ул. Ульянова, 46

Батурина Татьяна Ивановна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3306733
tatbat@isp.nsc.ru
630090, Россия, Новосибирск,
пр. Ак. Лаврентьева, 13

Бахтизин Рауф Загидович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Башкирский государственный университет»
+7 (347) 229-96-47
raouf@bsu.bashedu.ru
450007, Россия, Уфа, ул. Фрунзе, 32

Белотелов Владимир Игоревич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9391134
belotelov@physics.msu.ru
119991, Россия, Москва, Ленинские горы

Бельков Василий Валентинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927989
bel@epi.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, 26

Беляков Владимир Алексеевич
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656255
dragon_bel@mail.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
пр. Гагарина, 23/3

Беляков Владимир Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук
+7 (499) 1373244
bel@landau.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл.,
пр. ак. Семенова, 1а

Беспалов Антон Андреевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4397759
bespalovaa@gmail.com
603950, Россия, ГСП-105,
Нижний Новгород

Бессараб Павел Федорович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (905) 2729279
van_der_paul@yahoo.co.uk
199034, Россия, Санкт-Петербург,
Университетская набережная, 7/9

Битюрин Никита Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
+7 (831) 4164889
bit@ufp.appl.sci-nnov.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
ул. Ульянова, 46

Благодатков Дмитрий Владимирович
Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
+7 (343) 3783597
dblagodatkov@gmail.com
620041, Россия, Екатеринбург,
ул. С. Ковалевской, 18

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
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Богданов Юрий Иванович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт Российской академии наук
+7 (499) 1296366
bogdanov_yurii@inbox.ru
117218, Россия, Москва, Нахимовский пр., 34

Божко Сергей Иванович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (49652) 28219
bozhko@issp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. ак. Осипьяна, 2

Борисенко Игорь Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
+7 (495) 629 74 31
iboris@hitech.cplire.ru
125009, Россия, Москва, ул. Моховая, 11/7

Буданов Борис Андреевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н. Н. Семенова Российской академии наук
+7 (495) 9397259
budanov.b@gmail.com
119991, Россия, Москва, ул. Косыгина, 4

Буздин Александр Иванович
Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine
+33 (5) 40002502
a.bouzdine@loma.u-bordeaux1.fr
Cours de la Libération, 351, Bordeaux, 33405, France

Булгакова Светлана Александровна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4657202
sbulg@mail.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Буравлев Алексей Дмитриевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927948
bour@mail.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Бурбаев Тимур Маруанович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326362
burbaev@sci.lebedev.ru
119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, 53

Бурдейный Дмитрий Игоревич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4286485
dmitry.burdeiny@gmail.com
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Бурдов Владимир Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623304
burdov@phys.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

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
420029, Россия, Казань, Республика Татарстан, ул. Сибирский тракт, 10/7

Бушуев Владимир Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9391226
vabushuev@yandex.ru
119991, Россия, Москва, Ленинские горы

Вальков Валерий Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук

+7 (391) 2494506
vvv@iph.krasn.ru
660036, Россия, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38

Василевский Михаил
The University of Minho
+351 (253) 604069
mikhail@fisica.uminho.pt
Largo do Paço, Braga, 4704-553, Portugal

Васильев Юрий Борисович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2948290
yu.vasilyev@mail.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Вахтель Алексей Викторович
ООО «Брукер»
+7 (495) 5029006
axs@bruker.ru
ул. Пятницкая, 50/2, стр. 1, Москва, 119334, Россия

Вдовин Вячеслав Федорович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева»
+7 (831) 2010417
vdovin@appl.sci-nnov.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, ул. Минина, 24

Вдовичев Сергей Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179489
vdovichev@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Веденеев Александр Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
+7 (499) 1328190
alex_ved@kapella.gpi.ru
119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38

Ведяев Анатолий Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (499) 9393847
vedy@magn.ru
119991, Россия, Москва, Ленинские горы

Виноградов Александр Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 7833709
vinograd@sci.lebedev.ru
119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, 53

Виноградов Евгений Андреевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук
+7 (495) 8510579
evinogr@isan.troitsk.ru
142190, Россия, Троицк, Московская обл., ул. Физическая, 5

Винокур Валерий Маркович
Argonne National Laboratory
+1 (630) 2523765
vinokour@anl.gov
South Cass Ave, 9700, Argonne, IL, 60349, USA

Винославский Михаил Николаевич
Институт физики национальной академии наук Украины
+38 (44) 5251432
mvinos@iop.kiev.ua
03680, Украина, Киев, пр. Науки, 46

Витухновский Алексей Григорьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1357860
alexei@sci.lebedev.ru
119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, 53

Вихрова Ольга Викторовна
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656365
vikhrova@nifti.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23/3

Водолазов Денис Юрьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (8314) 179485
vodolazov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Волгунов Дмитрий Геннадьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4385313 доб.156
volgunov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Волков Владимир Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
+7 (495) 6293394
VoVA@cplire.ru
125009, Россия, Москва, ул. Моховая, 11/7

Волков Никита Валентинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (391) 2907525
volk@iph.krasn.ru
660036, Россия, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38

Волкова Наталья Сергеевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4658709
volkovans88@mail.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Волков Петр Витальевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179496
volkov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Володин Александр Петрович
KU Leuven
+32 (16) 327193
Alexander.Volodin@fys.kuleuven.be
Oude Markt 13, Leuven, Bus 5005 3000, Belgium

Востоков Николай Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179492
vostokov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Вялых Денис Васильевич
Dresden University of Technology
+49 (351) 46334029
vyalikh@physik.phy.tu-dresden.de
Helmholtzstraße, 10, Dresden, 01069, Germany

Гавриленко Владимир Изяславович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179462
gavr@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Гавриленко Людмила Владимировна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
aritany@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород 3

Гаврилов Сергей Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (49652) 28223
sergey.s.gavrilov@gmail.com
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. ак. Осипьяна, 2

Гайкович Петр Константинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (951) 9097082
gaikovich@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Гайнутдинов Радмир Вильевич
Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН
+7 (499) 1351100
rgaynutdinov@gmail.com
119333, Россия, Москва, Ленинский пр-т, 59

Гапонов Сергей Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179465
svg@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

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@usu.ru
620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Глазов Михаил Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

+7 (812) 2927155
glazov@coherent.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, 26

Глушков Владимир Витальевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
+7 (499) 5038253
glushkov@lt.gpi.ru
119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38

Головня Александр Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (391) 2494506
algol@iph.krasn.ru
660036, Россия, Красноярск,
Академгородок, 50, стр. 38

Гольцман Григорий Наумович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет»
+7 (499) 2461202
goltsman@mspu-phys.ru
119991, Россия, Москва,
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1

Горай Леонид Иванович
Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
+7 (812) 9097133
goray@spbau.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург,
ул. Хлопина, 8/3

Горбунов Александр Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (49652) 28314
gorbunov@issp.ac.ru
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл.,142432, Россия

Горев Роман Валерьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4300998
roma_valerievich@mail.ru
603950, Россия, ГСП-105,
Нижний Новгород

Горшков Олег Николаевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623120
cyrix@bk.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
пр. Гагарина, 23

Грановский Александр Борисович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9394787
granov@magn.ru
119991, Россия, Москва, Ленинские горы

Грибков Борис Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179489
bg@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105,
Нижний Новгород

Гринвальд Иосиф Исаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
+7 (831) 4360351
grinwald@mts-nn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
ул. Ульянова, 46

Гришин Максим Вячеславович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук
+7 (495) 9397259
mvgrishin68@mail.ru
119991, Россия, Москва, ул. Косыгина, 4

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
620041, Россия, Екатеринбург,
ул. С. Ковалевской, 18

Гуртовой Владимир Леонидович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
+7 (49652) 44007
gurtovoi@iptm.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл.,
ул. Институтская 6

Гусев Никита Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179488
gusevns@bk.ru
603950, Россия, ГСП-105,
Нижний Новгород

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
194021, Россия, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, 26

Гусев Сергей Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179465
gusev@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105,
Нижний Новгород

Гусейнов Давуд Вадимович
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 2656914
guseinov@phys.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
пр. Гагарина 23/3

Данилов Юрий Александрович
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4623120
danilov@nifti.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
пр. Гагарина 23/3

Данильцев Вячеслав Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179450
danil@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105,
Нижний Новгород

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
119991, Россия, Москва, Ленинские горы

Девятов Эдуард Валентинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (916) 0419538
dev@issp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл.,
ул. ак. Осипьяна, 2

Демидов Евгений Валентинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179496
demidov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105,
Нижний Новгород

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
603950, Россия, Нижний Новгород,
пр. Гагарина, 23

Дикарева Наталья Васильевна
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (950) 6117138
dikareva@nifti.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
пр. Гагарина 23/3

Долгова Татьяна Викторовна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9393910
dolgova@nanolab.phys.msu.ru
119991, Россия, Москва, Ленинские горы

Дорофеев Илларион Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (910) 7934517
Illarion1955@mail.ru
603950, Россия, ГСП-105,
Нижний Новгород

Дорохин Михаил Владимирович
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656365
dorokhin@nifti.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
пр. Гагарина 23/3

Дричко Ирина Львовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 5159229
irina.l.drichko@mail.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

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
119334, Россия, Москва, ул. Косыгина, 2

Дроздов Юрий Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179491
drozdyu@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Дубинов Александр Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
sanya@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Европейцев Евгений Андреевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
7 (812) 2927124
evropeitsev@beam.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Ежевский Александр Александрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (910) 7913006
ezhevski@phys.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

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
119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38

Ермолаев Денис Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
+7 (496) 5244060
yermolayev.denis@gmail.com
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. Институтская 6

Ермолаева Ольга Леонидовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179489
Ermolaeva@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Ефимов Виктор Борисович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (496) 5223704
victor_efimov@yahoo.co.uk
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. ак. Осипьяна, 2

Желтов Виктор Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
+7 (499) 5038784
zheltov@kapella.gpi.ru
119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38

Жигунов Денис Михайлович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9394681
DMzhigunov@physics.msu.ru
119991, Россия , Москва, Ленинские горы

Жиляев Иван Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
+7 (49652) 44005
zhilyaev@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. Институтская 6

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
125009, Россия, Москва, ул. Моховая, 11/7

Зайцев Сергей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (496) 52 28328
szaitsev@issp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. ак. Осипьяна, 2

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
125009, Россия, Москва, ул. Моховая, 11/7

Звездин Анатолий Константинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
+7 (499) 1350247
zvezdin@gmail.com
119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38

Зорина Мария Владимировна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179476
mzor@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

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
690041, Россия, Владивосток, ул. Радио, 5

Зотова Анна Николаевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 2795798
zotova@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Зудов Михаил Александрович
The University of Minnesota
+1 (612) 6260364
zudov@physics.umn.edu
Church St. SE, 116, Minneapolis, MN 55442, USA

Иванов Сергей Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927124
ivan@beam.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Иконников Антон Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482+262
antikon@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Ильичѐв Евгений Вячеславович
Institute of Photonic Technology
+49 (3641) 206121
evgeni.ilichev@ipht-jena.de
Albert-Einstein-Straße, 9, Jena, 07745, Germany

Иржак Дмитрий Вадимович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
+7 (49652) 44217
irzhak@mail.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. Институтская 6

Ичкитидзе Леван Павлович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
+7 (499) 7208763
leo852@inbox.ru
124498, Россия, Зеленоград, Москва, проезд 4806, 5

Каган Мирон Соломонович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
+7 (495) 6293361
kagan@cplire.ru
125009, Россия, Москва, ул. Моховая, 11/7

Казаков Игорь Петрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326686
ipkazakov@yandex.ru
119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, 53

Казаринов Сергей Вячеславович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Башкирский государственный университет»
+7 (347) 2299647
serjikk86@gmail.com
450007, Россия, Уфа, ул. Фрунзе, 32

Калевич Владимир Константинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927396
kalevich@solid.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Калентьева Ирина Леонидовна
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4656365
Istery@rambler.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23/3

Камелин Дмитрий Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179494
kent@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Караштин Евгений Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4385313 +121
eugenk@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Карбань Оксана Владиславовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт Уральского отделения Российской Академии наук
+7 (3412) 725239
ocsa123@yahoo.com
426000, Россия, Ижевск, ул. Кирова, 132

Кившар Юрий Семѐнович
The Australian National University
+61 (2) 61253081
ysk@internode.on.net
Union Ct, 1/17, Acton, ACT 2601, Australia

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
125009, Россия, Москва, ул. Моховая, 11/7

Кленов Николай Викторович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9392588
nvklenov@nm.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Климовских Илья Игоревич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (981) 8060264
klimovskih_ilya@mail.ru
199034, Россия, Санкт-Петербург, Университетская набережная, 7/9

Клоков Андрей Юрьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1358005
klokov@lebedev.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53

Клушин Александр Моисеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179483
a_klushin@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Ковалѐв Вадим Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3333264
vadimkovalev@isp.nsc.ru
630090, Россия, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Козлов Дмитрий Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
dvkoz@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Комиссарова Татьяна Александровна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927124
komissarova@beam.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Конаков Антон Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4333127
konakov_anton@mail.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Корнеев Владимир Николаевич
Федеральное бюджетное учреждение науки Институт биофизики клетки Российской академии наук
+7 (142290) (4967)739422
korneev@icb.psn.ru
142290, Россия, Московская обл., ул. Институтская, 3, Пущино

Корнеева Юлия Петровна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский педагогический государственный университет»
+7 (499) 2461202
kor_y@rplab.ru
119991, Россия, Москва, ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1

Королев Сергей Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (904) 0602122
PESH@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Кочерешко Владимир Петрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927174
Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Кочиев Михаил Валериевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326345
kochievmv@mail.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53

Кравцов Евгений Алексеевич
Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
+7 (343) 3783591
kravtsov@imp.uran.ru
620041, Россия, ГСП-170, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Красильник Захарий Фишелевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179473
zfk@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Красильникова Людмила Владимировна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
luda@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

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
119334, Россия, Москва, ул. Косыгина, 2

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
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Криштоп Владимир Григорьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
+7 (49652) 44016
vgkvgk@mail.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. Институтская 6

Криштопенко Сергей Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (960) 1601834
ds_a-teens@mail.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Крыжков Денис Игоревич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
krizh@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Кудасов Юрий Борисла́вович
Саровский физико-технический институт – филиал Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
+7 (83130) 27239
yu_kudasov@yahoo.com
607186, Россия, Саров, ул. Духова, 6

Кудрин Алексей Владимирович
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 9307153154
alex2983@yandex.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23/3

Кудрявцев Константин Евгеньевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
konstantin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Кудряшов Михаил Александрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623314
Kudryashov@phys.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Кузин Сергей Вадимович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326949
kuzin@sci.lebedev.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53

Кузнецов Владимир Иванович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
+7 (49652) 44042
kvi@iptm.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. Институтская 6

Кузнецов Петр Иванович
Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
+7 (496) 5652586
pik218@ire216.msk.su
141190, Россия, Фрязино, Московская обл., пл. Введенского 1

Кукушкин Владимир Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
+7 (831) 4164894
vkukushk@gmail.com
603950, Россия, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Кукушкин Сергей Арсеньевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем машиноведения РАН
+7 (812) 3214784
sergey.a.kukushkin@gmail.com
199178, Россия,Санкт-Петербург, В.О. Большой проспект, 61

Кулаковский Владимир Дмитриевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (496) 5222691
kulakovs@issp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. ак. Осипьяна, 2

Курин Владислав Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179452
kurin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Курицын Дмитрий Игоревич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4385037
dk@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Курова Наталья Викторовна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (961) 6364871
kurova.nv@gmail.com
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Кусраев Юрий Георгиевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2975560
Kusrayev@orient.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Ладугин Максим Анатольевич
ООО «Сигм плюс»
+7 (495) 3333325
M.Ladugin@siplus.ru
117342, Россия, Москва, ул. Введенского, 3

Ларионов Андрей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (49652) 28373
larionov@issp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. ак. Осипьяна, 2

Ластовкин Артем Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179489
lastovkin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Латышев Юрий Ильич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
+7 (495) 6293656
yurilatyshev@yahoo.com
125009, Россия, Москва, ул. Моховая, 11/7

Лобанов Дмитрий Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179465
dima@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Лобанов Сергей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
+7 (925) 0325238
gravitonmsu@mail.ru
119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38

Логинов Павел Борисович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт биоорганической химии им. академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова Российской академии наук
+7 (916) 3860224
loginovpb@gmail.com
117997, Россия, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 16/10

Логинов Владимир Борисович
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
+7 (965) 1377536
vovalog@yandex.ru
115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31

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
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Лозовик Юрий Ефремович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук
+7 (495) 8510881
lozovik@isan.troitsk.ru
142190, Россия, Троицк, Московская обл., ул. Физическая, 5

Лойко Станислав Олегович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326271
stol@lpi.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53

Лопатин Алексей Яковлевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179476
lopatin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Лукичѐв Владимир Федорович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт Российской академии наук
+7 (499) 1295492
lukichev@ftian.ru
117218, Россия, Москва, Нахимовский пр., 34

Лучин Валерий Иванович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179476
luchin@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Мазов Лев Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 417 94 65
mazov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Малехонова Наталья Викторовна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4656475
Malekhonova@phys.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Малофеев Роман Станиславович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 2965086
malofeev@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Малышев Александр Игоревич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623304
malyshev@phys.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Манцевич Владимир Николаевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9392502
vmantsev@spmlab.phys.msu.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Маремьянин Кирилл Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
kirillm@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Маслов Дмитрий Андреевич
Саровский физико-технический институт – филиал Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
8 (83130) 27146
maslov_dem@mail.ru
607186, Россия, Саров, ул. Духова, 6

Матвеев Сергей Александрович
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 462 31 88
matveevsa.sou@gmail.com
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23/3

Мельников Александр Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179456
melnikov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Мельников Михаил Юрьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (49652) 28270
Melnikov@issp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. ак. Осипьяна, 2

Меркулова Светлана Павловна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук
+7 (495) 8510881
merkkullova@mail.ru
142190, Россия, Троицк, Московская обл., ул. Физическая, 5

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
620041, Россия, ГСП-170, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

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
630090, Россия, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Миронов Виктор Леонидович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179488
mironov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Миронов Сергей Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179485
sermironov@rambler.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Митрофанов Александр Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1357921
mitrofa@sci.lebedev.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53

Морозов Сергей Вячеславович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
more@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Москаленко Мария Александровна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»
+7 (953) 3758387
moskalenko.mary@gmail.com
197101, Россия, Санкт-Петербург, пр. Кронверкский, 49

Мотова Елена Сергеевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179465
es@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Мурель Аркадий Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179496
murel@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Мурзина Татьяна Владимировна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9393669
murzina@mail.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Мучников Анатолий Борисович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
+7 (831) 4164960
mab1@appl.sci-nnov.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Нежданов Алексей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (920) 0240282
nezhdanov@phys.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Ненашев Алексей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3332624
nenashev_isp@mail.ru
630090, Россия, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Нефѐдов Игорь Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179495
nefd@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Николаев Сергей Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1357941
nikolaev-s@yandex.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53

Оболенский Сергей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (8312) 4623265
obolensk@rf.unn.ru
603950, Россия, 23, Нижний Новгород, пр. Гагарина

Образцова Елена Дмитриевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
+7 (499) 5038206
elobr@mail.ru
119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38

Орешкин Андрей Иванович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9392502
oreshkin@spmlab.phys.msu.su
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Орлов Михаил Львович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4601931
orlovm@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Павличенко Иван Александрович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+792007143 (831) 2417231
iapav@list.ru
603950, Россия, 23, Нижний Новгород, пр. Гагарина

Павлова Екатерина Дмитриевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4658709
KatrinaOnli@rambler.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Панкратов Андрей Леонидович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (905) 1913223
alp@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Парьев Дмитрий Евгеньевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (910) 1420450
pariev@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Патрин Геннадий Семенович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Сибирский федеральный университет»
+7 (391) 2912967
patrin@iph.krasn.ru
660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

Пестов Алексей Евгеньевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179476
aepestov@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Петров Василий Александрович
Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН
+7 (812) 5437488
v.petrov.nano@gmail.com
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3

Петров Владимир Никифорович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»
+7 (812) 9572038
petrov@tuexph.stu.neva.ru
195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

Пирогов Алексей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623306
pirogov@phys.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Писарев Роман Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927963
pisarev@mail.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

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
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Платонов Алексей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

+7 (812) 2927174
alexei.platonov@mail.ioffe.ru
194021, Россия, 26, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая

Платонов Вадим Васильевич
Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
+7 (83130) 27239
platonovv@yahoo.com
607188, Россия, Саров, пр. Мира, 37

Позднякова Олеся Дмитриевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарѐва»
+7 (917) 9955017
pozdn-olesya@yandex.ru
430005, Россия, Республика Мордовия, Саранск, Большевистская, 68

Полковников Владимир Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
(8) 9030601487
polkovnikov@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Попов Владимир Геннадьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
+7 (49652) 44016
popov@iptm.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. Институтская 6

Попов Вячеслав Валентинович
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
+7 (8452) 272401
popov_slava@yahoo.co.uk
410019, Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38

Постолова Светлана Владимировна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3306733
svet.postolova@gmail.com
630090, Россия, Новосибирск,
пр. Ак. Лаврентьева, 13

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
119334, Россия, Москва, ул. Косыгина, 2

Прошин Юрий Николаевич
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
+7 (843) 2337342
yurii.proshin@ksu.ru
420008, Россия, 18, Казань, ул. Кремлевская

Пугач Наталия Григорьевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9394787
pugach@magn.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Пудалов Владимир Моисеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1376820
pudalov@lebedev.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53

Пунегов Василий Ильич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАНления РАН
+7 (8212) 246242
punegv@rambler.ru
167982, Россия, 24, Сыктывкар,
ул. Коммунистическая

Пушкарев Анатолий Петрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук
+7 (83145) 34764
pushkarev@iomc.ras.ru
603950, Россия, ГСП-445, Нижний Новгород,
ул. Тропинина, 49

Пчеляков Олег Петрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3333502
pch@isp.nsc.ru
630090, Россия, 13, Новосибирск,
пр. Ак. Лаврентьева

Рагозин Евгений Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

+7 (499) 1326329
enragozin@gmail.com
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53

Разумов Владимир Федорович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем химической физики Российской академии наук
+7 (496) 5223188
vfr@icp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, пр. ак. Семенова, 1

Ревин Леонид Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4608842
rls@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Резник Александр Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
7 (831) 4179497
reznik@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Романова Юлия Юрьевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
jul@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Рощупкин Дмитрий Валентинович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
+7 (49652) 44058
rochtch@iptm.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. Институтская 6

Румянцев Владимир Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 2554040
rumyantsev@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

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
634021, Россия, Томск, пр. Академический, 2/4

Рыбкина Анна Алексеевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (960) 2366935
rybkina-anna@bk.ru
199034, Россия, Санкт-Петербург, Университетская набережная, 7/9

Рыжанова Наталья Викторовна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (499) 1433421
ryzzhhanova@mail.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Рыльков Владимир Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
+7 (499) 1967724
vvrylkov@mail.ru
123182, Россия, Москва, пл. ак. Курчатова, 1

Рябова Татьяна Александровна
Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
+7 (343) 3783795
ryabova@imp.uran.ru
620041, Россия ГСП-170, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18,

Рябоштан Юрий Леонидович
Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»
+7 (495) 3344810
Yu.Ryaboshtan@siplus.ru
117342, Россия, Москва, ул. Введенского, 3

Рязанов Валерий Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (496) 5222574
ryazanov@issp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. ак. Осипьяна, 2

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

141190, Россия Фрязино, Московская обл.,
пл. Введенского 1,

Савинов Денис Александрович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179485
savinovda@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Садофьев Юрий Григорьевич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326686
sadofyev@hotmail.com
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинский
проспект, 53

Салахутдинов Линар Фидаилович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Казанский физико-
технический институт им. Е.К. Завойского
Казанского научного центра Российской
Академии наук
+7 (9093) 097890
L_Salakhutdinov@kfti.knc.ru
420029, Россия, Республика Татарстан, Казань,
ул. Сибирский тракт, 10/7

Салащенко Николай Николаевич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179458
salashch@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Салихов Кев Минуллинович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Казанский физико-
технический институт им. Е.К. Завойского
Казанского научного центра Российской
Академии наук
+7 (843) 2905476
salikhov@kfti.knc.ru
420029, Россия, Республика Татарстан, Казань,
ул. Сибирский тракт, 10/7

Самохвалов Алексей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179485
samokh@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Санкин Владимир Ильич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 5159185
Sankin@mail.ioffe.ru
194021, Россия Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, 26,

Сапожников Максим Викторович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179485
msap@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

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
690041, Россия, Владивосток, ул. Радио, 5

Свечников Михаил Владимирович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
микроструктур Российской академии наук
+7 (920) 0466691
svch1991@gmail.com
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Седова Ирина Владимировна
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927124
irina@beam.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, 26

Секретенко Андрей Викторович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики твердого
тела Российской академии наук
+7 (49652) 28223
asekretenko@gmail.com
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл.,
ул. ак. Осипьяна, 2

Семенов Александр Владимирович
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Московский
педагогический государственный университет»
+7 (915) 1445145
a_sem2@mail.ru
119991, Россия, Москва, ул. Малая Пироговская,
1, стр.1

Сибельдин Николай Николаевич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326331
sibeldin@sci.lebedev.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинский
проспект, 53

Сивков Виктор Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Коми научный центр Уральского отделения РАНления РАН
+7 (8212) 246242
svn@dm.komisc.ru
167982, Россия, Сыктывкар,
ул. Коммунистическая, 24

Сидоренко Анатолий Сергеевич
Институт электронной инженерии и нанотехнологий им. Д. Гицу Академии наук Молдовы
+373 (22) 737092
anatoli.sidorenko@kit.edu
MD-2028, Республика Молдова, Кишинев,
ул. Академическая, 3/3

Силаев Михаил Андреевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179485
msilaev@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Скворцов Михаил Андреевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук
+7 (495) 7029317
skvor@itp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл.,
пр. ак. Семенова, 1а

Скороходов Евгений Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179489
evgeny@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Смирнов Дмитрий
National High Magnetic Field Laboratory
+1 (850) 6445399
smirnov@magnet.fsu.edu
1800 E. Paul Dirac Dr., Tallahassee, FL 32310, USA

Соловьев Игорь Игоревич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9392588
igor.soloviev@gmail.com
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Софронов Антон Николаевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»
+7 (812) 5529671
sofronov@rphf.spbstu.ru
195251, Россия, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, 29

Сошников Илья Петрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 5345805
ipsosh@beam.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, 26

Спирин Кирилл Евгеньевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
spirink@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Стариков Станислав Дмитриевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4385313
vokirats@gmail.com
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Степихова Маргарита Владимировна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
mst@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Стогний Александр Иванович
ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»
+375 (17) 2841306
stognij@ifttp.bas-net.by
220072, Республика Беларусь, Минск,
ул. П. Бровки, 19

Сурис Роберт Арнольдович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 292 7336
suris@theory.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, 26

Суханова Татьяна Евгеньевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт высокомолекулярных соединений Российской академии наук

+7 (812) 3288503
tat_sukhanova@mail.ru
199004, Россия, Санкт-Петербург,
Большой пр. В.О., 31

Татарский Дмитрий Аркадьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179488
tatarsky@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Тейтельбаум Григорий Бенционович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук
+7 (843) 2721154
grteit@kfti.knc.ru
420029, Россия, Республика Татарстан, Казань,
ул. Сибирский тракт, 10/7

Тележников Алексей Валентинович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623304
telezhnikov@phys.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
пр. Гагарина, 23

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
141190, Россия, Фрязино, Московская обл.,
пл. Введенского 1

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
141190, Россия, Фрязино, Московская обл.,
пл. Введенского 1

Тетельбаум Давид Исаакович
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4623188
tetelbaum@phys.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
пр. Гагарина 23/3

Тимофеев Владислав Борисович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (496) 5222914
timofeev@issp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл.,
ул. ак. Осипьяна, 2

Тимофеев Вячеслав Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3307934
Vyacheslav.t@isp.nsc.ru
630090, Россия, Новосибирск,
пр. Ак. Лаврентьева, 13

Титков Александр Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (812) 2927317
Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru
194021, Россия, 26, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая

Тиходеев Сергей Григорьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
+7 (916) 3852262
tikh@gpi.ru
119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38

Токман Иосиф Давидович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (903) 6064080
tokman@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Толстихина Алла Леонидовна
Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН
+7 (499) 1351100
alla@ns.crys.ras.ru
119333, Россия, Москва, Ленинский пр-т, 59

Тонких Александр Александрович
Max Planck Institute of Microstructure Physics
+49 (345) 5582643
tonkikh@mpi-halle.mpg.de
Weinberg 2, Halle(Saale), 06120, Germany

Торопов Михаил Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук

+7 (831) 4179476
write75@rambler.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

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
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Трушин Владимир Николаевич
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
+7 (831) 4655161
trushin@phys.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23/3

Трушин Олег Станиславович
Ярославский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технологического института Российской академии наук
+7 (4852) 246552
otrushin@gmail.com
150007, Россия, Ярославль, ул. Университетская, 21

Туманов Вадим Александрович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
+7 (843) 2928051
tumanvadim@yandex.ru
420008, Россия, Казань, ул. Кремлевская, 18

Удалов Олег Георгиевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179488
udalov@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Уздин Валерий Моисеевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (812) 3733692
v_uzdin@mail.ru
199034, Россия, Санкт-Петербург, Университетская набережная, 7/9

Усеинов Ниазбек Хамзович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
+7 (843) 233 77 79
nuseinov@mail.ru
420008, Россия, Казань, ул. Кремлевская, 18

Усикова Анна Александровна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
+7 (921) 3430363
usikova@mail.ioffe.ru
194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Ушаков Дмитрий Владимирович
Белорусский государственный университет
+375 (29) 5017190
ushakovdv@bsu.by
220030, Республика Беларусь, Минск, пр. Независимости, 4

Фахртдинов Рашид Рашидович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
+7 (49652) 44081
fakhrtd@gmail.com
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. Институтская 6

Федоров Николай Кимович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (910) 4125037
fedorov@lpi.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва,Ленинский проспект, 53

Федянин Андрей Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9394544
fedyanin@nanolab.phys.msu.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Фейгельман Михаил Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л. Д. Ландау Российской академии наук
+7 (495) 7029317
feigel@landau.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., пр. ак. Семенова, 1а

Филатов Дмитрий Олегович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования

«Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
+7 (910) 7979536
dmitry_filatov@inbox.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
пр. Гагарина, 23

Фирсов Александр Анатольевич
Helmholtz Zentrum Berlin
+49 (30) 806214667
alexander.firsov@helmholtz-berlin.de
Albert-Einstein str.15, Berlin, 12489, Germany

Фирсов Дмитрий Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»
+7 (812) 5529671
dmfir@rphf.spbstu.ru
195251, Россия, Санкт-Петербург,
ул. Политехническая, 29

Фомин Лев Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук
+7 (49652) 44255
fomin@ipmt-hpm.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл.,
ул. Институтская 6

Фоминов Яков Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук
+7 (910) 4661489
fominov@landau.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл.,
пр. ак. Семенова, 1а

Фраерман Андрей Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179451
andr@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Хаймович Иван Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (951) 9098381
hai@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Хейм Деннис
Institut für Quantenphysik and Center for Integrated Quantum Science and Technology, Universität Ulm
+49 (176) 80089834
natapugach@gmail.com
D-89069 Ulm, Germany

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
410019, Россия, Саратов, ул. Зеленая, 38

Хомицкий Денис Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
+7 (831) 4623304
khomitsky@phys.unn.ru
603950, Россия, Нижний Новгород,
пр. Гагарина, 23

Хохлов Дмитрий Ремович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9391151
khokhlov@mig.phys.msu.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Храпай Вадим Сергеевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (49652) 22946
dick@issp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл.,
ул. ак. Осипьяна, 2

Цыбин Николай Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179476
tsybinikola@yahoo.com
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Чаплик Александр Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
+7 (383) 3333264
chaplik@isp.nsc.ru
630090, Россия, Новосибирск,
пр. Ак. Лаврентьева, 13

Черноусов Игорь Владимирович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего

профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»
+7 (495) 4087590
ichernousov@inbox.ru
113303, Россия, Москва,
ул. Керченская, 1а, корп. 1

Чукланов Антон Петрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук
+7 (843) 2319107
achuklanov@kfti.knc.ru
420029, Россия, Республика Татарстан, Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7

Чулков Евгений Владимирович
Donostia International Physics Center
+34 (943) 018220
evguenivladimirovich.tchoulkov@ehu.es
Paseo Manuel de Lardizabal, 4, Donostia San Sebastian, 20018, Spain

Чумаков Александр Игоревич
European Synchrotron Radiation Facility
+33 (4) 76882352
chumakov@esrf.fr
rue Jules Horowitz, 6, Grenoble, F-38043, France

Чхало Николай Иванович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179475
chkhalo@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Шалеев Михаил Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (904) 3904343
shaleev@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Шарафиев Алексей Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9394351
sharafiev.a@mail.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Шастин Валерий Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179479
shastin@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Шашкин Александр Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (496) 5222946
shashkin@issp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. ак. Осипьяна, 2

Шашкин Владимир Иванович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179455
sha@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Шевелько Александр Петрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326951
shevelko@rambler.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53

Шестов Сергей Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
+7 (499) 1326597
sshestov@gmail.com
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53

Шикин Александр Михайлович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
+7 (950) 0267453
ashikin@inbox.ru
199034, Россия, Санкт-Петербург, Университетская набережная, 7/9

Шмаѐнок Леонид Айзикович
Phystex
+31 (43) 3060214
phystex@ision.nl
Jos Francotteweg, 6, Vaals, 6291 GP, Netherlands

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@usu.ru
620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Щадилова Юлия Евгеньевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
+7 (499) 5038102
y.shchadilova@gmail.com
119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38

Щелкачев Николай Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук
+7 (495) 7029317
nms@itp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., пр. ак. Семенова, 1а

Щепетильников Антон Вячеславович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
+7 (915) 3117986
shchepetilnikov@issp.ac.ru
142432, Россия, Черноголовка, Московская обл., ул. ак. Осипьяна, 2

Щербаков Александр Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (908) 2359713
a41862@pochta.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Юлин Сергей
Fraunhofer Institute for Applied Optics and Precision Engineering
+49 (3641) 807241
sergiy.yulin@iof.fraunhofer.de
Albert-Einstein-Strasse, 7, Jena, D-07745, Germany

Юнин Павел Андреевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
8 (831) 4179491
yunin@ipmras.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Юрасов Дмитрий Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Яблонский Артем Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук
+7 (831) 4179482
yablonsk@ipm.sci-nnov.ru
603950, Россия, ГСП-105, Нижний Новгород

Якунин Михаил Викторович
Ордена Трудового Красного Знамени Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
+7 (343) 3783644
yakunin@imp.uran.ru
620041, Россия, ГСП-170, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Яминский Игорь Владимирович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»
+7 (495) 9391009
yaminsky@nanoscopy.ru
119991, Россия, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Яшунин Дмитрий Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
+7 (831) 4164907
yashuninda@yandex.ru
603950, Россия, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Авторский указатель

A
Abrosimov N.V. 447, 642
Alekseev K.N. 559
Antropov E. 73
Aranson I.S. 7
Arseyev P.I. 523

B
Bacher G. 120
Belenky G. 627
Belyakov V.A. 268
Besombes L. 558
Blackman J.A. 140
Bludov Yu.V. 382
Bozhko S.I. 193, 194, 196

C
Chaika A.N. 196
Chidichimo G. 494
Chou J.P. 221
Cizmar E. 463
Consejo C. 531
Cren T. 193

D
Debontridder F. 193
Diakonova N. 531
Dieny B. 99
Dobbie A. 463
Dolgopolov V.T. 646
Durose K. 597

E
Eaves L. 561

F
Feher A. 463
Filpo G.De 494
Fokin D.A. 193
Forchel A. 587, 589

G
Gupta J. 384

H
Halpin J.E. 463
Hartmann J.M. 640
Hassan A.H.A. 463
Helm M. 511
Henini M. 480, 561
Hőfling S. 587, 589
Horn S. 73
Horvath Zs.J. 547
Hsing C.R. 221
Hübers H.-W. 642
Hyart T. 559

I
Ionov A.M. 193

K
Kamp M. 587, 589
Känel H.von 439
Kehrle J. 73
Kipshidze G. 627
Knap W. 531
Koike Y. 69
Kolodzey J. 384
Konishi K. 515
Krasnikov S.A. 194, 196
Kravchenko S.V. 646
Krug von Nidda H.-A. 73
Ksyonz A.S. 193
Kummer M. 439
Kuwata-Gonokami M. 515

L
Leadley D.R. 463
Lenk D. 73
Levchenko E.A. 194
Li S. 646
Louzguine-Luzgin D.V. 229
Lübben O. 194, 196

M
Mantsevich V.N. 229, 523
Mariette H. 558
Maslova N.S. 229, 523
Mironov O.A. 463
Mokashi A. 646
Morari R. 73
Morris R.J.H. 463
Mueller F. 40
Müller C. 73
Murphy B.E. 194

N
Nazin S.S. 196
Noji T. 69

O
Obermeier G. 73
Oreshkin A.I. 229
Oreshkin S.I. 229
Orlita M. 463
Orlova N.N. 196

P
Panov V.I. 229
Paturi P. 465
Paulsson M. 257
Pavlov S.G. 642
Peres N.M.R. 382
Pernod P. 251
Portal J.-C. 480, 561
Postnova E.Yu. 196

R
Radican K. 194, 196
Riemann H. 447, 642
Roditchev D. 193
Ryzhanova N. 99

S
Samal N. 619
Sarachik M.P. 646
Savinov S.V. 229
Scheller T. 40
Schilling J. 613
Schneider C. 587, 589
Seidov Z. 73
Semenov V.N. 194, 196
Shashkin A.A. 646
Shterengas L. 627
Shvets I.V. 194, 196
Sidorenko A.S. 73
Smirnov D. 591
Snezhko A. 7
Strelkov N. 99

T
Tagirov L.R. 73
Tidecks R. 73
Teppe F. 531
Tiercelin N. 251
Treharne R. 597

U
Ueba H. 257

V
Vasilevskiy M.I. 382
Vedyayev A. 99

W
Wang D. 627
Wang Y.L. 221
Wei C.M. 221
Weiss T. 515
Wen B. 646
Werner P. 364, 513, 613, 629
Wosnitza J. 511
Wu H.-C. 194

Z
Zakharov N.D. 513
Zdravkov V. 73

А
Абраменко Д.Б. 261
Авдеев М.В. 5, 59
Адамчук В.К. 241
Адачи Т. 69
Адиятуллин А.Ф. 355
Азарова Е.С. 604
Акимов И.А. 86
Аксенов С.В. 85
Аладышкин А.Ю. 67
Александров В.В. 336
Алексеев П.С. 363
Алексейчик Е. 149
Алёшкин В.Я. 357, 378, 403, 429, 443, 486, 502, 621, 658
Алимов А.А. 340
Алтухов И.В. 456
Альперович В.Л. 359
Алябина Н.А. 623, 625
Амброзевич С.А. 392
Амиров И.И. 223
Амитонов С.В. 593
Андреев Б.А. 361, 477, 488
Андреева М.А. 262
Андрианов А.В. 363, 384, 582
Андрюшечкин Б.В. 215
Антонов А.В. 357, 492, 513, 529, 571
Антонов Д.А. 412
Антонов И.Н. 412
Анциферов П.С. 338
Арапов Ю.Г. 416
Артюков И.А. 275
Аульченко В.М. 286
Афанаскин А.Ю. 535
Афанасьев М.М. 460
Афоненко А.А. 443, 621
Ахсахалян А.А. 266
Ахсахалян А.Д. 266
Ачанта Вену Гопал 86

Б
Багаев В.С. 540
Багаев Т.А. 505
Базалевский М.А. 579
Байдакова Н.А. 364, 513, 656
Байдусь Н.В. 366, 386, 394, 519, 556, 567
Байер М. 86
Бакурский С.В. 10, 38
Балашова Т.В. 565
Бантыш Б.И. 15
Барабанов А.Ф. 17, 21
Барабанова Н.И. 171
Баранов А.Н. 456
Барышев В.Р. 368
Барышева М.М. 284
Басаргина Н.В. 542
Батурина Т.И. 13, 48, 57
Бахтизин Р.З. 189, 223
Бекин Н.А. 644
Белёвский П.А. 386
Белов А.В. 412
Белов А.И. 427, 606, 608
Белов Ю.И. 648
Белолипецкий А.В. 418
Белотелов В.И. 86
Белых В.В. 589
Белышева Т.В. 209
Беляков В.А. 370, 380
Бер Б.Я. 445, 584
Беспалов А.А. 13
Беспалов А.В. 165
Бессараб П.Ф. 88
Бессмертный К.Д. 140, 161
Бизяев Д.А. 94, 200
Бирюков А.А. 429, 519, 556, 567
Битюрин Н.М. 191
Благодатков Д.В. 90, 118, 128
Блез Ж. 471
Бобров А.И. 110, 132, 372, 380, 427, 490, 519, 551, 554, 567
Бобылев А.В. 384
Богачев С.А. 288
Богданов Ю.И. 15
Боднарчук Я.В. 206
Больгинов В.В. 65
Бондарев И.А. 101
Бондаренко А.С. 163
Бондаренко Л.В. 221, 238
Борисенко И.В. 92
Борисов В.И. 245
Борисова С.Д. 233
Борисюк П.В. 289
Борман В.Д. 289
Борыгина К.И. 241
Бочкарев В.Ф. 171
Бочкарев М.Н. 565
Бржезинская М. 331
Буданов Б.А. 198
Бударин Л.И. 112, 114
Буздин А.И. 13, 50, 53, 61, 71
Буйских А.С. 615
Булгакова С.А. 271
Буравлёв А.Д. 374, 558, 615
Бурбаев Т.М. 376, 458
Бурдейный Д.И. 357, 378
Бурдов В.А. 370, 380, 468, 504, 604
Бурин М.Е. 565
Бурмистрова А.В. 26
Бухараев А.А. 94, 96, 200
Бушуев В.А. 273
Бушуев В.С. 261
Бушуйкин П.А. 361
Быков В.А. 202
Быков Д.А. 86
Бычковский Д.Н. 390

В
Вазина А.А. 286
Вайнер Ю.А. 284, 296, 298, 318, 334
Валуева С.В. 241
Вальков В.В. 17, 21, 85
Варнаков С.Н. 101
Варыхалов А. 235
Василевский М.И. 366
Васильев А.Л. 36
Васильев В.К. 608
Васильев Р.Б. 392
Васильев Ю.Б. 384
Васильева Г.Ю. 384
Вахтомин Ю.Б. 22
Ващенко А.А. 390
Вдовин В.Ф. 19
Вдовичев С.Н. 98, 204, 208
Вдовичева Н.К. 98
Веденеев А.С. 155
Вилков О. 238
Винниченко В.Ю. 179
Винниченко М.Я. 627, 629
Виноградов А.В. 275
Виноградов Д.И. 202
Виноградов Е.А. 385, 435
Винокур В.М. 48
Винославский М.Н. 386
Витухновский А.Г. 388, 390, 392
Вихрова О.В. 110, 122, 394, 399, 486, 556
Вишняков Е.А. 308
Водолазов Д.Ю. 30
Волгунов Д.Г. 266, 276, 323
Волк Т.Р. 206
Волков В.А. 396, 451
Волков Н.В. 101
Волков П.В. 397, 648
Волкова Е.В. 544
Волкова Е.И. 519
Волкова Н.С. 399, 623
Володин А.П. 205
Воробьев Л.Е. 627, 629
Ворожцова И.В. 542
Воронов Б.М. 42
Востоков Н.В. 401, 469
Вылегжанина М.Э. 241
Вялых Д.В. 238, 316

Г
Гавриленко В.И. 449, 463, 484, 486, 511, 529, 531, 571
Гавриленко Л.В. 403, 502
Гаврилов С.С. 405, 587
Гаврищук Е.М. 316
Гаврюшина М.Л. 34
Гайкович П.К. 278, 314
Гайнутдинов Р.В. 206, 249
Галин М.А. 40, 231
Ганьшина Е.А. 106, 155
Гапонова Д.М. 403, 502
Гатин А.К. 209, 211, 213
Гаязов Р.Р. 261
Германенко А.В. 406
Гильденбург В.Б. 549
Гинзбург Н.С. 368
Гиппиус Н.А. 405, 515, 612
Глазов М.М. 408, 589
Глубоков Д.А. 10, 388
Глушков В.В. 103
Голикова О.Л. 165
Головня А.А. 21
Голуб Л. 288
Голубов А.А. 10
Гольцман Г.Н. 22, 40, 42
Горай Л.И. 280
Горбацевич А.А. 458
Горбунов А.В. 410
Горев Р.В. 104
Горлачук П.В. 573
Горшков А.П. 399, 551, 623
Горшков О.Н. 412, 427
Горюнов А.В. 397, 648
Грабовский Е.В. 336
Грановский А.Б. 106, 155
Грачев Д.А. 370, 380
Гриб А.А. 151
Грибков Б.А. 98, 146, 163, 204, 208
Григорьев М.В. 329
Гринвальд И.И. 414

Грицук А.Н. 336
Гришин А.М. 86
Гришин М.В. 209, 211, 213
Грузинов А.Ю. 286
Грузнев Д.В. 221, 238
Гудина С.В. 416
Гурова Д.А. 271
Гуртовой В.Л. 24
Гусев Н.С. 108, 167
Гусев О.Б. 418
Гусев С.А. 163, 208, 214, 488
Гусейнов Д.В. 420, 447
Густайцев А.О. 101
Гутаковский А.К. 48
Гущин М.И. 410

Д
Давоян А.Р. 563
Далидчик Ф.И. 198
Данилов С.Н. 635
Данилов Ю.А. 110, 112, 116, 122
Данильцев В.М. 422, 533
Дворецкий С.А. 406, 658
Двуреченский А.В. 538
Девятов И.А. 593
Девятов И.И. 26
Девятов Э.В. 423
Демидов В.В. 92
Демидов Е.А. 422
Демидов Е.В. 231, 425, 533
Демидов Е.С. 112, 114, 427
Демидова Д.С. 544
Демидова Н.Е. 112, 114, 427
Демина П.Б. 366
Демишев С.В. 103
Денисов С.А. 525
Деточенко А.П. 599
Джонс М.М. 271
Дзебисашвили Д.М. 17
Дивочий А.В. 22
Дикарёва Н.В. 429, 443
Дмитриев А.П. 418
Додин Е.П. 567
Дорофеев И.А. 285, 431, 432, 435,437
Дорохин Л.А. 338
Дорохин М.В. 110, 116, 122
Дохликова Н.В. 209, 211
Драченко О. 511
Дричко И.Л. 429
Дровосеков А.Б. 118
Дроздов М.Н. 110, 422, 425, 525, 599, 601, 652, 654
Дроздов Ю.Н. 110, 122, 282, 513, 640, 652
Дубенко И.С. 106
Дубинов А.А. 429, 441, 443
Дубровских С.М. 542
Дудин Ю.А. 606
Дудник М.Г. 175
Дьяконов В. 553

Е
Европейцев Е.А. 445
Егоркин В.И. 458
Егоров А.Ю. 460
Ежевский А.А. 420, 447, 599
Елезов М.С. 22
Ельцов К.Н. 215
Емелин Е.В. 310
Еремин А.В. 101
Ерко А. 331
Ермолаев Д.М. 449
Ермолаева О.Л. 142, 217
Ершов А.В. 380, 535, 537

Ё
Ёлкин А.Г. 289

Ж
Желтов В.В. 215
Жидомиров Г.М. 215
Жижин Е.В. 226, 235, 253
Жиляев И.Н. 28
Жолудев М.С. 511, 531, 658
Жукавин Р.Х. 642
Жуков А.П. 106
Журавлев А.Г. 359

З
Забелин А.В. 286
Заболотных А.А. 451
Забродин И.Г. 314
Зайцев С.В. 120
Зайцев С.Д. 271
Зайцева Е.В. 327
Зайцев-Зотов С.В. 219
Закамов В.Р. 648
Заславский В.Ю. 368
Захарьин А.О. 363, 384, 582
Звездин А.К. 86
Звонков Б.Н. 110, 116, 122, 366, 386, 394, 416, 486, 551
Здоровейщев А.В. 112, 116, 399
Земляков В.Е. 449
Зимовец И.А. 623, 625
Зорина М.В. 284, 296, 334
Зотов А.В. 221, 238
Зотова А.Н. 30
Зуев С.Ю. 314, 318

И
Иванов В.Ю. 103
Иванов Д.А. 81
Иванов П.А. 384
Иванов С.В. 363, 445, 452, 465, 584
Иванов Ю.Л. 384
Ивлева Л.И. 206
Иконников А.В. 511
Иконников В.Б. 316
Илларионов И.А. 648
Ильин А.И. 507
Ильин А.Н. 24
Ильин Н.А. 206
Ильин Н.В. 259
Ильинская Н.Д. 456, 617
Ильичев Е.В. 63, 74, 595
Иржак Д.В. 310, 329
Исупова Г.Г. 521
Ичкитидзе Л.П. 32, 34

Й
Йонссон Х. 88

К
Кавокин А.В. 471
Каган М.С. 456
Казаков А.П. 106
Казаков И.П. 458
Казанцев Д.Ю. 445, 584
Казаринов С.В. 223
Кайбышев В.Х. 584
Калагаев И.Ю. 414
Калач К.М. 179
Калевич В.К. 460
Калентьева И.Л. 122
Калинина Н.А. 249
Калитеевский М.А. 615
Калиш А.Н. 86
Кан Н.С. 151
Карамзина Е.Н. 310
Караштин Е.А. 124, 126, 159
Карбань О.В. 224
Каретникова И.Р. 98, 147
Карзанов В.В. 112
Карзанова М.В. 427, 429
Карминская Т.Ю. 38
Карпов М.А. 92
Касаткин А.П. 412
Каськов И.А. 276, 294
Кац В.Н. 558
Кацаба А.В. 392
Керрен Б. 215
Кириллов А.И. 316
Кирсанкин А.А. 209, 211, 213
Кисиленко К.И. 19
Кислинский Ю.В. 36
Кленов Н.В.10, 38, 74, 595
Климко Г.В. 363, 445, 584
Климов А.Ю. 98, 146, 204
Климовских И.И. 226, 235, 253
Клинов Д.В. 228
Клушин А.М. 40
Клюев А.В. 544
Клюенков Е.Б. 291, 333
Кобаяши К. 288
Кобяков А.В. 149
Ковалев А.А. 556
Ковалев В.М. 462
Ковалевский К.А. 547
Кожушнер М.А. 213
Козлов Д.В. 463, 571
Козловский В.И. 496
Козырев Д.С. 376
Колмычек И.А. 146, 159
Колыбасова В.В. 593
Комиссарова Т.А. 445, 465, 466
Комиссинский Ф.В. 36
Константинян К.И. 36
Конаков А.А. 370, 380, 468
Копнин Н.Б. 82
Копьёв П.С. 617
Коржонов Д.А. 390
Корнаухов А.В. 623, 625
Корнеев А.А. 22, 42
Корнеев В.Н. 286
Корнеева Ю.П. 22, 42
Коровушкин М.М. 21
Королев С.А. 469, 652
Королев Д.С. 427, 606, 608
Корольков А.Е. 388
Костин В.А. 549
Костюк А.Б. 606
Кочерешко В.П. 471, 558
Кочиев М.В. 473
Кошелев К.Н. 261, 338
Кравцов Е.А. 90, 118, 128
Кравчик М. 183
Краев А.В. 243

Красильник З.Ф. 403, 475, 477, 486, 488, 492, 502, 513, 525, 601, 640
Красильникова Л.В. 475, 477, 529
Крейлкамп Л.Е. 86
Крейнес Н.М. 118
Кривобок В.С. 355, 540
Кривулин Н.О. 479, 554
Кривцун В.М. 261
Криницина Т.П. 138
Криштоп В.Г. 478
Криштопенко С.С. 482, 484
Крупенин В.А. 593
Крутицкий П.А. 593
Крутянский В.И. 159
Крутянский В.Л. 146
Крыжков Д.И. 403, 486, 488, 502
Кудасов Ю.Б. 130, 136
Кудрин А.В. 112, 116, 122, 132, 490
Кудрявцев В.В. 249
Кудрявцев К.Е. 443, 477, 488, 492, 513, 571
Кудряшов Д.А. 597
Кудряшов М.А. 494
Кузин С.В. 288, 340
Кузнецов В.И. 44
Кузнецов В.П. 492, 623, 625
Кузнецов О.А. 640
Кузнецов П.И. 496
Кузьмин Л.С. 63, 74, 595
Кузяев Д.М. 565
Кукин А.В. 418
Кукушкин В.А. 498
Кукушкин И.В. 650
Кукушкин С.А. 500
Кулаковский В.Д. 405, 587, 589
Кулатов Э.Т. 155
Куприянов М.Ю. 10, 38
Курин В.В. 46
Курицын Д.И. 403, 502, 529
Курова Н.В. 468, 504
Кусраев Ю.Г. 134
Кутин А.А. 241
Кюнстнер С. 300

Л
Ладугин М.А. 505, 573
Ланина Н.Ф. 286
Ларионов А.В. 507, 509
Ларионов П.А. 22
Ластовкин А.А. 511
Латышев А.В. 48
Лебедев В.С. 390
Леесмент С. 202
Лесников В.П. 114
Леснов И.В. 19
Либерзон Д.Г. 340
Лисин В.Н. 94
Лихачев И.А. 155
Лобанов Д.Н. 364, 376, 513, 540, 656
Лобанов С.В. 515, 612
Лобанова И.И. 103
Лобков В.С. 200
Логинов Б.А. 289
Логинов В.Б. 289
Логинов П.Б. 228
Логунов А.А. 494
Лойко С.О. 79
Лопатин А.Я. 288, 291, 314, 333
Лубов М.Н. 280
Лукичёв В.Ф. 15
Лукьянов А.Ю. 397
Лукьянова М.Ю. 547
Лучин В.И. 291, 333
Лысенко В.Г. 403, 502

М
Мазо Л.А. 266
Мазов Л.С. 517
Максимова Г.М. 604
Малеев Н.А. 449
Малехонова Н.В. 110, 132, 490, 519, 551, 567
Маликов И.В. 179, 181
Малыгин Н.Д. 427
Малыш В.А. 429
Малышев А.И. 521, 631
Малышев И.В. 323
Малышева Е.И. 116, 394
Манова Н.Н. 22
Мансфельд М.А. 19
Манцевич В.Н. 189
Маремьянин К.В. 449, 529
Мариетт А. 471
Маркелов А.С. 325, 327
Мармалюк А.А. 505, 573
Мартовицкий В.П. 458, 579
Марченко Д. 235
Марычев М.О. 625
Маслаков К.И. 155
Маслов Д.А. 136
Матвеев Б.А. 617
Матвеев С.А. 525, 601
Матвеева Г.Н. 241
Матецкий А.В. 221, 238
Машин А.И. 494, 535, 537
Машко М.О. 627
Мельник Н.Н. 458
Мельников А.С. 50, 67, 71, 82
Мельников М.Ю. 527
Мельцер Б.Я. 465
Меттус Д.Е. 106
Миляев М.А. 128, 138, 157
Миннуллин А.Н. 59
Миньков Г.М. 406
Миронов А.Ю. 48, 57
Миронов В.Л. 104, 140, 142, 161, 217
Миронов С.В. 50, 53
Митрофанов А.В. 293
Митрофанов К.Н. 336
Митягин Ю.А. 458
Михайлов А.Н. 427, 606, 608
Михайлов Г.М. 24, 179, 181
Михайлов Н.Н. 406, 529, 531, 658
Мишина И.Д. 206
Мишкин В.П. 623, 625
Молодцов С.Л. 316
Морозов О.В. 223
Морозов С.В. 443, 486, 529, 531, 571
Москаленко М.А. 144
Мрушкевич М. 183
Мурель А.В. 422, 425, 533
Мурзин В.Н. 458
Мурзина Т.В. 146, 159
Мустафин И.А. 615
Мухаматчин К.Р. 147
Мухаметдинова А.Б. 90
Мыльников Д.А. 589

Н
Насимов Д.А. 48
Наумов В.В. 171
Наумова Л.И. 90, 138, 157
Нащекин А.В. 597
Неверов В.Н. 416
Нежданов А.В. 535, 537
Некипелов С.В. 316
Некоркин С.М. 429, 443
Ненашев А.В. 538
Нефедов И.М. 67, 98, 147, 294
Нефедов Ю.А. 650
Никитенко Ю.В. 167
Никитов С.А. 183
Никифоров А.И. 610
Никифоров В.Г. 200
Николаев С.Н. 155, 355, 540
Николичев Д.Е. 114
Никорич А.В. 635
Новиков А.В. 364, 376, 513, 640, 654, 656
Новиков А.И. 106
Новиков С.И. 587
Новикова Н.Н. 385
Новицкий Н.Н. 165
Новодворский О.А. 155
Ноздрин Ю.Н. 237, 567
Нургазизов Н.И. 94, 200

О
Оболенская Е.С. 544
Оболенский С.В. 542, 544
Овсянников Г.А. 36, 92
Овчинников С.Г. 101
Олейник Г.М. 336
Ольснер Г. 63
Орешкин А.И. 189
Орешкин С.И. 189
Орликовский А.А. 15
Орлов Л.К. 547
Орлов М.Л. 547
Осипов А.В. 500
Османов Р.Р. 19
Островский П.М. 81
Оцужи Т. 563

П
Павличенко И.А. 549
Павлов Д.А. 372, 380, 427, 479, 519, 554, 567
Павлова А.Ю. 251
Павлова Е.Д. 110, 490, 551
Падалица А.А. 505
Паневин В.Ю. 629
Панкратов А.Л. 55, 63, 74, 595
Панкратова Е.В. 55
Паолазини Л. 128
Патрин Г.С. 149
Папроцкий С.К. 456
Парьев Д.Е. 278, 314
Патрин К.Г. 149
Паулиш А.Г. 359
Пашаев Э.М. 155
Перов Н.С. 155
Перцов А.А. 340

Пестов А.Е. 271, 294, 296, 314, 334
Петренко А.В. 167
Петров А.Г. 582
Петров В.А. 553, 597
Петров В.Н. 151
Петрова Д.В. 151
Петрова О.В. 316
Петухов Д.А. 177
Пирогов А.В. 372, 554
Писарев Р.В. 153
Планкина С.М. 556
Платонов А.В. 471, 558
Плотицына О.А. 310
Подгорных С.М. 416
Позднякова О.Д. 559
Полищук О.В. 563
Полковников В.Н. 298, 300, 314, 318, 320
Попков С.А. 420, 447
Попов В.В. 449, 563
Попов В.Г. 480, 561
Попов Н.Л. 275
Порошин В.Н. 386
Посвянский В.С. 213
Постолова С.В. 57
Потапов А.С. 384
Преснов Д.Е. 593
Проглядо В.В. 90, 138, 157
Проскуряков Ю.Ю. 597
Прошин Ю.Н. 5, 59, 77
Прудников В.Н. 106
Пряхин Д.А. 271, 364, 425
Пугач Н.Г. 61
Пунегов В.И. 302, 304, 306
Пушкарев А.П. 565
Пчеляков О.П. 610
Пяткин С.В. 179

Р
Рагозин Е.Н. 308
Радер О. 235
Разов Е.Н. 316
Ревин Л.С. 63
Резник А.Н. 231
Рогов В.В. 98, 159, 167
Родионов И.Д. 106
Розенталь В.А. 42
Романова Ю.Ю. 567, 569
Рощупкин Д.В. 310, 329
Рудин С.А. 538
Ружицкий В.И. 38
Румянцев В.В. 529, 531, 571
Русина Г.Г. 233
Русинова М.В. 226, 253
Рут О.Э. 406
Рыбкин А.Г. 226, 235, 253
Рыбкина А.А. 226, 235, 253
Рыжий В. 563
Рыжкова М.В. 238
Рыков А.В. 116
Рыльков В.В. 155
Рябова Л.И. 635
Рябова Т.А. 90, 157
Рябоштан Ю.Л. 573
Рябухина М.В. 90, 118
Рязанов В.В. 65

С
Сабликов В.А. 575, 577
Саввидис П. 471
Савельев А.П. 658
Савин С.С. 165
Савинов Д.А. 67
Савинов С.А. 458
Савинов С.В. 189
Савицкий А.О. 118
Савченко М.Л. 359
Садофьев Ю.Г. 579, 619
Салахутдинов Л.Ф. 69
Салащенко Н.Н. 271, 278, 284, 291, 294, 296, 298, 300, 312, 314, 318, 320, 323, 333, 334
Саматов И.Г. 392
Самойлов Л.Л. 615
Самохвалов А.В. 71
Самсоненко Ю.Б. 558, 615
Самсонова Т.П. 384
Санкин В.И. 384, 582
Сапожников М.В. 108, 159, 237
Саранин А.А. 221, 238
Сасоров П.В. 336
Саунин С.А. 169, 243 ,245
Сафиуллин Г.М. 200
Сахаров В.И. 608
Сахаров В.К. 183
Свечников М.В. 314
Свинцов А. 331
Сдобняков В.В. 114
Седова И.В. 445, 584
Седова М.А. 363
Секретенко А.В. 405, 507, 587
Селиверстов С.В. 40
Семено А.В. 103
Семенов А.В. 22
Семенов А.Д. 40
Семенов А.Н. 465
Семин С.В. 206
Семина М.А. 589
Семисалова А.С. 155
Сергеев С.М. 403, 502
Сергеев С.С. 529
Серенков И.Т. 608
Сертан Дж. 288
Сибельдин Н.Н. 376, 473, 589
Сивков В.Н. 316
Сивков Д.В. 306
Сидоренко К.В. 370, 380
Сизов В.Е. 169
Сизов Ф.Ф. 449
Симагина Л.В. 206
Ситникова А.А. 465, 584
Скворцов М.А. 81
Склизкова В.П. 249
Скляднева И.Ю. 233
Скопин Е.В. 112
Скориков М.Л. 376
Скороходов Е.В. 98, 104, 140, 142, 146, 161, 163, 208, 217, 237, 271
Случанко Н.Е. 103
Смагина Ж.В. 538
Смирнов А.И. 259
Смирнов И.Ю. 439
Смирнов К.В. 22
Смирнова И.А. 321
Соболев Н.А. 608
Соколова М.П. 241
Соловьев А.В. 223
Соловьев В.А. 465
Соловьев И.И. 38, 74, 593, 595
Сорокин С.В. 445, 584
Софронов А.Н. 629
Сошников И.П. 553, 597
Спиридонов М.В. 261
Спирин К.Е. 463
Стариков С.Д. 298, 300, 314, 318, 320
Степанов А.Н. 259
Степина Н.Д. 249
Степихова М.В. 368, 475, 525, 599, 601
Стогний А.И. 165
Суворов Э.В. 321
Суслов А.В. 439, 658
Суханов А.А. 577
Суханова Т.Е. 241
Сухоруков А.В. 420, 447
Сычев В.В. 388

Т
Тагиров Л.Р. 177
Тайдаков И.В. 388
Талалаев В.Г. 613
Таланов Ю.И. 69
Тананаев П.Н. 390
Танклевская Е.М. 553
Тарасов А.Н. 223
Тарасов А.С. 101
Тарасова Е.А. 542, 544
Татарский Д.А. 126, 167
Тележников А.В. 604
Темирязев А.Г. 169, 243, 245
Темирязева М.П. 169
Терентьев Я.В. 584
Тертышник А.Д. 397
Теруков Е.И. 418
Тесье Р. 456
Тетельбаум Д.И. 427, 606, 608
Тийс С.А. 610
Тимофеев В.А. 610
Тимофеев В.Б. 410
Тимофеева А.О. 608
Титков А.Н. 247
Тиходеев С.Г. 257, 515, 612
Тихонов Е. 637
Тихонравов А.В. 340
Ткачёв О.В. 542
Толочко В.П. 286
Толстихина А.Л. 206, 249
Тонких А.А. 364, 613, 629
Торопов А.А. 445, 584
Торопов М.Н. 271, 276, 296, 323
Трахтенберг Л.И. 209
Троицкий Б.Б. 108, 237
Тронин В.Н. 289
Тронов А.А. 114
Тропанова А.Н. 425
Троян В.И. 289
Трубецков М.К. 340
Труфанов А.Н. 394
Трухин В.Н. 615
Трушин В.Н. 325, 327
Трушин О.С. 171
Тугушев В.В. 155
Тулин В.А. 24
Туманов В.А. 77
Турпанов И.А. 149

У
Удалов О.Г. 124, 159, 167, 173
Уздин В.М. 88, 144, 175
Уланов Е.А. 85
Усачев Д. 238
Усеинов Н.Х. 177
Усикова А.А. 456, 617

Устинов А.Б. 151
Устинов В.В. 90, 128, 138
Уткин А.А. 108
Ушаков Д.В. 619, 621

Ф
Фатеев Д.В. 449
Фахртдинов Р.Р. 310, 329
Федоров А. 238
Федоров Н.К. 79
Федоров С.А. 473
Федянин В.В. 392
Феоктистов Н.А. 500
Филатов Д.О. 623, 625
Филимонов Ю.А. 183, 251
Финкель М.И. 40
Фирсов А. 331
Фирсов Д.А. 627, 629
Фомин Л.А. 179, 181
Фоминов Я.В. 81
Фраерман А.А. 98, 124, 147, 159, 167

Х
Хайм Д. 61
Хаймович И.М. 82
Ханипов Т.Ф. 200
Харитонов А.И. 266
Харитонов В.А. 209, 211, 213
Хивинцев Ю.В. 183, 251
Холево А.С. 15
Хомицкий Д.В. 631, 633
Хохлов Д.Р. 635
Храмова О.Д. 155
Храпай В.С. 527, 637
Хрыкин О.И. 422, 425
Хусаинов М.М. 59

Ц
Цабель Х. 128, 144
Цветков В.А. 473
Цуканов Д.А. 238
Цыбин Н.Н. 288, 291, 333
Цыпленков В.В. 642
Цырлин Г.Э. 553, 558, 597, 615

Ч
Чалков В.Ю. 525, 599
Чаплик А.В. 462
Чевелева Е.А. 537
Чекмарев А.М. 261
Черноглазов К.Ю. 155
Черноусов И.В. 638
Черных А.В. 24, 179
Чигиринский Ю.И. 427
Чубанов А.А. 633
Чубич Д.А. 388
Чугров И.А. 370, 380
Чукланов А.П. 94, 200
Чумаков А.И. 185
Чупрунов Е.В. 325, 327
Чурин А.Ю. 542, 544
Чхало Н.И. 271, 276, 278, 284, 294, 296, 300, 312, 314, 323, 334

Ш
Шадрин А.В. 36
Шадров В.Г. 165
Шайблер Г.Э. 359
Шалеев М.В. 513, 640
Шалыгин В.А. 629
Шаповал С.Ю. 449
Шарапова С.А. 340
Шастин В.Н. 644
Шатохин А.Н. 308
Шаферс Ф. 300
Шашкин В.И. 401, 422, 425, 469, 533, 648
Швецов А.В.132
Шевелько А.П. 336, 338
Шевцов С.В. 355
Шейерман А.Е. 36
Шек Е.И. 608
Шенгуров В.Г. 475, 525, 599, 601
Шенгуров Д.В. 477, 488, 492, 525
Шерешевский И.А. 67, 98, 147
Шерман Е.Я. 631
Шерстобитов А.А. 406
Шестов С.В. 288, 340
Шикин А.М. 226, 235, 253
Шиляев А.П. 554
Шиляев П.А. 479
Ширяев А.Ю. 460
Ширяев М.В. 19
Шитов С.В. 55
Шишаков А.И. 310
Шлектарев В.А. 286
Шмагин В.Б. 492
Шмаенок Л.А. 291, 333
Шмелев А.Г. 200
Шмелев Е.И. 544
Шмелев С.С. 458
Шовкун Д. 637
Шорохов А.В. 559
Шорохова А.В. 155
Шуб Б.Р. 209, 211, 213
Шубин А.Б. 202
Шубина Т.В. 617
Шукайло В.П. 542
Шулешова И.Ю. 425
Шур М.С. 563
Шур В.Я. 255

Щ
Щадилова Ю.Е. 257
Щеглов В.Л. 363
Щелкачев Н.М. 84
Щепетильников А.В. 650
Щербаков А.В. 314

Ю
Юнин П.А. 282, 601, 652
Юрасов Д.В. 640, 654
Юшков В.И. 149

Я
Яблонский А.Н. 361, 477, 488, 601, 656
Якимов А.В. 544
Якимов Е.Б. 329
Яковлев В.А. 385
Яковлев Д.Р. 86
Якунин М.В. 416, 658
Якушев О.Ф. 261, 338
Яроцкая И.В. 573
Яссиевич И.Н. 418
Яшунин Д.А. 259

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XVII международного симпозиума

11–15 марта 2013 г., Нижний Новгород

Том 2: секция 3

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 417 94 65, (831) 417 94 94+155, факс: (831) 417 94 64
e-mail: symp@ipmras.ru

Формат 60×90 1/8.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times New Roman», «Arial».
Усл. п. л. 28,1. Заказ № 155. Тираж 300 экз.

Техническая помощь: сотрудники Отдела дизайна РИУ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина

603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433 83 25

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433 52 02