

Шамирзаев Тимур Сызгирович

**РЕКОМБИНАЦИЯ И СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЭКСИТОНОВ В  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ПЕРВОГО РОДА С  
НЕПРЯМОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ**

*специальность: 01.04.10 - физика полупроводников*

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Новосибирск – 2012

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук.

**Официальные оппоненты:**

Кибис Олег Васильевич, доктор физико-математических наук, профессор, Новосибирский Государственный Технический Университет, профессор кафедры прикладной и теоретической физики.

Кусраев Юрий Георгиевич, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, директор отделения физики твердого тела.

Втюрин Александр Николаевич, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, заместитель директора.

**Ведущая организация:** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук.

Защита состоится « 23 » апреля 2013 года в 15 часов на заседании диссертационного совета Д.003.037.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 630090, Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 13

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

Автореферат разослан « 18 » марта 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук

Погосов Артур Григорьевич

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Развитие эпитаксиальных технологий роста привело к созданию полупроводниковых гетероструктур: квантовых ям (КЯ), сверхрешеток (СР), квантовых проволок (КП) и квантовых точек (КТ) - объектов с новыми, не существующими в природе электронными и оптическими свойствами. Использование этих объектов не только открыло широкие возможности для создания новых полупроводниковых приборов, но и позволило проводить исследования многочисленных физических явлений фундаментального характера, поскольку процессы энергетической, спиновой релаксации и рекомбинации электронных возбуждений происходят в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах иначе, чем в объёмных полупроводниках. Причины изменения поведения электронных возбуждений в гетероструктурах можно разделить на: (1) общие для всех полупроводниковых гетероструктур одинаковой размерности (например, появление дискретного спектра энергетических уровней электронов и дырок в КТ радикально изменяет процесс энергетической релаксации носителей заряда из-за ограничений на неупругое рассеяние) и (2) связанные с особенностями формирования энергетического спектра, реализующегося в конкретном типе полупроводниковых гетероструктур любой размерности (например, пространственное разделение электронов и дырок между различными слоями в КЯ, СР, КП и КТ второго рода). Управление энергетическим спектром осуществляется выбором составляющих гетероструктуру полупроводниковых материалов с разным взаимным расположением краев зон и размерным квантованием носителей заряда, т.е. выбором толщины слоев для КЯ и СР, размера и формы для КТ.

Огромное число работ было посвящено изучению: (1) полупроводниковых гетероструктур второго рода, в которых электроны и дырки разделяются в реальном пространстве между слоями различных полупроводников с состоянием дырки в  $\Gamma$  минимуме валентной зоны и основным состоянием электрона, принадлежащим: (а)  $X$  или  $L$  минимуму зоны проводимости, или (б)  $\Gamma$  минимуму зоны проводимости; (2) прямозонных полупроводниковых гетероструктур первого рода, в которых оба носителя заряда (и электрон, и дырка) локализованы в одном из составляющих структуру полупроводников с основным состоянием электрона, принадлежащим  $\Gamma$  минимуму зоны проводимости.

К моменту начала исследования практически отсутствовали работы, посвященные получению ещё одного возможного класса полупроводниковых гетероструктур - первого рода с непрямой запрещённой зоной и изучению поведения электронных возбуждений в таких объектах. Свойства низкоразмерных структур первого рода, построенных на основе непрямозонных полупроводников, главным образом, нанокристаллов Ge и Si изучались только в аморфных диэлектрических матрицах (таких как, например,  $\text{SiO}_2$  или  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), с высокой концентрацией дефектов решетки, сильно взаимодействующих с электронными возбуждениями в полупроводниковых нанокристаллах. Настоящая диссертационная работа восполняет этот пробел.

Полупроводниковые гетероструктуры первого рода с непрямой запрещенной зоной могут быть удобными объектами для анализа физических процессов, изучение которых в других типах полупроводниковых гетероструктур затруднено. Характерным примером такого процесса является спиновая релаксация экситонов в КТ. В теоретических работах было показано, что сильная локализация в КТ приводит к подавлению механизмов, определяющих переворот спина свободно двигающихся электронных возбуждений, таких как механизмы Эллиота-Яфета и Дьяконова–Переля. Согласно расчетам, характерные времена спиновой релаксации носителей заряда и экситонов в КТ при низких температурах лежат в миллисекундном диапазоне времен. При изучении спиновой релаксации экситонов необходимо учитывать тот факт, что время жизни экситона в КТ ограничено временем его рекомбинации. В хорошо изученных прямозонных полупроводниковых КТ первого рода характерные времена рекомбинации экситона лежат в наносекундном диапазоне. Подавление основных механизмов спиновой релаксации приводит к тому, что время жизни спиновых состояний экситонов в прямозонных КТ становится на несколько порядков величины больше, чем время жизни экситона. Для экспериментального изучения спиновой релаксации экситонов в КТ требуются полупроводниковые гетероструктуры, обеспечивающие время жизни экситона, сравнимое со временем жизни его спинового состояния. В полупроводниковых КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной разность квазиимпульсов электрона и дырки существенно превышает величину импульса фотона, испускаемого при рекомбинации экситона, построенного из этих носителей заряда. Закон сохранения квазиимпульса накладывает ограничения на рекомбинацию экситонов в таких КТ, увеличивая времена их жизни до значений, сравнимых с теоретически рассчитанными временами спиновой релаксации. Таким образом, непрямозонные КТ первого рода являются перспективным объектом для экспериментального изучения процессов спиновой релаксации экситонов в нульмерных системах.

**Цель работы** заключалась в определении фундаментальных закономерностей рекомбинации и спиновой релаксации экситонов в новом классе полупроводниковых гетероструктур – КЯ и КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной.

Для достижения цели необходимо было решить следующие основные **задачи**:

- 1) Обосновать существование гетероструктур первого рода с непрямой запрещенной зоной.
- 2) Синтезировать КТ и КЯ первого рода с непрямой запрещенной зоной. Научиться управлять атомной структурой и, соответственно, энергетическим спектром электронных возбуждений гетероструктур с КЯ и КТ в процессе роста и послеростовых обработок.
- 3) Экспериментально исследовать закономерности некогерентной динамики энергетической релаксации и рекомбинации электронных возбуждений в КЯ и КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной.
- 4) Экспериментально исследовать закономерности спиновой релаксации экситонов в КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной. Определить доминирующие механизмы спиновой релаксации.

## **Объекты и методы исследования.**

Объектом исследования являются полупроводниковые гетероструктуры, построенные на основе бинарных соединений  $A_3-B_5$ . Структуры с квантовыми ямами и квантовыми точками в гетеросистемах InAs/AlAs, GaSb/AlAs, GaAs/GaP и GaSb/GaP, выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Для анализа атомной структуры КЯ и КТ применялись (1) метод дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО), позволяющий отслеживать изменения структуры в процессе роста, и (2) методы просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и комбинационного рассеяния света (КРС), дающие информацию об уже выращенных структурах. Энергетический спектр КЯ и КТ, процессы захвата носителей заряда в КЯ и КТ, рекомбинация и спиновая релаксация экситонов в КТ исследовались методами стационарной и нестационарной фото (ФЛ) и магнитофотолюминесценции.  $g$ -факторы локализованных в КТ электронов, дырок и экситонов определялись методом резонансного комбинационного рассеяния света с переворотом спина (РКРС).

**Научная новизна работы.** Все основные результаты диссертационной работы получены впервые. Научная новизна конкретных результатов состоит в следующем:

1. Проведены систематические теоретические расчеты энергетического спектра псевдоморфно напряженных КЯ, построенных на основе бинарных арсенидов, фосфидов и антимонидов  $A_3-B_5$ . Показано, что формирования непрямозонных КЯ первого рода можно ожидать в гетеросистемах на основе полупроводниковых соединений  $A_3-B_5$ , таких как InAs/GaP, InAs/AlP, InAs/AlAs, InSb/AlSb, InSb/GaP, InSb/AlP, InSb/AlAs, GaSb/GaP, GaSb/AlP, GaSb/AlAs, AlSb/AlAs;
2. Экспериментально обосновано существование нового класса гетероструктур с не изучавшимся ранее типом энергетического спектра – КТ и КЯ первого рода с непрямой запрещенной зоной. Установлены условия синтеза непрямозонных гетероструктур первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим:  $X$  (для псевдоморфно напряженных гетероструктур InAs/AlAs и GaSb/AlAs) и  $L$  (для гетероструктур GaAs/GaP и GaSb/GaP с полной релаксацией механических напряжений) минимумам зоны проводимости. Экспериментально установлено, что полная релаксация механических напряжений в КТ GaAs/GaP и GaSb/GaP обусловлена введением в плоскость гетерограницы КТ/матрица сетки ломеровских дислокаций несоответствия. Показано, что введение ломеровских дислокаций не приводит к появлению в КТ центров безызлучательной рекомбинации.
3. Показано, что вероятность излучательной рекомбинации экситонов, идущей в КТ с непрямой запрещенной зоной за счет упругого рассеяния разницы между квазиимпульсом экситона и импульсом фотона на гетерогранице КТ/матрица, определяется гладкостью локализуемого экситон потенциала. Гладкость потенциала задается толщиной слоя твердого раствора переменного состава, формирующегося на гетерогранице КТ/матрица. Получены прямые экспериментальные доказательства, того, что время излучательной рекомбинации экситона может управляемо изменяться от нескольких десятков наносекунд в КТ InAlAs/AlAs с резкой гетерограницей

КТ/матрица (образующейся в процессе самоорганизации КТ) до десятков микросекунд в КТ с гетерограницей КТ/матрица, «размытой» в процессе высокотемпературного послеростового отжига.

4. Прямым оптическим методом - комбинационным рассеянием света с переворотом спина определены компоненты тензора  $g$  факторов тяжелой дырки, электрона и экситона в непрямозонных КТ InAlAs/AlAs первого рода с  $\Gamma$ -X смешиванием электронных состояний.
5. Изучена спиновая релаксация экситонов, локализованных в (In,Al)As/AlAs КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной. Определены зависимости времени спиновой релаксации  $T_1$  от магнитного поля ( $T_1 \sim B^{-5}$ ) и температуры ( $T_1 \sim T^{-1}$ ). Получены прямые экспериментальные доказательства микросекундных времен жизни спиновой поляризации экситонов в КТ. Установлено, что доминирующим механизмом спиновой релаксации локализованных в КТ экситонов является спин-решеточная релаксация с участием одного акустического фонона.

Основная научная значимость работы заключается в фундаментальном характере исследованных явлений и установленных закономерностей. Научные выводы носят общий характер, не ограничиваются объектами, непосредственно исследованными в работе, а относятся к целому классу полупроводниковых гетероструктур – КЯ и КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной.

**Практическая значимость работы** заключается в следующем:

- 1) Разработан метод управления вероятностью излучательной рекомбинации экситона  $\Gamma_c$  в КТ с непрямой запрещенной зоной. Изменение вероятности рекомбинации экситона достигается за счет изменения толщины слоя твёрдого раствора переменного состава, формирующегося на гетерогранице КТ/матрица в процессе кратковременного высокотемпературного послеростового отжига. Для КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной, сформированных в гетеросистеме AlAs/AlAs изменение температуры одноминутного отжига в диапазоне 700 – 900 °С позволяет варьировать время жизни экситона ( $\tau = 1/\Gamma_c$ ) от десятков наносекунд до десятков микросекунд.
- 2) Разработан метод определения времени спиновой релаксации экситона  $\tau_s$  в ансамблях экситонов с дисперсией времен жизни  $G(\tau)$ . Время  $\tau_s$  находится путем подгонки экспериментально измеренной динамики циркулярной поляризации ФЛ ансамбля экситонов расчетной зависимостью, полученной посредством свёртки распределения времен жизни экситонов -  $G(\tau)$  с функцией
 
$$\rho_c(t, \tau, \tau_s) = \frac{n_{down}(t, \tau, \tau_s) - n_{up}(t, \tau, \tau_s)}{n_{down}(t, \tau, \tau_s) + n_{up}(t, \tau, \tau_s)},$$
 которая определяется динамикой заселенности состояний экситона с различными проекциями спина  $n_{up}$  и  $n_{down}$ .
- 3) Проведённые исследования закладывают основу для разработки новых устройств спиновой электроники – элементов памяти на основе экситонных состояний в КТ.

В результате проведённых исследований развито новое **научное направление** – физика экситонных состояний в полупроводниковых гетероструктурах первого рода с непрямой запрещенной зоной.

### **На защиту выносятся следующие научные положения:**

1. Новый тип полупроводниковых гетероструктур – КЯ и КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной формируется на основе бинарных полупроводниковых соединений  $A_3-B_5$ . InAs/AlAs, GaSb/AlAs, GaSb/GaP, GaAs/GaP.
2. Излучательная рекомбинация экситонов, локализованных в самоорганизованных КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной, идет без испускания фонона за счет упругого рассеяния разницы между квазиимпульсом экситона и импульсом фотона на гетерогранице КТ/матрица. Время излучательной рекомбинации (от десятков наносекунд до десятков микросекунд) определяется гладкостью локализуемого экситон потенциала, зависящей от толщины слоя твердого раствора переменного состава на гетерогранице КТ/матрица.
3. Чувствительность темпа рекомбинации экситонов в плотных ( $>10^{11}$  см<sup>-2</sup>) массивах КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной к появлению локализованных в отдельных КТ ( $\leq 5\%$  от общего количества КТ в ансамбле) дефектов – центров безызлучательной рекомбинации обусловлена высокой вероятностью переноса долгоживущих экситонов между смежными КТ по диполь-дипольному механизму Фёрстера.
4. Смешивание состояний электронов, принадлежащих  $\Gamma$  и  $X$  долинам зоны проводимости в КТ первого рода, позволяет использовать резонансный оптический метод - комбинационное рассеяние света с переворотом спина - для определения  $g$  факторов электрона, находящегося в  $X$  долине зоны проводимости и экситона, составленного из такого электрона и тяжелой дырки.
5. В продольных магнитных полях 3-10 Тл при температурах  $< 30$  К доминирующим механизмом спиновой релаксации локализованных в (In,Al)As/AlAs КТ нейтральных и отрицательно заряженных экситонов является спин-решеточная релаксация с испусканием/поглощением одного акустического фонона.

**Достоверность** и надежность представленных в диссертационной работе результатов обеспечивается тщательной проработкой инженерно-технического обеспечения экспериментов, проведением тестовых измерений, проверкой экспериментов на воспроизводимость, сопоставлением с результатами других авторов. Результаты исследований опубликованы в авторитетных реферируемых журналах и докладывались на различных семинарах, конференциях и симпозиумах. Некоторые результаты были воспроизведены в зарубежных лабораториях.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертации были представлены на: 11,12,13,15,16,17,18,19,20 Международных симпозиумах «Nanostructures: Physics and Technology», (С.Петербург-2003, 2004, 2005, Новосибирск-2007, Владивосток 2008, Минск-2009, С.Петербург-2010, Екатеринбург-2011, Нижний-Новгород-2012); Международной конференции “Современные проблемы физики и высокие технологии” (Томск,2003); Совещаниях НАНОФОТОНИКА-2003, 2004, (Нижний Новгород, 2003, 2004); 11th International Conference on Narrow Gap Semiconductors, (Buffalo, USA, 2003); Конференции Физико-химические процессы в неорганических материалах (ФХП-9)

(Кемерово, 2004); 8th Korea-Russia International Symposium on Science and Technology KORUS 2004 (Tomsk, Russia, 2004); 27,29,30,31 International Conferences on the Physics of Semiconductors (USA – 2004, Brazil-2008, S.Korea-2010, Zurich-2012); 9,10,11,12,13 Международных школах-семинарах по люминесценции и лазерной физике ЛЛФ-2004, ЛЛФ-2006, ЛЛФ-2008, ЛЛФ-2010, ЛЛФ-2012 (Иркутск - 2004, 2006, 2008, 2010, 2012); The International Symposium on Quantum Dots and Photonic Crystals (Japan - 2005); VII, VIII, IX, X Российских конференциях по физике полупроводников, (Москва 2005, Екатеринбург 2007, Новосибирск-Томск 2009, Нижний Новгород 2011); IV и V Республиканских конференциях по Физической электронике. (Ташкент, Узбекистан, 2005, 2009); 4,5,6,7 International Conference on Semiconductor Quantum Dots (France - 2006, Korea-2008, UK-2010, USA-2012); Международных симпозиумах «Нанопизика и нанозлектроника»-2006, 2010, 2011, 2012 (Нижний Новгород - 2006, 2010, 2011,2012); 10,12 International Conference on the Optics of Excitons in Confined Systems. (Italy 2007, France 2011); Workshop "Trends in nanomechanics and nanoengineering" (Krasnoyarsk-2009); Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials (Vladivostok 2011), а также обсуждались на семинарах в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН.

**Личный вклад автора.** Диссертационная работа является результатом исследований, проведенных автором в период с 2001 по 2012 гг. Общая постановка задачи исследования, выбор основных методов исследований, анализ и окончательная интерпретация полученных результатов, формулировка защищаемых положений и выводов диссертации выполнены лично автором. В работах, опубликованных в соавторстве, автору принадлежат результаты, которые вошли в сформулированные защищаемые положения и выводы.

**Публикации.** По материалам диссертации опубликована глава в книге и 42 печатных работы в научных журналах и трудах конференций, основные из которых приведены в конце автореферата.

## **КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

**Структура и объем работы.** Диссертационная работа состоит из введения, 5 глав, заключения и списка цитируемой литературы и содержит 329 страниц, в том числе 84 рисунка, 4 таблицы, списка литературы из 43 наименований авторских публикаций и списка цитируемой литературы, включающего 265 наименований.

**Во введении** обосновывается актуальность темы исследования, сформулированы цели и задачи работы, её научная новизна и практическая значимость, выносимые на защиту положения, а также приводится краткое содержание диссертации.

**В первой главе** обсуждается возможность создания на основе бинарных полупроводниковых соединений  $A_3B_5$  гетероструктур первого рода с непрямой запрещенной зоной. Приводятся результаты расчетов зонной диаграммы модельной гетероструктуры – тонкой псевдоморфной КЯ с резкими гетерограницами, построенной из различных пар соединений  $A_3B_5$ : арсенидов, фосфидов и антимонидов с кубической симметрией элементарной ячейки (решетка сфалерита). В расчетах учитывались энергетические положения дна  $\Gamma$ ,  $X$  и  $L$  минимумов зоны проводимости и напряжения слоев, связанные с различием постоянных решеток полупроводниковых соединений. Эти напряжения проявляются в энергетическом спектре гетероструктур посредством: (1) изменения положения краев зон исходных полупроводников из-за изменения объема элементарной ячейки под действием гидростатической компоненты напряжения, (2) расщепления вырожденных состояний валентной зоны и боковых долин зоны проводимости под действием биаксиальной компоненты напряжения, (3) изменения разрыва валентных зон на гетерогранице КЯ/матрица. Расщепления и изменения относительного положения краёв зон рассчитывались в рамках макроскопической теории упругости. Поскольку нас интересовали непрямозонные полупроводниковые гетероструктуры первого рода, в работе рассматривались узкозонные полупроводники в широкозонных полупроводниковых матрицах. Расчеты позволили исключить из рассмотрения: (1) гетероструктуры второго рода: InSb/InAs, InSb/InP, InSb/GaSb, InAs /GaSb, InAs /AlSb, GaSb/GaAs, GaSb/InP, InP/AlSb, GaAs/AlAs и т.п., (2) прямозонные гетероструктуры первого рода: InAs/GaAs, InAs/InP, InSb/GaSb и т.п. Результаты расчетов в других парах соединений  $A_3B_5$  можно условно разделить на два класса, типичные представители которых представлены, соответственно, на рис.1 (а) и (б). К первому классу относятся структуры InAs/GaP, InAs/AlP, InAs/AlAs, InSb/AlSb, GaSb/AlSb, у которых нижнее состояние электрона принадлежит  $\Gamma$  долине зоны проводимости, далее по мере возрастания энергии идут состояния в  $X$  и  $L$  долинах зоны проводимости. На первый взгляд, кажется, что формируются прямозонные гетероструктуры первого рода. Однако мы должны принять во внимание размерное квантование, которое в различной степени сдвигает энергетические уровни электронов, принадлежащих различным минимумам зоны проводимости. Проведенные во второй и третьей главах диссертации детальные экспериментальные исследования зависимости

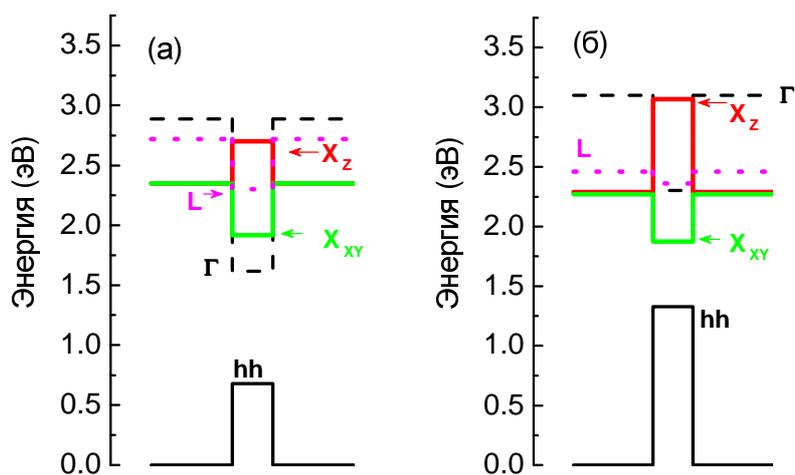


Рис.1. Зонные диаграммы КЯ (а) InAs в матрице GaP, (б) InSb в матрице AlAs.

энергетического спектра от размера КЯ и КТ в гетеросистемах InAs/AlAs и GaAs/GaP показывают, что размерное квантование электронов приводит при определенных толщинах КЯ и высотах КТ к переходу нижнего состояния электрона из  $\Gamma$  долины в  $X$  долину зоны проводимости. У структур, принадлежащих второму классу, таких как InSb/GaP, InSb/AlP, InSb/AlAs, GaSb/GaP, GaSb/AlP, GaSb/AlAs и AlSb/AlAs, энергетический спектр первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим боковому минимуму зоны проводимости, однозначно реализуется даже без учёта размерного квантования. Таким образом, результаты расчётов позволяют сделать вывод о том, что формирование полупроводниковых гетероструктур первого рода с непрямой запрещенной зоной, типично для бинарных соединений  $A_3B_5$  [A1].

Анализ литературы показывает, что некоторые параметры материалов, используемые при расчетах зонных диаграмм, определены не достаточно хорошо. Поэтому однозначное определение энергетического спектра рассматриваемых в данной главе гетероструктур возможно только экспериментальным путем, для чего необходимо сформировать КЯ и КТ.

**Вторая глава** посвящена получению и исследованию полупроводниковых КЯ в гетеросистемах InAs/AlAs и GaAs/GaP, для которых в соответствии с расчётами ожидался энергетический спектр первого рода с непрямой запрещенной зоной. В **первом разделе 2-й главы** приводятся результаты исследования структуры и энергетического спектра псевдоморфно напряженных КЯ, сформированных в гетеросистеме InAs/AlAs. Доступных в литературе данных о зонной структуре InAs и разрыве зон на гетерогранице InAs/AlAs было недостаточно для достоверного расчета энергетического спектра тонкой InAs КЯ в матрице AlAs [A2]. Фактически, значения ширины запрещенной зоны в  $X$  ( $E_g^X$ ) и  $L$  ( $E_g^L$ ) минимумах

зоны проводимости InAs при низких температурах экспериментально не определялись, а предлагаемые в различных работах расчётные значения варьировались в пределах от 1.39 до 2.27 эВ для  $E_g^X$

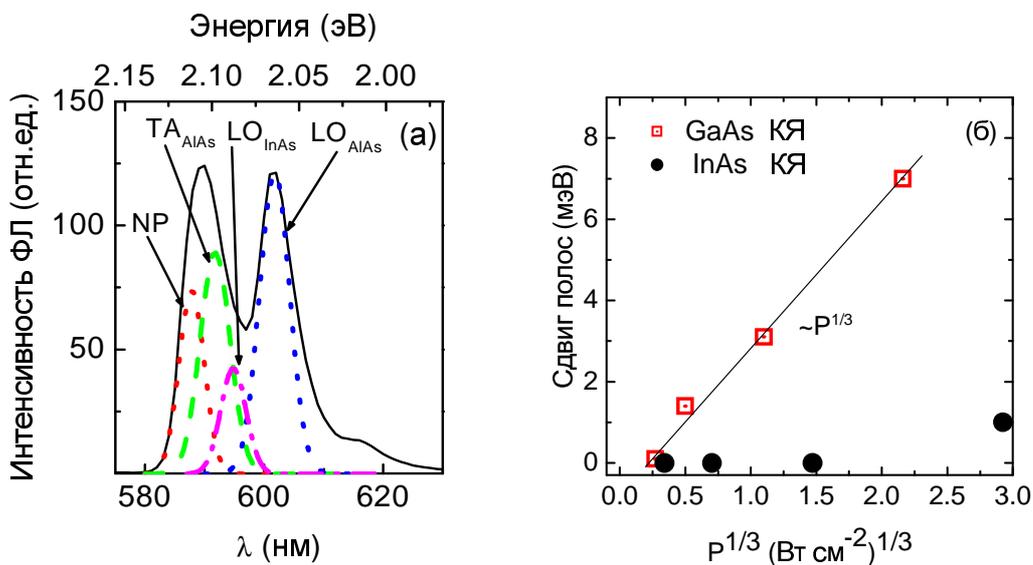


Рис.2. (а) Спектр низкотемпературной ФЛ КЯ InAs/AlAs с номинальной толщиной 1.4 монослоя и его разложение на составляющие полосы. (б) Сдвиг максимума полос ФЛ в спектрах InAs/AlAs КЯ и тестовой GaAs/AlAs КЯ второго рода в зависимости от плотности мощности возбуждения,  $P$ .

и от 0.98 до 1.152 эВ для  $E_g^L$ . Многочисленные расчёты для напряженного слоя InAs на ненапряженной подложке давали значения разрыва валентных зон на гетерогранице InAs/AlAs от 0.29 до 0.83 эВ. Кроме того, не было определенности в структуре InAs КЯ. В одних работах такая КЯ описывалась как тонкая плоская InAs пластина с резкими гетерограницами, в других утверждалось, что сегрегация InAs в процессе роста приводит к сильному перемешиванию материалов КЯ и матрицы. Проведенные нами оценки показали, что неопределенность структуры, а также приведенных в литературе значений параметров  $E_g^X$ ,  $E_g^L$  и разрыва валентных зон на гетерогранице InAs/AlAs препятствует однозначному определению энергетического спектра InAs/AlAs КЯ посредством расчётов. Для определения энергетического спектра InAs/AlAs КЯ была выращена серия гетероструктур с КЯ различной толщины. Проведены исследования стационарной и нестационарной ФЛ, выращенных гетероструктур при различных температурах. В спектрах ФЛ гетероструктур с InAs/AlAs КЯ (см. рис.2а) наблюдается серия полос. Анализ спектров ФЛ показал, что полосы связаны с рекомбинацией экситонов, сопровождаемой испусканием различных фононов, принадлежащих InAs и AlAs, (результат разложения спектра на составляющие полосы показан на рис.2(а)), а альтернативные объяснения, такие как: рекомбинация электронов с тяжелыми и легкими дырками и рекомбинация экситонов в КЯ с флуктуациями толщины ямы могут быть отброшены. Сравнение спектра фононных повторений экситонного перехода в спектрах ФЛ КЯ InAs/AlAs и GaAs/AlAs позволило сделать вывод о том, что электрон в составе рекомбинирующего экситона находится в боковой  $X_{\text{ХУ}}$  долине зоны проводимости. Для определения рода энергетического спектра InAs/AlAs КЯ изучалась зависимость энергетического положения полос ФЛ от плотности мощности возбуждения ( $P$ ) фотолюминесценции. В гетероструктурах второго рода (КЯ и КТ), как это показано теоретически и экспериментально в работах Леденцова с соавторами, повышение  $P$  приводит к сдвигу полосы экситонной ФЛ в высокоэнергетическую область спектра, пропорциональному корню кубическому от  $P$  (на рис.2(б) это смещение показано для тестовой КЯ второго рода GaAs/AlAs) [С1]. В гетероструктурах с InAs/AlAs КЯ повышение  $P$  почти на три порядка величины практически не приводит к изменению положения максимума полосы ФЛ (рис.2(б)), что позволяет отнести псевдоморфные КЯ InAs/AlAs к гетероструктурам первого рода. Анализ зависимости энергетического положения полос в спектрах ФЛ от толщины InAs/AlAs КЯ, а так же сравнение рассчитанных в рамках простой однозонной модели энергий оптических переходов с их экспериментально определенными значениями, позволили определить атомную структуру КЯ. Установлено, что псевдоморфная КЯ, сформированная в гетеросистеме InAs/AlAs, представляет собой слой InAlAs переменного состава [А2]. Наилучшее совпадение расчётного значения энергии оптического перехода в КЯ с экспериментальными данными имело место при  $E_g^X = 1.58$  эВ, которое использовалось в следующей главе при расчётах энергетического спектра InAs/AlAs КТ. **Второй раздел 2-й главы**

посвящен изучению энергетического спектра КЯ, сформированных в гетеросистеме GaAs/GaP. Неопределённость значения разрыва валентных зон на гетерогранице GaAs/GaP от 0.34 до 0.74 эВ не позволяла однозначно рассчитать энергетический спектр КЯ. Гетероструктура (А) с КЯ выращивались методом МЛЭ на подложках GaP ориентации (001) при температуре  $T_g = 420$  °С. Структура содержала слой GaAs (номинальное количество осаждённого GaAs было эквивалентно 3-м монослоям вещества), помещённый между слоями GaP толщиной 50 нм. Формирование псевдоморфно напряженной КЯ, состоящей из GaAs, подтверждено методами ДБЭО и ПЭМ. В спектрах ФЛ гетероструктуры наблюдается полоса, связанная с рекомбинацией локализованных в КЯ экситонов. Положения максимума полосы ФЛ смещается в высокоэнергетическую область спектра с ростом плотности мощности возбуждения пропорционально  $P^{1/3}$ , однозначно указывая на энергетический спектр второго рода [А8].

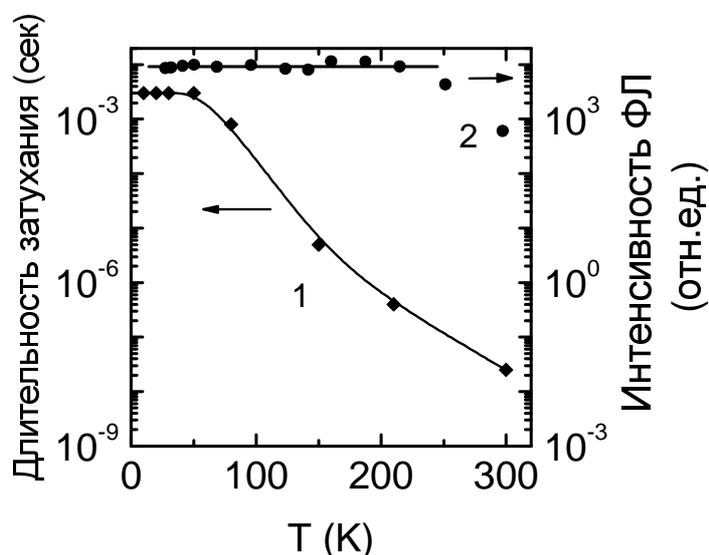


Рис.3. Температурные зависимости (1) времени затухания ФЛ на 2 порядка величины и (2) интегральной интенсивности полосы ФЛ квантовых точек, сформированных в гетеросистеме InAs/AlAs, при плотности мощности возбуждения 5 Вт/см<sup>2</sup>. Сплошные линии приведены для облегчения восприятия.

двумя слоями AlAs толщиной 50 нм, выращенными на буферном слое GaAs толщиной 200 нм. Температура подложки  $T_g$  при росте структур с КТ варьировалась в диапазоне 440 – 540°С, а время прерывания роста для формирования КТ ( $t_{GI}$ ) изменялось от 0 до 120 с. Защитный покровный слой GaAs толщиной 20 нм выращивался поверх верхней обкладки для предотвращения окисления AlAs.

К моменту начала работы считалось, что изменение энергетического спектра InAs КТ при замене матрицы GaAs на AlAs обусловлено сдвигом электронных уровней, находящихся в  $\Gamma$  минимуме зоны проводимости InAs, из-за возрастания энергии размерного квантования, связанного с увеличением

В **третьей главе** приводятся результаты исследования структуры и энергетического спектра КТ, сформированных в гетеросистемах InAs/AlAs, GaSb/AlAs, GaAs/GaP и GaSb/GaP, для которых в соответствии с расчётами ожидался энергетический спектр первого рода с непрямой запрещённой зоной. Основное внимание уделено гетероструктурам с КТ, сформированными в системе InAs/AlAs, изучению которых посвящен **первый раздел 3-й главы**.

Гетероструктуры с КТ InAs/AlAs были выращены методом МЛЭ на подложках GaAs с ориентацией (001). Структуры содержали слой InAs, помещённый между

ширины запрещенной зоны матрицы. Нами было обнаружено, что замена матрицы с GaAs на AlAs приводит не только к сдвигу полосы экситонной ФЛ InAs КТ в высокоэнергетическую область спектра, но также к резкому увеличению времени затухания ФЛ после импульсного возбуждения (от единиц наносекунд в КТ InAs/GaAs до единиц миллисекунд в КТ InAs/AlAs). Причем повышение температуры измерений от 4.2 до 300 К приводило, как это видно на рис.3, к монотонному уменьшению времени затухания ФЛ в КТ InAs/AlAs до десятков наносекунд при постоянной (до 210 К) интегральной интенсивности полосы экситонной ФЛ. Т.е. несмотря на резкое уменьшение времени затухания ФЛ, доминирующим каналом рекомбинации экситонов в КТ является излучательная рекомбинация. Одновременно и независимо от нас длительная кинетика ФЛ КТ InAs/AlAs при гелиевой температуре была обнаружена и описана в работах [С2,С3]. Авторы этих работ предложили для её объяснения следующие модели, основанные на разделении зарядов в реальном пространстве: (1) электроны и дырки локализованы в различных КТ; (2) КТ имеют зонную структуру второго рода. Поскольку вероятность излучательной рекомбинации пространственно разделенных электронов и дырок от температуры не зависит сильная температурная зависимость кинетики ФЛ не находит объяснения в рамках этих моделей.

Для построения адекватной модели рекомбинации экситонов в КТ, сформированных в гетеросистеме InAs/AlAs, необходимо было определить энергетическую структуру таких КТ. А для определения энергетического спектра КТ необходимо, прежде всего, знание её структуры: размера, формы и состава, который определяется перемешиванием InAs и AlAs в процессе формирования КТ. Форма и размеры КТ определялись методом просвечивающей электронной микроскопии. КТ имеют линзообразную форму с отношением диаметра основания к высоте 4:1. Анализ объёма, занимаемого КТ в структурах, выращенных при различных температурах и временах формирования КТ, показал, что повышение  $T_g$  и/или  $t_{GI}$  приводит к уменьшению доли InAs внутри КТ. Изменение степени перемешивания InAs и AlAs при изменении условий роста проявляется также и в спектрах низкотемпературной ФЛ структур с КТ. Полоса экситонной ФЛ смещается в высокоэнергетическую область спектра, несмотря на увеличение размеров КТ в гетероструктурах, выращенных: (1) при фиксированном времени формирования КТ с повышением температуры эпитаксии  $T_g > 510$  °С или (2) при фиксированной температуре эпитаксии с увеличением  $t_{GI}$  от 10 до 120 с. Поскольку положение максимума полосы ФЛ КТ определяется размерным квантованием локализованных в КТ экситонов, такое смещение возможно, если уменьшение энергии размерного квантования при увеличении размера КТ компенсируется за счет возрастания ширины запрещенной зоны InAlAs, из которого состоят КТ, т.е. за счет уменьшения доли InAs. Эксперименты по высокотемпературному послеростовому отжигу структур с КТ подтверждают, что увеличение размера КТ за счет

перемешивания материала КТ и матрицы сопровождается смещением полосы ФЛ в высокоэнергетическую область спектра [A19].

Температурная зависимость времени затухания ФЛ наводит на мысль о том, что энергетический спектр экситонов в КТ может быть описан как двух-уровневая система с большим времени жизни экситона в нижнем энергетическом состоянии и маленьким в верхнем, отделенном от нижнего энергетическим зазором  $\Delta$ . При отсутствии конкурирующих каналов ухода экситонов из КТ излучательное время жизни экситонов при низких температурах  $k_B T < \Delta$  определяется временем их жизни в нижнем состоянии. Повышение температуры приводит к уменьшению времени жизни экситонов из-за термоактивации в верхнее состояние. В принципе, такой энергетический спектр реализуется при учете тонкой структуры экситона, состоящего из электрона в  $\Gamma$  минимуме зоны проводимости и тяжелой дырки. Уровни такого экситона расщеплены обменным взаимодействием на оптически неактивное нижнее состояние и лежащее выше по энергии оптически активное состояние. Однако проведённые нами оценки тонкой структуры экситонных уровней в (In,Al)As/AlAs КТ, сделанные с учетом формы, размера и состава КТ, позволяют сделать вывод о том, что величина обменного расщепления прямого экситона в исследуемых квантовых точках  $\Delta \ll k_B T$  уже при 50 К, что противоречит экспериментальным данным. Таким образом, объяснить полученные результаты, принимая во внимания электронные состояния, принадлежащие только прямому  $\Gamma$  минимуму зоны проводимости КТ, не удаётся.

Энергетический спектр (In,Al)As/AlAs КТ был рассчитан с учетом электронных состояний, принадлежащих  $L$  и  $X$  минимумам зоны проводимости InAs. Влияние размерного квантования на энергетическое положение электронных состояний в  $L$  и  $X$  минимумах зоны проводимости InAs КТ учитывалось впервые. Энергетические уровни дырок и электронов в  $\Gamma$ ,  $X$  и  $L$  минимумах зоны проводимости рассчитывались в приближении однозонной модели эффективных масс. При расчётах учитывалось неоднородное распределение напряжений в структурах с КТ и непараболичность

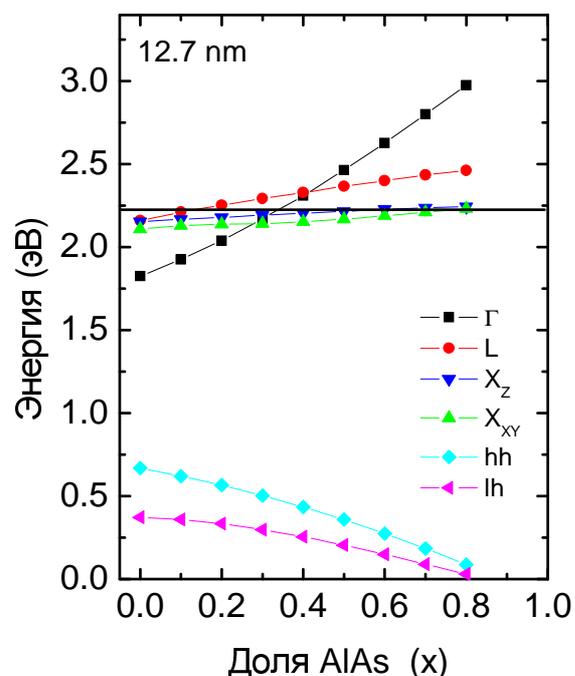


Рис.4. Рассчитанные значения уровней энергии электронов и дырок в КТ, с диаметром основания 12.7 нм, в зависимости от состава твёрдого раствора. Энергия отчитывается от потолка валентной зоны AlAs. Обозначения, маркирующие принадлежность к различным электронным уровням, приведены на рис. Горизонтальная сплошная линия отмечает положение дна зоны проводимости AlAs.

электронного закона дисперсии. Расчёты показывают, что взаимное расположение энергетических уровней электронов, принадлежащих различным долинам зоны проводимости, определяется размером и составом КТ. В КТ малого размера (диаметр основания < 7 нм) нижний электронный уровень принадлежит  $X_{XY}$  минимуму зоны проводимости независимо от состава КТ.

В КТ большого размера с малым содержанием AlAs нижний электронный уровень принадлежит  $\Gamma$  минимуму зоны проводимости. С уменьшением размера КТ и/или повышением доли AlAs в составе твёрдого раствора, из которого состоит КТ состояние «легкого» электрона в  $\Gamma$  минимуме зоны проводимости смещается значительно сильнее, чем состояние «тяжелого» электрона в  $X$  минимуме. Это приводит к тому, что при некотором составе, значение которого зависит от размера КТ, состояния электронов, принадлежащие  $\Gamma$  и  $X$  минимумам зоны проводимости, пересекаются, и состояние  $X_{XY}$  минимума становится нижним электронным состоянием в КТ (см. рис.4).

Расчеты энергетического спектра (In,Al)As/AlAs КТ показывают, что КТ любого размера и состава имеют зонную структуру первого рода. Отсутствие высокоэнергетического сдвига полосы ФЛ при повышении плотности мощности возбуждения в спектрах микро-ФЛ подтверждает первый род энергетического спектра КТ.

Энергетическая диаграмма, рассчитанная для  $In_{0.7}Al_{0.3}As/AlAs$  КТ одинакового состава в зависимости от диаметра основания КТ, приведена на рис.5. Из рисунка видно, что расчёт предсказывает сосуществование КТ с прямой и непрямой запрещённой зоной в ансамблях точек с

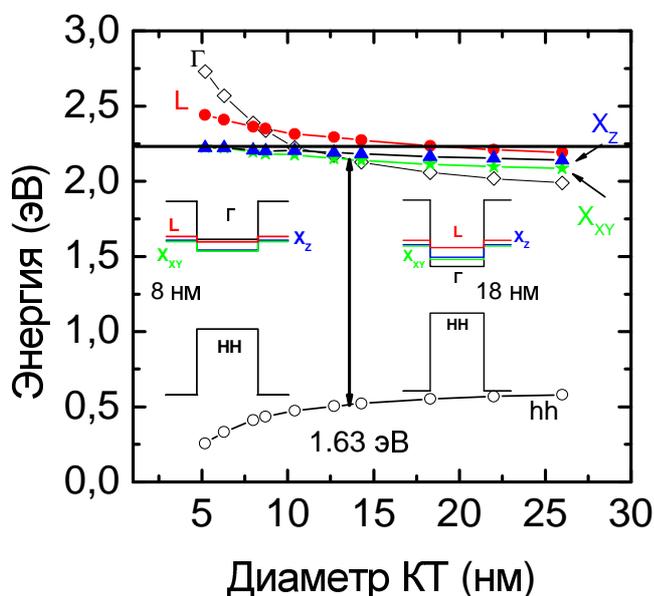


Рис.5. Положение энергетических уровней электронов и дырок, рассчитанное для КТ  $In_{0.7}Al_{0.3}As/AlAs$  различного размера.

дисперсией размеров. Эксперимент подтверждает сосуществование прямозонных и непрямоzonных КТ в ансамблях с дисперсией размеров. Спектр ФЛ и кинетика затухания ФЛ в структуре с КТ  $In_{0.7}Al_{0.3}As/AlAs$  показаны на рис.6 (а) и (б), соответственно. В спектре видны две полосы, связанные с рекомбинацией экситонов в прямозонных (LE) и непрямоzonных (HE) КТ. ФЛ в полосе HE демонстрирует длительное неэкспоненциальное затухание. В тоже время кинетика ФЛ в полосе LE имеет начальный участок, связанный с рекомбинацией прямых экситонов, на котором интенсивность падает резко, чем

временное разрешение нашей системы регистрации ( $<20$  нс), сменяющийся участком с медленным затуханием интенсивности в области сосуществования прямозонных и непрямозонных КТ [A22]. Вернемся к температурной зависимости времени затухания ФЛ (см. рис.3). В непрямозонных КТ, демонстрирующих длительную кинетику ФЛ, энергетический спектр действительно представляет собой двухуровневую систему. Нижнее экситонное состояние строится из состояний тяжелой дырки и электрона, принадлежащего  $X$  минимуму зоны проводимости (In,Al)As и имеет большое время жизни, поскольку излучательная рекомбинация из такого состояния затруднена из-за необходимости рассеяния разницы в импульсе фотона и квазиимпульсе такого экситона. Верхнее экситонное состояние строится из тяжелой дырки и электрона, принадлежащего  $\Gamma$  минимуму зоны. Время жизни в таком состоянии составляет единицы наносекунд.

**Раздел 3.2.** посвящен изучению энергетического спектра КТ, сформированных в гетеросистеме GaSb/AlAs. Гетероструктуры выращивались на подложках GaAs ориентации (001) и содержали один слой КТ, помещенный между слоями AlAs с толщинами 50 нм. Слой КТ выращивался при температуре  $450^\circ\text{C}$  и

временах формирования  $t_{\text{GI}} = 10 - 60$  с. Для защиты от окисления структура закрывалась слоем GaAs толщиной 12 нм. Анализ изображений, полученных методом просвечивающей электронной микроскопии, показал, что псевдоморфно напряженные КТ, сформированные за 10 и 60 с, имеют средний диаметр 36 нм и 70 нм при плотностях  $1.5 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$  и  $6 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ , соответственно. Низкая плотность (на два порядка величины меньшая, чем в системе КТ InAs/AlAs с тем же рассогласованием решеток  $\approx 7\%$ ) и большой диаметр КТ, свидетельствуют о том, что КТ формируются в условиях

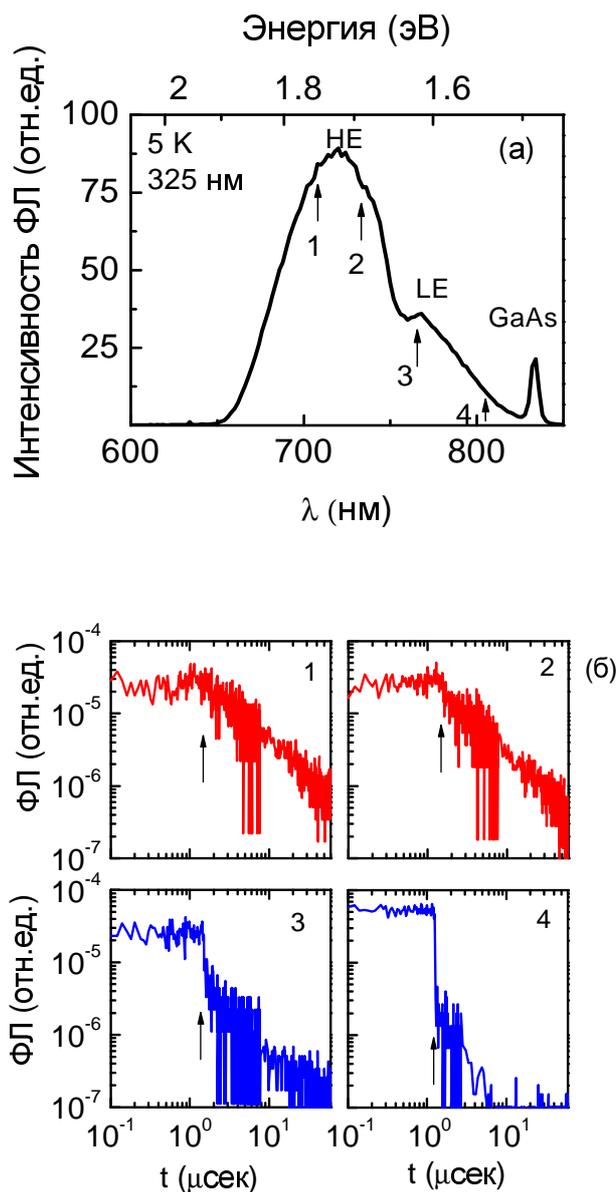


Рис.6. (а) Низкотемпературный (5 К) спектр ФЛ структуры с КТ  $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{AlAs}$ . Стрелками обозначены спектральные точки, в которых измерялась кинетические кривые (б) Кривые затухания интенсивности ФЛ в различных спектральных точках вдоль полос HE и LE. Стрелками указан момент окончания лазерного импульса.

большой длины диффузии адатомов на ростовой поверхности. Как правило, при таких ростовых условиях имеет место сильное перемешивание материалов. Следовательно, КТ формируются скорее

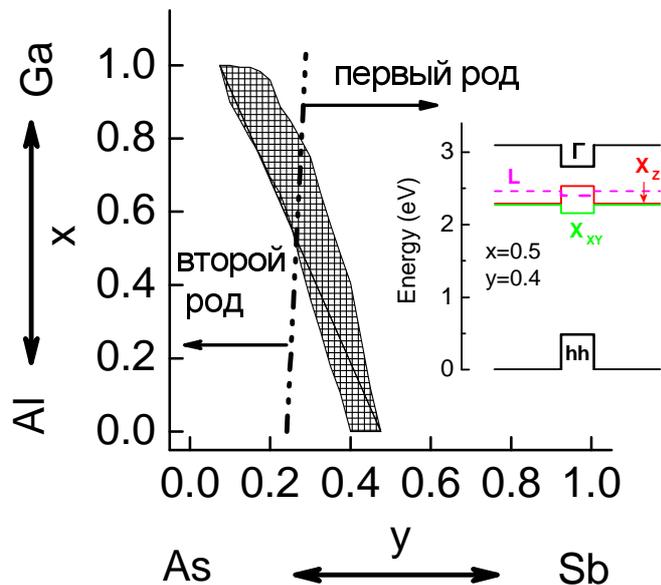


Рис.7. Заполненная область отмечает составы  $(x,y)$ , соответствующие оптическим переходам между уровнями электронов и дырок в КТ  $Ga_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}/AlAs$ , лежащим в спектральной области 1.65–1.75 эВ. Пример зонной диаграммы первого рода показан на вставке.

из твёрдого раствора, чем из чистого GaSb. ФЛ структур с КТ подтверждает наше предположение о перемешивании материалов в процессе формирования КТ. Действительно, в спектрах ФЛ обеих структур полоса, связанная с рекомбинацией экситонов в КТ, имеет энергию в максимуме 1.7 эВ. В тоже время согласно расчетам, энергия оптического перехода между состояниями электронов и дырок в структурах GaSb/AlAs не превышает 0.7 эВ [A1]. Используя линейную аппроксимацию между параметрами GaSb, AlSb, GaSb и AlAs, мы рассчитали энергию оптического перехода между уровнями электронов и дырок в псевдоморфно напряженной

гетероструктуре  $Ga_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}/AlAs$  при различных составах  $x$  и  $y$ . Сравнение расчётов с экспериментом позволило оценить состав твёрдого раствора изучаемых КТ.

Как видно из рис.7, имеется широкая область составов  $(x,y)$ , при которых оптические переходы в КТ будут соответствовать положению полосы ФЛ, наблюдаемой в эксперименте, причем энергетический спектр КТ может быть как первого, так и второго рода. Для того чтобы определить род энергетического спектра структур с КТ, была измерена зависимость положения полосы ФЛ от интенсивности возбуждения. Отсутствие какого либо сдвига положения полосы ФЛ КТ в структуре, сформированной за 10 с, при изменении плотности мощности возбуждения более чем на два порядка величины, однозначно свидетельствует о том, что КТ имеют энергетический спектр первого рода, как это показано на вставке к рис.7 [A24].

С другой стороны, полоса ФЛ в структуре, где КТ формировались 60 с (и, следовательно, степень замещения сурьмы мышьяком, была выше, чем в структуре, формировавшейся 10 с), сдвигается высокоэнергетическую область спектра пропорционально корню кубическому от плотности мощности возбуждения, свидетельствуя об энергетическом спектре второго рода [C1]. Измерение динамики ФЛ после импульса лазерного возбуждения показало, что интенсивность ФЛ КТ в обеих

структурах затухает неэкспоненциально в течение сотен микросекунд, что свидетельствует о непрямом в пространстве квазиимпульсов характере оптических переходов. Таким образом, GaAlSbAs КТ, формирующиеся в гетеросистеме GaSb/AlAs в зависимости от условий эпитаксии, имеют зонную структуру первого или второго рода с основным электронным состоянием, принадлежащим  $X_{\text{ХУ}}$  минимуму зоны проводимости.

**Раздел 3.3** посвящен изучению энергетического спектра КТ, формирующихся в гетеросистеме GaAs/GaP. В разделе описано влияние условий эпитаксиального роста слоёв GaAs в матрице GaP на строение и энергетический спектр получаемых гетероструктур. Гетероструктуры выращивались методом МЛЭ на подложках GaP ориентации (001). Также как и в случае описанной во второй главе КЯ, гетероструктуры с КТ содержали слой GaAs (номинальное количество осаждённого GaAs было равно 3-м монослоям вещества), помещённый между слоями GaP толщиной 50 нм. Слои GaAs выращивались при различных температурах подложки: 550 °С (структура **В**) и 600 °С (структура **С**). Кроме того, при 600 °С была выращена тестовая структура, содержащая ненапряжённый слой GaP толщиной 100 нм на подложке GaP (структура **Д**). Анализ строения структур по данным просвечивающей электронной спектроскопии и комбинационного рассеяния света показал, что в структуре **В** сформировались КТ с полностью релаксированными механическими напряжениями (постоянная решетки КТ совпадает с постоянной решетки GaAs), а в структуре **С** - псевдоморфно напряженные КТ, состоящие из твёрдого раствора  $\text{GaAs}_{0.68}\text{P}_{0.32}$ .

Построена качественная модель, объясняющая зависимость строения гетероструктур GaAs/GaP от температуры эпитаксии. При низкой температуре эпитаксии (~ 420°С, описанная во второй главе структура **А**) длины диффузии адатомов на ростовой поверхности не достаточно для формирования КТ, и мы наблюдаем двумерно-слоевой рост. Увеличение длины диффузии адатомов при повышении температуры приводит к переходу от двумерно-слоевого роста к росту КТ по механизму Странского-Крастанова. Величина напряжений в сформировавшихся КТ превышает порог введения дислокаций несоответствия на гетерогранице GaAs/GaP, что приводит к релаксации напряжений (структура **В**). При дальнейшем увеличении температуры начинается заметное перемешивание GaAs и GaP в процессе латеральной диффузии, приводящее к формированию КТ из твердого раствора Ga(As,P) (структура **С**). Рассогласование материалов КТ и матрицы по параметру решетки уменьшается, что снижает напряжения и предотвращает ввод дислокаций несоответствия [А8].

Спектры стационарной ФЛ структур с Ga(As,P)/GaP КТ (**В** и **С**) и тестовой GaP/GaP структуры **Д** приведены на рис.8 (а). В спектре тестовой структуры **Д** доминирует полоса с энергией в максимуме 2.206 эВ, связанная с донорно-акцепторной рекомбинацией на мелких примесных состояниях в запрещенной зоне GaP. Эта же полоса ФЛ присутствует и в спектрах GaAs/GaP гетероструктур **В** и **С**,

однако, её интенсивность значительно ниже.

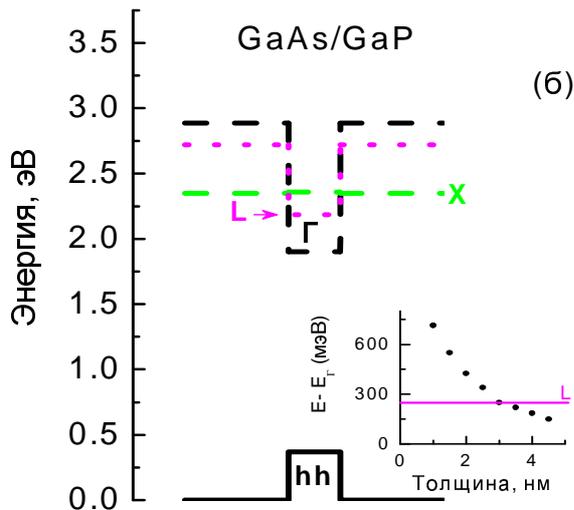
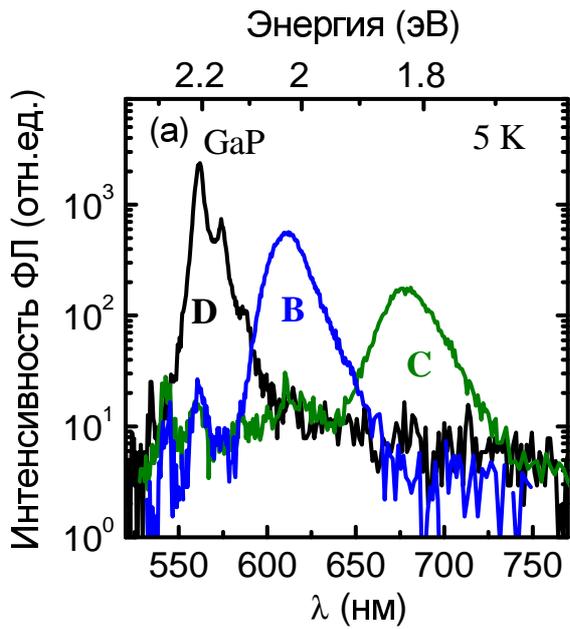


Рис.8. (а) Спектры стационарной ФЛ структур с Ga(As,P)/GaP КТ (В и С) и тестовой GaP/GaP структуры D. (б) Зонная диаграмма ненапряженного слоя GaAs в матрице GaP. На вставке приведена зависимость положения уровня электрона в  $\Gamma$  долине зоны проводимости GaAs от толщины слоя. Горизонтальная линия отмечает дно  $L$  долины зоны проводимости GaAs.

Уменьшение интенсивности полосы донорно-акцепторной рекомбинации в гетероструктурах GaAs/GaP обусловлено захватом части фотовозбуждённых носителей заряда из матрицы GaP в GaAs. Действительно, в спектрах ФЛ структур В и С появляются новые, по сравнению со спектром тестовой структуры D, полосы с энергиями 2.024 эВ и 1.825 эВ, соответственно, которые мы связываем с рекомбинацией экситонов в GaAs. В структуре С положение максимума полосы ФЛ смещается в высокоэнергетическую область спектра с ростом плотности мощности возбуждения пропорционально  $P^{1/3}$ , следовательно, эта структура имеет энергетический спектр второго рода. Положение полосы ФЛ в спектре структуры В, напротив, не зависит от плотности мощности возбуждения, что свидетельствует о первом роде её энергетического спектра. Мы отмечаем тот факт, что релаксация напряжений идёт за счёт введения ломеровских дислокаций в плоскость гетерограницы КТ/матрица и не приводит к образованию центров безызлучательной рекомбинации в КТ.

В соответствии с оценочными расчётами, плоский ненапряженный слой GaAs/GaP (см рис.8(б)) имеет энергетический спектр первого рода, причем в зависимости от толщины основное состояние электрона принадлежит либо  $\Gamma$  минимуму зоны проводимости (для слоя толщиной  $>3.2$  нм), либо  $L$  минимуму зоны проводимости (для слоя толщиной  $<3.2$  нм).

Измерение кинетики экситонной ФЛ в КТ показало, что время затухания лежит в миллисекундном диапазоне времен, что указывает на связь ФЛ с излучательными переходами, непрямыми в

пространстве квазиимпульсов. Таким образом, ненапряженные КТ GaAs/GaP имеют энергетический спектр первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим  $L$  - долине зоны проводимости GaAs [A28].

Формирование и энергетический спектр КТ в гетеросистеме GaSb/GaP рассматриваются в **разделе 3.4**. Гетероструктуры выращивались методом МЛЭ на подложках GaP ориентации (001). Структуры с КТ, выращенные при температурах 420 и 470 °С, содержали тонкий слой GaSb (номинальное количество осаждённого материала равно 1.0 монослою вещества), помещённый между слоями GaP толщиной 50 нм. Несмотря на значительное (10.5 %) рассогласование постоянных решетки GaSb и GaP, данные просвечивающей электронной микроскопии указывают на формирование в обеих структурах псевдоморфно напряженных смачивающего слоя и ансамбля КТ с характерным диаметром  $\sim 100$  нм и плотностью  $\sim 2 \times 10^7$  см<sup>-2</sup>. Отсутствие в структурах с КТ дислокаций несоответствия и низкая плотность КТ в гетеросистеме с большим рассогласованием постоянных решетки свидетельствуют о большой длине диффузии адатомов на ростовой поверхности, приводящей к перемешиванию GaSb и GaP при формировании КТ. Положение полос, связанных с рекомбинацией экситонов в КТ в спектрах ФЛ структур (рис.9), подтверждает предположение о том, что КТ состоят из твёрдого раствора GaSbP. При близких размерах КТ полоса ФЛ в структуре, выращенной при большей температуре, сдвинута в синюю область спектра, следовательно, доля GaP в твёрдом растворе GaSbP, из которого состоят КТ возрастает с температурой эпитаксии.

Для ограничения поверхностной диффузии адатомов была приготовлена ростовая поверхность с развитым рельефом, показанным на рис.10 (неоднородность рельефа поверхности «гладкой» подложки GaP была порядка  $\sim 1$  нм). Для приготовления такой поверхности при температуре 580 °С на несогласованной подложке GaAs ориентации (001) методом молекулярно лучевой эпитаксии был выращен слой GaP толщиной 1.25 мкм.

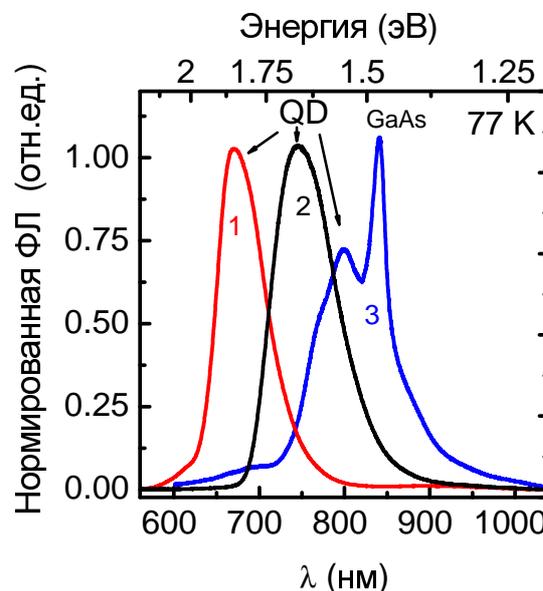


Рис.9. Нормированные спектры ФЛ структур с КТ, сформированными: на «гладкой» ростовой поверхности при температурах 1- 470°С и 2 - 420°С и на ростовой поверхности с развитым рельефом при температуре 3 - 450°С, полоса GaAs, связана с рекомбинацией экситонов в подложке GaAs.

Введение дислокаций несоответствия, локализованных, главным образом, в области гетерограницы GaP/GaAs (плотность дислокаций на поверхности не превышала  $10^7 \text{ см}^{-2}$ ), приводило к

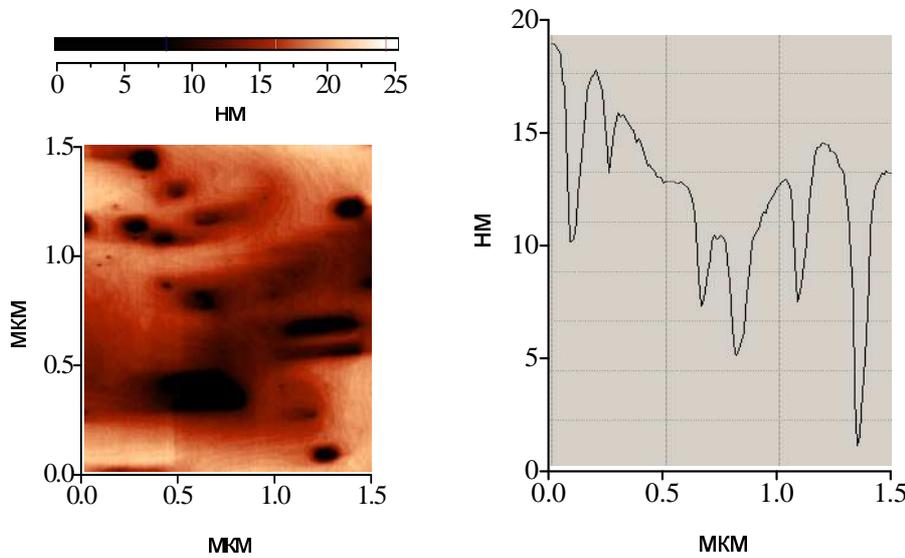


Рис.10. Изображение поверхности (слева) и профиль рельефа поверхности (справа) пленки GaP/GaAs.

полной релаксации напряжений в слое GaP. КТ на поверхности с развитым рельефом формировались по той же методике (при температуре  $450 \text{ }^\circ\text{C}$  высаживалось 1.0 монослой GaSb), как и в случае использования «гладкой» ростовой поверхности GaP. Анализ изображений, полученных методом просвечивающей электронной микроскопии, показал формирование ансамбля КТ с релаксированными механическими напряжениями. Размер КТ при тех же условиях роста уменьшался, а плотность возрастала на порядок величины до  $\sim 2 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ . Измерение периода муара на микроскопическом изображении КТ (см. рис.11(a)) позволило определить значение параметра решётки КТ, которое практически совпадает с параметром решётки ненапряжённого GaSb (0.609 нм), что указывает на полную релаксацию напряжений в GaSb/GaP КТ

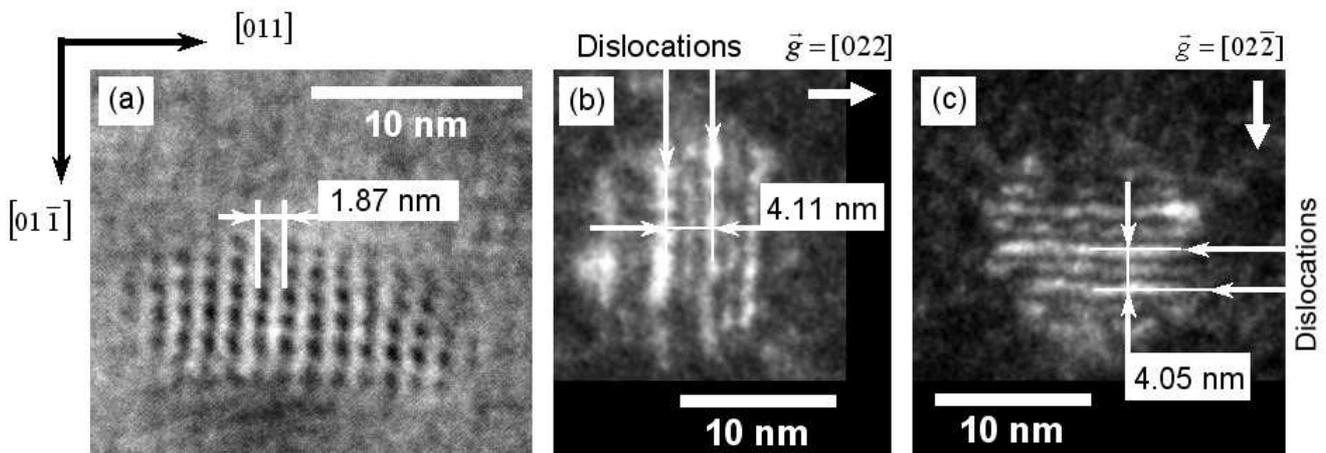


Рис.11. (a) Планарное микроскопическое изображение структуры с GaSb/GaP КТ, полученное в азимуте (100); наблюдается муар с периодом 1.87 нм. Темнопольные изображения структуры с вектором дифракции  $\vec{g} = [022]$  (b) и  $\vec{g} = [02\bar{2}]$  (c).

[A32]. Таким образом, при росте КТ на поверхности с развитым рельефом, подавление диффузии адатомов препятствует перемешиванию GaSb и GaP в процессе формирования КТ.

Считается, что ввод дислокаций несоответствия, сопровождающий релаксацию напряжений в КТ, приводит к сильному возрастанию темпа безызлучательной рекомбинации в КТ. Однако интегральные интенсивности ФЛ структур с релаксированными КТ и контрольной структуры GaP/GaAs близки, т.е. ввод дислокаций при релаксации напряжений не привёл к значительному возрастанию темпа безызлучательной рекомбинации. Центры безызлучательной рекомбинации обусловлены оборванными связями в «объёме» КТ. Отсутствие таких дефектов в КТ GaSb/GaP свидетельствует о том, что релаксация напряжений идёт за счёт введения залегающих на гетерогранице КТ/матрица ломеровских дислокаций, ядра которых не содержат оборванных связей. Тёмнопольные микроскопические изображения, полученные при различных векторах дифракции, подтверждают, что напряжения в КТ полностью срелаксированны за счёт введения сетки ломеровских дислокаций (см. рис.11 (b) и (c)).

Кинетика ФЛ всех структур с КТ (как псевдоморфно наряженных, так и релаксированных) затухает на временах порядка 100 пкс, свидетельствуя о непрямах в пространстве квазиимпульсов оптических переходах. Положения максимумов полос ФЛ в спектрах структур с псевдоморфно наряженными КТ смещаются в высокоэнергетическую область спектра с ростом плотности мощности возбуждения пропорционально  $P^{1/3}$ , указывая на энергетический спектр второго рода. В тоже время отсутствие какого либо сдвига положения полосы ФЛ в КТ с релаксацией механических напряжений при изменении плотности мощности возбуждения более чем на два порядка величины однозначно указывает на то, что релаксированные КТ имеют энергетический спектр первого рода.

**Четвёртая глава** посвящена изучению закономерностей некогерентной динамики носителей заряда и экситонов в КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной. Основные результаты были получены при изучении структур с КТ, сформированными в гетеросистеме InAs/AlAs.

**Первый раздел 4-й главы** посвящен изучению захвата в (In,Al)As/AlAs КТ носителей заряда, генерированных в матрице AlAs при нерезонансном возбуждении. В массивах КТ, выращенных по механизму Странского-Крастанова, смачивающий слой, лежащий в основании КТ, играет важную роль при захвате носителей заряда в КТ. Являясь квантовой ямой, смачивающий слой эффективно захватывает электроны и дырки. В структурах с типичными размерами и плотностями InAs КТ площадь, занимаемая квантовыми точками, значительно меньше, чем площадь, занимаемая смачивающим слоем. В результате, большая часть генерированных в матрице носителей заряда захватывается в смачивающий слой. Носители заряда, захваченные в смачивающий слой, могут рекомбинировать в смачивающем слое или, двигаясь вдоль него, захватываться в КТ. Многочисленными исследованиями было установлено, что в структурах с прямозонными (In,Ga)As

КТ в матрице GaAs носители заряда эффективно захватываются в КТ двумя путями: (1) непосредственно из матрицы и (2) через состояния смачивающего слоя. В тоже время захват носителей заряда в непрямозонные InAs КТ к моменту начала работы оставался неизученным. К сожалению, особенности энергетического спектра (In,Al)As/AlAs гетероструктур не позволяют изучать перенос носителей заряда из смачивающего слоя в КТ при резонансном возбуждении внутри непрямозонного смачивающего слоя. Для того чтобы оценить долю носителей заряда, захваченных в смачивающий слой и в последствии захваченных из смачивающего слоя в КТ, анализировалась интенсивностная и температурная зависимости ФЛ структур с (In,Al)As/AlAs КТ.

Соотношение интегральных интенсивностей полос ФЛ, связанных с рекомбинацией в КТ (полоса

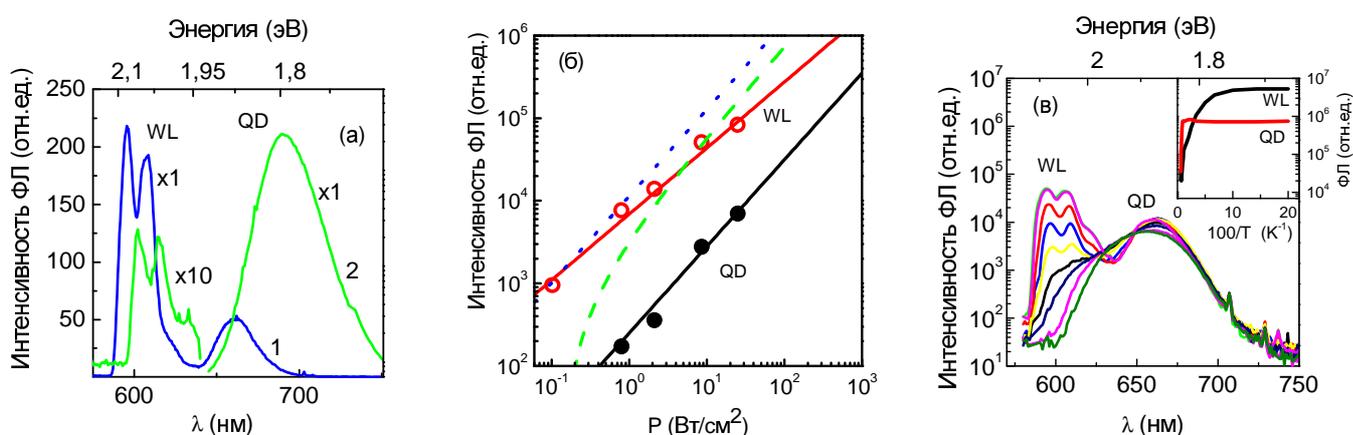


Рис.12 (а) Спектры ФЛ структур с (In,Al)As/AlAs КТ с плотностью (1)  $9 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$  и (2)  $9 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . (б) Зависимость интегральной интенсивности ФЛ в смачивающем слое (WL) и квантовых точках (QD) от плотности мощности возбуждения в структуре с плотностью КТ  $9 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ . (в) Температурная зависимость спектров ФЛ (и интегральной интенсивности ФЛ смачивающего слоя и квантовых точек, на вставке) в структуре с плотностью КТ  $9 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ .

QD) и смачивающем слое (полоса WL), для гетероструктур (In,Al)As/AlAs сильно зависит от плотности КТ. Как показано на рис.12(а), интенсивность полосы ФЛ КТ уменьшается в 8.2 раза при изменении плотности КТ на порядок величины от  $9 \times 10^{10}$  до  $9 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Это уменьшение пропорционально изменению площади, занимаемой КТ, которая составляет в структурах с большой и малой плотностью 14 % и 1.5 % от полной площади поверхности, соответственно. При повышении плотности мощности возбуждения интегральная интенсивность ФЛ КТ в структуре с меньшей плотностью КТ возрастает линейно ( $I \sim P^{1.05 \pm 0.07}$ ), а ФЛ смачивающего слоя сублинейно ( $I \sim P^{0.77 \pm 0.07}$ ), как это видно на рис.12(б). Сублинейная зависимость интенсивности ФЛ смачивающего слоя от  $P$  свидетельствует о том, что часть носителей заряда, захваченных в этот слой, рекомбинирует безызлучательно.

Расчеты (штриховая линия на рис. 12(б)) показывают, что количество безызлучательно рекомбинирующих в смачивающем слое носителей заметно превышает количество носителей заряда,

рекомбинирующих в КТ. Т.е. носители, уходящие из смачивающего слоя безызлучательно, в КТ не попадают. При повышении температуры интенсивность ФЛ смачивающего слоя уменьшается и при температурах выше 100 К полоса, связанная с рекомбинацией в этом слое, исчезает из спектра ФЛ. В этом же температурном диапазоне интенсивность ФЛ квантовых точек сохраняется постоянной (рис. 12(в)). Проведенный анализ экспериментальных данных позволил построить модель динамики захвата носителей заряда в КТ: После возбуждения в матрице AlAs носители заряда большей частью захватываются смачивающим слоем. Тяжелые электроны, принадлежащие  $X$  минимуму зоны проводимости, локализируются в потенциальных минимумах, появляющихся из-за флуктуаций толщины смачивающего слоя. При низких температурах эти локализованные электроны не могут покинуть смачивающий слой и рекомбинируют в нем излучательно, что приводит к относительно высокой интенсивности полосы WL при низких плотностях мощности возбуждения ФЛ. При повышении плотности мощности возбуждения или температуры начинают заполняться делокализованные состояния смачивающего слоя. Двигающиеся по этим состояниям электроны попадают на дефекты - центры безызлучательной рекомбинации (подобные центрам, образующимся в сверхрешетках GaAs/AlAs из-за высокой реакционной способности Al), что приводит к уменьшению относительной интенсивности ФЛ смачивающего слоя. Таким образом, носители заряда попадают в КТ (In,Al)As/AlAs, главным образом, из матрицы, а перемещение носителей из смачивающего слоя в КТ подавлено [A35].

**Второй раздел 4-й главы** посвящен изучению закономерностей рекомбинации экситонов в ансамблях непрямозонных (In,Al)As/AlAs КТ первого рода. Выводы, полученные в данном разделе, носят общий характер, поскольку все изучаемые в работе системы непрямозонных КТ первого рода демонстрируют неэкспоненциальную кинетику затухания экситонной ФЛ. Неэкспоненциальность затухания экситонной ФЛ в ансамбле КТ связана с тем, что мы наблюдаем сумму большого количества моноэкспоненциальных кинетик от экситонов с разными временами излучательной рекомбинации, излучающих на одной длине волны, но локализованных в КТ различного размера и состава. Поэтому форма кривой затухания  $I(t)$  определяется распределением времён жизни экситонов  $G(\tau)$  по ансамблю КТ:

$$I(t) = \int_0^{\infty} G(\tau) e^{-\frac{t}{\tau}} d\tau . \quad (1)$$

Поскольку квазиимпульс экситона ( $p_{ex}$ ), составленного из электрона, принадлежащего боковой долине зоны проводимости и дырки, находящейся в центре зоны Бриллюэна, существенно больше, чем импульс фотона ( $p_{ph}$ ) с такой же энергией, закон сохранения импульса накладывает ограничения на излучательную рекомбинацию таких экситонов. Для испускания фотона при рекомбинации непрямого в пространстве квазиимпульсов экситона разница  $p_{ex} - p_{ph}$  передается фону или

рассеивается на гетерогранице. Отсутствие фононных повторений в спектрах микро-ФЛ непрямозонных (In,Al)As/AlAs КТ свидетельствует о том, что основным каналом потери квазиимпульса экситонов при их излучательной рекомбинации является упругое рассеяние на гетерогранице КТ/матрица [A18]. Поэтому разумно ожидать, что вероятность рекомбинации экситона ( $\Gamma_e$ ) в таких КТ определяется структурой гетерограницы КТ/матрица. Динамика рекомбинации экситонов изучалась в ансамблях (In,Al)As/AlAs КТ различных размеров и с различной степенью размытости гетерограницы КТ/матрица. Размеры КТ в исследуемых ансамблях определялись методом просвечивающей электронной микроскопии. Степень размытости гетерограницы КТ/матрица изменялась посредством послеростового высокотемпературного отжига.

Типичная кривая затухания экситонной ФЛ в (In,Al)As/AlAs КТ показана на рис.13(a). Кинетическая кривая содержит две отчетливых стадии затухания: (1) относительно слабого изменения интенсивности непосредственно после импульса возбуждения, которая сменяется стадией (2), описываемой степенным законом затухания  $I(t) \sim (1/t)^\alpha$ . Начало второй стадии затухания и наклон  $\alpha$  зависят от характерного размера КТ в ансамбле и степени размытости гетерограницы. Подстановка предлагаемого в литературе нормального в логарифмических координатах распределения обратных времен жизни ( $1/\tau = \Gamma_e$ ) экситонов [C4] в выражение (1) не позволяет описать кривые затухания во всём диапазоне интенсивностей и времен (см. кривые 1 и 2 на рис.13(a)). Мы предложили

феноменологическое распределение времён жизни экситонов по ансамблю КТ:

$$G(\tau) = (C/\tau^\gamma) e^{-\frac{\tau_0}{\tau}}, \quad (2)$$

где  $C$  – константа, а  $\gamma = \alpha + 1$ , позволяющее описать кривую затухания экситонной ФЛ с известным наклоном всего одним параметром  $\tau_0$ , который характеризует наиболее вероятное время жизни экситонов в ансамбле

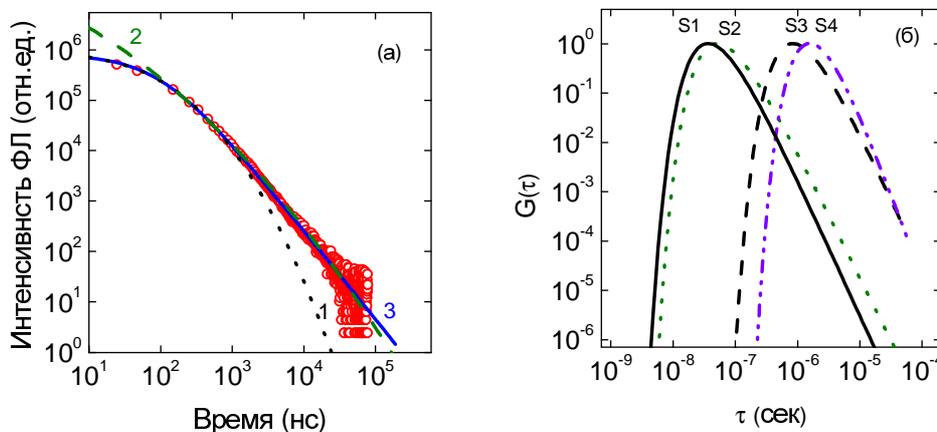


Рис.13 (а) Кривая затухания экситонной ФЛ в ансамбле КТ с характерным диаметром 5.5 нм (точки). Расчетные кривые (1) и (2) соответствуют наилучшим описаниям экспериментальных данных выражением (1) с использованием нормального в логарифмических координатах распределения времен жизни экситонов. Кривая (3) соответствует наилучшему описанию экспериментальных данных выражением (1) с использованием предложенного нами феноменологического распределения времен жизни экситонов. (б) Распределения времен жизни экситонов в ансамблях КТ с характерными размерами S1 – 5.5 нм, S2 – 13.8 нм, S3 – 18.3 нм, S4 – 19.6 нм.

КТ. Экспериментальные кривые прекрасно описываются на протяжении 5 порядков величины по изменению интенсивности (см., например, кривую 3 на рис.11(a)). Описывая кинетические кривые,

соответствующие рекомбинации экситонов в ансамблях (In,Al)As/AlAs КТ различного размера с различной степенью размытости гетерограницы КТ/матрица, выражением (1), мы определили распределения  $G(\tau)$  в исследуемых структурах, показанные на рис.13(б). Видно, что в не

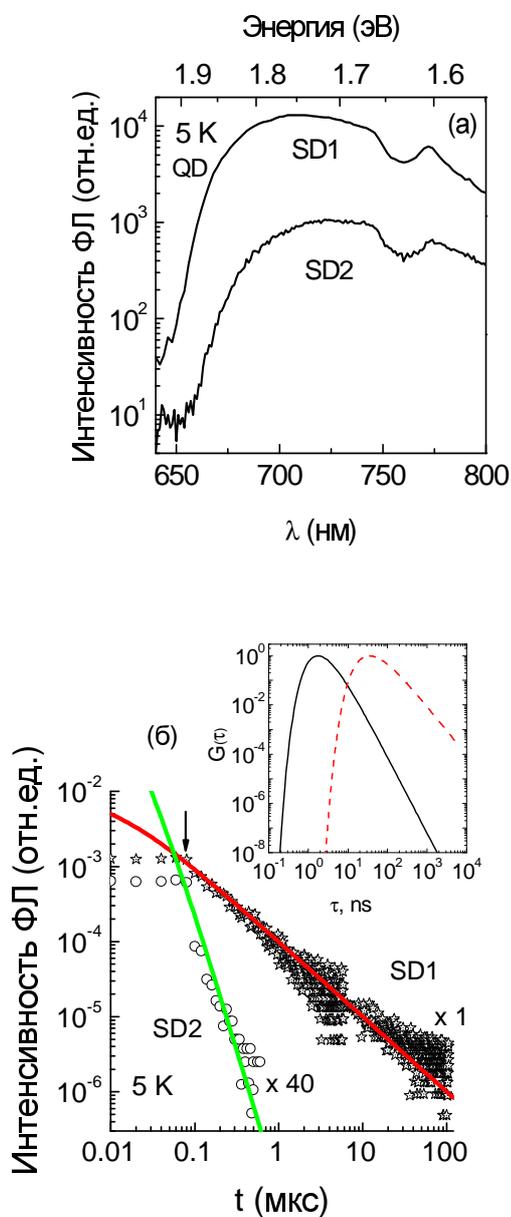
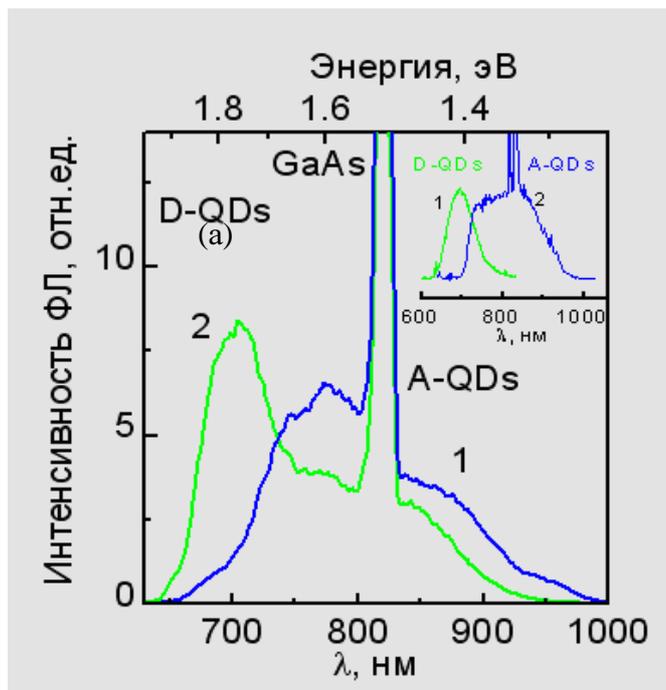


Рис.14 (а) Спектры ФЛ структур SD1 и SD2 при возбуждении He-Cd лазером. (б) Кривые затухания ФЛ, измеренные в максимуме полосы QD в структурах SD1 и SD2 при возбуждении импульсным полупроводниковым лазером. Стрелкой обозначено окончание лазерного импульса. На вставке приведены распределения времен жизни экситонов по ансамблю в структурах SD1 (справа) и SD2 (слева).

подвергавшихся послеростовому отжигу структурах S1 и S2 с резкими гетерограницами изменение типичного размера КТ более чем в два раза (от 5.5 до 13.6 нм) слабо влияет на распределения  $G(\tau)$ . Высокотемпературный отжиг структур S3 (700 °C) и S4 (800 °C) приводит к резкому сдвигу распределения  $G(\tau)$  в область больших времен жизни (на 2 порядка величины для S4). Таким образом, вероятность излучательной рекомбинации экситона в непрямозонных КТ первого рода определяется, главным образом, степенью размытости гетерограницы. В то же время, изменение характерного размера КТ при неизменной степени размытия гетерограницы КТ/матрица влияет на распределение времен жизни экситонов гораздо слабее [A36].

В **третьем разделе 4-й главы** показано, что низкая вероятность рекомбинации экситонов (соответствующая микросекундным временам жизни) в непрямозонных КТ первого рода приводит в плотных массивах таких КТ к высокой вероятности переходов экситонов между смежными КТ по диполь-дипольному механизму Фёрстера [C5]. Объектами исследования были структуры с высокой ( $> 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) плотностью (In,Al)As/AlAs КТ: структура SD1 содержала только псевдоморфно напряженные КТ с плотностью  $1.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и средним диаметром основания 10 нм, а структура SD2, в дополнение к псевдоморфно напряженным КТ с плотностью  $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и средним диаметром основания 11 нм, содержала кластеры с прорастающими дислокациями с плотностью порядка  $1.5 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$  (средний диаметр кластера 30 нм). Измерение ФЛ структур показало, что при одинаковой плотности псевдоморфно напряженных КТ интенсивность ФЛ структуры SD1

примерно в 45 раз выше, чем интенсивность ФЛ структуры SD2 (см. рис.14(a)) [A38]. Необходимо отметить, что введение сравнимой плотности ( $2 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ ) кластеров КТ с прорастающими дислокациями в структуры с прямозонными КТ InAs/GaAs не приводит к какому либо уменьшению интенсивности ФЛ. При импульсном внутриточечном возбуждении экситонов кинетика ФЛ обеих структур демонстрирует типичное для (In,Al)As/AlAs КТ длительное неэкспоненциальное затухание,



долговременная стадия которого описывается законом  $I(t) \sim 1/t^\alpha$  (см. рис.14(б)). Используя методику, описанную в разделе 4.2, мы определили распределение времен жизни экситонов по ансамблю КТ в обеих структурах (приведены на вставке к рис.14(б)) и установили, что в структуре SD2 распределение существенно сдвинуто в область коротких времён жизни. Таким образом, резкое уменьшение интенсивности ФЛ при формировании кластеров с дислокациями в структурах с (In,Al)As/AlAs КТ сопровождается уменьшением характерных времён затухания экситонной ФЛ.

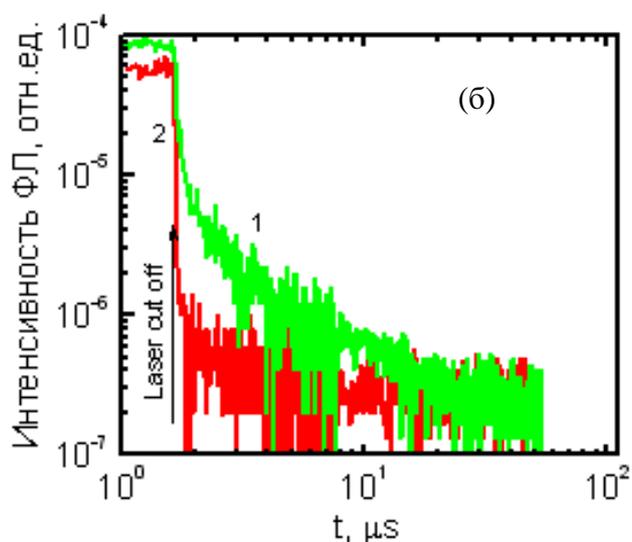


Рис.15. (а) Спектры ФЛ структур со связанными КТ,  $d_{DA}$ : 1 - 9 нм, 2 - 13 нм. На вставке спектры структур с одиночными слоями КТ: 1 – непрямозонные в AlAs, 2 прямозонные в AlGaAs. (б) Кинетика ФЛ КТ-акцепторов в структурах с  $d_{DA}$ : 1 - 9 нм, 2 - 13 нм.

При отсутствии термовыброса носителей заряда из КТ в матрицу (а именно такая ситуация реализуется в изучаемых КТ при температуре жидкого гелия) уменьшение интенсивности стационарной ФЛ и времени затухания нестационарной ФЛ при внутриточечном режиме возбуждения экситонов говорит о появлении дополнительного канала безызлучательного ухода носителей заряда из КТ. Этот канал обусловлен переходом носителей или экситонов из псевдоморфно напряженных КТ в кластеры КТ с прорастающими дислокациями, которые играют роль центров безызлучательной рекомбинации.

Для оценки характерных расстояний между КТ, при которых возможны междоточечные переходы носителей заряда или экситонов, мы изучили такие переходы в модельных структурах, содержащих пары вертикально связанных InAs КТ. Структуры состояли из двух слоёв InAs КТ (прямозонных и

непрямозонных). Слой непрямозонных КТ доноров помещался между слоями AlAs, а слой прямозонных КТ акцепторов между слоями  $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$ . Было выращено две структуры с расстоянием между слоями КТ  $d_{\text{DA}} = 9$  нм и 13 нм. Дополнительно при тех же условиях эпитаксии были выращены контрольные структуры, содержащие только один слой КТ (доноров или акцепторов). В спектрах ФЛ с вертикально связанными КТ наблюдаются полосы D-QDs, A-QDs и GaAs, обусловленные рекомбинацией экситонов в КТ-донорах, КТ-акцепторах и буферном слое GaAs, соответственно (рис.15(a)). Полоса D-QDs доминирует в спектре стационарной ФЛ структуры с большим ( $d_{\text{DA}} = 13$  нм) расстоянием между КТ и подавлена в структуре с  $d_{\text{DA}} = 9$  нм.

При внутриточечном возбуждении ФЛ импульсами полупроводникового лазера (энергия фотона 1.86 эВ) экситоны возбуждаются внутри как прямозонных, так и непрямозонных КТ. В структуре с большим значением  $d_{\text{DA}}$  полоса A-QDs быстро затухает с характерным временем меньшим, чем 20 нс (временное разрешение нашей измерительной системы), что типично для прямозонных InAs КТ (рис.15(б)). В тоже время в структуре с меньшим значением  $d_{\text{DA}}$  интенсивность ФЛ в прямозонных акцепторных КТ сначала резко уменьшается (эта стадия затухания ФЛ связана рекомбинаций возбужденных лазером InAs/AlGaAs КТ), а затем демонстрирует длительное затухание, подобное тому, что наблюдается для непрямозонных донорных КТ. Уменьшение интенсивности полосы D-QDs в спектрах стационарной ФЛ и длительное затухание полосы A-QDs отражает передачу энергии долгоживущих экситонов от непрямозонных к прямозонным КТ. Возможными механизмами переноса носителей заряда и экситонов между КТ могут быть либо тунелирование носителей заряда, либо перенос экситонов по механизму Фёрстера. Принимая во внимание эффективные массы электронов и тяжелых дырок, мы провели оценку и показали, что 9 нм между вертикально связанными КТ слишком большое расстояние для того, чтобы характерное время туннельного перехода для электронов и дырок было порядка сотни микросекунд – времени, полученного из эксперимента. Следовательно, связь между КТ осуществляется посредством перехода экситона от КТ-донора к КТ-акцептору по механизму Фёрстера. Анализ распределения расстояний между соседними КТ в структуре SD2 показал, что для заметной части КТ в ансамбле расстояние между ближайшими соседями меньше 10 нм [A40]. Хорошо известно, что перенос экситонов по механизму Фёрстера имеет место в резонансных условиях, когда уровни энергии экситонов в доноре и акцепторе совпадают. В наших структурах уровни энергии экситона в КТ-донорах попадают в резонанс с возбужденными состояниями экситонов в КТ-акцепторах.

Таким образом, в плотных ансамблях непрямозонных КТ первого рода имеет место высокая чувствительность ФЛ КТ к образованию кластеров с дислокациями, содержащих центры безызлучательной рекомбинации. Уменьшение интенсивности ФЛ обусловлено перетеканием локализованных в КТ долгоживущих экситонов из КТ в кластеры с дислокациями путем серии последовательных перескоков экситонов между смежными КТ.

**Пятая глава** посвящена изучению закономерностей спиновой релаксации нейтральных и заряженных экситонов в КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной. Для экситонов, локализованных в хорошо изученных прямозонных КТ, время спиновой релаксации при низких температурах много больше, чем время жизни [С6]. Поэтому спиновая релаксация экситонов в КТ изучалось, главным образом, теоретически. Многочисленные расчеты скорости спиновой релаксации экситонов с учетом различных процессов, таких как переходы между: (1) оптически активными и неактивными состояниями, (2) оптически активными состояниями без участия оптически неактивных состояний, с учетом спин орбитального и обменного взаимодействия, дают большой разброс времен спиновой релаксации - от сотен наносекунд до единиц миллисекунд. Время жизни экситонов, локализованных в непрямозонных КТ первого рода, достигает сотен микросекунд, что позволило нам изучать спиновую релаксацию таких экситонов экспериментально. Спиновая релаксация нейтральных и заряженных экситонов изучалась посредством измерения динамики степени наведённой магнитным полем циркулярной поляризации ( $\rho_c$ ) экситонной ФЛ. Для того чтобы избежать оптической ориентации экситонов ФЛ возбуждалась импульсами линейно поляризованного света. В магнитном поле энергии экситонных состояний с различными проекциями спина определяются величинами и знаками  $g$  факторов, поэтому **первый раздел 5-й главы** был посвящен определению  $g$  факторов электрона, дырки и экситона, локализованных в КТ (In,Al)As/AlAs. Несмотря на то, что прямые оптические переходы в непрямозонных полупроводниковых гетероструктурах запрещены правилами отбора, измерения  $g$  факторов электрона и экситона в непрямозонных КТ первого рода с  $\Gamma$ - $X$  смешиванием электронных состояний удалось провести, используя резонансный оптический метод - спектроскопию комбинационного рассеяния света с переворотом спина.

Квантовые точки с  $\Gamma$ - $X$  смешиванием электронных состояний описаны в **разделе 5.1.1**. Как показано в главе 3, в ансамбле (In,Al)As/AlAs КТ сосуществуют КТ с прямой и непрямой запрещенной зоной. Из рис.5 видно, что в ансамбле КТ можно выбрать подансамбль КТ с близкими энергиями для уровней электронов, локализованных в  $\Gamma$  и  $X$  долинах зоны проводимости (In,Al)As. В таких КТ имеет место  $\Gamma$ - $X$  смешивание электронных состояний.

Для выделения области спектра, в которой имеет место излучение экситонов из КТ с  $\Gamma$ - $X$  смешиванием электронных состояний, поводилось измерение ФЛ при селективном возбуждении. Измеренные спектры приведены на рис.16(а). При резонансном возбуждении прямозонных КТ в спектре ФЛ наблюдается полоса RPL, энергия максимума которой сдвинута на  $\approx 2$  мэВ (Стоксов сдвиг) относительно энергии возбуждающего лазерного излучения. Величина Стоксова сдвига при возбуждении прямозонных КТ не зависит от энергии лазерного излучения, как видно из рис.16(б). При возбуждении непрямозонных КТ в спектре ФЛ появляется полоса QPL, Стоксов сдвиг которой линейно возрастает с повышением энергии возбуждающего лазерного излучения (см. рис.16(б)). При возбуждении ансамбля, в котором сосуществуют прямозонные и непрямозонные КТ, в спектре ФЛ видны обе полосы RPL и QPL. Энергетический сдвиг между этими полосам

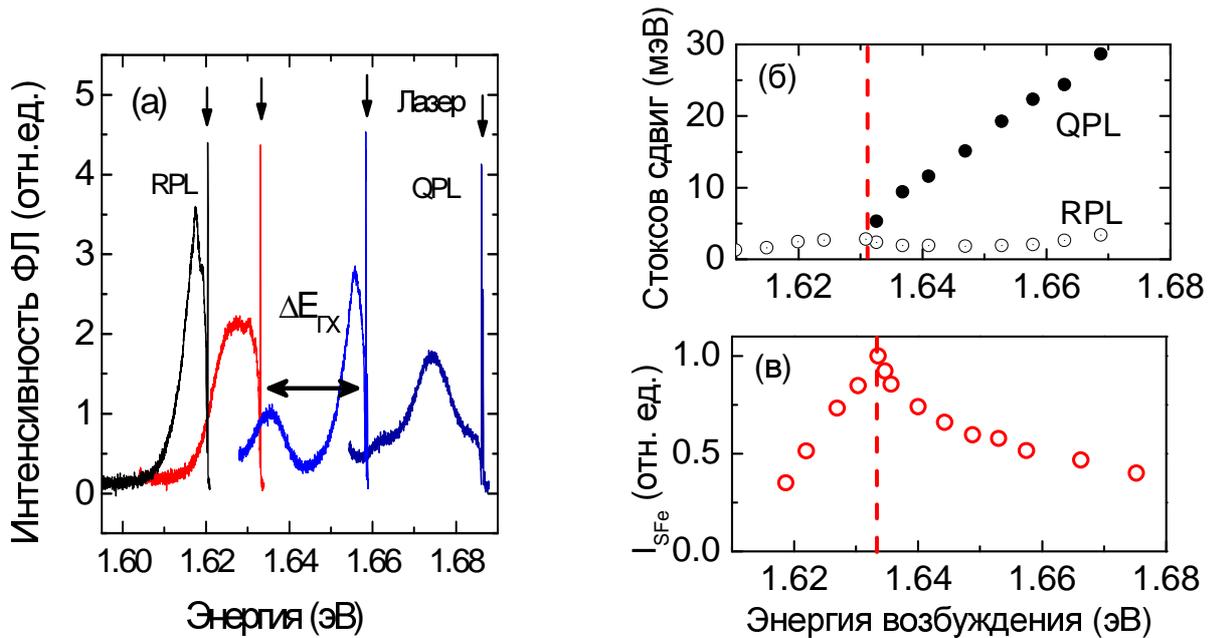


Рис.16.(а) Спектры ФЛ структуры с InAs/AlAs КТ, измеренные в режиме резонансного возбуждения, при  $T = 5$  К. (б) Спектральная зависимость Стоксова сдвига полос RPL и QPL. (в) Интенсивность сигнала РКРС электрона в зависимости от энергии возбуждения. Вертикальная пунктирная линия на рисунках (б) и (в) отмечает спектральное положение экситонной ФЛ в КТ с совпадающими энергиями состояний электронов в  $\Gamma$  и  $X$  долинах зоны проводимости.

зависит от энергии возбуждающего лазерного излучения. Положения этих полос в спектре ФЛ совпадают при возбуждении подансамбля КТ с совпадающими энергиями электронов, локализованных в  $\Gamma$  и  $X$  долинах зоны проводимости.

Комбинационное рассеяние света с переворотом спина в (In,Al)As/AlAs КТ с  $\Gamma$ - $X$  смешиванием электронных состояний описано в **разделе 5.1.2**. В спектре РКРС, измеренном в спектральной области, соответствующей излучению экситонов из ансамбля КТ с  $\Gamma$ - $X$  смешиванием электронных состояний, в геометрии Фохта (угол  $\theta$  между магнитным полем и направлением излучения ФЛ равен  $90^\circ$ ) наблюдается линия  $e$  со Стоксовым сдвигом 0.58 мэВ в поле 5 Тл. При наклоне магнитного поля (угол  $\theta$  между магнитным полем и направлением излучения изменялся от  $0$  до  $90^\circ$ ), положение этой линии не изменяется, а в спектре РКРС появляются еще две линии  $hh$  и  $X$ , энергетическое положение которых зависит от угла. Эти линии отчетливо видны в спектре, измеренном при  $\theta=75^\circ$  (см. рис.17(а)).

В результате анализа данных в наклонных магнитных полях удалось соотнести наблюдаемые линии  $e$ ,  $hh$  и  $X$  с рассеянием с переворотом спина электрона, тяжелой дырки и экситона и количественно определить величину изотропного  $g$  фактора электрона и все компоненты анизотропных  $g$  факторов дырки и нейтрального экситона [A41].

Положение линии  $e$ , не зависящей от  $\theta$ , соответствует  $g_e = 2.00 \pm 0.01$  (рис.17(б)). Эта линия отвечает за процесс комбинационного рассеяния с переворотом спина электрона в  $X$  долине зоны проводимости (рис.17(в)). Её резонансная зависимость, приведенная на рис.16(в), отражает уменьшение вероятности  $\Gamma$ - $X$  смешивания при увеличении зазора между уровнями электронов в  $\Gamma$  и  $X$

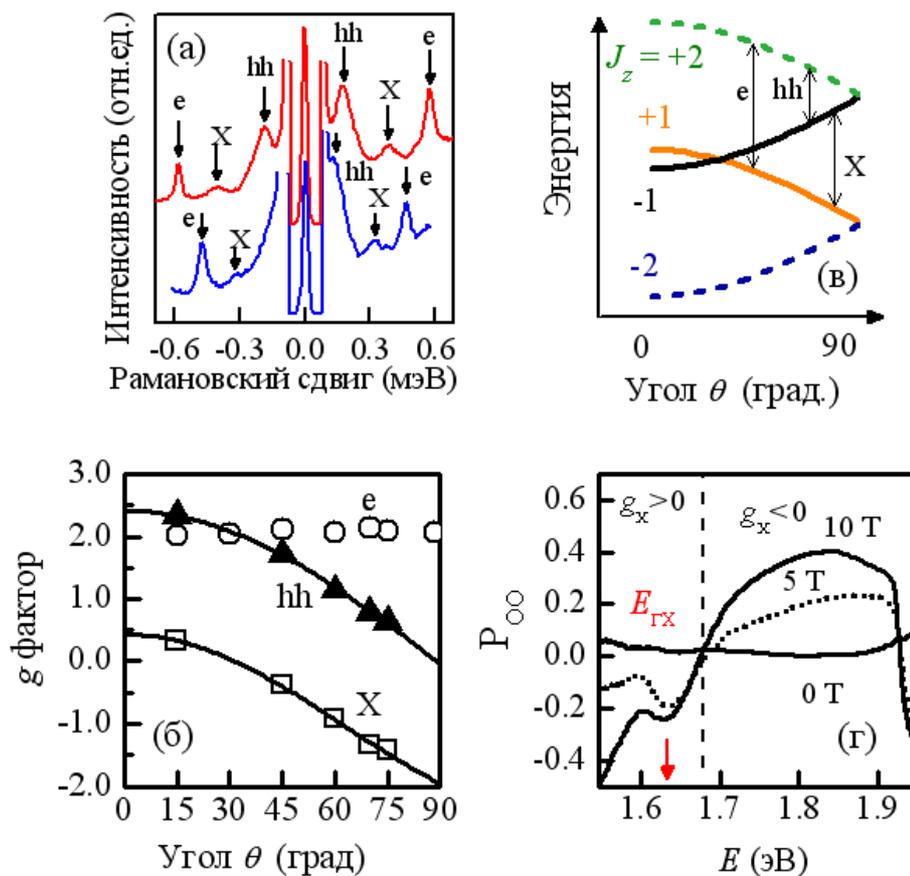


Рис.17 (а) Спектры комбинационного рассеяния света с переворотом спина в наклонных магнитных полях ( $\theta=75^\circ$ ) 4 и 5 Тл. (б) Зависимость  $g$ -факторов электрона ( $e$ ), тяжелой дырки ( $hh$ ) и нейтрального экситона ( $X$ ) от угла между магнитным полем и направлением излучения. (в) Диаграмма переходов между уровнями тонкой структуры экситона с переворотом спина электрона ( $e$ ), тяжелой дырки ( $hh$ ) и нейтрального экситона ( $X$ ). (г) Спектральная зависимость степени наведённой продольным магнитным полем циркулярной поляризации ФЛ экситонов в КТ InAs/AlAs.

размерное квантование и напряжения приводят к расщеплению этих состояний на величину порядка нескольких сотен миллиэлектронвольт.

Линия  $X$  обусловлена процессом комбинационного рассеяния с переворотом спина экситона. Угловая зависимость этой линии определяется выражением  $g_{Ex}(\theta) = g_{hh}(\theta) - g_e$ , т.е. хорошо известной комбинацией  $g$  факторов тяжелой дырки и электрона. Продольный и поперечный  $g$  факторы экситона равны, соответственно,  $g_{Ex}^{\parallel} = 0.43 \pm 0.08$  и  $g_{Ex}^{\perp} = -1.95 \pm 0.08$ .

Приведенная на рис.17(г) спектральная зависимость степени наведенной продольным магнитным полем циркулярной поляризации экситонной ФЛ отчетливо показывает, что продольный  $g$  фактор непрямого экситона зависит от размера КТ. С уменьшением размера КТ происходит смена знака  $g$  фактора. Практическое отсутствие спин-орбитального взаимодействия для электрона в  $X$

долинах зоны проводимости. Зависимость положения линии  $hh$  от угла  $\theta$  описывается, как это видно на рис.17(б), хорошо известным выражением  $g_{hh}(\theta) = [(g_{hh}^{\parallel} \cos(\theta))^2 + (g_{hh}^{\perp} \sin(\theta))^2]^{1/2}$ , и соответствует процессу комбинационного рассеяния с переворотом спина тяжелой дырки (см. рис.17(в)). Продольный  $g_{hh}^{\parallel}$  и поперечный  $g_{hh}^{\perp}$  факторы тяжелой дырки равны, соответственно,  $2.42 \pm 0.05$  и  $0.03 \pm 0.05$ . Фактическое

равенство нулю поперечного  $g$ -фактора тяжелой дырки свидетельствует о том, что состояния легких и тяжелых дырок в КТ не перемешиваются, что не удивительно, поскольку

долине зоны проводимости приводит к тому, что его  $g$  фактор от размера КТ практически не зависит. Следовательно, изменение величины продольного  $g$  фактора экситона отражает уменьшение величины продольного  $g$  фактора тяжелой дырки.

**Второй раздел 5-й главы** посвящен исследованию закономерностей спиновой релаксации долгоживущих экситонов в ансамбле непрямозонных (In,Al)As/AlAs КТ первого рода, описанных в **разделе 5.2.1**. Эксперименты проводились в геометрии Фарадея в магнитных полях 3 – 10 Тл и диапазоне температур 1.8 – 30 К. Знак поляризации определялся посредством контрольного измерения циркулярной поляризации ФЛ полумагнитной структуры с квантовыми ямами (Zn,Mn)Se/(Zn,Be)Se. **В разделе 5.2.2** описаны и проанализированы предложенные в литературе механизмы спиновой релаксации экситонов в КТ. Полевая зависимость времени спиновой релаксации имеет вид: (1)  $\tau_s(B) \sim B^{-3}$  для одно-фононного процесса с передачей проекции углового момента ядерным спинам за счёт сверхтонкого взаимодействия; (2)  $\tau_s(B) \sim B^{-2}$  для двух-фононного процесса и (3)  $\tau_s(B) \sim B^{-5}$  для одно-фононного процесса при смешивании состояний с различными проекциями спина за счёт спин-орбитального взаимодействия [С7]. Температурная зависимость времени спиновой релаксации для одно-фононных процессов описывается выражением  $\tau_s(T) \sim T^{-1}$ . Для двух-фононного процесса расчёты дают зависимость  $\tau_s(T) \sim T^{-2}$ . [С7,С8]. Таким образом, измерение полевой и температурной зависимостей времени спиновой релаксации позволяет однозначно определить механизм спиновой релаксации экситонов в КТ.

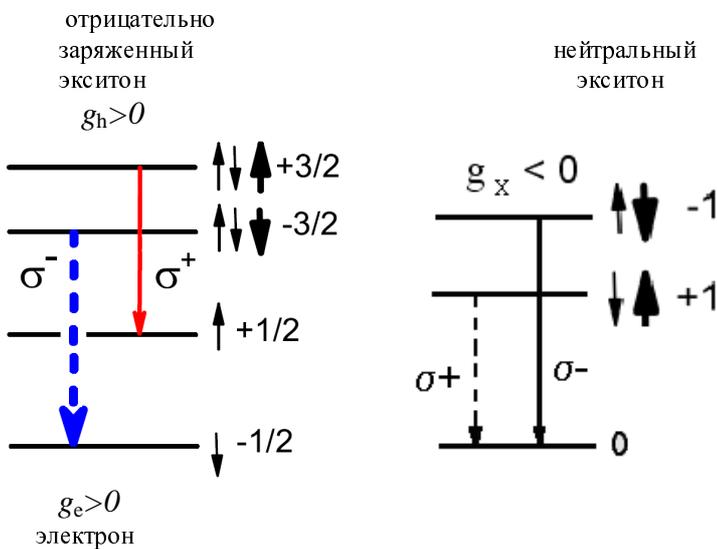


Рис.18. Тонкая структура экситонных состояний в продольном магнитном поле для отрицательно заряженной (слева) и нейтральной (справа) КТ. Проекция спина, составляющих экситон электрона (дырки), показаны тонкой (толстой) стрелкой. Длинными стрелками показаны разрешенные оптические переходы.

**В разделе 5.2.3** представлены результаты методического исследования, направленного на получение информации о временах спиновой релаксации в ансамблях КТ с дисперсией времён жизни экситона. Спиновая релаксация нейтральных и заряженных экситонов, помещенных в магнитное поле, хорошо описывается в рамках простой модели с двумя состояниями, характеризующимися различными проекциями полного углового момента (спина) экситона, как это показано на рис.18. Возбуждение линейно поляризованным светом не приносит угловой момент в электронную подсистему, следовательно, расщепленные магнитным

полюс состояния экситонов с различными проекциями спина в начальный момент времени после импульса возбуждения заселяются одинаково. Динамику изменения заселенности состояний экситонов можно описать посредством решения системы дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dn_{up}}{dt} &= C_{up} - \frac{n_{up}}{\tau} - \frac{n_{up}}{\tau_s} + \frac{n_{down}}{\tau_s} e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \\ \frac{dn_{down}}{dt} &= C_{down} - \frac{n_{down}}{\tau} + \frac{n_{up}}{\tau_s} - \frac{n_{down}}{\tau_s} e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \end{aligned} \quad (3)$$

где  $C_{up} = C_{down}$  – скорости генерации,  $n_{up}$  и  $n_{down}$  концентрации экситонов в состояниях с различными проекциями спина,  $\tau_s$  – время спиновой релаксации,  $\Delta E$  зеемановское расщепление состояний в магнитном поле. Интенсивность ФЛ с различными знаками циркулярной поляризации пропорциональна  $n_{up}$  и  $n_{down}$ , поэтому, при известном значении времени жизни  $\tau$ , время спиновой релаксации можно определить посредством описания экспериментально определенной динамики степени циркулярной поляризации ФЛ функцией:

$$\rho_c(t, \tau_s) = \frac{n_{down}(t, \tau, \tau_s) - n_{up}(t, \tau, \tau_s)}{n_{down}(t, \tau, \tau_s) + n_{up}(t, \tau, \tau_s)}, \quad (4)$$

взяв  $\tau_s$  в качестве подгоночного параметра. В главе 4 мы показали, что разброс параметров (In,Al)As/AlAs КТ приводит к дисперсии времен жизни экситонов по ансамблю. Вклад различных КТ в суммарную ФЛ ансамбля определяется описанным в 4-главе распределением  $G(\tau)$ . Для каждой КТ динамика заселенности экситонов в состояниях с различными проекциями спина  $n_{down}$  и  $n_{up}$  описывается решением системы уравнений (2). Полное число экситонов в состояниях с различными проекциями спина ( $N^{up/down}$ ) в ансамбле КТ можно вычислить посредством суммирования  $n_{up/down}$  по всем КТ с учетом  $G(\tau)$ :

$$N^{up/down}(t, \tau_s) = \int G(\tau) n_{up/down}(t, \tau, \tau_s) d\tau. \quad (5)$$

Таким образом, динамика  $\rho_c$  для ансамбля КТ с дисперсией времени жизни экситона может быть рассчитана по формуле:

$$\rho_c(t, \tau_s) = \frac{N^{down}(t, \tau_s) - N^{up}(t, \tau_s)}{N^{down}(t, \tau_s) + N^{up}(t, \tau_s)} \quad (6).$$

Для определения механизмов спиновой релаксации экситонов необходимы измерения полевой и температурной зависимостей времени спиновой релаксации. В разделе определены распределения  $G(\tau)$  для нейтральных и заряженных экситонов в ансамблях (In,Al)As/AlAs КТ и показано, что эти распределения не зависят от температуры ( $1.8 < T < 30$  К) и магнитного поля ( $0 < B < 10$  Тл).

**Раздел 5.2.4.** посвящен исследованию спиновой релаксации отрицательно заряженных экситонов в КТ. Динамика степени циркулярной поляризации ФЛ в различных магнитных полях, измеренная в максимуме полосы ФЛ (1.72 эВ) структуры с отрицательно заряженными (In,Al)As/AlAs КТ, приведена на рис.19(а). В магнитном поле 8 Тл степень циркулярной поляризации ФЛ в течение нескольких микросекунд возрастает от 0 до насыщения, которое наступает при  $P_c^{\text{sat}} \approx -0.92$  (знак поляризации определяется знаками продольных  $g$  факторов электрона и дырки, в п.5.1. показано, что оба этих  $g$  фактора

положительны). При уменьшении напряженности магнитного поля время нарастания степени циркулярной поляризации ФЛ увеличивается, а значение  $\rho_c$ , при котором она выходит на насыщение, уменьшается.

Рассчитанные по формуле (6) зависимости  $\rho_c(t, \tau_s)$  (приведены на рис.19(а) сплошными толстыми линиями) прекрасно описывают

экспериментальные данные. Используемое в расчетах Зеемановское расщепление состояний отрицательно заряженного экситона

определялось как  $\Delta E = \mu_B g_{hh}^{\parallel} B$ , где  $\mu_B$  - магнетон Бора, а  $g_{hh}^{\parallel}$  - продольный  $g$  фактор дырки. Значение  $|g_{hh}^{\parallel}| = 1.9 \pm 0.05$  было определено посредством подгонки температурной зависимости  $P_c^{\text{sat}}(T)$  выражением  $\sim \tanh [\mu_B g_{hh}^{\parallel} B / (2k_B T)]$  [С9]. Значения времён спиновой релаксации  $\tau_s$

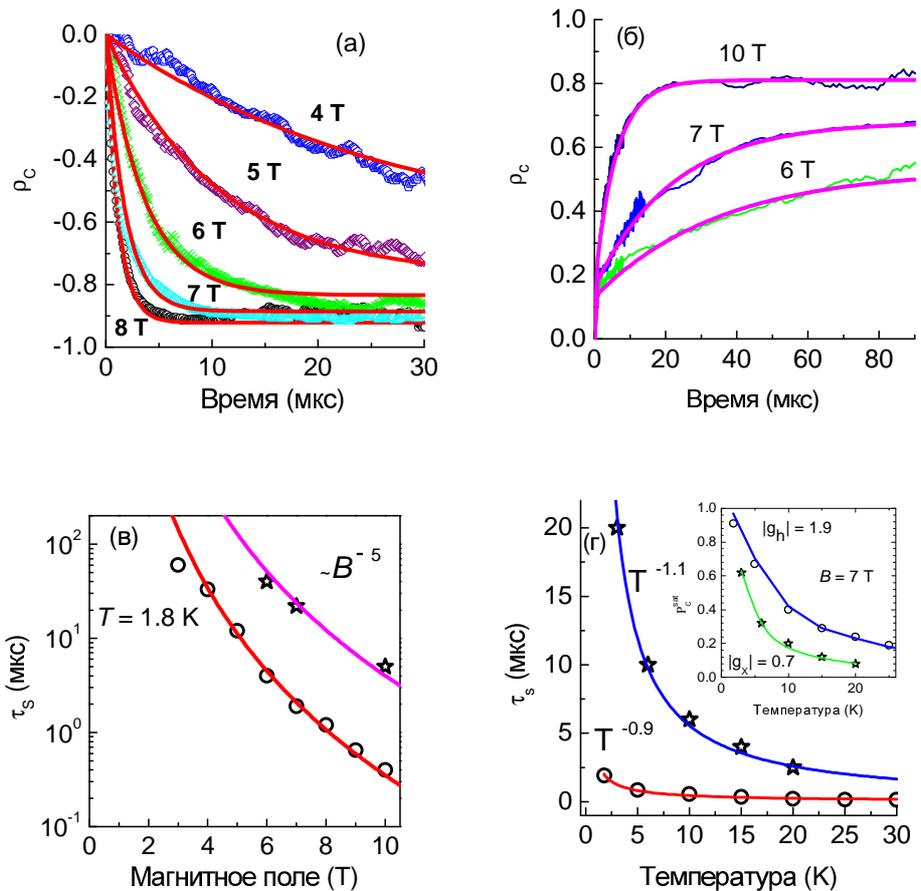


Рис.19. Динамика степени циркулярной поляризации ФЛ КТ (In,Al)/AlAs в продольных магнитных полях для (а) отрицательно заряженных (б) нейтральных экситонов. Сплошными толстыми линиями показаны кривые, рассчитанные по формуле (6) с различными подгоночными параметрами  $\tau_s$ ; (в) полевые (при  $T = 1.8$  К) и (г) температурные (при  $B = 7$  Тл) зависимости  $\tau_s$  для заряженных (кружки) и нейтральных (звездочки) экситонов. На вставке приведены температурные зависимости поляризации насыщения, измеренные при  $B = 7$  Тл.

отрицательно заряженного экситона в различных магнитных полях  $\tau_s(B)$  и при различных температурах измерения  $\tau_s(T)$ , определённые в результате подгонки экспериментальных зависимостей расчётными, приведены на рис.19 (в) и (г). Наибольшее из измеренных времён спиновой релаксации отрицательно заряженного экситона равнялось 55 мкс в магнитном поле 3 Тл при температуре 1.8 К. Для определения доминирующего механизма спиновой релаксации отрицательно заряженного экситона зависимости  $\tau_s(B)$  и  $\tau_s(T)$  описывались степенными функциями. Наилучшее совпадение расчётных кривых и экспериментально полученных данных достигалось при  $\tau_s(B) \sim B^{-5}$  и  $\tau_s(T) \sim T^{-0.9}$  (см. рис.19 (в) и (г)), что однозначно указывает на доминирующий механизм спиновой релаксации, каковым является спин-решеточная релаксация с участием одного акустического фонона [A43]. Результаты исследования спиновой релаксации нейтральных экситонов в КТ описаны в **разделе 5.2.5**. Динамика ФЛ нейтральных экситонов в различных циркулярных поляризациях, измеренная в максимуме полосы ФЛ (1.83 эВ) структуры с нейтральными (In,Al)As/AlAs КТ, показана на рис.19(б). Качественно динамика поляризации ФЛ нейтральных экситонов близка к наблюдаемой для отрицательно заряженных экситонов. Однако скорость нарастания и величина насыщения степени циркулярной поляризации ФЛ нейтральных экситонов в сравнимых магнитных полях заметно меньше, чем наблюдаемые в разделе.5.2.4 для отрицательно заряженных экситонов. Наблюдаемые различия обусловлены заметно меньшим значением продольного  $g$  фактора для нейтрального экситона. Температурная зависимость  $P_c^{\text{sat}}(T)$  для нейтрального экситона приведена на вставке к рис.19(г). Подгонка этой зависимости выражением  $\sim \tanh[\mu_B g_x^{\parallel} B / (2k_B T)]$  позволяет определить значение  $|g_x^{\parallel}| = 0.7 \pm 0.05$ . Отметим, что знак поляризации ФЛ нейтральных экситонов (интенсивность  $\sigma^+$  поляризованной компоненты затухает медленнее) противоположен знаку поляризации отрицательно заряженных экситонов (интенсивность  $\sigma^-$  поляризованной компоненты затухает медленнее). Знак циркулярной поляризации ФЛ нейтрального экситона в (In,Al)As/AlAs КТ определяется знаком продольного экситонного  $g$  фактора, который для КТ, излучающих в области спектра 1.83 эВ, отрицателен, как это показано в разделе.5.1.

Для определения полевой и температурной зависимостей времени спиновой релаксации нейтрального экситона мы аппроксимировали экспериментально полученные динамики  $\rho_c(B)$  и  $\rho_c(T)$  расчётными зависимостями, описываемыми выражением (6), используя  $\tau_s$  в качестве свободного параметра. Зеемановское расщепление экситонных уровней определялось как  $\Delta E = \mu_B g_x^{\parallel} B$ , где  $g_x^{\parallel}$  продольный  $g$  фактор экситона. Полученные зависимости  $\tau_s(T)$  и  $\tau_s(B)$  приведены на рис.19 (в) и (г), соответственно. Максимальное значение времени спиновой релаксации нейтрального экситона составляет 40 мкс в магнитном поле 6 Тл при температуре 1.8 К. Полевая и температурная зависимости времени спиновой релаксации нейтрального экситона хорошо аппроксимируются степенными функциями  $\tau_s(B) \sim B^{-5}$  и  $\tau_s(T) \sim T^{-1.1}$ . Следовательно, доминирующим механизмом

спиновой релаксации для нейтральных экситонов в КТ, так же как и для отрицательно заряженных экситонов, является спин-решеточная релаксация с участием одного акустического фонона.

**В заключении** формулируются основные результаты и выводы настоящей работы.

- экспериментально обосновано существование нового класса гетероструктур с не изучавшемся ранее типом энергетического спектра – КТ и КЯ первого рода с непрямой запрещенной зоной. Проведены теоретические расчеты энергетического спектра псевдоморфно напряженных КЯ, построенных на основе бинарных арсенидов, фосфидов и антимонидов  $A_3-B_5$ , показавшие, что формирования непрямозонных гетероструктур первого рода можно ожидать в системах InAs/GaP, InAs/AlP, InAs/AlAs, InSb/AlSb, InSb/GaP, InSb/AlP, InSb/AlAs, GaSb/GaP, GaAs/GaP, GaSb/AlP, GaSb/AlAs, AlSb/AlAs. Появление непрямой запрещенной зоны в гетероструктурах первого рода, построенных из исходно прямозонных полупроводников InAs, InSb, GaSb и GaAs в широкозонных матрицах, обусловлено: (а) уменьшением энергии электронов в  $X$  минимуме зоны проводимости за счет гидростатической компоненты напряжения и/или (б) размерным квантованием. В последнем случае при уменьшении толщины КЯ (размера КТ) энергия электронного состояния в  $\Gamma$  минимуме зоны проводимости увеличивается быстрее, чем в  $X$  ( $L$ ) минимуме. В результате при определенных размерах КЯ и КТ (зависящих от гетеросистемы) энергия электронного состояния в  $\Gamma$  минимуме начинает превышать энергию электронного состояния в  $X$  ( $L$ ) минимуме зоны проводимости КЯ и КТ. Кроме того, непрямая запрещенная зона в гетероструктурах первого рода образуется при сильном перемешивании материалов КЯ и КТ матрицы.
- развиты методики получения КТ с новым типом энергетического спектра в гетеросистемах InAs/AlAs, GaSb/AlAs, установлено влияние условий роста на атомную структуру и энергетический спектр таких гетероструктур: (1) Показано, что псевдоморфно напряженные  $In_xAl_{1-x}As$  КТ, сформированные методом молекулярно-лучевой эпитаксии в гетеросистеме InAs/AlAs, обладают энергетическим спектром первого рода. Непрямозонные КТ с электронным состоянием, принадлежащим  $X_{\text{XY}}$  минимуму зоны проводимости, образуются (а) при низких температурах эпитаксии ( $\leq 480^\circ\text{C}$ ) и малых временах формирования КТ ( $\leq 10$  с), (б) при высоких температурах ( $\geq 520^\circ\text{C}$ ) и больших временах формирования КТ ( $\sim 120$  с). В первом случае непрямая запрещенная зона образуется вследствие размерного квантования в формирующихся при этих условиях КТ малого размера (диаметр основания КТ  $< 7$  нм), во втором - из-за сильного перемешивания материалов КТ и матрицы. В ансамблях КТ, сформированных при температурах эпитаксии  $480 - 520^\circ\text{C}$  и временах формирования  $10 - 120$  с, прямозонные и непрямозонные квантовые точки сосуществуют. (2) Псевдоморфно напряженные КТ  $Ga_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$ , сформированные в гетеросистеме GaSb/AlAs, обладают энергетическим спектром первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим непрямому  $X$  минимуму зоны проводимости при температурах эпитаксии  $420 - 450^\circ\text{C}$  и временах формирования  $\leq 10$  с. Увеличение времени формирования КТ до значений  $\geq 60$  с приводит к изменению рода энергетического спектра с

первого на второй. Изменение рода энергетического спектра обусловлено уменьшением доли Sb в составе твердого раствора до значений  $y < 0.25$ .

- определены закономерности некогерентной динамики электронных возбуждений в непрямозонных (In,Al)As/AlAs КТ первого рода: (1) Излучательная рекомбинация экситонов в непрямозонных КТ первого рода идет за счет упругого рассеяния разницы между квазиимпульсом экситона и импульсом фотона на гетерогранице КТ/матрица. Время рекомбинации уменьшается с увеличением «гладкости» локализирующего экситон потенциала от десятков наносекунд до десятков микросекунд. «Гладкость» локализирующего потенциала определяется толщиной слоя твердого раствора переменного состава, формирующегося на гетерогранице КТ/матрица. (2) Неэкспоненциальность динамики экситонной ФЛ в ансамблях непрямозонных КТ первого рода обусловлена вкладом экситонов, излучающих на одной длине волны, но локализованных в КТ с разными временами излучательной рекомбинации  $\tau$ . Предложено феноменологическое распределение времен рекомбинации экситонов по ансамблю КТ  $G(\tau) = (C/\tau^\gamma) e^{-\tau/\tau_0}$ , где  $C$  – константа,  $\gamma = \alpha + 1$  (где  $\alpha$  наклон кривой затухания), а  $\tau_0$  характеризует наиболее вероятное время жизни экситонов в ансамбле КТ, позволяющее описать неэкспоненциальную динамику экситонной ФЛ ансамбля КТ в динамическом диапазоне изменения интенсивности 5 порядков величины. (3) Микросекундные времена рекомбинации экситонов в непрямозонных КТ первого рода приводят в плотных ансамблях таких КТ к высокой вероятности переходов экситонов между смежными КТ по диполь-дипольному механизму Фёрстера. Характерное расстояние для эффективного переноса экситонов между КТ, сформированными в гетеросистеме InAs/AlAs, не превышает 13 нм.
- определены фундаментальные закономерности спиновой релаксации экситонов в непрямозонных (In,Al)As/AlAs КТ первого рода: Найдены зависимости времени спиновой релаксации локализованных в КТ экситонов от магнитного поля  $\tau_s(B) \sim B^{-5}$  и температуры  $\tau_s(T) \sim T^{-1}$ . Установлен доминирующий механизм спиновой релаксации локализованных в КТ нейтральных и отрицательно заряженных экситонов – спин решеточная релаксация с участием одного акустического фонона. Получены прямые экспериментальные доказательства микросекундных (до 55 мкс) времен жизни спиновой поляризации экситонов в КТ. Прямым оптическим методом - комбинационным рассеянием света с переворотом спина - определены компоненты тензора  $g$  факторов тяжелой дырки, электрона и экситона в КТ InAlAs/AlAs первого рода с непрямой запрещенной зоной. Показано, что резонансное оптическое возбуждение непрямых экситонов идет за счет смешивания состояний электронов, принадлежащих  $\Gamma$  и  $X$  долинам зоны проводимости в КТ.

### **Основное содержание диссертации опубликовано в следующих работах:**

- A1. Шамирзаев Т.С. Полупроводниковые гетероструктуры первого рода с непрямой зоной проводимости // Физика и техника полупроводников. – 2011. – Т. 45, №1. – С. 97-103.

- A2. Shamirzaev T.S. Energy spectrum and structure of thin pseudomorphic InAs quantum wells in an AlAs matrix: Photoluminescence spectra and band-structure calculations / T.S. Shamirzaev, A. M. Gilinsky, A. K. Kalagin, A. V. Nenashev, K.S. Zhuravlev // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 76. – P. 155309-1-9.
- A3. Shamirzaev T.S. Indirect band gap heterostructures with band alignment of type I on the basis of III-V semiconductor compounds // *Proceedings of Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials Vladivostok, Russia, 21 – 28 August, 2011.* – P. 39-41.
- A4. Shamirzaev T.S. Luminescence and energy structure of ultrathin InAs/AlAs quantum wells / T. S. Shamirzaev, K. S. Zhuravlev, M. Larsson, P. O. Holtz// *Phys. stat. sol. (c)* – 2008. – Vol. 5, N.7. – P. 2408–2411.
- A5. Шамирзаев Т.С. Энергетическая структура и механизм рекомбинации монослойной квантовой ямы InAs/AlAs / Т. С. Шамирзаев, А.М.Гилинский, А.К. Калагин, А.И.Торопов, К.С. Журавлев // Труды X-го международного симпозиума "Нанопизика и наноэлектроника" Нижний Новгород 13 - 17 марта 2006 " Т. 2. – С. 459-460.
- A6. Lyamkina A.A. High-quality structures with InAs/Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As QDs produced by droplet epitaxy / A. A. Lyamkina, D.S. Abramkin, D.V. Dmitriev, D. V. Gulyaev, A. K. Gutakovskiy, S. P. Moshchenko, T. S. Shamirzaev, A. I. Toropov, K. S. Zhuravlev // *Journal of Crystal Growth.* –2011. – Vol. 337. – P. 93-96.
- A7. Лямкина А.А. Высококачественные структуры с InAs/Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As квантовыми точками, выращенные методом нанокпельной эпитаксии /А.А. Лямкина, Д.С. Абрамкин, Д.В. Дмитриев, С.П. Мощенко, Т.С. Шамирзаев, К.С. Журавлев, А.И. Торопов// *Известия вузов Физика.* – 2011. – Т. 54, №2/2. – С. 216-220.
- A8. Abramkin D. S. Atomic structure and energy spectrum of Ga(As,P)/GaP heterostructures / D. S. Abramkin, M. A. Putyato, S. A. Budennyu, A. K. Gutakovskii, B. R. Semyagin, V. V. Preobrazhenskii, O. F. Kolomys, V. V. Strelchuk, T. S. Shamirzaev // *J.Appl. Phys.* – 2012. – Vol.112,N8. – P. 083713–1–10.
- A9. Shamirzaev T. S. Millisecond fluorescence in InAs quantum dots embedded in AlAs/ T. S. Shamirzaev, A. M. Gilinsky, A. I. Toropov, A. K. Bakarov, D. A. Tenne, K. S. Zhuravlev, C. von Borczyskowski, D. R. T. Zahn // *Physica E.* – 2004. – Vol. 20. – P. 282–285.
- A10. Shamirzaev T.S. Photoluminescence kinetics in InAs quantum dots in an indirect band gap AlGaAs matrix / T. S. Shamirzaev, A. M. Gilinsky, A. I. Toropov, A. K. Bakarov, D. A. Tenne, K. S. Zhuravlev, S. Schulze, C. von Borczyskowski, D. R. T. Zahn // *Proceedings of 12th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology, (St Petersburg, Russia, 21–25 June 2004)* P. 260-261.
- A11. Шамирзаев Т.С. Миллисекундная кинетика фотолуминесценции в системе прямозонных квантовых точек InAs в матрице AlAs / Т. С. Шамирзаев, А. М. Гилинский, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, Д. А. Тэнне, К. С. Журавлев, К. фон Борцисковски, Д. Р. Т. Цан // *Письма в ЖЭТФ.* – 2003. – Т. 77, №7. – С. 459-463.

- A12. Shamirzaev T. S. Mechanism of Recombination in InAs Quantum Dots in Indirect Bandgap AlGaAs Matrices / T. S. Shamirzaev, A. M. Gilinsky, A. I. Toropov, A. K. Bakarov, D. A. Tenne, K. S. Zhuravlev, S. Schulze, C. von Borczyskowski, D.R.T. Zahn // AIP Conference Proceedings. – 2005. – Vol. 772. – P. 629-630.
- A13. Шамирзаев Т.С. Долговременная динамика экситонной фотолюминесценции InAs/AlAs квантовых точек / Т.С. Шамирзаев, А.М.Гилинский, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, Д.А. Тэннэ, К.С. Журавлев, К. фон Борцисковски, Д.Р.Т.Цан // Известия Академии Наук (сер. физическая). – 2004. – Т. 68, №1. – С. 21-24.
- A14. Shamirzaev T. S. Model of photoluminescence of InAs quantum dots embedded in indirect band gap AlGaAs matrixes/ T. S. Shamirzaev, A. M. Gilinsky, A. I. Toropov, A. K. Bakarov, D. A. Tenne, K. S. Zhuravlev, S. Schulze, C. von Borczyskowski, D.R.T. Zahn // Proceedings of 8th Korea-Russia International Symposium on Science and Technology KORUS 2004 (Tomsk, Russia, June26-July 3, 2004) P. 157-162.
- A15. Erenburg S. B. Microscopic parameters of materials containing GaN/AlN and InAs/AlAs heterostructures / S. B. Erenburg, N. V. Bausk, L. N. Mazalov, A. I. Toropov, K. S. Zhuravlev, V. G. Mansurov, T. S. Shamirzaev, W. Bras, S. Nikitenko // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2005. – Vol. 543. – P. 188-193.
- A16. Kolomys O.F. Submicron Raman and photoluminescence topography of InAs/Al(Ga)As quantum dots structures /O.F. Kolomys, V.V. Strelchuk, T.S. Shamirzaev, A.S. Romanyuk, P. Tronc // Applied Surface Science. – 2012. – Vol. 260, – P. 47–50.
- A17. Self-assembled Quantum Dots: from Stranski-Krastanov to Droplet Epitaxy/ Yu. G. Galitsyn, A. A. Lyamkina, S. P. Moshchenko, T. S. Shamirzaev, K. S. Zhuravlev, A. I. Toropov // Series: Lecture Notes in Nanoscale Science and Technology, Vol. 12, Self-Assembly of Nanostructures / edited by Bellucci, Stefano. - Berlin: Springer, 2012. - P. 127-201.
- A18. Shamirzaev T.S. Atomic and energy structure of InAs/AlAs quantum dots / T.S. Shamirzaev, A. V. Nenashev, A. K. Gutakovskii, A. K. Kalagin, K. S. Zhuravlev, M. Larsson, P. O. Holtz // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 78. – P. 085323-1-10.
- A19. Shamirzaev T.S. Narrowing of ground energy level distribution in an array of InAs/AlAs QDs by post grown annealing / T.S. Shamirzaev, A.K. Kalagin, A.I. Toropov, K.S. Zhuravlev // Phys. stat. sol. (c) – 2006. – Vol. 3,N.11. – P. 3932-3934.
- A20. Shamirzaev T. S. Photoluminescence of a single InAs/AlAs quantum dot / T. S. Shamirzaev, A. M. Gilinsky, A. K. Kalagin, K. S. Zhuravlev // Phys. stat. sol. (c) – 2008. – Vol.5, N.7. – P. 2528–2529.
- A21. Zhuravlev K. S. Photoluminescence of single InAs quantum dots in an AlAs matrix / K. S. Zhuravlev, T. S. Shamirzaev, M. Larsson, P.O. Holtz // Proceedings of 15th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology, (Novosibirsk, Russia, 25–29 June 2007) P. 240-241.

- A22. Shamirzaev T.S. Coexistence of direct and indirect band structures in arrays of InAs/AlAs quantum dots / T.S. Shamirzaev, A.V. Nenashev, K.S. Zhuravlev // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 92,N.21. – P. 213101-1-3.
- A23. Shamirzaev T.S. Direct-indirect transition of conduction band structure in type-I InAs/AlAs quantum dots / T. S. Shamirzaev, A. V. Nenashev, K. S. Zhuravlev // *Proceedings of 16th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology*, (Vladivostok, Russia, July 15–19, 2008) P. 39-41.
- A24. Shamirzaev T. S. Novel self-assembled quantum dots in the GaSb/AlAs heterosystem / T. S. Shamirzaev, D. S. Abramkin, A. K. Gutakovskii, M. A. Putyato // *Письма в ЖЭТФ.* – 2012. – Т. 95, №10. – С. 601-603.
- A25. Shamirzaev T.S. Quantum dots in heterosystem GaSb/AlAs / T. S. Shamirzaev, D. S. Abramkin, A. K. Gutakovskii, M. A. Putyato // *Proceedings of 20th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology*, (Nizhny Novgorod, Russia, June 24–30, 2012) P. 183-184.
- A26. Абрамкин Д.С. Новая система GaAs квантовых точек в матрице GaP /Д.С. Абрамкин, А.К. Гутаковский, М.А. Пуцято, В.В. Преображенский, Т.С. Шамирзаев // *Известия вузов Физика.* – 2011. – Т. 54,№2/2. – С. 18-21.
- A27. Shamirzaev T.S. Novel system of GaAs quantum dots in GaP matrix / T. S. Shamirzaev, A. K. Gutakovskii, M. A. Putyato // *Proceedings of 18th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology*, (St Petersburg, Russia, 21–26 June 2010) P. 120-121.
- A28. Shamirzaev T. S. High quality relaxed GaAs quantum dots in GaP matrix / T. S. Shamirzaev, D. S. Abramkin, A. K. Gutakovskii, M. A. Putyato // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 97,N.2. – P. 023108-1-3.
- A29. Abramkin D. S. Energy structure of novel GaSb/GaP quantum dots system / D. S. Abramkin, M. A. Putyato, and T. S. Shamirzaev // *Proceedings of 19th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology”* Ekaterinburg, Russia, June 20–25, 2011. – P. 173-174.
- A30. Abramkin D. S. Novel system of GaSb/GaP quantum dots grown on mismatched GaAs substrate /D.S. Abramkin, A.M.Putyato, T.S. Shamirzaev // *Proceedings of Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials* Vladivostok, Russia, 21 – 28 August, 2011. – P. 95-96.
- A31. Абрамкин Д.С. Новая система квантовых точек GaSb/GaP / Д.С. Абрамкин, М.А. Пуцято, А.К. Гутаковский, Б.Р. Семягин, В.В. Преображенский, Т.С. Шамирзаев // *Труды XVI международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника»*, (Нижний Новгород, Россия, 12-16 марта, 2012) Т. 2. – С. 432-433.
- A32. Абрамкин Д.С. Новая система самоорганизованных квантовых точек GaSb/GaP /Д.С.Абрамкин, М.А.Пуцято, А.К.Гутаковский, Б.Р.Семягин, В.В.Преображенский, Т.С.Шамирзаев // *Физика и техника полупроводников.* – 2012. – Т. 46, №12. – С. 1571-1575.
- A33. Абрамкин Д.С. Захват носителей заряда в InAs/AlAs-квантовые точки при гелиевой температуре / Д.С. Абрамкин, К.С. Журавлёв, Т.С. Шамирзаев, А.В. Ненашев, А.К. Калагин // *Физика и техника полупроводников.* – 2011. – Т. 45, №2. – С. 183-191.

- A34. Shamirzaev T.S. Mechanism of carriers capture in InAs/AlAs quantum dots / T. S. Shamirzaev, K. S. Zhuravlev, F. Trojánek, B. Dzurňák, P. Malý // Proceedings of 17th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology, (Minsk, Belarus Republic, June 22–26, 2009) P. 58-59.
- A35. Shamirzaev T. S. Carrier dynamics in InAs/AlAs quantum dots: lack in carrier transfer from wetting layer to quantum dots / T. S. Shamirzaev, D. S. Abramkin, A. V. Nenashev, K. S. Zhuravlev, F. F. Trojánek, B. Dzurňák, P. Malý // Nanotechnology. – 2010. – Vol. 21. – P. 155703-1-7.
- A36. Shamirzaev T. S. Exciton recombination dynamics in an ensemble of (In,Al)As/AlAs quantum dots with indirect band-gap and type-I band alignment / T. S. Shamirzaev, J. Debus, D. S. Abramkin, D. Dunker, D. R. Yakovlev, D. V. Dmitriev, A. K. Gutakovskii, L. S. Braginsky, K. S. Zhuravlev, M. Bayer // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 84. – P. 155318-1-9.
- A37. Shamirzaev T.S. Efficient lateral inter-dots transport in array of InAs/AlAs quantum dots/ T. S. Shamirzaev, A. M. Gilinsky, A. K. Kalagin, A. I. Toropov, A. K. Gutakovskii, K. S. Zhuravlev // Proceedings of 13th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology, (St Petersburg, Russia, 20–25 June 2005) P. 26-27.
- A38. Shamirzaev T. S. Strong sensitivity of photoluminescence of InAs/AlAs quantum dots to defects: evidence for lateral inter-dot transport/ T. S. Shamirzaev, A. M. Gilinsky, A. K. Kalagin, A. I. Toropov, A. K. Gutakovskii, K. S. Zhuravlev // Semicond. Sci. Technol. – 2006. – Vol. 21. – P. 527-531.
- A39. Шамирзаев Т.С. Безызлучательный перенос энергии экситонов от непрямозонных к прямозонным InAs квантовым точкам первого рода /Т.С. Шамирзаев, Д.С. Абрамкин, Д.В. Дмитриев, А.К. Гутаковский // Труды XV международного симпозиума «Нанопизика и наноплектроника», (Нижний Новгород, Россия, 14-18 марта, 2011) Т. 1. – С. 214-215.
- A40. Shamirzaev T. S. Nonradiative energy transfer between vertically coupled indirect and direct bandgap InAs quantum dots / T. S. Shamirzaev, D. S. Abramkin, Dmitry V. Dmitriev, A. K. Gutakovskii // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 97, N.26. – P. 263102-1-3.
- A41. Debus J. Spin-flip Raman scattering in type-I quantum dots with direct and indirect band structure/ J. Debus, D. Dunker, V. F. Sapega, T. S. Shamirzaev, E.L.Ivchenko, R.A.Suris, D. R. Yakovlev, M. Bayer // Second International Summer School on Spin-Optronics, (St. Petersburg, July 10-14, 2012) P.43.
- A42. Шамирзаев Т.С. Спиновая релаксация экситонов в непрямозонных гетероструктурах первого рода / Т.С. Шамирзаев, J. Debus, Д. Р. Яковлев, К. С. Журавлев, М. Байер // Труды XIV-го международного симпозиума «Нанопизика и наноплектроника» 15-19 марта 2010, Нижний Новгород Т. 1. – С. 65-66.
- A43. Dunker D. Spin relaxation of negatively charged excitons in (In,Al)As/AlAs quantum dots with indirect band gap and type-I band alignment / D. Dunker, T. S. Shamirzaev, J. Debus, D. R. Yakovlev, K.S. Zhuravlev, M. Bayer // Appl. Phys. Lett. – 2012.– Vol. 101, N.14. – P. 142108 -1-4.

## Цитированная литература

- C1. Ledentsov N. N. Radiative states in type-II GaSb/GaAs quantum wells / N. N. Ledentsov, J. Böhrer, M. Beer, F. Heinrichsdorff, M. Grundmann, D. Bimberg, S. V. Ivanov, B. Ya. Meltser, S. V. Shaposhnikov, I. N. Yassievich, N. N. Faleev, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov // *Phys. Rev. B.* – 1995. – Vol. 52. – P. 14058 - 14066.
- C2. Dawson P. Microsecond carrier recombination times in InAs/AlAs quantum dots / P. Dawson, Z. Ma, K. Pierz, E. O. Göbel // *Appl. Phys. Lett.* - 2002. – Vol.81,N.13. – 2349-2351.
- C3. Dawson P. Spectroscopy and recombination dynamics of InAs/AlAs quantum dots /P. Dawson, E. O. Göbel, K. Pierz // *J. Appl. Phys.* - 2005. – Vol. 98,N.1. – P. 013541-1-6.
- C4. van Driel A. F. Statistical analysis of time-resolved emission from ensembles of semiconductor quantum dots: Interpretation of exponential decay models/ A. F. van Driel, I. S. Nikolaev, P. Vergeer, P. Lodahl, D. Vanmaekelbergh, W. L. Vos // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 75. – P. 035329-1-8.
- C5. Förster Th. Zwischenmolekulare Energiewanderung und Fluoreszenz // *Annalen der Physik* – 1948. – Vol. 437. – P. 55-75.
- C6. Paillard M. Spin Relaxation Quenching in Semiconductor Quantum Dots / M. Paillard, X. Marie, P. Renucci, T. Amand, A. Jbeli, J. M. Gérard // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – Vol. 86. – P. 1634-1637.
- C7. Khaetskii A.V. Spin-flip transitions between Zeeman sublevels in semiconductor quantum dots / A.V. Khaetskii, Yu.V. Nazarov // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol. 64. – P. 125316 -1-6.
- C8. Trif M. Relaxation of Hole Spins in Quantum Dots via Two-Phonon Processes /M. Trif, P. Simon, D. Loss // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – Vol. 103. – P. 106601-1-4.
- C9. *Optical Orientation*, edited by F. Meier and B. Zakharchenya (North-Holland, NewYork, 1984).