

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ИМ. А. В. РЖАНОВА

На правах рукописи

Абрамкин Демид Суад

Энергетический спектр гетероструктур GaAs/GaP и GaSb/GaP

01.04.10 – физика полупроводников

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Т.С. Шамирзаев

Новосибирск 2012

СПИСОК ОСНОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

КТ – квантовая точка

СС – смачивающий слой

КЯ – квантовая яма

КП – квантовая проволока

СР – сверхрешётка

3D – трехмерный

МЛЭ – молекулярно-лучевая эпитаксия

ДБЭО – дифракция быстрых электронов на отражение

ПЭМ – просвечивающая электронная микроскопия

КРС – комбинационное рассеяние света

ФЛ – фотолюминесценция

МС – монослой

T_s – температура подложки

d_{GaAs} – количество осаждённого GaAs

N_{QD} – плотность массива квантовых точек

D_{QD} – средний латеральный размер квантовой точки

ΔD_{QD} – дисперсия латеральных размеров квантовых точек

P_m – период муара

P_{dis} – период следования дислокаций

a – параметр решётки

x – параметр состава твёрдого раствора

L – длина поверхностной диффузии адатомов

h_c – критическая толщина формирования островков

g – вектор дифракции электронной микроскопии

f – рассогласование параметров решёток

P_{ex} – плотность мощности оптического возбуждения

VB0 – разрыв валентных зон на гетерогранице

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
ГЛАВА 1. Полупроводниковые гетероструктуры.....	13
1.1. Энергетический спектр полупроводниковых гетероструктур.....	15
1.2. Полупроводниковые гетероструктуры первого рода с непрямой запрещённой зоной.....	18
1.3. Гетероструктуры GaAs/GaP и GaSb/GaP.....	19
1.4. Результаты и выводы к первой главе.....	24
ГЛАВА 2. Методические вопросы исследования.....	25
2.1. Методы получения гетероструктур GaAs/GaP и GaSb/GaP.....	25
2.2. Методы исследования строения гетероструктур.....	32
2.3. Методы исследования энергетического спектра...	37
2.4. Методика расчёта энергетического спектра.....	53
ГЛАВА 3. Структура квантовых ям и квантовых точек GaAs/GaP и GaSb/GaP.....	57
3.1. Структура квантовых ям и квантовых точек GaAs/GaP.....	57
3.1.1. Экспериментальные результаты.....	57
3.1.2. Обсуждение результатов.....	65
3.2. Структура квантовых ям и квантовых точек GaSb/GaP.....	71
3.2.1. GaSb/GaP гетероструктуры, сформированные на подложках GaP.....	71
3.2.2. GaSb/GaP гетероструктуры, полученные на ростовой поверхности с развитым рельефом.....	75
3.3. Механизм релаксации напряжений в гетероструктурах с КТ GaAs/GaP и GaSb/GaP.....	77

3.4. Результаты и выводы к третьей главе.....	81
ГЛАВА 4. Энергетический спектр GaAs/GaP и GaSb/GaP гетероструктур.....	83
4.1. Энергетический спектр GaAs/GaP и GaSb/GaP квантовых точек с полной релаксацией механических напряжений.....	83
4.2. Энергетический спектр псевдоморфно напряжённых Ga(As,P)/GaP и GaSbP/GaP гетероструктур.....	88
4.2.1. Фотолюминесценция псевдоморфно напряжённых Ga(As,P)/GaP гетероструктур.....	89
4.2.2. Расчёты энергетического спектра псевдоморфно напряжённых Ga(As,P)/GaP КЯ и КТ.....	89
4.2.3. Фотолюминесценция псевдоморфно напряжённых GaSbP/GaP гетероструктур.....	102
4.2.4. Расчёты энергетического спектра псевдоморфно напряжённых GaSbP/GaP КЯ и КТ.....	106
4.3. Результаты и выводы к четвёртой главе.....	110
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	112
ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА.....	116

ВВЕДЕНИЕ

Появление низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) и квантовыми точками (КТ) не только открыло возможности для создания новых полупроводниковых приборов, но и позволило проводить исследования новых физических явлений фундаментального характера [1,2]. К настоящему времени, наиболее исследованными гетероструктурами являются прямозонные GaAs/AlGaAs КЯ [3] и (In,Ga)As/GaAs КТ [4] первого рода (оба типа носителей заряда локализованы внутри КЯ и КТ), а так же непрямозонные GaAs/AlAs КЯ [3,5] и Ge(Si)/Si КТ [5,6] второго рода (электроны и дырки разделены в реальном пространстве). Недавние теоретические расчеты обратили внимание исследователей на еще один, до сих пор экспериментально не исследовавшийся, тип полупроводниковых гетероструктур – КЯ и КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной [7,8]. Гетероструктуры с таким типом энергетического спектра 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 [9-11]. Сильная локализация в КТ приводит к подавлению механизмов, определяющих переворот спина свободно двигающихся экситонов, таких как механизмы Эллиота-Яфета и Дьяконова-Переля, смещая характерные времена спиновой релаксации экситонов в миллисекундный диапазон времен. В прямозонных КТ времена релаксации спиновых состояний экситонов становятся на несколько порядков величины больше лежащих в наносекундном

диапазоне времен жизни экситона. В тоже время, требования закона сохранения квазиимпульса приводит к увеличению времени жизни экситона в КТ первого рода с не прямой запрещённой зоной [12], делая эти объекты перспективными для экспериментального изучения процессов спиновой релаксации экситонов в нульмерных системах.

В соответствии с теоретическими расчетами гетероструктуры с КТ первого рода с не прямой запрещённой зоной могут быть сформированы на основе соединений АЗ-В5: GaAs и GaSb в матрице GaP [7,8]. Между тем, строение и энергетический спектр гетероструктур с КЯ и самоорганизованными КТ, сформированных в гетеросистемах GaAs/GaP и GaSb/GaP, до сих пор экспериментально не изучались.

Целью работы являлось исследование энергетического спектра гетероструктур GaAs/GaP и GaSb/GaP с КЯ и самоорганизованными КТ.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Определение строения гетероструктур с самоорганизованными КТ GaAs/GaP и GaSb/GaP: формы, размеров, механических напряжений и состава КТ, и структуры лежащего в основании массива КТ смачивающего слоя (СС), являющегося квантовой ямой.
2. Определение энергетического спектра КТ GaAs/GaP и GaSb/GaP и СС с учётом особенностей их строения.

Диссертационная работа состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы.

Первая глава носит обзорный характер. Обсуждаются возможные типы энергетического спектра полупроводниковых гетероструктур. Особое внимание уделяется гетероструктурам первого рода с непрямой запрещённой зоной. Приводится литературный обзор работ, посвященных исследованию гетероструктур **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP**.

Вторая глава посвящена методическим вопросам исследования. Описаны условия синтеза гетероструктур. Обсуждаются методы исследования строения гетероструктур. Описываются: (i) методика определения степени релаксации механических напряжений в КТ по периоду муара на планарных изображениях гетероструктур, полученных методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), и (ii) методика определения состава твердого раствора, опирающаяся на анализ спектров комбинационного рассеяния света (КРС). Приводится методика определения рода энергетического спектра гетероструктур, основанная на анализе интенсивностной зависимости положения полосы в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур. Приведено техническое описание установок, для измерения стационарной и время-разрешённой ФЛ. Обосновываются условия измерений спектров ФЛ гетероструктур **GaAs/GaP**. Описаны методы расчёта энергетического спектра гетероструктур.

В третьей главе рассматривается строение **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** гетероструктур. Обсуждается зависимость строения **GaAs/GaP** гетероструктур, полученных при осаждении **GaAs** на поверхность **GaP** ориентации **(100)** в количестве, эквивалентном **3-м** монослоям вещества, от температуры

осаждения **GaAs**, в диапазоне $420\div 600^{\circ}\text{C}$. Анализируется зависимость строения **GaSb/GaP** гетероструктур от длины латеральной диффузии адатомов: сравнивается строение гетероструктур, полученных на поверхности **GaP**, не ограничивающей латеральную диффузию материала, и полученных на поверхности **GaP** с развитым рельефом, ограничивающей латеральную диффузию материала расстояниями порядка **100** нм. Обсуждается механизм пластической релаксации напряжений в гетероструктурах с **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ.

Четвертая глава посвящена определению энергетического спектра **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ и КЯ. Рассматриваются результаты экспериментального исследования энергетического спектра **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ с полной релаксацией механических напряжений. Экспериментальные результаты сопоставляются с результатами расчётов структуры энергетических зон ненапряжённых КТ. Обсуждаются результаты экспериментального исследования псевдоморфно напряжённых **Ga(As,P)/GaP** и **Ga(Sb,P)/GaP** гетероструктур с КЯ и КТ. Экспериментальные результаты сопоставляются с результатами расчётов структуры энергетических зон псевдоморфно напряжённых КЯ и КТ, проведённых с учётом влияния упругих деформаций на положение энергетических зон. Анализируется зависимость энергетического спектра от состава твёрдого раствора, из которого сформированы КТ и КЯ.

В заключении приводятся основные результаты и выводы работы. Оговорен личный вклад автора.

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. В зависимости от размеров КТ, основное электронное состояние **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ с полной релаксацией механических напряжений и энергетическим спектром первого рода может лежать как в L , так и в Γ долине зоны проводимости.
2. Псевдоморфно напряжённые **GaAs/GaP** КЯ имеют энергетический спектр второго рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, принадлежащим X долине зоны проводимости **GaP**.
3. Псевдоморфно напряжённые **GaSbP/GaP** КЯ имеют энергетический спектр первого рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, принадлежащим $X_{\text{ху}}$ долине зоны проводимости **GaSbP**, вне зависимости от состава твёрдого раствора КЯ.
4. Псевдоморфно напряжённые КТ **GaAsP/GaP** и **GaSbP/GaP** имеют энергетический спектр второго рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, принадлежащим X_z долине зоны проводимости **GaP**, вне зависимости от состава твёрдого раствора КТ.

Научная новизна работы: Впервые экспериментально исследован энергетический спектр псевдоморфно напряжённых и полностью релаксированных полупроводниковых гетероструктур с КТ **Ga(As,P)/GaP** и **Ga(Sb,P)/GaP**:

1. Показано, что (а) псевдоморфно напряжённые **GaAsP/GaP** и **GaSbP/GaP** квантовые точки и **GaAs/GaP** квантовые ямы имеют энергетический спектр второго рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, принадлежащим X долине зоны проводимости **GaP**; (б) псевдоморфно напряжённые **GaSbP/GaP** квантовые ямы

имеют энергетический спектр первого рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, принадлежащим $X_{\text{ХУ}}$ долине зоны проводимости **GaSbP**, вне зависимости от состава твёрдого раствора, из которого состоят квантовые точки и квантовые ямы.

2. Показано, что релаксация механических напряжений в **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** квантовых точках идёт за счёт введения сетки ломеровских дислокаций в плоскости гетерограницы квантовая точка - матрица. Установлено, что релаксация механических напряжений не приводит к увеличению темпа безызлучательной рекомбинации экситонов в гетероструктурах **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** с квантовыми точками.
3. Установлено, что энергетический спектр квантовых точек первого рода, сформированных из ненапряженных **GaAs** и **GaSb** в матрице **GaP**, существенно зависит от высоты квантовой точки. Основное электронное состояние квантовых точек с высотой меньше 3 нм принадлежит L долине зоны проводимости. В квантовых точках большего размера основное электронное состояние принадлежит Γ долине зоны проводимости.

Практическая ценность работы заключается в следующем:

1. Высокая эффективность излучательной рекомбинации, демонстрируемая гетероструктурами **Ga(As, P)/GaP** и **GaSbP/GaP** с КЯ и КТ, указывает на возможность применения этих гетероструктур для создания светоизлучающих приборов.
2. Разделение носителей заряда в пространстве квазиимпульсов в КТ **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** первого рода

с полной релаксацией механических напряжений приводит к увеличению времени жизни экситонов вплоть до времён, сравнимых с временами релаксации спиновой ориентации экситонов - порядка сотен микросекунд. Возможность создания долгоживущих спиновых состояний экситонов в данных КТ делает их перспективными для приложений спинтроники.

Апробация работы. Основные результаты работы представлены на:

1. XII Международной школе-семинаре по люминесценции и лазерной физике ЛЛФ-2010 (Хужир, Россия, 26-31 июля 2010);
2. XIX Международном симпозиуме «Наноструктуры - физика и технология» (Екатеринбург, Россия, 20-25 июня 2011);
3. Российской конференции и школе по актуальным проблемам полупроводниковой нанофотоелектроники «Фотоника-2011» (Новосибирск, Россия, 22-26 августа 2011);
4. Азиатской школы-конференции по физике и технологии наноструктурированных материалов «ASCO-Nanomat-2011» (Владивосток, Россия, 22-27 августа 2011);
5. XIII Всероссийской молодёжной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, Россия, 21-25 ноября 2011);

6. XVI Международном симпозиуме «Нанопфизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, Россия, 12-16 марта 2012);

7. XIII Международной школе-семинаре по люминесценции и лазерной физике ЛЛФ-2012 (Бухта «Песчаная», Россия, 16-22 июля 2012).

Публикации. Материалы диссертации с требуемой полнотой изложены в 12 научных публикациях [13-24], среди которых 4 статьи [13-16] в рецензируемых научных журналах (2 – в отечественных), 8 работ в материалах международных и российских конференций. В том числе, 4 работы [13-16] опубликовано в научных журналах, входящих в список Высшей аттестационной комиссии для опубликования материалов диссертаций.

Глава 1. Полупроводниковые гетероструктуры

Гетероструктура — термин в физике полупроводников, обозначающий структуру, состоящую из нескольких различных полупроводниковых материалов [1, 2, 25]. Типичными представителями полупроводниковых гетероструктур являются: (i) гетеропереходы, представляющие собой область контакта двух различных полупроводников и низкоразмерные структуры, в которых движение носителей заряда ограничено в пространстве - (ii) квантовые ямы, (iii) сверхрешётки (СР), (iv) квантовые проволоки (КП) и (v) квантовые точки.

Квантовая яма формируется двумя гетеропереходами [1, 25]. Разрыв энергетических зон на гетерограницах ведёт к формированию потенциальной ямы с толщиной, сравнимой с длиной волны де-Бройля электронов (дырок) в кристалле. Ограничение движения носителей заряда поперёк КЯ приводит к квантованию энергии носителей заряда. Поскольку носители заряда могут свободно двигаться вдоль плоскости КЯ, её энергетический спектр представляет собой набор квазинепрерывных энергетических подзон [25, 26]. Локализация носителей электронов и дырок в пределах КЯ увеличивает перекрытие их волновых функций, что способствует увеличению эффективности излучательной рекомбинации. Гетероструктуры с КЯ широко применяются при создании полупроводниковых лазерных диодов [25].

Композиционные сверхрешётки представляют собой гетероструктуры, состоящие из периодически повторяющихся близко расположенных КЯ [1, 25]. В периодической системе КЯ возможно туннелирование носителей заряда через барьеры между соседними

КЯ. Это приводит к формированию квазинепрерывной энергетической подзоны для носителей заряда подобно тому, как это происходит в кристалле [25,26]. Изменение химического состава и толщины КЯ, образующих СР, существенно влияет на энергетический спектр носителей заряда в СР. На основе СР возможно получать структуры с заданными свойствами, необходимыми для тех или иных практических приложений [25].

Квантовыми проволоками или квантовыми нитями называют гетероструктуры, в которых движение носителей заряда ограничено в двух пространственных измерениях [25]. Энергетический спектр носителей заряда в КП представляет собой набор квазинепрерывных энергетических подзон, с тем отличием от спектра КЯ, что носители заряда могут свободно двигаться лишь в одном направлении, вдоль КП [26].

Особое место среди полупроводниковых гетероструктур занимают квантовые точки - структуры, в которых движение носителей заряда ограничено по всем трём пространственным измерениям [1,2,25,26]. В настоящее время основное внимание исследователей уделяется полупроводниковым КТ, полученным методами (i) коллоидного синтеза, проводимого путём смешивания веществ в химическом реакторе [27], и (ii) самоорганизации островков нанометровых размеров в ходе эпитаксиального роста на поверхности полупроводниковой подложки [25]. В данной работе рассматриваются полупроводниковые КТ, самоорганизованные по механизму Странского-Крастанова. Необходимо отметить, что в основании массива таких КТ находится тонкая КЯ, называемая смачивающим слоем (СС). Ограничение движения носителей заряда в КТ во всех направлениях приводит к расщеплению

квазинепрерывного энергетического спектра объёмного полупроводника на систему дискретных уровней [2, 4, 25, 26]. Дискретный энергетический спектр носителей заряда открывает перспективы использования КТ как для решения фундаментальных проблем физики твёрдого тела, так и для практического применения - создания элементов памяти [28], одноэлектронных транзисторов [1] и однофотонных излучателей [29]. Кроме того, полная локализация носителей заряда в КТ обеспечивает хорошее перекрытие волновых функций электрона и дырки и снижает транспорт носителей заряда к центрам безызлучательной рекомбинации в матрице, что делает КТ более эффективными излучателями, чем КЯ. Поэтому в последнее время полупроводниковые гетероструктуры с КТ начинают применяться при создании полупроводниковых лазерных диодов [25, 30].

§ 1.1. Энергетический спектр полупроводниковых гетероструктур

По типу энергетического спектра полупроводниковые гетероструктуры можно разделить на структуры первого рода, в которых носители заряда локализованы в одной области пространства (рисунок 1.1 (а)), и на структуры второго рода, в которых электроны и дырки пространственно разделены (рисунок 1.1 (б)) [25]. Кроме того, наличие боковых долин зоны проводимости (X и L) делает возможным разделение носителей заряда и в пространстве квазиимпульсов, как это показано на рисунке 1.1 (в).

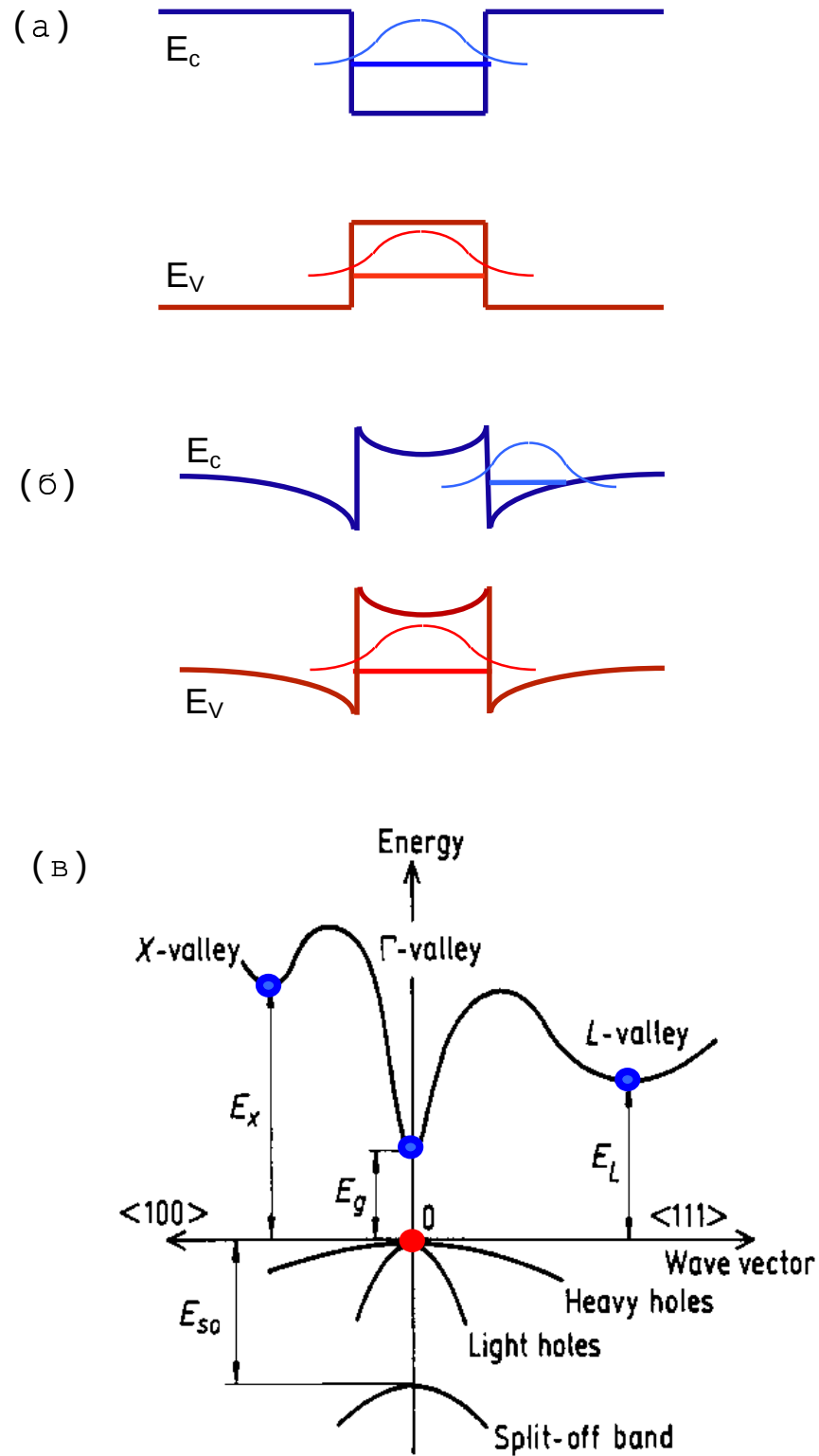


Рисунок 1.1. Схематическое изображение структуры энергетических зон (а) первого рода и (б) второго рода. (в) иллюстрация разделения носителей заряда в пространстве квазиимпульсов на примере зонной структуры GaAs [31].

Таким образом, возможны четыре типа энергетического спектра полупроводниковых гетероструктур:

1. Первого рода с прямой запрещённой зоной;
2. Второго рода с прямой запрещённой зоной;
3. Второго рода с непрямой запрещённой зоной;
4. Первого рода с непрямой запрещённой зоной.

Гетероструктуры первого рода с прямой запрещённой зоной, типичными представителями которых являются КЯ и КТ **InGaAs/GaAs** [1, 2, 4, 25, 32], в настоящее время хорошо исследованы и применяются для создания светоизлучающих приборов [25]. Такие структуры характеризуются малым временем жизни экситонов порядка единиц наносекунд [32], что обусловлено сильной степенью перекрытия волновых функций электрона и дырки, как в реальном пространстве, так и в пространстве квазиимпульсов.

В гетероструктурах второго рода с прямой запрещённой зоной пространственное разделение электрона и дырки приводит к снижению степени перекрытия их волновых функций и увеличению времени жизни экситона до сотен наносекунд [33]. Типичным представителем гетероструктур второго рода с прямой запрещённой зоной являются **GaSb/GaAs** КЯ [33-35].

В гетероструктурах второго рода с непрямой запрещённой зоной разность квазиимпульсов электрона и дырки, существенно превышает величину импульса фотона, испускаемого при рекомбинации экситона, построенного из этих носителей заряда [3, 5, 6]. Требование на выполнение закона сохранения квазиимпульса при рекомбинации экситонов приводит к длительному времени жизни, вплоть до сотен микросекунд [3, 5, 6]. Типичным представителем подобных структур являются **GaAs/AlAs** СР [3, 5] и

GeSi/Si КТ [5,6]. Гетероструктуры второго рода, как с прямой, так и с непрямой запрещённой зоной, хорошо исследованы и применяются для создания фотоприёмных устройств. В тоже время слабо изученными оставались гетероструктуры первого рода с непрямой запрещённой зоной.

§ 1.2. Полупроводниковые гетероструктуры первого рода с непрямой запрещённой зоной

К моменту начала работы имелись немногочисленные публикации, в которых было экспериментально показано, что формирование полупроводниковых гетероструктур с энергетическим спектром первого рода и непрямой запрещённой зоной возможно в системах InSb/GaSb [36], GaSb/AlSb [37] и InAs/AlAs [12, 38, 39].

Между тем, гетероструктуры с таким энергетическим спектром могли бы быть удобными объектами для анализа физических процессов, изучение которых в других типах полупроводниковых гетероструктур затруднено. Одним из таких процессов является спиновая релаксация экситонов, локализованных в КТ первого рода. В теоретических работах [9,10] было показано, что сильная локализация в КТ приводит к подавлению механизмов, определяющих переворот спина свободно двигающихся электронных возбуждений (электронов, дырок и экситонов), таких как механизмы Эллиота-Яфета и Дьяконова-Переля. Согласно расчетам, характерные времена спиновой релаксации носителей заряда и экситонов в КТ при низких температурах и в слабых магнитных полях лежат в миллисекундном диапазоне времен [9]. При изучении времен 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 [32]. 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 (порядка 1 нс) [40,41]. 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. В работе [11] было установлено, что времена спиновой релаксации экситона в InAs/AlAs КТ первого рода с непрямой запрещённой зоной достигает 55 мкс в продольном магнитном поле 6 Т.

§ 1.3. Гетероструктуры GaAs/GaP и GaSb/GaP

Теоретические расчёты энергетического спектра псевдоморфно напряжённых КЯ и КП на основе бинарных полупроводниковых соединений A3-B5, проведенные в работах [7,8] предсказывали, что формирования полупроводниковых гетероструктур первого рода

с непрямой запрещенной зоной можно ожидать также в системах **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP**. Проведённые расчёты, однако, не принимали во внимание ни возможность формирования гетероструктур из твёрдого раствора, ни частичной или полной релаксации механических напряжений. Между тем, эти факторы оказывают значительное влияние на строение энергетических зон структур [42, 43], поэтому для окончательного прояснения энергетического спектра **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** гетероструктур необходимы экспериментальные исследования. В данном параграфе приводится обзор литературы, посвящённой исследованию гетероструктур на основе **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP**.

Гетероструктуры GaAs/GaP. В литературе имеются немногочисленные сообщения об экспериментальных и теоретических исследованиях различных гетероструктур, построенных на основе системы **GaAs/GaP**: сверхрешёток [44-49], квантовых проволок [50-52] и наноструктур **GaAs**, самоорганизующихся на поверхности **GaP** [53-55].

Энергетический спектр **GaAs/GaP** СР существенным образом зависит от того, на какой подложке выращена СР – на **GaP** [44] или на **GaAs** [45]. В работе [44] рассматривается **GaAsP/GaP** СР, выращенная на подложке **GaP** ориентации (100) методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Измерение зависимости формы спектра стационарной ФЛ **GaAsP/GaP** СР от плотности мощности возбуждения позволили авторам этой работы показать, что гетероструктуры со СР обладают энергетическим спектром второго рода [56]. Расчёты, выполненные в приближениях сильной связи и эффективной массы показали, что **GaAsP/GaP** СР на подложке **GaP** имеет энергетический спектр второго рода и

непрямой запрещённой зоной, при этом основное электронное состояние принадлежит X долине GaP.

В то же время, как показано в работе [45], СР, сформированная методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложке GaAs с такой же ориентацией (100), имеет энергетический спектр первого рода с прямой запрещенной зоной.

Изменение энергетического спектра GaAs/GaP СР при смене подложки, на которой она выращена, обусловлено перераспределением механических напряжений в слоях СР. Действительно, как показано в работе [46], перераспределение упругих деформаций в слоях GaAs/GaP СР, осуществляемое путём изменения соотношения толщины чередующихся слоёв GaAs и GaP, приводит к значительным переменам энергетического спектра СР. Методами спектроскопии стационарной ФЛ и фотоотражения было показано, что в зависимости от соотношения толщины слоёв GaAs/GaP СР может реализовываться энергетическая структура как первого рода с прямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, лежащим в Γ долине зоны проводимости GaAs, так и второго рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, принадлежащим X долине GaP.

Результаты экспериментального изучения энергетического спектра Ga(As,P)/GaP СР [44-46] находятся в хорошем согласии с теоретическими расчётами, выполненными в работах [47-49]. Более того, в работе [47] показано, что Ga(As,P)/GaP СР, выращенные на подложках с различными ориентациями, - (111), (110) и (201), имеют энергетический спектр, аналогичный СР, выращенным на подложках с ориентацией (100).

Исследования **GaAs/GaP** КП были нацелены главным образом на изучение процессов их формирования и строения [50-52]. В работе [50] рассматриваются **GaAsP/GaP** КП, полученные методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на **GaP** подложках ориентации (111). В качестве катализатора роста КП использовались нанокapли золота. Состав твёрдого раствора **GaAsP**, из которого состоят исследуемые КП, контролировался соотношением потоков **AsH₃** и **PH₃**. Методом спектроскопии стационарной ФЛ было продемонстрировано «синее» смещение полосы люминесценции КП с увеличением содержания фосфора в КП. Структуры, выращенные при высоких температурах (475°С), демонстрируют значительно более яркую ФЛ при комнатной температуре, чем структуры, выращенные при низких температурах (460°С). Как предполагают авторы работы, это связано с пассивацией поверхности КП. Результаты исследования **GaAs** КП в оболочке **GaP**, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на поверхности **Si (111)**, изложены в работе [51]. Опираясь на данные, полученные методом КРС, были рассчитаны распределения механических напряжений в исследуемых гетероструктурах с КП. Кроме того, проведены расчёты структуры энергетических зон в Γ точке зоны Бриллюэна в рамках 8-зонного $k \times p$ приближения. Показано, что исследуемые КП имеют энергетический спектр первого рода. Результаты расчётов находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами, полученными методом спектроскопии стационарной ФЛ, однако в работе не обсуждается, какой характер (прямой или непрямой) имеет запрещённая зона КП.

Исследования **GaAs** наноструктур на поверхности **GaP** касаются процессов их формирования и строения. Люминесцентные свойства и энергетический спектр **GaAs/GaP** наноструктур и КТ экспериментально не изучались. Самоорганизованные **GaAs** островки, полученные методом жидкофазной эпитаксии на поверхности **GaP** ориентации **(111)**, рассматриваются в работе [53]. Анализ микроскопических изображений показал, что формируемые на поверхности островки имеют треугольную форму, что определяется ориентацией ростовой поверхности **GaP**. Структуры **GaAs/GaP** с самоорганизованными островками выращенными методом молекулярно-лучевой эпитаксии на поверхности **GaP** ориентации **(100)**, исследованы в работах [54,55]. Методами ДБЭО и атомно-силовой микроскопии (АСМ) было продемонстрировано, что самоорганизация островков протекает по механизму Странского-Крастанова с образованием смачивающего слоя [57].

Как видно из проведённого обзора исследований **GaAs/GaP** гетероструктур, основное внимание исследователей уделялось изучению процессов их формирования и строения, а также энергетического спектра **GaAs/GaP** СР. В то же время, энергетический спектр гетероструктур с одиночными КЯ, КП и КТ экспериментально не изучался.

Гетероструктуры GaSb/GaP. Поскольку **GaSb** и **GaP** характеризуются значительным рассогласованием по параметру решётки **(0,105 [31])**, получение **GaSb/GaP** гетероструктур является сложной технологической задачей. На данный момент сообщалось только о получении и исследовании строения **GaSb** островков, самоорганизованных на поверхности **GaP** ориентации **(100)** в ходе роста методом МЛЭ [58-60]. Формирование

самоорганизованных **GaSb/GaP** островков было продемонстрировано методами ДБЭО, АСМ и ПЭМ. Анализ микроскопических изображений показал, что механические напряжения в полученных островках полностью релаксировали за счёт введения двумерной сетки дислокаций несоответствия в основание массива островков. Примечательно, что в полученном массиве островков [59] маленькие островки имеют симметричную линзообразную форму, в то время как большие островки вытянуты в направлении [011]. Как показано в [61], эта анизотропия островков обусловлена различием в длинах поверхностной диффузии адатомов в направлениях [011] и [0-11]. Люминесцентные свойства и энергетический спектр гетероструктур с КЯ и КТ в системе **GaSb/GaP** экспериментально не изучались.

§ 1.4. Результаты и выводы к первой главе

1. Теоретические расчёты показывают, что гетероструктуры, сформированные на основе бинарных полупроводниковых соединений A_3-B_5 : **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP**, могут иметь энергетический спектр первого рода с непрямой запрещённой зоной.
2. Основное внимание исследователей, работавших с гетеросистемами **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP**, уделялось изучению СР **GaAs/GaP**, а также процессам формирования **GaAs** и **GaSb** самоорганизованных островков на поверхности **GaP** и их строения. В то же время, строение и энергетический спектр КТ и одиночных КЯ, захороненных в матрице **GaP** наноструктур и тонких слоев **GaAs** и **GaSb**, экспериментально не изучалась.

Глава 2. Методические вопросы исследования

В данной главе обсуждаются (в порядке изложения): (i) методы получения **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** гетероструктур, (ii) методы исследования строения гетероструктур, (iii) методы исследования энергетического спектра гетероструктур, (iv) условия наблюдения спектров стационарной ФЛ гетероструктур, (v) методы расчёта энергетического спектра КЯ и самоорганизованных КТ.

§ 2.1. Методы получения гетероструктур **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP**

Гетероструктуры **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** выращены методом молекулярно лучевой эпитаксии. Градиент температуры роста по площади гетероструктур составлял ~ 20 °С. Атомная реконструкция поверхности растущего слоя контролировалась методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДВЭО)¹.

Условия роста GaAs/GaP гетероструктур. Серия **GaAs/GaP** гетероструктур была выращена на полученных методом Чохральского подложках **GaP** ориентации **(100)**, легированных цинком. Указанная производителем концентрация дырок в подложках при комнатной температуре составляла 3×10^{17} см⁻³.

Гетероструктуры содержали тонкий слой **GaAs**, помещённый между слоями **GaP** толщиной **50** нм. Нижний слой **GaP** толщиной **50** нм выращивался после стона окисла при температуре подложки $T_s = 600 \pm 10$ °С. Скорость роста

¹ Рост гетероструктур и получение ДВЭО изображений были проведены М. А. Путьято.

составляла **1** монослой (МС) в секунду. После этого рост приостанавливался в целях снижения температуры подложки до необходимой при осаждении **GaAs**. Количество осаждённого **GaAs** эквивалентно **3** МС вещества для всех исследуемых гетероструктур. Температура подложки при эпитаксии **GaAs** варьировалась для различных структур в диапазоне **420÷600°С**. Первый монослой **GaAs** во всех структурах серии был выращен в режиме атомно-слоевой эпитаксии. Сначала, в течение **10** с, выращивался **1** МС **Ga**, затем поток **Ga** перекрывался и осаждался **1** МС **As**. Последующие слои **GaAs** выращивались в режиме МЛЭ со скоростью роста **0,1** МС/с. Покровный слой **GaP**, толщиной **50** нм, выращивался при том же значении T_s , что и **GaAs** слой. Для сравнения была выращена тестовая структура, не содержащая **GaAs** слоёв. Осаждение **GaP** слоёв в тестовой структуре проведено при $T_s = 600 \pm 10^\circ\text{C}$.

Условия роста GaSb/GaP гетероструктур. Серия **GaSb/GaP** гетероструктур была выращена на полуизолирующих подложках **GaP** ориентации **(100)**, полученных методом Чохральского.

После стона окисла при температуре $T_s = 600 \pm 10^\circ\text{C}$ на подложке выращивался буферный слой **GaP** толщиной **160** нм. Скорость роста составляла **1** монослой в секунду. Морфология и профиль рельефа поверхности выращенного слоя **GaP** (приведенные, соответственно, на рис. 2.1 (а) и (б)) определялись методом атомно-силовой микроскопии (АСМ)². Как видно из рисунков, неоднородность рельефа поверхности **GaP** не превышает **1-2** нм. После формирования буферного слоя рост приостанавливался в целях снижения температуры подложки

² Морфология и профиль рельефа поверхности измерялись методом атомно-силовой микроскопии А. С. Кожуховым на оборудовании Центра коллективного пользования ИФП СО РАН

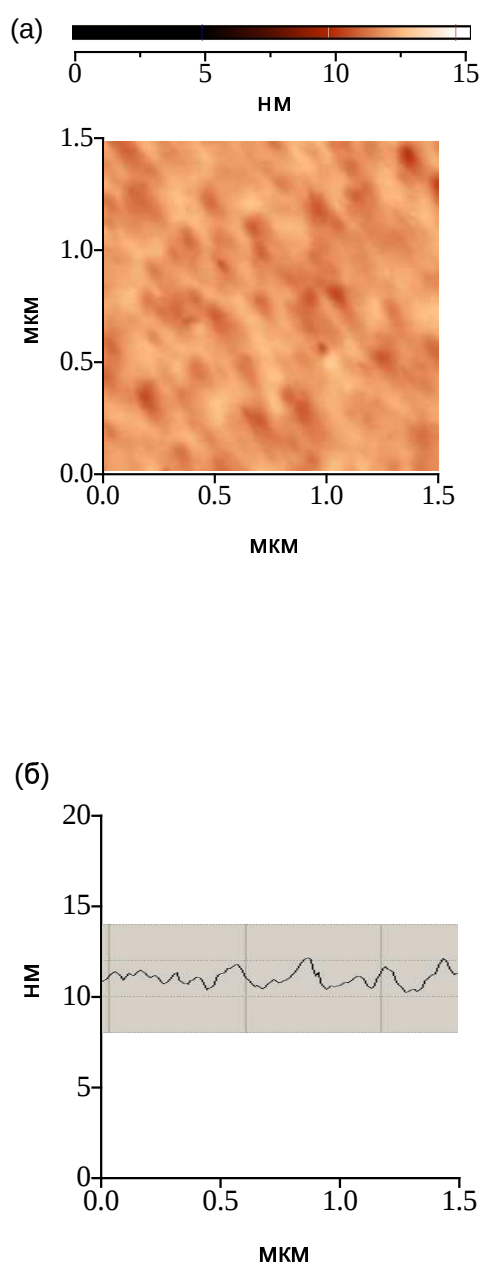


Рисунок 2.1. (а) морфология и (б) профиль рельефа поверхности буферного слоя **GaP**, выращенного на подложке GaP при $T_S = 600 \pm 10^\circ\text{C}$.

до необходимой при осаждении **GaSb**. Рост первого монослоя **GaSb** осуществлялся в режиме атомно-слоевой эпитаксии, а последующих монослоёв – в режиме МЛЭ. Для различных структур количество высаженного **GaSb** варьировалось от 1 до 2 МС, а температура осаждения **GaSb** варьировалась в диапазоне $420\div 470^{\circ}\text{C}$. Для сравнения были выращены тестовые структуры, не содержащие **GaSb** слоёв. Эпитаксия слоёв **GaP** в тестовых структурах проводилась при $T_s = 600\pm 10^{\circ}\text{C}$.

Гетероструктуры **GaSb/GaP** с КТ, формирующимися в условиях ограничения поверхностной диффузии адатомов, были выращены на поверхности **GaP** с развитым рельефом. Для приготовления такой поверхности на несогласованной подложке **GaAs** ориентации (001) методом МЛЭ был выращен слой **GaP** толщиной 1,25 мкм. Механические напряжения, обусловленные рассогласованием параметров решёток **GaP** и **GaAs**, релаксировали за счёт введения дислокаций несоответствия. На рисунке 2.2 (а) представлено изображение поперечного сечения структуры **GaP/GaAs**, полученное методом ПЭМ³. Как видно из рисунка, большая часть дислокаций сосредоточена в слое **GaP** вблизи гетерограницы **GaP/GaAs**. Плотность дислокаций, выходящих на поверхность слоя **GaP**, не превышает 10^7 см^{-2} [62]. Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) **GaP** слоя, выращенного на подложке **GaAs** и выращенного при тех же условиях тестового слоя **GaP** толщиной 100 нм на подложке **GaP**, приведены на рисунке 2.2 (б). В спектре тестового

³ Все измерения строения гетероструктур, проведенные методом просвечивающей электронной микроскопии были сделаны А. К. Гутаковским на оборудовании Центра коллективного пользования ИФП СО РАН.

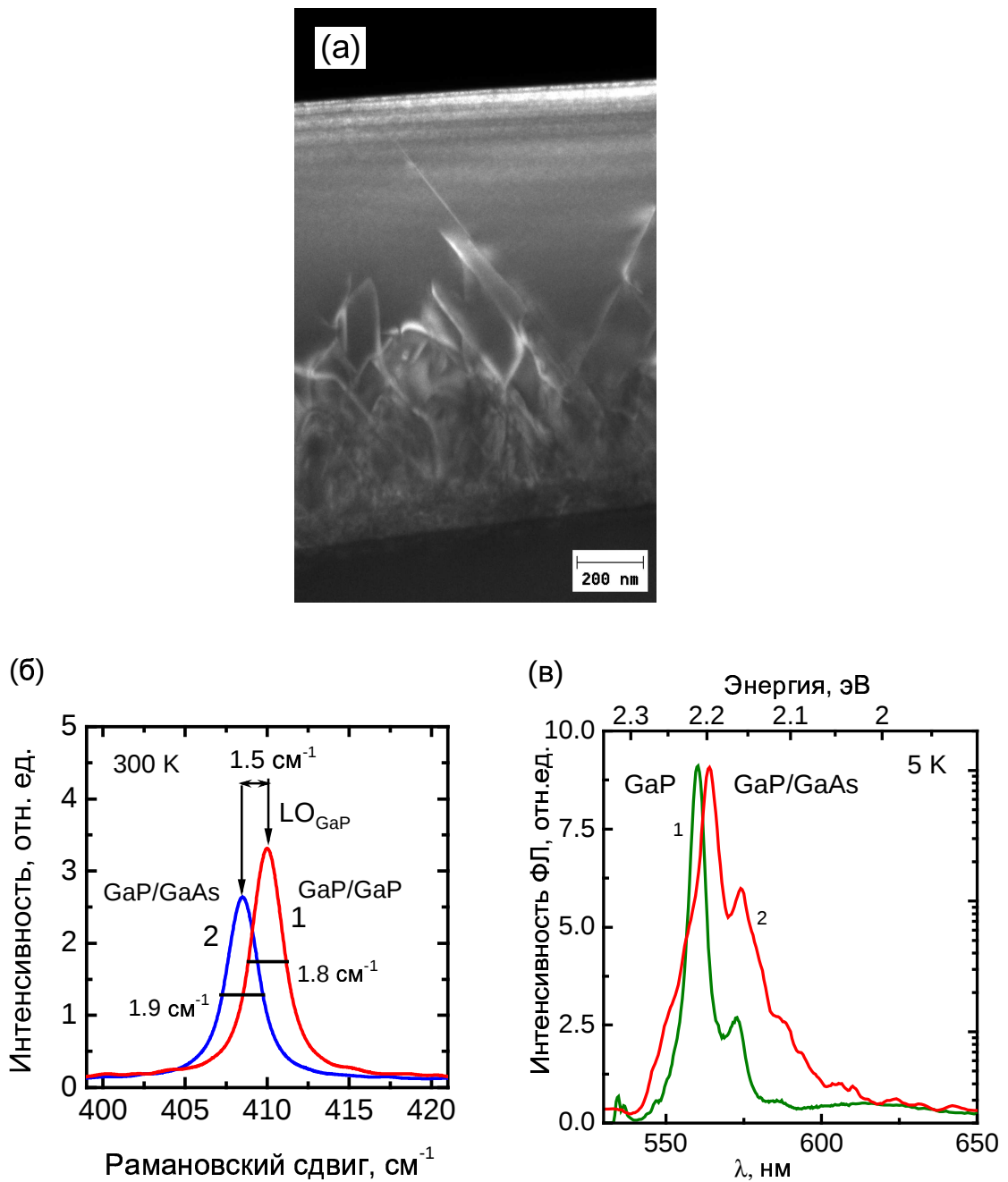


Рисунок 2.2. (а) Изображение поперечного сечения GaP/GaAs слоя, полученное методом ПЭМ. (б) Спектры КРС слоёв GaP, выращенных на подложках GaP и GaAs. (в) Нормированные спектры стационарной ФЛ слоёв GaP, выращенных на подложке: 1 – GaP, 2 – GaAs.

слоя **GaP/GaP** видна полоса, обусловленная рассеянием на продольном оптическом фоне **GaP** (LO_{GaP}), с частотой 410.0 см^{-1} и шириной на половинной интенсивности 1.8 см^{-1} . В спектре КРС слоя **GaP**, выращенного на подложке **GaAs**, эта полоса смещена на величину $\Delta\omega = -1.5 \text{ см}^{-1}$, из-за остаточных упругих деформаций. Ширина полосы на половинной интенсивности равна 1.9 см^{-1} . Величина сдвига $\Delta\omega$ свидетельствует о том, что постоянная решетки в приповерхностной области **GaP/GaAs** слоя отличается от постоянной решетки объёмного **GaP** не больше, чем на 0.3% [63]. Значения ширины полос на половинной интенсивности в спектрах КРС слоёв **GaP/GaAs** и **GaP/GaP** практически совпадают. Это говорит о высоком структурном совершенстве полученного слоя **GaP/GaAs**. На рисунке 2.2 (в) представлены нормированные спектры ФЛ слоёв **GaP/GaP** и **GaP/GaAs**. В спектре слоя **GaP/GaP** видны полосы донорно-акцепторной рекомбинации с энергией $2,211 \text{ эВ}$ и $2,163 \text{ эВ}$ и шириной на половинной интенсивности порядка 30 мэВ [64].

В спектре слоя **GaP/GaAs** также видны полосы ФЛ, связанные с донорно-акцепторной рекомбинацией. Видно, что в спектре ФЛ слоя **GaP/GaAs** нет дополнительных полос, связанных с примесями и дефектами. Как видно из рисунка, полосы ФЛ слоя **GaP/GaAs** сдвинуты в красную область спектра на 10 мэВ относительно полос ФЛ слоя **GaP/GaP**, и уширены до 45 мэВ из-за неоднородности распределения остаточных механических напряжений. Сдвиг и уширение полосы ФЛ подтверждает наличие остаточных деформаций в слое **GaP/GaAs** на глубине поглощения возбуждающего лазерного излучения (10 нм). Расчет зависимости ширины запрещенной зоны от деформации решетки по методике,

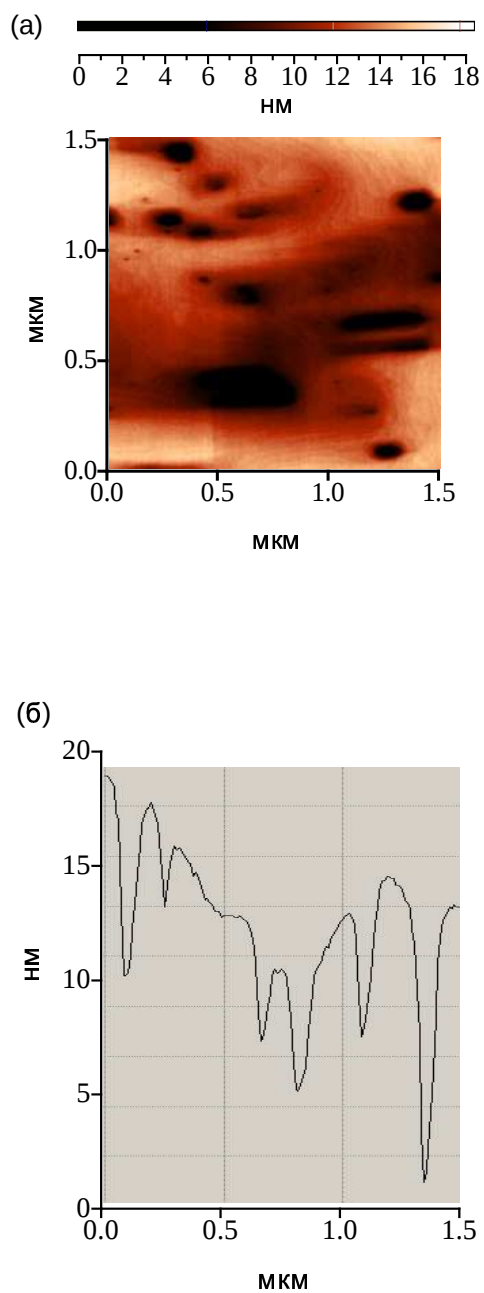


Рисунок 2.3. (а) Морфология и (б) профиль рельефа поверхности слоя GaP, выращенного на подложке GaAs.

предложенной в работе [42], показал, что величина сдвига полос ФЛ соответствует отклонению постоянной решетки слоя **GaP**, выращенного на подложке **GaAs**, от постоянной решетки монокристаллического **GaP** на **0,3%**, что хорошо согласуется с данными, полученными методом КРС. На рисунках 2.3 (а) и (б) приведены, соответственно, изображения морфологии и профиля рельефа поверхности полученного слоя **GaP**. Как видно из рисунков, слой **GaP**, выращенный на рассогласованной подложке, отличается значительно большей степенью шероховатости поверхности, чем слой, выращенный на согласованной подложке. Рельеф поверхности слоя **GaP/GaAs** ограничивает латеральную диффузию атомов расстояниями порядка **100 нм**.

Для формирования **GaSb/GaP** гетероструктур на поверхности **GaP** с развитым рельефом температура снижалась до **450±10°С** и высаживался **1.0** монослой **GaSb**. Покровный слой **GaP** толщиной **30 нм** выращивался при той же температуре **450±10°С** для предотвращения сегрегации сурьмы. Дополнительно, при той же температуре на поверхности **GaP** с развитым рельефом была выращена тестовая структура, содержащая слой **GaP** толщиной **50 нм** без **GaSb**.

§ 2.2. Методы исследования строения гетероструктур

Как было продемонстрировано в работах [2,4,25,42], энергетический спектр низкоразмерных гетероструктур в значительной мере зависит от: толщины КЯ, размера и формы КТ, их химического состава, а так же частичной либо полной релаксации механических напряжений. Поэтому для адекватного

расчета энергетического спектра исследуемых гетероструктур необходимо знать их строение.

Строение гетероструктур анализировалось методами ПЭМ и КРС⁴. Форма и размеры КТ, толщины КЯ определялись посредством анализа контраста изображений, полученных методом ПЭМ [65]. Полная или частичная релаксация механических напряжений в КТ определялась по наличию микроскопического муара на полученных методом ПЭМ изображениях гетероструктур. Муар является следствием интерференции электронного пучка на участках гетероструктуры, имеющих различный параметр решётки. Анализ периода муара позволяет определить параметр решётки исследуемого объекта, а, следовательно, и величину упругих деформаций. Период муара P_m определяется выражением [66]:

$$P_m = \frac{d_1 \cdot d_2}{|d_1 - d_2|} \quad (2.1),$$

где d_1 и d_2 – межплоскостные расстояния в материалах КТ и матрицы. В свою очередь, межплоскостное расстояние для плоскостей, интерференция от которых даёт муар, рассчитывается как:

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (2.2),$$

где a – параметр решётки, h , k и l – индексы Миллера, характеризующие плоскости. Таким образом, период муара равен:

$$P_m = \frac{a_M a_O}{(a_O - a_M) \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (2.3),$$

⁴ Измерения спектров КРС проведены А. Ф. Коломысом и В. В. Стрельчуком.

где a_M - параметр решётки матрицы, a_0 - параметр решётки материала КТ. Зная период муара и принимая во внимание тот факт, что матрица не напряжена, можно вычислить параметр решётки материала, из которого состоят КТ:

$$a_0 = \frac{P_m \cdot a_M \cdot \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{P_m \cdot \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} - a_M} \quad (2.4).$$

Отсутствие муара на изображении гетероструктур, полученных методом ПЭМ, свидетельствует о том, что КЯ и КТ согласованы по параметру решётки с матрицей (т.е. псевдоморфно напряжены).

Дислокации несоответствия, вводимые в гетероструктуру при полной или частичной релаксации механических напряжений, проявляются на темнопольных ПЭМ изображениях, при выполнении условия наблюдения ($g \cdot b \neq 0$, где g - вектор дифракции, b - вектор Бюргерса дислокации). Период следования дислокаций выражается как [67]:

$$P_{dis} = \frac{b_e}{\delta} \quad (2.5),$$

где b_e - величина краевой компоненты вектора Бюргерса в плоскости гетерограницы, а δ - величина пластической деформации. Следовательно, зная период следования дислокаций, можно рассчитать δ :

$$\delta = \frac{b_e}{P_{dis}} \quad (2.6).$$

Сравнивая полученную величину δ с рассогласованием параметров решётки материалов КТ и матрицы

$$f = \frac{a_0 - a_M}{a_0} \quad (2.7),$$

можно определить, какая доля механических напряжений релаксировала за счёт введения дислокаций. В случае, если δ равна f , сетка дислокаций обеспечивает полную релаксацию напряжений.

Планарные изображения и поперечные срезы гетероструктур измерялись в просвечивающем электронном микроскопе JEM-4000EX (400кэВ).

Для определения состава твердого раствора $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ КТ в гетероструктурах GaAs/GaP использовался метод комбинационного рассеяния света. Спектры КРС измерялись при температуре 10 К в геометрии обратного рассеяния на спектрометре Horiba Jobin Yvon T64000, оснащённом конфокальным микроскопом. Возбуждение осуществлялось Ar-Kr лазером с энергией кванта 2,54 эВ и низкой мощностью в фокусе (<1 мВт). Анализ спектров КРС позволяет определить частоту продольных оптических (LO) фононов твердого раствора, которая зависит от состава твёрдого раствора, механических напряжений [68] и квантово-размерного ограничения фононов в гетероструктуре [69]. В работе [68] показано, что частота LO фононов ненапряжённого твёрдого раствора ω_{LO}^{UA} зависит от его состава x по линейному закону:

$$\omega_{LO}^{\text{UA}} = \omega_{LO}^{\text{U}} + \beta \times x \quad (2.8),$$

где ω_{LO}^{U} частота LO фонона в ненапряжённом материале в отсутствие перемешивания ($x = 0$), а β - коэффициент пропорциональности. Изменение частоты LO фонона вследствие одноосных деформаций в плоскости (001) $\Delta\omega_{\text{str}}$ для тонкого напряженного слоя материала определяется выражением [68]:

$$\Delta\omega_{str} = \frac{p+2q}{6\omega_{LO}^U} (2\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) - \frac{p-q}{3\omega_{LO}^U} (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{zz}) \quad (2.9),$$

где p и q - фононные деформационные потенциалы, а ε_{xx} и ε_{zz} - компоненты тензора деформаций. В приближении макроскопической теории упругости $\varepsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}}\varepsilon_{xx}$ [42], поэтому выражение (2.9) возможно переписать в виде [68]:

$$\Delta\omega_{str} = \left(q - p \frac{C_{12}}{C_{11}} \right) \times \frac{\varepsilon_{xx}}{\omega_{LO}^U} = \alpha_{ph} \times \varepsilon_{xx} \times \omega_{LO}^U \quad (2.10),$$

где C_{12} и C_{11} - упругие константы, а

$$\alpha_{ph} = \frac{q - p \frac{C_{12}}{C_{11}}}{\left(\omega_{LO}^U \right)^2} \quad (2.11).$$

Следуя приближению, описанному в [69], для определения изменения частоты LO фонона, обусловленного размерным квантованием в гетероструктуре, $\Delta\omega_{conf}$ достаточно знать размеры гетероструктуры. Информация о размерах получалась из анализа поперечных сечений гетероструктур, полученных методом ПЭМ. С учетом того, что деформация слоя твёрдого раствора пропорциональна $(1-x)$, частота LO фонона псевдоморфно напряжённой гетероструктуры ω_{LO}^{SA} равна:

$$\begin{aligned} \omega_{LO}^{SA} &= \omega_{LO}^{UA} + (1-x)\Delta\omega_{str} + \Delta\omega_{conf} = \\ &= \{1 + (1-x)\alpha_{ph}\varepsilon_{xx}\}\omega_{LO}^U + \beta \times x + \Delta\omega_{conf} \end{aligned} \quad (2.12),$$

состав твердого раствора x определяется из решения уравнения (2.12):

$$x = \frac{\omega_{LO}^{SA} - \Delta\omega_{conf} - \omega_{LO}^U (1 + \alpha_{ph} \times \varepsilon_{xx})}{\beta - \alpha_{ph} \times \varepsilon_{xx} \times \omega_{LO}^U} \quad (2.13).$$

Используя выражение (2.13), зная параметры материала и определенную из анализа спектров КРС частоту LO фонона $\omega_{\text{LO}}^{\text{SA}}$, можно определить состав твердого раствора, из которого состоят КТ и КЯ.

§ 2.3. Методы исследования энергетического спектра

В данной работе для определения энергетического спектра гетероструктур GaAs/GaP и GaSb/GaP анализировались спектры стационарной и время-разрешённой ФЛ.

Методика, позволяющая однозначно идентифицировать гетероструктуры второго рода, посредством измерения зависимости положения максимума полосы стационарной ФЛ от плотности мощности возбуждающего излучения (P_{ex}), была предложена в работах Леденцова с соавторами [33-35]. В этих работах было теоретически и экспериментально показано, что повышение P_{ex} приводит к сдвигу полосы экситонной ФЛ в высокоэнергетическую область спектра, пропорциональному корню кубическому от P_{ex} . Это смещение обусловлено изменением формы локализирующего потенциала и сдвигу уровней размерного квантования при заполнении гетероструктуры носителями заряда [33-35].

В гетероструктурах первого рода положение максимума полосы ФЛ определяется произведением плотности состояний и функций заполнения зон электронами и дырками [70]. В этом случае положение полосы не зависит от плотности мощности возбуждения до тех пор, пока квазиуровни Ферми не войдут в соответствующие зоны и носители заряда не начнут заполнять эти зоны. Дальнейшее повышение плотности

мощности возбуждения приводит к сдвигу полосы ФЛ в высокоэнергетическую область спектра, однако зависимость положения полосы от P_{ex} не описывается законом $\sim P_{ex}^{1/3}$ [70].

Как уже обсуждалось в главе 1, в гетероструктурах как первого, так и второго рода, с непрямой запрещённой зоной требование на выполнение закона сохранения квазиимпульса при рекомбинации экситона приводит к длительным временам затухания ФЛ – вплоть до сотен микросекунд. Следовательно, обнаружение длительной кинетики затухания ФЛ однозначно свидетельствует о непрямой запрещённой зоне.

Схемы установок, используемых для измерения спектров ФЛ, показаны на рисунке 2.4. Как стационарная, так и нестационарная ФЛ возбуждалась нерезонансно, светом с энергий фотонов превышающей ширину запрещенной зоны матрицы GaP. Для возбуждения стационарной ФЛ (установки, показанные на рис. 2.4 (а) и (б)) использовались: HeCd – лазер (ГККЛ-10ум) «1» с энергией кванта излучения 3,81 эВ на установке (а) и GaN – лазер с энергией кванта излучения 3,06 эВ на установке (б). Плотность мощности возбуждения изменялась в пределах (а) 0,1 – 25 Вт/см² и (б) 60 мкВт/см² – 30 Вт/см² с помощью набора ослабляющих фильтров «2». Образцы «3» помещались в гелиевый криостат Утрекс-Р «4», поддерживающий температуру в диапазоне 1,6÷300 К с помощью регулятора температуры Утрекс К43 «5». Для настройки оптической системы использовался (а) HeNe лазер (б) Nd:YAG лазер «6». ФЛ анализировалась (а) двойным монохроматором СДЛ-1, (б) спектрографом Acton Advanced SP2500A «7» и регистрировалась (а) ФЭУ-79 с

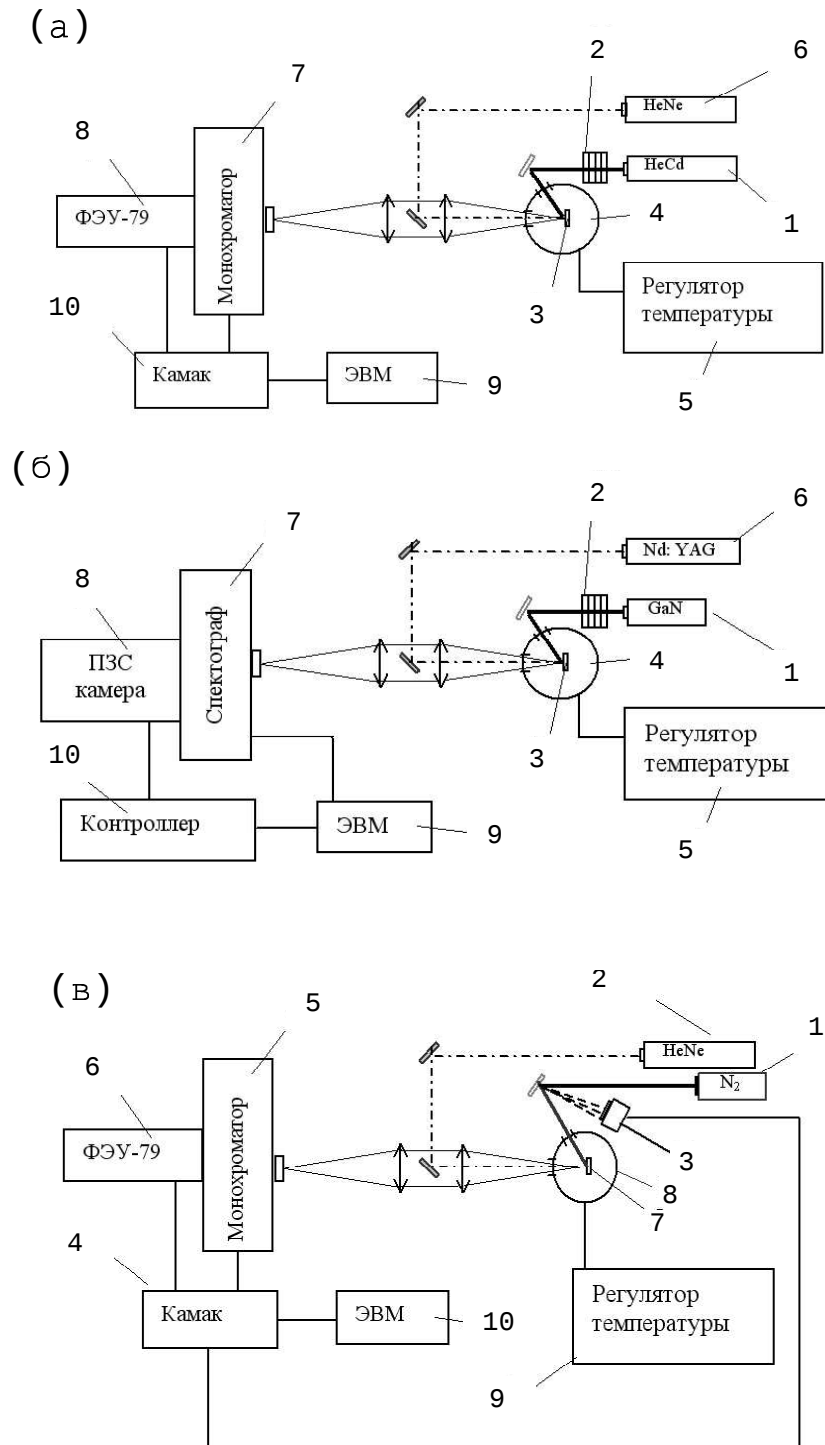


Рисунок 2.4. Схематичное изображение экспериментальных установок для измерения (а), (б) спектров стационарной ФЛ и (в) спектров время-разрешённой ФЛ.

фотокатодом S-20, работающим в режиме счёта фотонов, (б) охлаждаемой ПЗС-камерой Spec-10 System «8». Управление процессом измерения осуществлялось с ЭВМ «9» через (а) Камак или (б) контроллер «10».

Схема установки, используемой для измерения спектров время-разрешённой ФЛ, изображена на рисунке 2.4 (в). Для возбуждения время-разрешённой ФЛ использовался N₂ – лазер «1» с энергией кванта излучения 3,68 эВ, длительностью импульса излучения 7 нс, частотой повторения импульсов 1 кГц и плотностью энергии в импульсе 1,75 мкДж/см². Для настройки оптической системы использовался HeNe лазер «2». Синхронизация измерений с N₂ – лазером осуществлялась через детектор «3», настроенный на рассеянное лазерное излучение и соединённый с Камаком «4». Для анализа ФЛ использовался двойной монохроматор СДЛ-1 «5». Фотолюминесценция регистрировалась ФЭУ-79 с фотокатодом S-20, работающим в режиме счёта фотонов «6». Кинетика ФЛ измерялась в режиме «старт-стоп». Временное разрешение системы регистрации составляло 20 нс. Регулировка температуры образцов «7» при измерении производилась при помощи гелиевого криостата Утрекс-Р «8», поддерживающего температуру в диапазоне 1,6÷300 К с помощью регулятора температуры Утрекс К43 «9». Управление процессом измерения осуществлялось с ЭВМ «10» через Камак «4».

Условия наблюдения спектров стационарной ФЛ GaAs/GaP гетероструктур. Для получения GaAs/GaP гетероструктур были использованы легированные GaP подложки. Диффузия неравновесных носителей заряда из эпитаксиального слоя GaP с КЯ и КТ в подложку может приводить к появлению в спектрах ФЛ гетероструктур полос, связанных с

рекомбинацией через уровни примесей и дефектов в подложке. Забегая вперед, отметим, что энергетическое положение этих полос в спектрах ФЛ перекрывалось с положением полос, обусловленных рекомбинацией экситонов в КЯ и КТ (см. рис. 2.5, 3.10 (а), 4.1 и 4.3). Поэтому необходимо было подобрать условия измерения спектров ФЛ гетероструктур **GaAs/GaP**, при которых имеется возможность однозначного разделение полос ФЛ, связанных с рекомбинацией носителей заряда в подложке **GaP** и рекомбинацией экситонов в **GaAs** КЯ и КТ.

Спектры ФЛ легированной **GaP** подложки, измеренные при температуре 5 К и различных плотностях мощности возбуждения, представлены на рисунке 2.5 (а). В спектрах присутствует полоса, обозначенная на рисунке **SI**, с двумя максимумами, характеризуемыми энергиями 2,211 эВ и 2,163 эВ. В соответствии с литературными данными [64], эта полоса ФЛ связана с донорно-акцепторной рекомбинацией между заряженными центрами S_p^+ и Zn_{Ga}^- , причём высокоэнергетический максимум связан с бесфононной рекомбинацией, а низкоэнергетический – с рекомбинацией при участии **LO** фонона **GaP**. Кроме того, в спектрах присутствует группа полос, с максимумами характеризуемыми энергиями 2,012 эВ и 1,758 эВ, обозначенные на рисунке **DI**. Полоса ФЛ с энергией 1,758 эВ, по данным работы [71], связана с донорно-акцепторной рекомбинацией между заряженными центрами O_p^+ и Zn_{Ga}^- . Полоса ФЛ с энергией 2,012 эВ обусловлена примесями, рассмотрение природы которых выходит за рамки данной работы.

При изменении плотности мощности возбуждения, как это видно из рис. 2.5 (а), относительная интенсивность групп

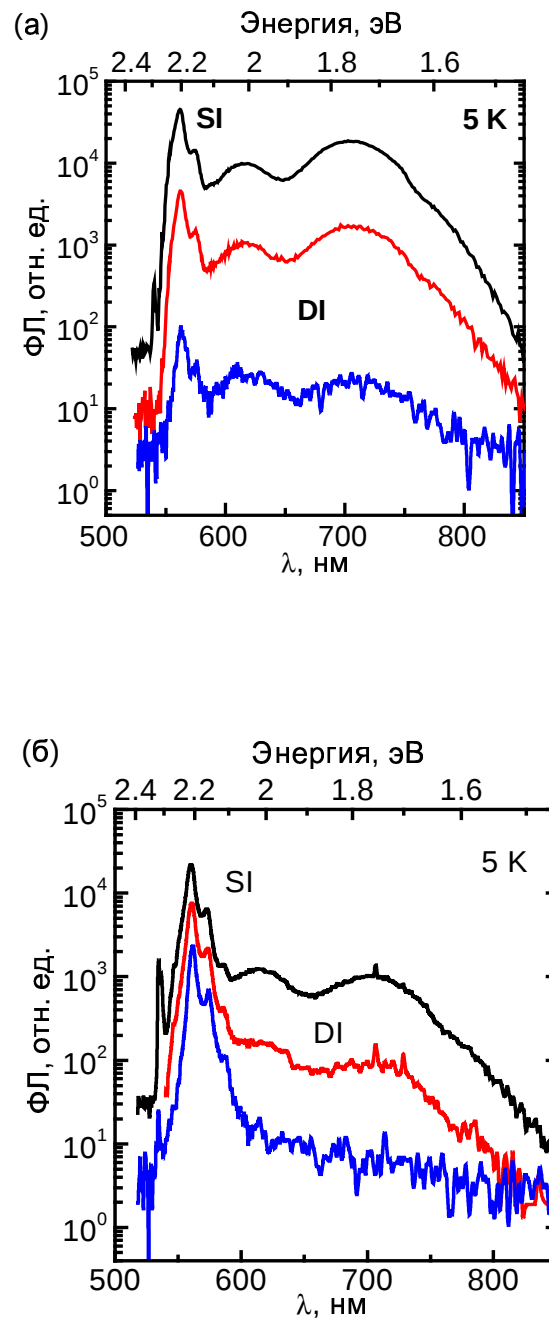


Рисунок 2.5. Спектры стационарной ФЛ (а) легированной GaP подложки, плотность мощности возбуждения сверху вниз ($\text{Вт}/\text{см}^2$): 25; 2,42; 0,088; (б) тестовой GaP/GaP структуры, плотность мощности возбуждения сверху вниз ($\text{Вт}/\text{см}^2$): 25; 2,55; 0,26.

полос **SI** и **DI** не изменяется. Спектры стационарной ФЛ тестовой **GaP/GaP** структуры, измеренные при температуре 5 К и различных плотностях мощности возбуждения приведены на рисунке 2.5 (б). В спектрах присутствуют те же группы полос **SI** и **DI**. Однако важным отличием между спектрами ФЛ тестовой **GaP/GaP** структуры и **GaP** подложки является то, что относительная интенсивность группы полос **DI** в спектре тестовой **GaP/GaP** структуры значительно ниже, чем в спектре **GaP** подложки, и падает с уменьшением плотности мощности возбуждения, вплоть до того, что эти полосы практически пропадают при малых плотностях мощности возбуждения ($<0,26$ Вт/см²).

Коэффициент поглощения излучения **HeCd** лазера в **GaP** составляет около 10^6 см⁻¹ [72], т.е. глубина проникновения - 10 нм, что значительно меньше толщины эпитаксиального **GaP** слоя 100 нм, т.е. основная доля излучения, падающего на **GaP/GaP** структуру, поглощается в эпитаксиальном **GaP** слое. Следовательно, в эпитаксиальном **GaP** слое присутствуют только мелкие примеси цинк и сера и отсутствует кислород. Наличие примесей в эпитаксиальном **GaP** слое обусловлено как диффузией примесей из подложки в ходе эпитаксиального роста, так и присутствием фоновых примесей в ростовой камере. Возрастание относительной интенсивности группы полос **DI** при увеличении плотности мощности возбуждения связано с диффузией неравновесных носителей заряда, возбуждаемых в эпитаксиальном слое, в подложку [24].

Для описания интенсивностной зависимости спектров ФЛ тестовой структуры, состоящей из эпитаксиального слоя **GaP**, выращенного на легированной подложке **GaP**, была

построена модель рекомбинации носителей заряда, учитывающая диффузию неравновесных носителей заряда из эпитаксиального слоя в подложку.

Предложенная модель рекомбинации учитывает следующие процессы, протекающие в тестовой **GaP/GaP** структуре при возбуждении ФЛ:

1. Генерацию неравновесных носителей заряда с учётом профиля поглощения возбуждающего излучения;
2. Диффузию неравновесных электронов и дырок вдоль оси роста структуры;
3. Захват свободных носителей заряда на доноры и акцепторы;
4. Донорно-акцепторную рекомбинацию $O_p^+ - Zn_{Ga}^-$ и $S_p^+ - Zn_{Ga}^-$ в **GaP**;
5. Межзонную рекомбинацию в **GaP**.

Следуя авторам работ [73, 74], мы описали распределение неравновесных носителей заряда вдоль оси роста структуры z , получаемое с учётом генерации, диффузии и захвата на примеси следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned}
 & (1-R)g_{ex}\alpha_{cv} \cdot e^{-\alpha_{cv} \cdot z} - D_n \cdot \frac{\partial^2 n(z)}{\partial z^2} - \frac{\mu_n n(z)}{\mu_n n(z) + \mu_p p(z)} \left(D_p \frac{\partial^2 p(z)}{\partial z^2} - D_n \frac{\partial^2 n(z)}{\partial z^2} \right) - \\
 & - (q_O V_n n(z) \cdot (N_{Of} - n_O(z)) + q_S V_n n(z) \cdot (N_{Sf} - n_S(z))) - b_{cv} \cdot n(z)p(z) = 0 \\
 & (2.14), \\
 & (1-R)g_{ex}\alpha_{cv} \cdot e^{-\alpha_{cv} \cdot z} - D_p \cdot \frac{\partial^2 p(z)}{\partial z^2} - \frac{\mu_p p(z)}{\mu_n n(z) + \mu_p p(z)} \left(D_n \frac{\partial^2 n(z)}{\partial z^2} - D_p \frac{\partial^2 p(z)}{\partial z^2} \right) - \\
 & - q_{Zn} V_p p(z) \cdot (N_{Znf} - p_{Zn}(z)) - b_{cv} \cdot n(z)p(z) = 0
 \end{aligned}$$

где $n(z)$ – концентрация неравновесных электронов в зоне проводимости **GaP**, $p(z)$ – концентрация неравновесных дырок в валентной зоне **GaP**, R – коэффициент отражения

возбуждающего излучения от поверхности GaP, g_{ex} – плотность потока фотонов возбуждающего излучения, α_{cv} – коэффициент поглощения возбуждающего излучения, D_n и D_p – коэффициенты диффузии для электронов и дырок в GaP, μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок в GaP, q_s , q_o и q_{zn} – сечения захвата носителей заряда на серу, кислород и цинк, соответственно, V_n и V_p – тепловые скорости неравновесных электронов и дырок, N_{sf} , N_{of} и N_{znf} – концентрации заряженных серы, кислорода и цинка, соответственно, $n_s(z)$, $n_o(z)$ и $p_{zn}(z)$ – концентрации неравновесных носителей заряда, захваченных на серу, кислород и цинк, соответственно, b_{cv} – коэффициент межзонной рекомбинации в GaP. Первое уравнение описывает распределение вдоль оси роста структуры Z концентрации неравновесных электронов, второе – дырок. Первый член уравнения описывает генерацию неравновесных носителей заряда в GaP с учётом отражения от поверхности GaP и экспоненциального профиля поглощения возбуждающего излучения. Второй член уравнения отвечает за диффузию вдоль оси роста структуры Z . Третий член уравнения описывает электрическое поле, возникающее из-за различия в коэффициентах диффузии электронов и дырок, которое противодействует диффузии. Четвёртый член уравнения описывает захват носителей заряда на соответствующие примеси. Пятый член уравнения отвечает за межзонную рекомбинацию.

Донорно-акцепторная рекомбинация $O_p^+ - Zn_{Ga}^-$ и $S_p^+ - Zn_{Ga}^-$ в GaP может быть описана системой уравнений (2.15) [73, 74].

$$\begin{aligned}
& -W_{ZnS} \cdot n_S(z) \cdot (N_{ZnC} + p_{Zn}(z)) + q_S \cdot V_n \cdot n(z) \cdot (N_{Sf} - n_S(z)) = 0 \\
& -W_{ZnO} \cdot n_O(z) \cdot (N_{ZnC} + p_{Zn}(z)) + q_O \cdot V_n \cdot n(z) \cdot (N_{Of} - n_O(z)) = 0 \\
& (-W_{ZnS} \cdot n_S(z) \cdot (N_{ZnC} + p_{Zn}(z)) - W_{ZnO} \cdot n_O(z) \cdot (N_{ZnC} + p_{Zn}(z))) + q_{Zn} \cdot V_p \cdot p(z) \cdot (N_{Znf} - p_{Zn}(z)) = 0
\end{aligned} \tag{2.15},$$

где W_{ZnS} , W_{ZnO} – коэффициенты донорно-акцепторной рекомбинации $S_p^+ - Zn_{Ga}^-$ и $O_p^+ - Zn_{Ga}^-$, N_{ZnC} – концентрация цинка, занятого дырками до появления неравновесных носителей заряда. Первое, второе и третье уравнения системы описывают баланс носителей заряда на атомах серы, кислорода и цинка, соответственно. Первый член в каждом уравнении отвечает за темп рекомбинации, второй – за темп захвата носителей заряда на соответствующую примесь.

Кроме того, акцепторов в **GaP** больше, чем доноров, и поэтому часть акцепторов занята дырками до появления неравновесных носителей заряда.

Решая совместно системы (2.14) и (2.15) и принимая во внимание распределение примесей в тестовой **GaP/GaP** структуре можно построить распределения неравновесных носителей заряда в зонах ($n(z)$ и $p(z)$) и неравновесных носителей заряда, захваченных на примеси ($n_S(z)$, $n_O(z)$ и $p_{Zn}(z)$) вдоль оси роста структуры z . Перед этим, однако, разумно провести ряд упрощений в системах уравнений (2.14) и (2.15). Во-первых, ввиду малого отличия в значениях коэффициентов диффузии для электронов ($6,5 \text{ см}^2/\text{с}$) и дырок ($4 \text{ см}^2/\text{с}$) в **GaP** [75], в уравнениях диффузии можно пренебречь членом, отвечающим за электрическое поле, противодействующее диффузии. Это значительно облегчит решение системы дифференциальных уравнений (2.14). Во-вторых, следует принять во внимание, что эпитаксиальном слое **GaP** содержание примеси кислорода пренебрежимо мало, в сравнении с содержанием серы и

цинка, поэтому система (2.15), описывающая рекомбинацию и захват на примеси, в случае эпитаксиального слоя сведётся к системе двух уравнений на баланс носителей заряда на атомах серы и цинка. Это также значительно упростит решение системы (2.15), позволив избежать решения уравнений третьего порядка. В-третьих, концентрация цинка в эпитаксиальном слое заведомо меньше, чем в подложке. Кроме того, ввиду профиля поглощения возбуждающего излучения, концентрация неравновесных дырок в подложке ниже, чем в эпитаксиальном слое. Всё это позволяет считать, что количество дырок на акцепторах в подложке не зависит от распределения неравновесных дырок и определяется только степенью компенсации цинка серой и кислородом ($N_{ZnC}^{sub} = N_{Zn}^{sub} - N_O^{sub} - N_S^{sub}$, а $N_{Znf}^{sub} = N_O^{sub} + N_S^{sub}$). Иными словами, при решении системы (2.15) в подложке можно положить равным нулю концентрацию неравновесных дырок $p_{Zn}(z)$, что опять сведёт систему (2.15) к 2-м уравнениям и значительно упростит её решение. Кроме того, следует отметить, что концентрации заряженных доноров N_{Sf} и N_{Of} равны полной концентрации примесей серы и кислорода N_S и N_O .

После введения всех предложенных выше упрощений системы (2.14) и (2.15) примут вид: для эпитаксиального слоя ($z < d_{epu}$)

$$(1-R)g_{ex}\alpha_{cv} \cdot e^{-\alpha_{cv} \cdot z} - D_n \cdot \frac{\partial^2 n(z)}{\partial z^2} - q_S V_n n(z) \cdot (N_S^{epy} - n_S(z)) - b_{cv} \cdot n(z)p(z) = 0 \quad (2.16)$$

$$(1-R)g_{ex}\alpha_{cv} \cdot e^{-\alpha_{cv} \cdot z} - D_p \cdot \frac{\partial^2 p(z)}{\partial z^2} - q_{Zn} V_p p(z) \cdot (N_{Znf}^{epy} - p_{Zn}(z)) - b_{cv} \cdot n(z)p(z) = 0$$

$$-W_{ZnS} \cdot n_S(z) \cdot (N_{ZnC}^{epy} + p_{Zn}(z)) + q_S \cdot V_n \cdot n(z) \cdot (N_S^{epy} - n_S(z)) = 0$$

$$-W_{ZnS} \cdot n_S(z) \cdot (N_{ZnC}^{epy} + p_{Zn}(z)) + q_{Zn} \cdot V_p \cdot p(z) \cdot (N_{Znf}^{epy} - p_{Zn}(z)) = 0 \quad (2.17)$$

для подложки ($z \geq d_{\text{еру}}$)

$$(1-R)g_{ex}\alpha_{cv} \cdot e^{-\alpha_{cv} \cdot z} - D_n \cdot \frac{\partial^2 n(z)}{\partial z^2} -$$

$$-q_S V_n n(z) \cdot (N_S^{sub} - n_S(z)) - q_O V_n n(z) \cdot (N_O^{sub} - n_S(z)) - b_{cv} \cdot n(z)p(z) = 0 \quad (2.18)$$

$$(1-R)g_{ex}\alpha_{cv} \cdot e^{-\alpha_{cv} \cdot z} - D_p \cdot \frac{\partial^2 p(z)}{\partial z^2} - b_{cv} \cdot n(z)p(z) = 0$$

$$-W_{ZnS} \cdot n_S(z) \cdot N_{ZnC}^{sub} + q_S \cdot V_n \cdot n(z) \cdot (N_S^{sub} - n_S(z)) = 0$$

$$-W_{ZnO} \cdot n_O(z) \cdot N_{ZnC}^{sub} + q_O \cdot V_n \cdot n(z) \cdot (N_O^{sub} - n_O(z)) = 0 \quad (2.19),$$

где $d_{\text{еру}}$ – толщина эпитаксиального слоя. Индексами «еру» и «sub» отмечены значения концентраций примесей в эпитаксиальном слое и подложке. При 300 К концентрация свободных дырок в подложке составляет $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, поэтому справедливы следующие соотношения между концентрациями примесей:

$$N_O^{sub} = N_{Zn}^{sub} - N_S^{sub} - 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}; \quad N_{Znf}^{epy} = N_S^{epy}; \quad N_{Znf}^{sub} = N_S^{sub} + N_O^{sub};$$

$$N_{ZnC}^{epy} = N_{Zn}^{epy} - N_S^{epy}; \quad N_{ZnC}^{sub} = N_{Zn}^{sub} - N_S^{sub} - N_O^{sub}; \quad (2.20),$$

где N_{Zn}^{epy} , N_{Zn}^{sub} , N_S^{epy} и N_S^{sub} – концентрации цинка и серы в эпитаксиальном слое и подложке, соответственно. Решая совместно уравнения (2.16), (2.17), (2.18) и (2.19) можно построить распределения неравновесных носителей заряда в зонах ($n(z)$ и $p(z)$) и неравновесных носителей заряда, захваченных на примеси ($n_S(z)$, $n_O(z)$ и $p_{Zn}(z)$) вдоль оси роста структуры Z .

Для расчета распределения неравновесных носителей заряда в тестовой структуре состоящей из эпитаксиального слоя GaP выращенного на легированной подложке GaP были взяты следующие значения параметров модели:

$$\begin{aligned}
d_{\text{epy}} &= 100 \text{ нм}; \quad \alpha_{\text{cv}} = 10^6 \text{ см}^{-1} \quad [72]; \quad R = 0.485 \quad [72]; \\
D_n &= 6.5 \text{ см}^2/\text{с}; \quad D_p = 4 \text{ см}^2/\text{с} \quad [75]; \quad V_n \approx V_p(5\text{K}) = 1,69 \cdot 10^6 \text{ см}/\text{с}; \\
b_{\text{cv}} &= 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с} \quad [76]; \quad q_s = 4 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2; \quad q_0 = 1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2; \\
q_{\text{Zn}} &= 4 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2 \quad [77]; \quad W_{\text{Zn0}} = 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с} \quad [76]; \\
W_{\text{ZnS}} &= 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с} \quad [76, 78, 79].
\end{aligned}$$

Концентрации цинка и серы в эпитаксиальном слое и подложке $N_{\text{Zn}}^{\text{epy}}$, $N_{\text{Zn}}^{\text{sub}}$, $N_{\text{S}}^{\text{epy}}$ и $N_{\text{S}}^{\text{sub}}$ являются подгоночными параметрами модели.

Уравнения (2.16), (2.17), (2.18) и (2.19) решались численно по методу Рунге-Кутты. Были рассчитаны распределения концентрации неравновесных носителей заряда вдоль оси роста структуры Z при различных значениях потока возбуждающего излучения g_{ex} . Из полученных распределений вычислены интегральные интенсивности донорно-акцепторной ФЛ. Построены зависимости интегральной интенсивности полос ФЛ, связанных с переходами $\text{O}_p^+ - \text{Zn}_{\text{Ga}}^-$ и $\text{S}_p^+ - \text{Zn}_{\text{Ga}}^-$ в GaP от плотности мощности возбуждения. Результаты расчёта представлены на рисунке 2.6. Наилучшее согласие рассчитанных зависимостей с результатами эксперимента обеспечивает следующий набор подгоночных параметров модели:

$$\begin{aligned}
N_{\text{Zn}}^{\text{epy}} &= 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \quad N_{\text{Zn}}^{\text{sub}} = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad N_{\text{S}}^{\text{epy}} = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, \\
N_{\text{S}}^{\text{sub}} &= 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}.
\end{aligned}$$

Полученный набор значений подгоночных параметров не противоречит литературным данным о возможных концентрациях примесей в GaP [76, 78, 79]. Межзонная ФЛ, согласно расчёту, примерно на 10 порядков меньше

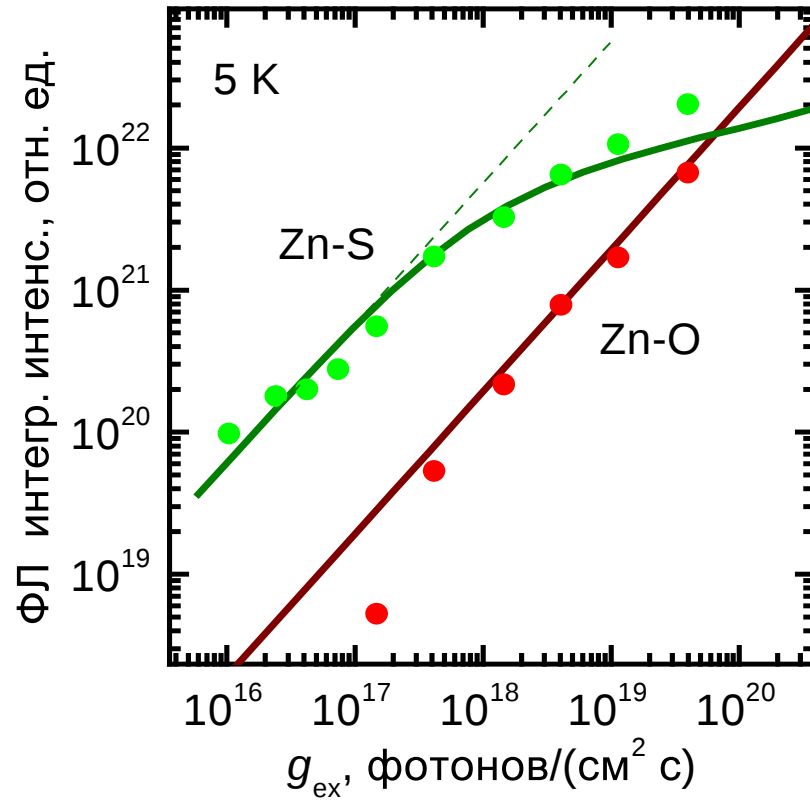


Рисунок 2.6. Расчётные интенсивностные зависимости Zn-S и Zn-O ФЛ в тестовой GaP/GaP структуре. Точками отмечены экспериментально полученные значения.

примесной ФЛ, что также находится в хорошем согласии с экспериментальными данными. Таким образом, продемонстрировано, что предложенная модель адекватно описывает процессы, протекающие в структуре с эпитаксиальным слоем при возбуждении в ней неравновесных носителей заряда.

Как видно из рисунка 2.6, при малых g_{ex} ($<10^{18}$ см⁻²с⁻¹) расчётные интегральные интенсивности ФЛ Zn-S и ФЛ Zn-O, зависят от g_{ex} линейным образом. При дальнейшем повышении g_{ex} зависимость интегральной интенсивности ФЛ Zn-O сохраняет линейный характер, а интегральная интенсивность ФЛ Zn-S приобретает сублинейный характер. Это обусловлено насыщением канала рекомбинации через примесные пары Zn-S в эпитаксиальном слое GaP. Действительно, расчётные профили концентрации носителей заряда, представленные на рисунке 2.7, хорошо иллюстрируют эффект насыщения Zn-S рекомбинации при повышении плотности мощности возбуждения. При малой (10^{17} см⁻²с⁻¹) плотности мощности возбуждения (рис. 2.7 (а)) распределение количества электронов, захваченных на серу и кислород, имеет экспоненциальный вид, обусловленный профилем поглощения возбуждающего излучения в структуре и диффузией, а при повышении плотности мощности возбуждения на 2 порядка величины (см. рис. 2.7 (б)) заполнение серы электронами выходит на насыщение вблизи поверхности структуры. Отметим, что скачок концентраций носителей заряда, наблюдаемый на рисунке 2.7, обусловлен скачком задаваемых концентраций примесей. Поскольку исследуемая структура - *p*-типа, профиль концентрации дырок, захваченных на цинк, определяется главным образом распределением концентрации

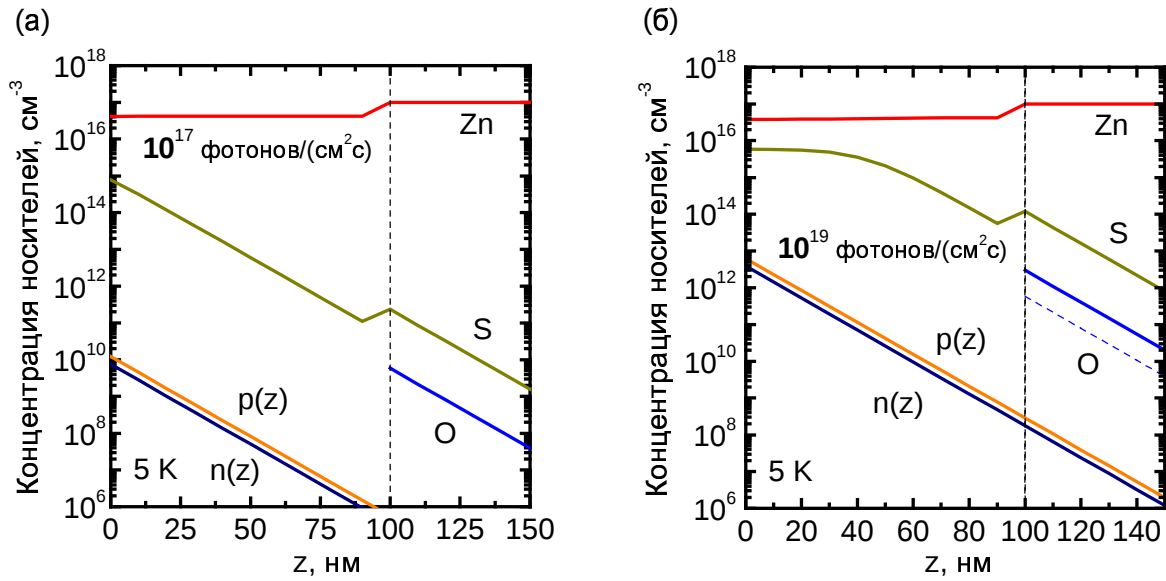


Рисунок. 2.7. (а) Распределение концентрации носителей заряда в тестовой GaP/GaP структуре при плотности потока фотонов 10^{17} см⁻²с⁻¹. На рисунке: «Zn» - концентрация дырок на цинке, «S» - концентрация электронов на сере, «O» - концентрация электронов на кислороде, $p(z)$ и $n(z)$ - концентрации свободных дырок и электронов.

(б) Распределение концентрации носителей заряда в тестовой GaP/GaP структуре при плотности потока фотонов 10^{19} см⁻²с⁻¹. На рисунке: «Zn» - концентрация дырок на цинке, «S» - концентрация электронов на сере, «O» - концентрация электронов на кислороде, пунктиром отмечено распределение концентрации электронов на кислороде, которое реализовалось бы без учёта эффектов диффузии (т.е. распределение, рассчитанное при 10^{17} см⁻²с⁻¹, умноженное на 10^2), $p(z)$ и $n(z)$ - концентрации свободных дырок и электронов.

цинка, что и видно на рисунке 2.7. Таким образом, наблюдаемое на интенсивностной зависимости насыщение ФЛ Zn-S обусловлено насыщением донорной примеси серы в эпитаксиальном слое GaP.

Продemonстрированное насыщение захвата электронов на серу ведёт к увеличению роли диффузии электронов по эпитаксиальному слою в подложку. Действительно, на рисунке 2.7 (б) проведено сравнение распределений электронов на кислороде в подложке, с учётом и без учёта эффекта диффузии в эпитаксиальном слое. Из рисунка видно, что диффузия существенно (почти на порядок) увеличивает количество электронов на кислороде в подложке. Таким образом, возгорание ФЛ Zn-0 при повышении интенсивности возбуждения обусловлено, главным образом, диффузией электронов из эпитаксиального слоя GaP в подложку.

Поскольку при $P_{ex} < 0,26$ Вт/см² из спектра ФЛ тестовой GaP/GaP структуры практически полностью пропадает группа полос DI (см. рис. 2.5 (б)), спектры GaAs/GaP гетероструктур, измеренные при таких значениях P_{ex} , не будут искажены примесной ФЛ подложки. Анализ спектров ФЛ GaAs/GaP гетероструктур, измеренных при значениях $P_{ex} > 0,26$ Вт/см² требует учёта примесной ФЛ подложки.

§ 2.4. Методика расчёта энергетического спектра

Расчёт энергетического спектра гетероструктуры можно условно разбить на два этапа: (i) расчёт положения энергетических зон; (ii) учёт эффектов размерного квантования. Необходимо отметить, что эффекты размерного квантования играют значительную роль в определении

энергетического спектра полупроводниковых гетероструктур. Так, например, в гетеросистеме **InAs/AlAs**, несмотря на то, что дно Γ долины зоны проводимости **InAs** лежит ниже остальных долин зоны проводимости, размерное квантование приводит к тому, что электронные состояния Γ долины вытесняются выше, и основным электронным состоянием становится $X_{\text{ХУ}}$ долина зоны проводимости **InAs** [12, 38, 39].

Расчёт положения энергетических зон ненапряжённых гетероструктур требует знания значений запрещённых зон в Γ , X и L долинах зоны проводимости и разрыва валентных зон на гетерогранице. При расчёте псевдоморфно напряжённых гетероструктур необходимо дополнительно учитывать влияние деформаций на положения энергетических зон. Упругие деформации в гетероструктуре возникают из-за рассогласования постоянных решёток материалов. Влияние деформаций на энергетическую структуру материалов выражается в: (i) изменении объёма элементарной ячейки, которое приводит к изменению плотности электростатического заряда, связанного с кристаллической решёткой, что влечёт за собой изменение значения ширины запрещённой зоны; (ii) расщеплении вырожденных состояний валентной зоны и непрямых минимумов зоны проводимости под действием одноосной компоненты деформации [42, 43]. Кроме того, сдвиги положения краёв энергетических зон приводят к изменению значения разрыва валентных зон на гетерогранице.

Для случая псевдоморфно напряжённой тонкой КЯ, материал КЯ согласован с матрицей в плоскости гетероструктуры, поэтому компоненты тензора деформаций, параллельные гетерогранице записываются как [42, 43]:

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{a_M}{a_{KY}} - 1 \quad (2.21),$$

где a_M – параметр решётки ненапряжённого материала матрицы, a_{KY} – параметр решётки ненапряжённого материала КЯ. Деформация материала КЯ в плоскости гетерограницы ведёт к деформации и в перпендикулярном направлении, при этом параметр решётки материала КЯ в направлении роста равен [42, 43]:

$$a_{\perp} = a_{KY} \left(1 - 2 \frac{C_{12}}{C_{11}} \varepsilon_{\parallel} \right) \quad (2.22),$$

где C_{12} и C_{11} – упругие постоянные материала КЯ. Компонента тензора деформаций, перпендикулярная плоскости гетерограницы, равна:

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{a_{\perp}}{a_{KY}} - 1 = -2 \frac{C_{12}}{C_{11}} \varepsilon_{\parallel} \quad (2.23)$$

Выберем систему декартовых координат, направив ось Z перпендикулярно КЯ, и будем считать, что это направление совпадает с кристаллографическим направлением (100) в кубическом кристалле. В этом случае компоненты тензора напряжения будут записываться в виде $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\parallel}$, $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp}$. Изменение объема элементарной ячейки из-за гидростатической деформации есть $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} = \text{Tr}(\varepsilon) = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$, а одноосная компонента деформации равна $I = \varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}$ [42, 43]. Как показано в [42, 43], изменение ширины запрещённой зоны из-за изменения объёма элементарной ячейки связано с гидростатической компонентой деформации через деформационные потенциалы:

$$\Delta E_g^{\Gamma, X, L} = a_v^{\Gamma, X, L} \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \quad (2.24),$$

где $a_v^{\Gamma,X,L}$ - «абсолютный» деформационный потенциал. В ненапряженных полупроводниках **A3–B5** с кристаллической решеткой, обладающей симметрией сфалерита, электронные состояния вблизи X долины зоны проводимости трехкратно вырождены. Одноосная деформация материала приводит к снятию вырождения, расщепляя трехкратно вырожденные состояния X долины на состояние X_z и двукратно вырожденное состояние X_{xy} . Величина смещения краёв подзон определяется как:

$$\Delta E_{xy} = \frac{2}{3} E_2 I \quad \Delta E_z = -\frac{1}{3} E_2 I \quad (2.25),$$

где E_2 - деформационный потенциал для X долины зоны проводимости [80]. Поскольку состояния в L долине зоны проводимости также являются четырехкратно вырожденными, деформация в направлении [111] снимает вырождение и приводит к расщеплению состояний. Однако в данной работе рассматриваются структуры, выращенные на подложках ориентации (100), а деформация в этом направлении не снимает вырождения в L долине зоны проводимости [42, 43].

В отличие от простого случая тонкой КЯ, когда деформации локализованы в КЯ, расчёт распределения упругих деформаций в КТ требует учёта деформации матрицы вблизи КТ [4]. Расчёт КТ проводился методом минимизации упругой энергии с использованием программного пакета **Nextnano++** [81]. Расчёт уровней размерного квантования в гетероструктурах проводился в однозонном приближении с использованием программного пакета **Nextnano++**. Для определения собственных значений гамильтониана применялся пакет **arpack** [82].

Глава 3. Структура квантовых ям и квантовых точек GaAs/GaP и GaSb/GaP

Данная глава посвящена обсуждению результатов экспериментального исследования структуры КЯ и КТ GaAs/GaP и GaSb/GaP, сформированных методом МЛЭ. Условия эпитаксии гетероструктур описаны во второй главе. Формирование гетероструктур в процессе эпитаксии контролировалось методом ДБЭО. Для анализа структуры КЯ и КТ использовались методы ПЭМ и КРС. Необходимо отметить, что градиент температуры роста $\sim 20^\circ\text{C}$ по площади не оказывал заметного влияния на строение гетероструктур. Образцы, вырезанные из участков гетероструктур, выращенных при температурах, отличающихся на 20°C , имели схожее строение.

§ 3.1. Структура квантовых ям и квантовых точек GaAs/GaP

В параграфе описывается влияние температуры эпитаксии T_s структур с GaAs/GaP КЯ и КТ, полученных в результате осаждения на подложку GaP слоя GaAs с толщиной, эквивалентной 3 монослоям вещества.

3.1.1. Экспериментальные результаты

Изображения картины ДБЭО, наблюдаемой в азимуте $[0-11]$ при различных температурах эпитаксии и толщинах слоя осажденного GaAs, показаны на рисунке 3.1. Во всех случаях рост GaAs начинался в режиме атомно-слоевой

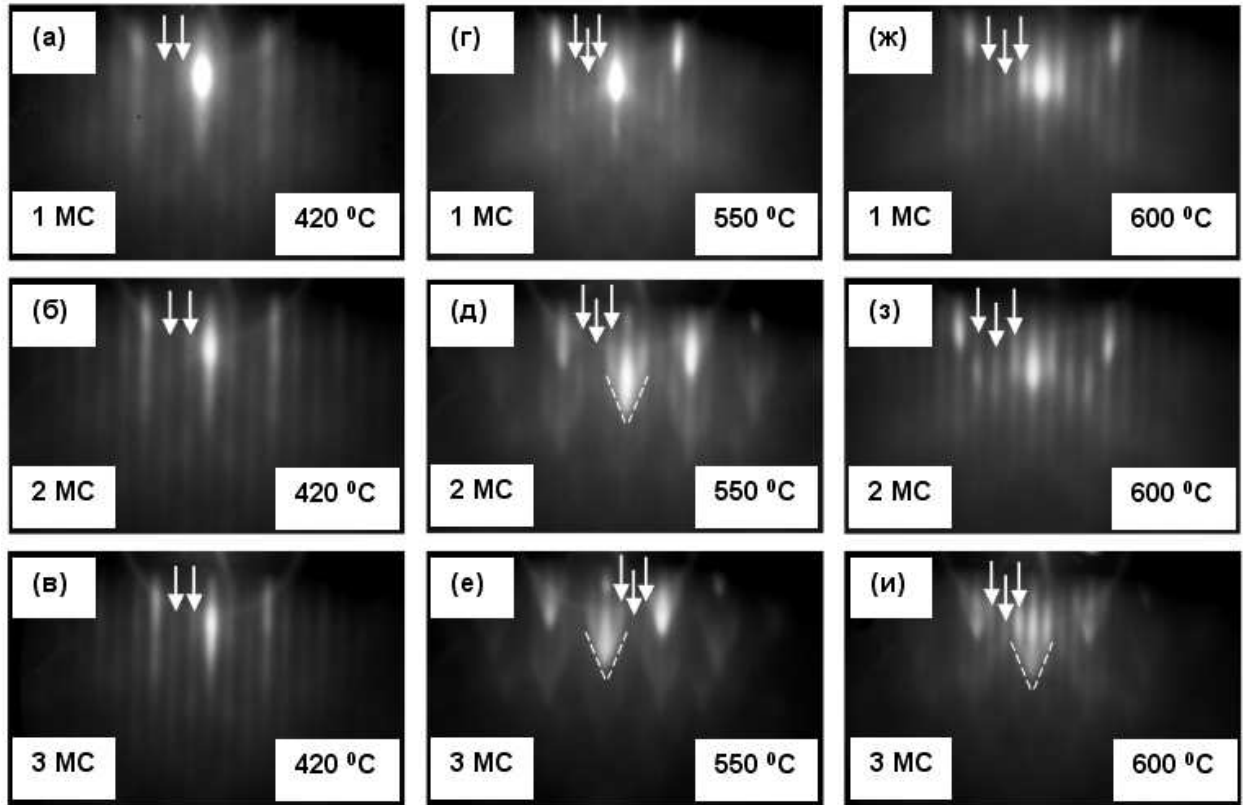


Рисунок 3.1. Изображения ДБЭО в азимуте $[0-11]$, полученные в процессе роста гетероструктур GaAs/GaP(100) при различных температурах эпитаксии и количестве осажденного GaAs (d_{GaAs}). (а), (б) и (в) температура роста $T_S = 420 \pm 10^\circ\text{C}$, $d_{\text{GaAs}} = 1, 2$ и 3 монослоя, соответственно; (г), (д) и (е) $T_S = 550 \pm 10^\circ\text{C}$, $d_{\text{GaAs}} = 1, 2$ и 3 монослоя, соответственно; (ж), (з) и (и) $T_S = 600 \pm 10^\circ\text{C}$, $d_{\text{GaAs}} = 1, 2$ и 3 монослоя, соответственно.

эпитаксии на поверхности GaP с реконструкцией (2×4) . При росте структуры А ($T_s = 420 \pm 10^\circ\text{C}$) после осаждения первого монослоя Ga происходит полное исчезновение исходной реконструкции. Затем, как это видно на рис. 3.1. (а), в потоке As_2 на поверхности формируется сверхструктура (2×3) GaAs, которая становится более четкой с набором толщины GaAs (рис. 3.1. (б), (в)). Дробные $1/3$ рефлексy отмечены на рисунке стрелками. Рефлексы, указывающих на формирование 3D рельефа на поверхности структуры при $T_s = 420 \pm 10^\circ\text{C}$, на картине ДБЭО не наблюдаются. Для структуры В ($T_s = 550 \pm 10^\circ\text{C}$) после осаждения первого монослоя Ga на картине ДБЭО происходит значительное снижение интенсивности и четкости дробных рефлексов. В потоке As_2 первый монослой GaAs вырастает гладким (рис. 3.1. (г)), и имеет реконструкцию (2×4) . Дробные $1/4$ рефлексy отмечены на рисунке стрелками. Дальнейшее увеличение количества осажденного GaAs приводит к срыву двумерного роста. При осаждении GaAs эквивалентного 2-м монослоям вещества, на картине ДБЭО появляются следы рефлексов (обозначены пунктирными линиями на рис. 3.1. (д)), обусловленных наличием на поверхности структуры ограненных 3D объектов. Увеличение толщины слоя GaAs до 3 монослоев сопровождается появлением более четко выраженных признаков огранки (рис. 3.1. (е)). При росте структуры С ($T_s = 600 \pm 10^\circ\text{C}$) осаждение первого монослоя атомов Ga, приводит к снижению интенсивности и четкости дробных рефлексов, но реконструкция (2×4) GaP наблюдается достаточно отчетливо. В потоке мышьяка происходит возрастание четкости и яркости дробных рефлексов $1/4$

(рис. 3.1. (ж)). Второй монослой GaAs вырастает гладким и имеет четкую реконструкцию (2×4) (рис. 3.1. (з)). При осаждении GaAs в количестве 3-х монослоев, на картине ДБЭО появляются следы рефлексов, обусловленных наличием на поверхности ограненных островков (пунктирные линии на рис. 3.1. (и)). При этом сохраняются рефлексy, обусловленные сверхструктурой (2×4) .

Планарные изображения GaAs/GaP гетероструктур А, В, и С в плоскости (100) , полученные методом ПЭМ, представлены на рис. 3.2. (а), (б) и (в), соответственно. На изображении структуры А КТ не наблюдаются, что согласуется с данными, полученными методом ДБЭО. На микроскопических изображениях структур В и С, в хорошем соответствии с данными, полученными методом ДБЭО, наблюдаются КТ. Плотность полученных КТ (N_{QD}) определялась путём подсчёта количества КТ, видимых на планарном изображении площадью 4 мкм^2 . Значение N_{QD} для структуры В составило $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, а для структуры С - $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$.

На рисунке 3.3. представлены распределения латеральных размеров КТ, сформированных в структурах В и С. Средний латеральный размер D_{QD} КТ в структуре В равен 20 нм, а в структуре С - 92 нм. Распределение латеральных размеров КТ в структуре В характеризуется шириной $\Delta D_{\text{QD}} = 14 \text{ нм}$, что составляет 70% от среднего размера КТ, а в структуре С - $\Delta D_{\text{QD}} = 42 \text{ нм}$, что составляет 45% от среднего размера КТ. Таким образом, уменьшение плотности КТ в структуре С, по отношению к структуре В, сопровождается увеличением их размера и уменьшением разброса по размерам.

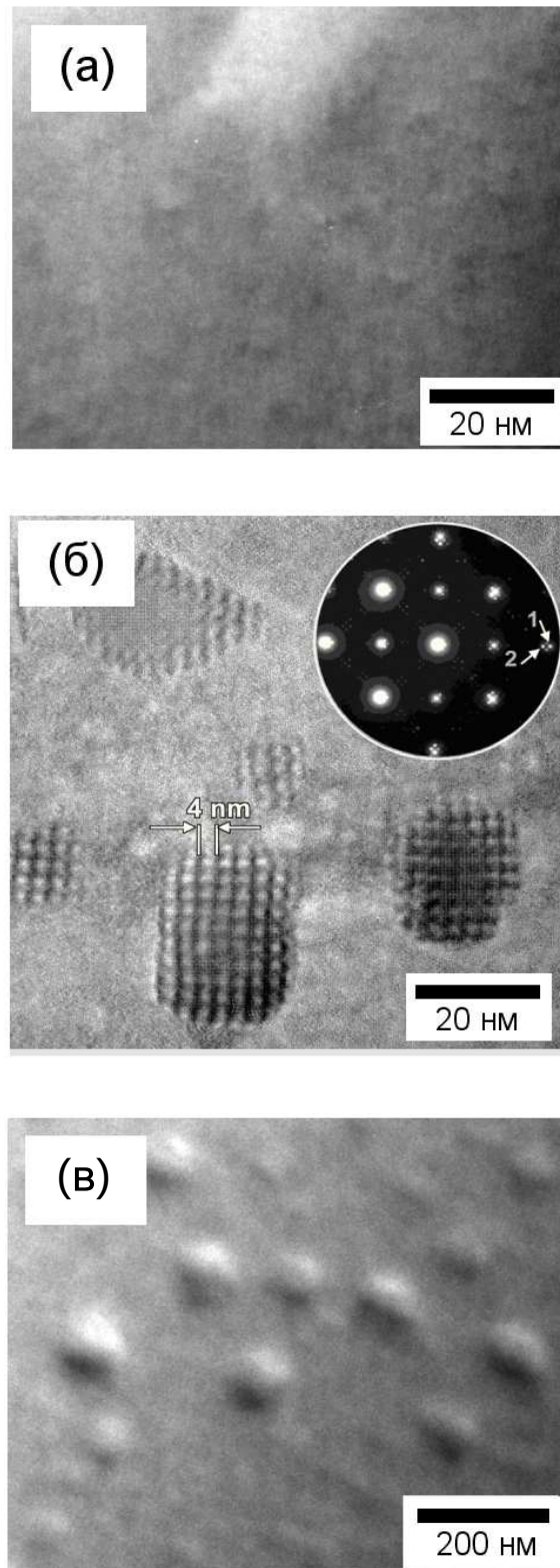


Рисунок 3.2. Планарные изображения гетероструктур GaAs/GaP в плоскости (100), полученные методом ПЭМ: (а) А ($T_s = 420 \pm 10^\circ\text{C}$), (б) В ($T_s = 550 \pm 10^\circ\text{C}$) и (в) С ($T_s = 600 \pm 10^\circ\text{C}$).

Наиболее важным отличием микроскопических изображений структур с КТ **В** и **С** является наличие муара в областях КТ на изображении структуры **В** и его отсутствие на изображении структуры **С**. Муар обусловлен интерференцией электронного пучка на плоскостях (022) и $(02-2)$, и характеризуется периодом 4 нм. Наличие муара на изображении обусловлено различием параметров решётки КТ и матрицы. Расщепление дифракционных рефлексов, помеченное на вставке к рисунку 3.2 (б) стрелочками 1 и 2, свидетельствует о том, что все КТ, попавшие в электронный пучок, характеризуются близкими значениями параметра решётки.

Спектр КРС структуры **С** представлен на рис. 3.4. Для сравнения на этом же рисунке показаны спектры КРС тестовых структур **GaP/GaP** и **GaAs/GaAs**. В спектре КРС тестовой структуры **GaP/GaP** наблюдаются полосы первого порядка и многофононного рассеяния для **GaP**. Спектры КРС структур **А** и **В** практически совпадают со спектром тестовой **GaP/GaP** структуры и поэтому не приводятся. В спектре КРС тестовой структуры **GaAs/GaAs** наблюдается полоса, обусловленная рассеянием на продольном оптическом фоне **GaAs** (LO_{GaAs}), с частотой $295,7 \text{ см}^{-1}$. Для сравнения на рисунке приведена полоса LO_{GaAs} , рассчитанная для псевдоморфно напряжённого слоя **GaAs** в матрице **GaP** в соответствии с выражением (2.9). Рассчитанный спектр КРС смещён в высокоэнергетическую область спектра относительно измеренного спектра ненапряжённого **GaAs** на величину $\Delta\omega = 19,7 \text{ см}^{-1}$. В спектре структуры **С** присутствуют те же полосы КРС, что и в спектре тестовой **GaP/GaP** структуры и, кроме того, наблюдается

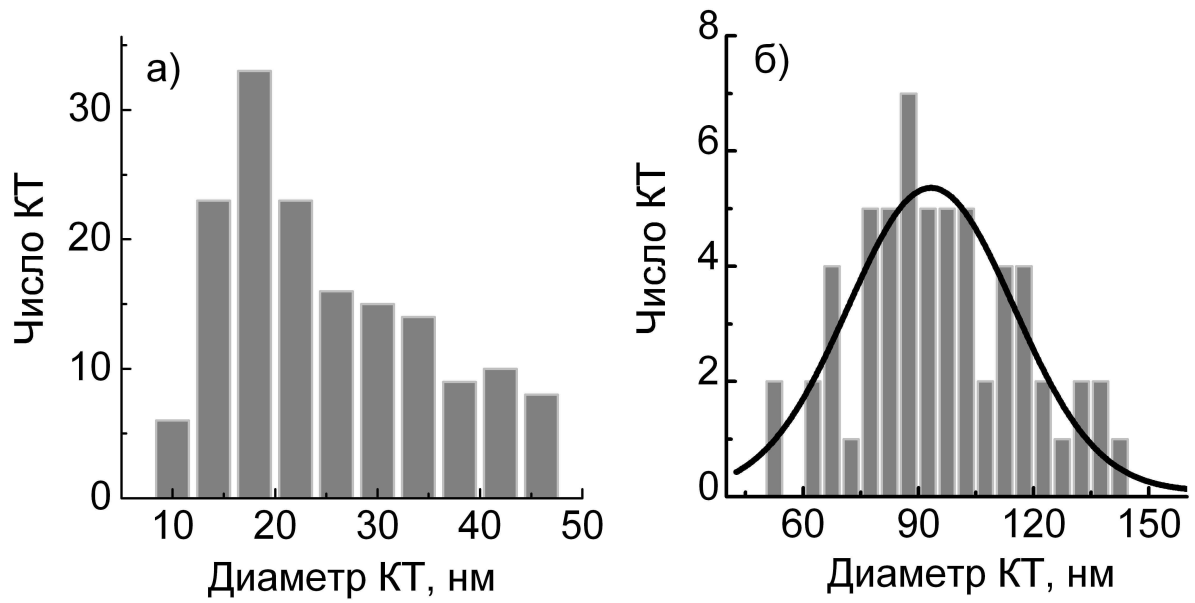


Рисунок 3.3. Распределение латеральных размеров GaAs/GaP КТ, выращенных при (а) $550 \pm 10^\circ\text{C}$; (б) $600 \pm 10^\circ\text{C}$. Сплошной линией показана аппроксимация функцией Гаусса.

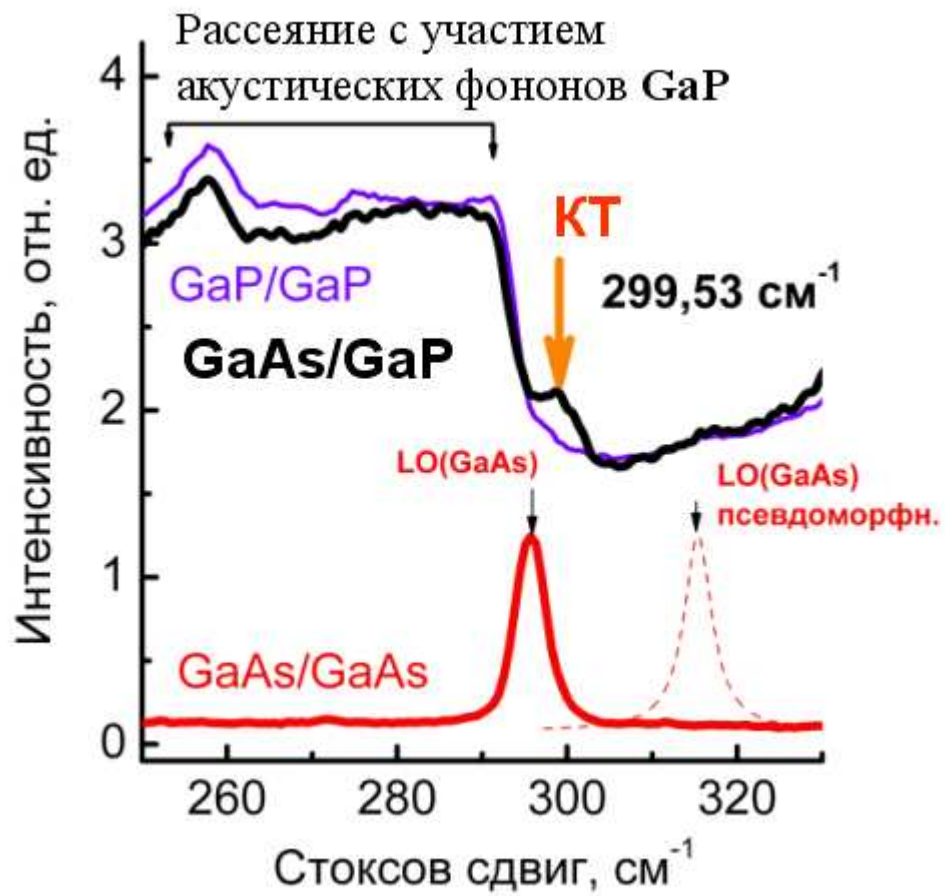


Рисунок. 3.4. Измеренные при 10 К спектры КРС GaAs/GaP структуры С, тестовой GaP/GaP структуры и тестовой GaAs/GaAs структуры. Пунктиром показано рассчитанное положение полосы КРС на продольном оптическом фоне, для псевдоморфно напряжённого слоя GaAs в матрице GaP. На спектре структуры С большой стрелкой отмечена полоса, связанная с GaAs/GaP КТ.

дополнительная полоса, выделяющаяся на фоне полос КРС, связанных с GaP. Эта полоса, отмеченная на рисунке большой стрелкой, характеризуется частотой $299,53 \text{ см}^{-1}$ и связана с КТ.

3.1.2. Обсуждение результатов

Основываясь на совокупности результатов, полученных с помощью методов ДБЭО и ПЭМ, можно заключить, что повышение температуры роста с $420 \pm 10^\circ\text{C}$ до $550 \pm 10^\circ\text{C}$ ведёт к переходу от режима двумерно-слоевого роста к режиму Странского-Крастанова, при этом формирование объёмных островков происходит уже при осаждении 2 МС GaAs. При дальнейшем повышении температуры рост гетероструктур GaAs/GaP также идет по механизму Странского-Крастанова, однако количество осажденного материала, необходимого для формирования объёмных островков, увеличивается при $600 \pm 10^\circ\text{C}$ до 3 МС.

Анализ периода муара от плоскостей (022) и (02-2), наблюдаемого на планарных изображениях КТ в структуре В, по методике, описанной в параграфе 2.2, показал, что материал, из которого состоят КТ, имеет постоянную решётки $0,564 \text{ нм}$, равную постоянной решётки ненапряжённого GaAs. Это указывает на полную релаксацию механических напряжений в GaAs/GaP КТ, выращенных при $T_s = 550 \pm 10^\circ\text{C}$. Напротив, отсутствие муара на ПЭМ изображении структуры С, выращенной при $T_s = 600 \pm 10^\circ\text{C}$ (рис. 3.2. (в)), свидетельствует о том, что КТ в этой структуре псевдоморфно напряжены. Тем не менее, частота полосы КРС, связанной с КТ в структуре С, составляет $299,53 \text{ см}^{-1}$, что

значительно меньше частоты $315,4 \text{ см}^{-1}$, рассчитанной для полосы LO_{GaAs} в псевдоморфно напряжённом слое GaAs/GaP (см. рис. 3.4.). Как уже обсуждалось в параграфе 2.2, частота фононов в кристалле чувствительна не только к величине упругих деформаций, но и к химическому составу [68]. В спектре КРС ненапряжённого твёрдого раствора $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ наблюдаются GaAs -подобная мода (LO_{GaAs}) и GaP -подобная мода (LO_{GaP}), причём с изменением состава x от 0 до 1 частота LO_{GaAs} подобной моды убывает в диапазоне значений $\approx 290 \div 270 \text{ см}^{-1}$, а частота LO_{GaP} подобной моды растёт в диапазоне значений $\approx 360 \div 400 \text{ см}^{-1}$ [68]. Наличие упругих деформаций сжатия увеличивает частоту как LO_{GaAs} , так и LO_{GaP} подобных мод, поэтому полосу с частотой $299,53 \text{ см}^{-1}$ в спектре КРС структуры С можно связать только с LO_{GaAs} подобной модой псевдоморфно напряжённого твёрдого раствора $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. Таким образом, КТ в структуре С состоят из псевдоморфно напряжённого твёрдого раствора $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$.

Определение состава твёрдого раствора x , из которого состоят КТ, проведено в соответствии с методикой, описанной в параграфе 2.2. Следуя приближению, описанному в [69] и учитывая, что вертикальный размер КТ по данным электронной микроскопии составляет 5 нм, мы оценили $\Delta\omega_{\text{conf}} = -4 \text{ см}^{-1}$. Подставляя в выражение (2.13) значения параметров $\beta = -25,5 \text{ см}^{-1}$ [68,83], $\alpha_{\text{ph}} = -2,3$ [68], $\varepsilon_{xx} = -0,037$ [31] и принимая во внимание ширину полосы КРС, связанной с рассеянием на КТ $\Delta\omega = 5 \text{ см}^{-1}$, мы определили состав твёрдого раствора $x = 0,32 \pm 0,05$.

Таким образом, при одинаковом количестве высаженного GaAs повышение температуры роста приводит к кардинальному изменению строения Ga(As,P)/GaP гетероструктур. Для того, чтобы объяснить наблюдаемую температурную зависимость строения гетероструктур необходимо разобраться, как зависят от температуры механизмы, управляющие формированием КТ.

Как известно, основной движущей силой перехода от двумерного роста к трёхмерному росту (2D-3D переход) является упругая релаксация в процессе формирования островков [84-88]. Формирование островков возможно только по достижению некоторого критического значения упругой энергии, запасённой в растущем слое [89-91]. Величина упругой энергии определяется рассогласованием параметров решёток осаждаемого материала и материала подложки, а также толщиной растущего напряжённого слоя. Таким образом, есть некоторая критическая толщина напряжённого слоя (h_c), соответствующая критическому уровню упругой энергии при заданном рассогласовании параметров решёток [89-91]. Формирование островка начинается при достижении напряжённым слоем локальной толщины, равной критическому значению h_c . Локальная толщина слоя увеличивается с возрастанием количества адатомов, которые могут собраться в данном месте ростовой поверхности. Количество таких адатомов возрастает с ростом длины поверхностной диффузии (L_D), которая увеличивается с повышением температуры эпитаксии [90, 92-95]. Иными словами, при заданном рассогласовании параметров решеток увеличение температуры эпитаксии приводит к уменьшению количества осаждаемого материала, необходимого для запуска процесса формирования

островков, что и наблюдается в гетеросистемах **Ge/Si** [92,96] и **InAs/GaAs** [89,97]. Дальнейшее увеличение длины поверхностной диффузии L_D ведёт к росту среднего размера островков и уменьшению их плотности [89,92,96-99]. Необходимо, однако, отметить, что увеличение температуры роста может повлечь за собой не только увеличение длины диффузии адатомов, но и привести к перемешиванию осаждаемого материала с материалом подложки (в результате такого перемешивания растущий слой представляет собой твердый раствор). Рассогласование параметров решёток растущего слоя и подложки уменьшается, а это приводит к возрастанию критической толщины h_c и, следовательно, количества материала, после осаждения которого начинается формирование островков.

Принимая во внимание параметры гетеросистемы **GaAs/GaP**, мы предложили простую качественную модель, описывающую температурную зависимость строения гетероструктур **Ga(As,P)/GaP**. Процессы формирования гетероструктур при различных температурах в рамках этой модели схематично изображены на рисунке 3.5. При низкой ростовой температуре длина поверхностной диффузии мала. Поэтому осаждение 3 МС **GaAs** не приводит к достижению критической толщины растущего слоя, при которой начинают формироваться островки и наблюдается двумерный рост **GaAs** слоя (структура А, $T_S = 420 \pm 10^\circ\text{C}$). С увеличением температуры роста происходит увеличение длины диффузии, поэтому при повышении T_S количество высаженного **GaAs**, необходимое для достижения критической толщины, при которой начинают формироваться островки, уменьшается. При $T_S = 550 \pm 10^\circ\text{C}$ (структура В) островки формируются уже при

осаждении 2-х монослоёв GaAs. Дальнейшее осаждение GaAs ведёт к увеличению размера островков, и, следовательно, к росту напряжений в них [92]. Как только напряжения достигают критического уровня, происходит ввод дислокаций несоответствия [100]. Параметр решётки полностью релаксированных КТ в структуре В равен параметру решётки ненапряжённого GaAs, что указывает на отсутствие перемешивания материалов вплоть до $T_s = 550 \pm 10^\circ\text{C}$. Повышение температуры роста свыше 550°C ведёт к перемешиванию GaAs и GaP, и островки, полученные при высокой температуре, состоят из твёрдого раствора GaAsP (структура С, $T_s = 600 \pm 10^\circ\text{C}$). Увеличение состава твёрдого раствора с ростом T_s ведёт к уменьшению рассогласования параметров решётки растущего слоя и матрицы. В результате возрастает количество осаждённого GaAs, необходимое для запуска формирования островков. В то же время, уменьшение рассогласования параметров решётки снижает напряжения в КТ, что предотвращает ввод дислокаций в КТ. Таким образом, несмотря на увеличение длины поверхностной диффузии адатомов с ростом T_s , проявляющееся как уменьшение плотности массива КТ и увеличение среднего диаметра КТ, при повышенных температурах роста строение Ga(As,P)/GaP гетероструктур определяется перемешиванием материалов.

В литературе обсуждается два возможных механизма перемешивания материалов в процессе самоорганизации КТ: диффузия из подложки и латеральная поверхностная диффузия адатомов [101-103]. Особенности рассматриваемой гетеросистемы определяют доминирующий механизм

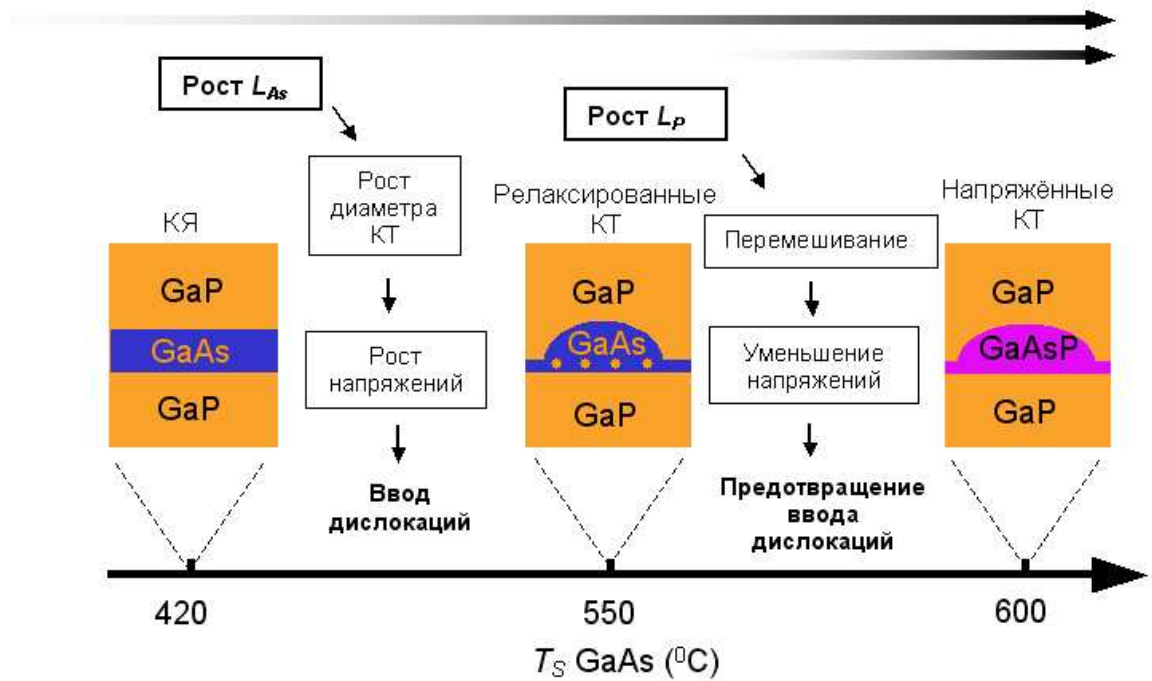


Рис. 3.5. Схематичное изображение процессов, определяющих зависимость строения GaAs/GaP гетероструктур от температуры роста при одинаковой толщине осажденного слоя GaAs, эквивалентного 3-м монослоям вещества.

перемешивания. Поскольку атомная связь **Ga-P** значительно сильнее, чем связь **Ga-As** [104], для гетеросистемы **GaAs/GaP** в температурном диапазоне **400-600⁰С** объёмная диффузия подавлена, и основным механизмом перемешивания материалов является поверхностная диффузия адатомов в процессе формирования островков. В этом случае состав твердого раствора, из которого формируются КТ, определяется соотношением между длиной диффузии адатомов мышьяка (L_{As}) и фосфора (L_P). В работах [105,106] показано, что в диапазоне температур **530-600⁰С** L_P значительно меньше, чем L_{As} , что хорошо согласуется с нашими экспериментальными данными: малое значение L_P приводит к отсутствию перемешивания при низких температурах.

§ 3.2. Структура квантовых ям и квантовых точек **GaSb/GaP**

Параграф посвящен изучению строения гетероструктур, сформированных методом МЛЭ в системе **GaSb/GaP**.

3.2.1. **GaSb/GaP** гетероструктуры, сформированные на подложках **GaP**

Полученные методом ПЭМ, планарное изображение и поперечное сечение **GaSb/GaP** гетероструктуры, выращенной на подложке **GaP** представлены на рисунке 3.6 (а) и (б), соответственно. Как видно из рисунка, в структурах формируется массив псевдоморфно напряженных КТ,

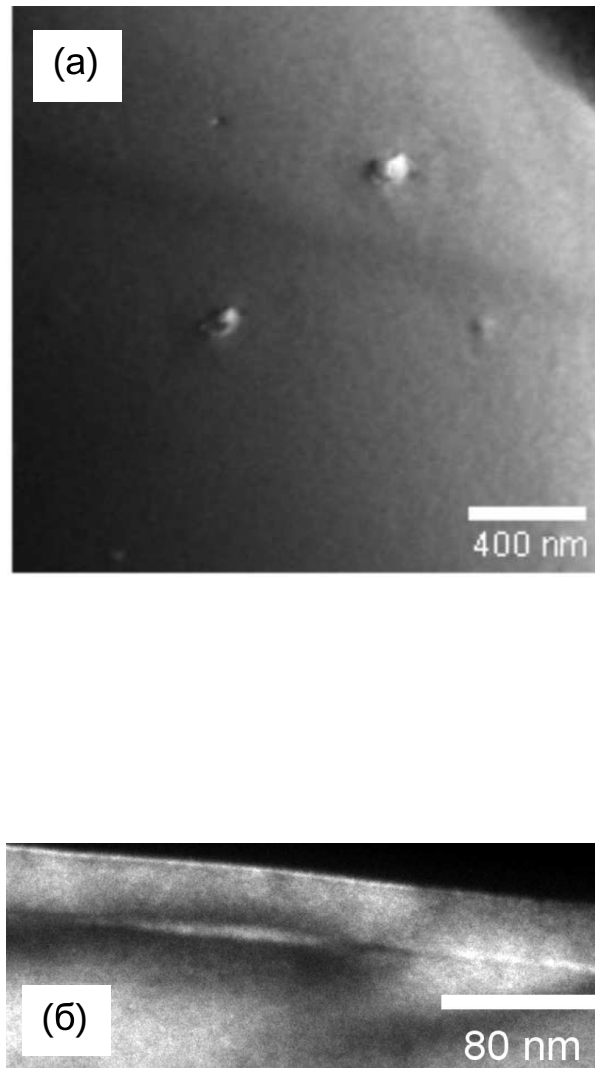


Рисунок 3.6. Полученные методом ПЭМ планарное изображение (а) и поперечное сечение (б) GaSb/GaP гетероструктуры, выращенной на подложке GaP.

характеризуемый малой плотностью (меньше 10^8 см^{-2}) и диаметром КТ $\sim 80 \div 100$ нм. Анализ поперечного сечения гетероструктуры с КТ показывает, что в основании массива КТ лежит смачивающий слой – тонкая КЯ. Малая плотность массива КТ свидетельствует о большой длине поверхностной диффузии адатомов (порядка расстояния между КТ) [89, 92, 96-99]. Таким образом, небольшая неоднородность рельефа ростовой поверхности на GaP ($< 1\text{-}2$ нм, как это показано во второй главе) не препятствует поверхностной диффузии. Отсутствие муара и дислокаций (рис. 3.6) для КТ, сформированных в гетеросистеме с большим рассогласованием постоянных решетки, свидетельствуют о том, что КТ состоят из твердого раствора $\text{GaSb}_{1-x}\text{P}_x$. Действительно, формирование КТ из твёрдого раствора приводит к уменьшению рассогласования параметров решётки материалов КТ и матрицы, поэтому механические напряжения в КТ становятся ниже порога введения дислокаций. На рисунке 3.7. представлены спектры ФЛ GaSb/GaP гетероструктур, выращенных на GaP подложке при температуре $420 \pm 10^\circ\text{C}$ и $470 \pm 10^\circ\text{C}$. Увеличение температуры эпитаксии, а, следовательно, и длины поверхностной диффузии адатомов, ведёт к смещению полосы ФЛ в коротковолновую область спектра, несмотря на увеличение размеров КТ. Это смещение свидетельствует об увеличении доли фосфора в составе твердого раствора, из которого формируются КТ, с повышением температуры эпитаксии.

Связь между атомами Ga и P значительно сильнее, чем между атомами Ga и Sb [104], поэтому в гетеросистеме GaSb/GaP объёмный механизм перемешивания материалов подавлен, и основным механизмом перемешивания

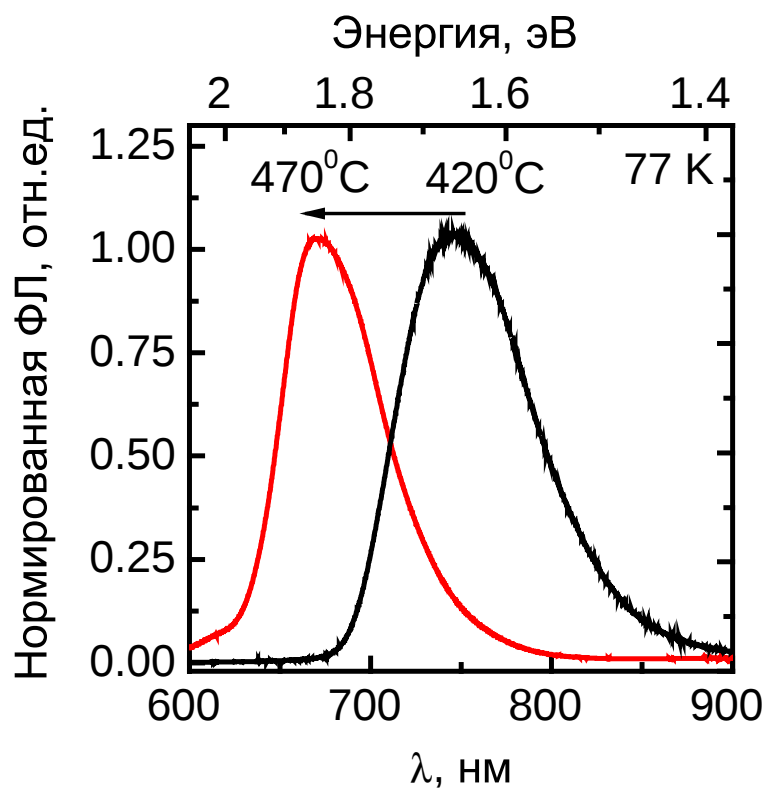


Рисунок. 3.7. Спектры стационарной ФЛ GaSb/GaP гетероструктур, выращенных при $420 \pm 10^\circ\text{C}$ и $470 \pm 10^\circ\text{C}$, измеренные при 77 К.

является поверхностная диффузия [101-103]. Следовательно, перемешивание GaSb и GaP, приводящее к формированию КТ из твёрдого раствора GaSbP, происходит в процессе поверхностной диффузии.

3.2.2. GaSb/GaP гетероструктуры, полученные на ростовой поверхности с развитым рельефом

В параграфе описано формирование GaSb/GaP КТ в условиях ограниченной поверхностной диффузии адатомов. Для ограничения поверхностной диффузии гетероструктуры формировались на поверхности с развитым рельефом, получение которой описано во второй главе. Полученные методом ПЭМ планарные изображения и поперечные сечения гетероструктуры с GaSb/GaP КТ представлены на рисунке 3.8. Как видно из рисунка, осаждение GaSb на поверхность GaP с развитым рельефом ведёт к формированию массива КТ, характеризуемого плотностью $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ и диаметрами $\sim 15 \div 60 \text{ нм}$ (рисунок 3.8 (а), (б)), с лежащим в основании смачивающим слоем (рисунок 3.8 (в)). Сильное уменьшение среднего расстояния между КТ и размеров КТ при росте на поверхности с развитым рельефом подтверждает ограничение диффузии адатомов по такой поверхности. Планарное изображение структуры с КТ (рис. 3.8. (б)) характеризуется муаром, обусловленным интерференцией электронного пучка на плоскостях (022) и (02-2), и характеризуемого периодом 1,9 нм. Наличие муара на изображении указывает на отличие параметров решётки КТ и матрицы. Анализ периода муара по методике, описанной в параграфе 2.2, показал, что материал КТ имеет постоянную

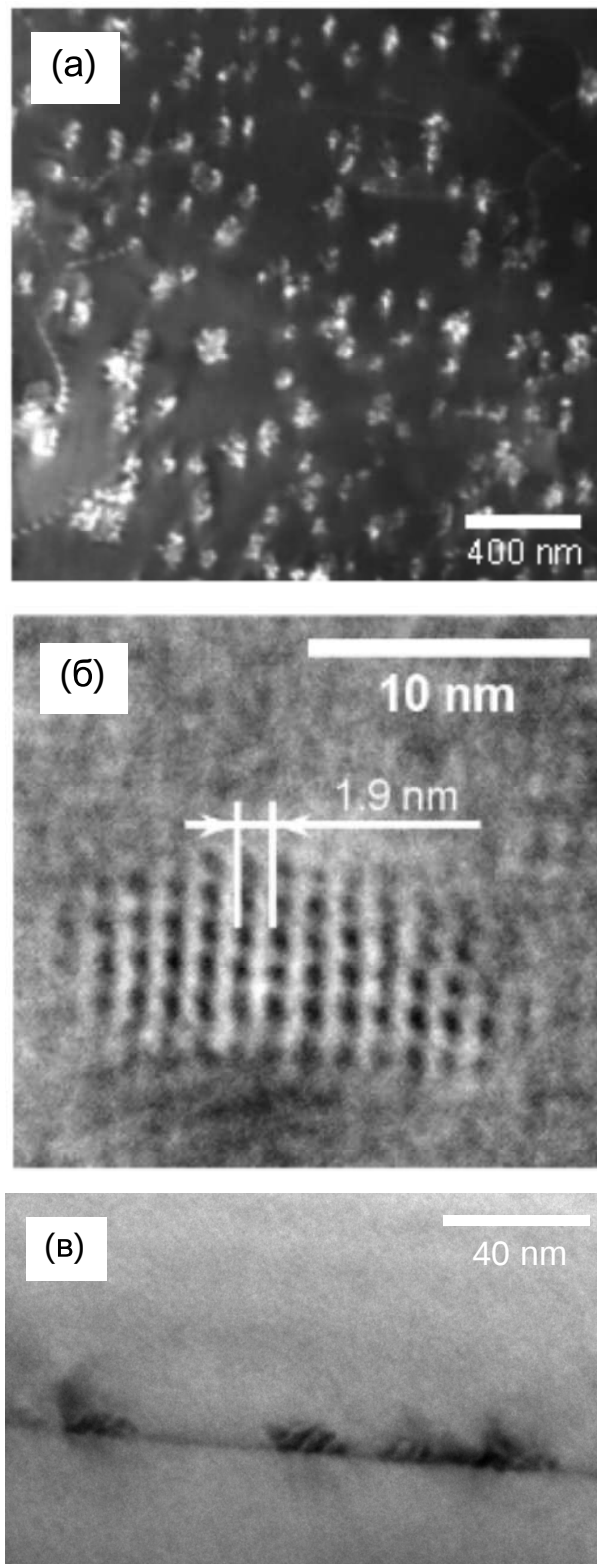


Рисунок 3.8. Полученные методом ПЭМ планарные изображения (а), (б) и поперечное сечение (в) GaSb/GaP гетероструктур, выращенных на поверхности GaP с развитым рельефом.

решётки $0,609$ нм, равную постоянной решётки ненапряжённого GaSb. Это указывает на то, что механические напряжения в КТ, выращенных на поверхности с развитым рельефом, полностью релаксировали, и что они состоят из ненапряжённого GaSb. Отсутствие перемешивания материалов при формировании КТ подтверждает подавление диффузии адатомов по поверхности с развитым рельефом.

§ 3.3. Механизм релаксации напряжений в гетероструктурах с КТ GaAs/GaP и GaSb/GaP

Как показано в параграфах 3.1 и 3.2, при определённых условиях в гетеросистемах GaAs/GaP и GaSb/GaP происходит формирование КТ с полностью релаксированными механическими напряжениями. Релаксация механических напряжений в гетероструктурах с КТ может происходить за счёт введения дислокаций несоответствия (прорастающих и/или краевых) [107].

Для определения типа вводимых в структуру дислокаций несоответствия были измерены темнопольные изображения структур с ненапряжёнными GaSb/GaP КТ, полученные в азимуте (100) при различных векторах дифракции $\vec{g}=[022]$ и $\vec{g}=[02\bar{2}]$, представленные на рисунках 3.9 (а) и (б), соответственно. На обоих изображениях наблюдается контраст, обусловленный дислокациями, для которых выполняется условие наблюдения $(\vec{g} \cdot \vec{b} \neq 0)$. Как видно из рисунков, дислокации залегают во взаимно перпендикулярных направлениях $[01\bar{1}]$ (а), $[011]$ (б). Подобные дислокации называются ломеровскими [67]. Период следования

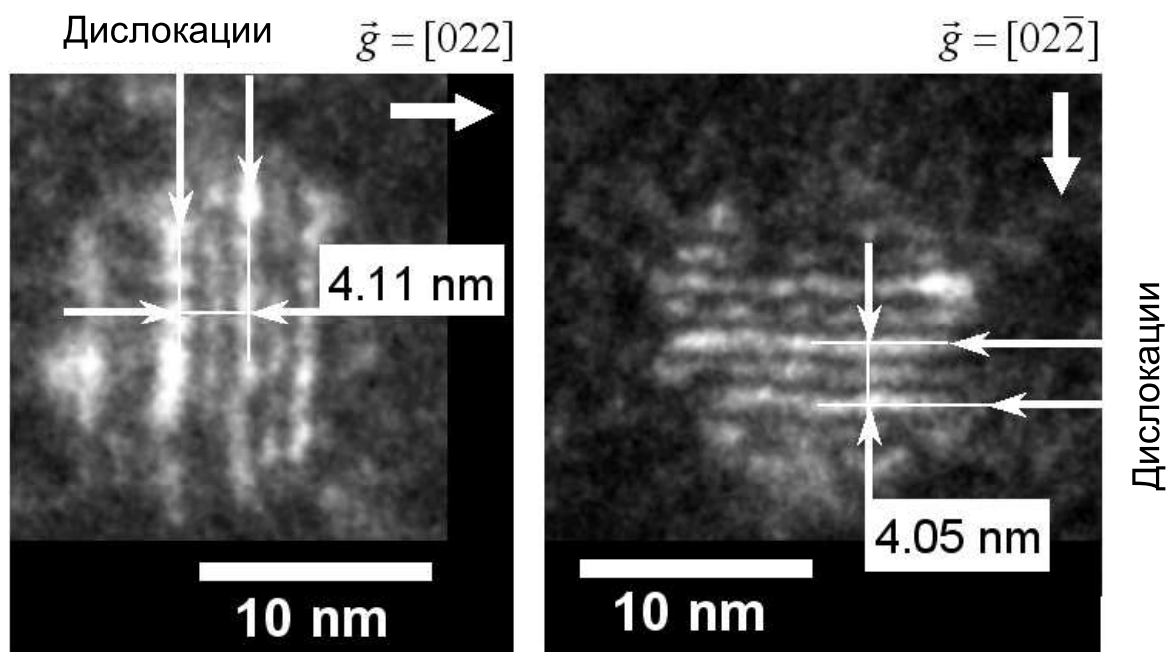


Рисунок 3.9. Темнопольное изображение структуры с релаксированными GaSb/GaP КТ. Вектор дифракции (а) $\vec{g} = [022]$, (б) $\vec{g} = [02\bar{2}]$. Наблюдается контраст, обусловленный дислокациями несоответствия, залегающих в направлении (а) $[01\bar{1}]$ и характеризуемый периодом 4.11 нм, и (б) в направлении $[011]$ и характеризуемый периодом 4.05 нм.

дислокаций составляет $P_{dis}^{01\bar{1}} = 4.11$ нм (а) и $P_{dis}^{011} = 4.05$ нм (б).

Таким образом, можно утверждать, что в процессе релаксации напряжений ввелась сетка краевых ломеровских дислокаций, расположенная в плоскости (100). В соответствии с методикой, описанной в параграфе 2.2, принимая во внимание, что величина краевой компоненты вектора Бюргерса ломеровской дислокации равна [67]:

$$b_e^L = \frac{a}{\sqrt{2}} \quad (3.1),$$

где a – параметр решётки. Используя методику, описанную во второй главе, мы рассчитали величину пластической деформации в КТ $\delta = 0,1055$. Деформация практически совпадает с величиной рассогласования GaSb и GaP по параметру решётки $f_{\text{GaSb-GaP}} = 0,1050$. Таким образом, все механические напряжения в КТ релаксировали за счёт введения сетки ломеровских дислокаций. В GaAs/GaP КТ пластическая релаксация проходит аналогично.

Считается, что ввод дислокаций несоответствия, сопровождающий релаксацию механических напряжений в КТ, приводит к сильному возрастанию темпа безызлучательной рекомбинации.

Спектры стационарной ФЛ гетероструктур с полностью релаксированными GaAs/GaP и GaSb/GaP КТ и тестовыми структурами, содержащими слой GaP/GaP без КТ, представлены на рисунке 3.10 (а) и (б), соответственно. В спектре ФЛ тестовой GaP/GaP структуры присутствует полоса SI (см. § 2.3.), связанная с донорно-акцепторной рекомбинацией [64]. В спектре ФЛ тестовой GaP/GaAs структуры присутствует полоса, связанная с рекомбинацией

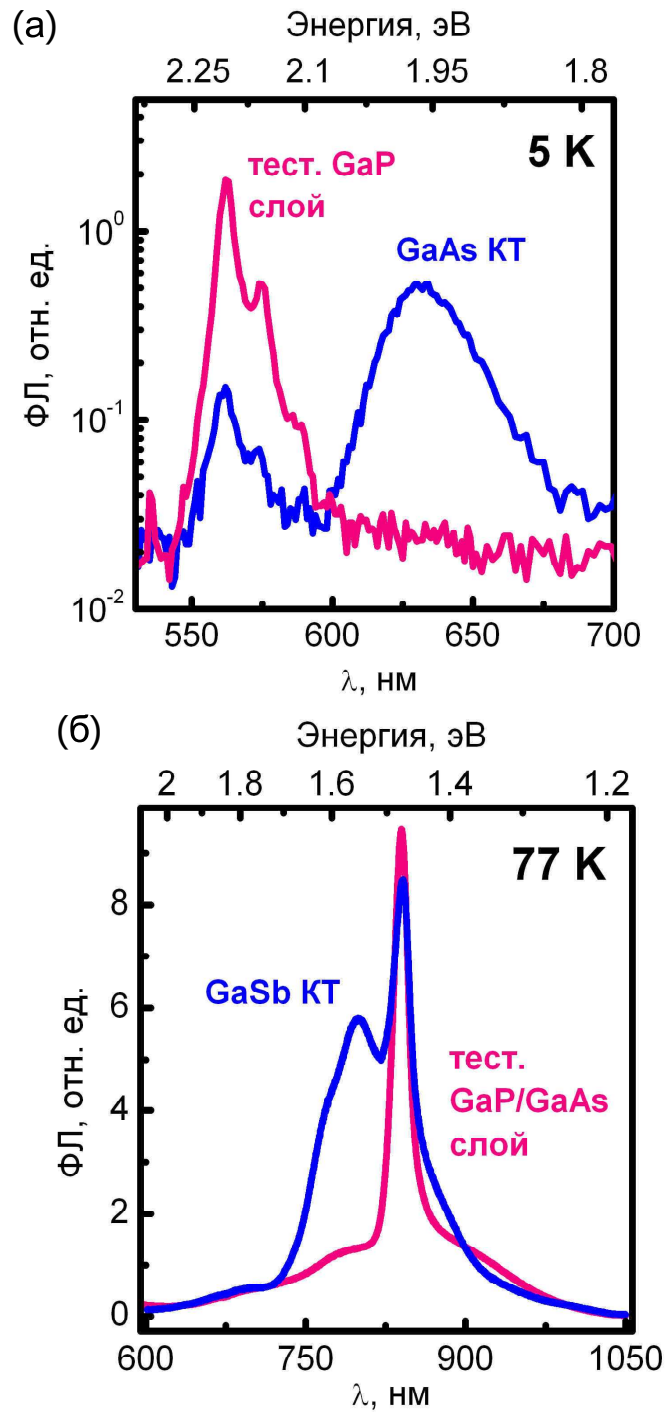


Рисунок 3.10. Сравнение спектров ФЛ структур, содержащих (а) GaAs/GaP и (б) GaSb/GaP КТ с полной релаксацией механических напряжений, и тестовых структур.

в **GaAs** подложке (рис. 3.10 (б)). В спектрах структур с КТ появляются дополнительные полосы ФЛ, связанные с рекомбинацией экситонов в **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ. Интегральные интенсивности спектров ФЛ тестовых структур и структур с КТ сравнимы, что позволяет делать вывод о высокой эффективности излучательной рекомбинации в **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ с полной релаксацией механических напряжений. Следовательно, релаксация механических напряжений в КТ, проходящая за счёт введения дислокаций, не сопровождается образованием центров безызлучательной рекомбинации. В работах [108-111] было теоретически и экспериментально продемонстрировано, что ядро ломеровской дислокации в **Si**, **Ge** и соединениях **A3-B5** со структурой сфалерита не содержит «оборванных» атомных связей, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации. Низкая концентрация центров безызлучательной рекомбинации в **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** структурах, содержащих КТ с полной релаксацией механических напряжений, свидетельствует в пользу того, что релаксация напряжений в исследуемых КТ идёт за счёт введения сетки ломеровских дислокаций.

§ 3.4. Результаты и выводы к третьей главе

1. Показано, что в зависимости от температуры эпитаксии осаждение 3-х монослоёв **GaAs** на подложку **GaP** ориентации (001) позволяет формировать гетероструктуры с:

- (i) псевдоморфно напряженными КЯ, состоящими из ненапряженного **GaAs**, при низких температурах $T_s = 420 \pm 10^\circ\text{C}$;
- (ii) КТ, состоящими из ненапряженного **GaAs**, при $T_s = 550 \pm 10^\circ\text{C}$ и
- (iii) псевдоморфно напряженными КТ,

состоящими из твердого раствора $\text{GaAs}_{0.68\pm0.05}\text{P}_{0.32\pm0.05}$, при $T_s = 600\pm10^\circ\text{C}$.

2. Обнаружено, что, несмотря на значительное рассогласование параметров решеток GaSb и GaP (10,5%), в гетероструктурах GaSb/GaP, выращенных на подложках GaP ориентации (001) в диапазоне температур $T_s = 420^\circ\text{C}\div470^\circ\text{C}$, формируются массивы псевдоморфно напряженных КТ $\text{GaSb}_{1-x}\text{P}_x$, расположенные на смачивающем слое, представляющем собой тонкую КЯ.

3. Установлено, что в гетероструктурах GaSb/GaP, выращенных при температуре $T_s = 450\pm10^\circ\text{C}$ на подложках GaP ориентации (001) с развитым рельефом, ограничивающим диффузию адатомов расстояниями ~ 100 нм, формируются КТ с полной релаксацией механических напряжений, состоящие из ненапряженного GaSb.

4. Релаксация механических напряжений в GaAs/GaP и GaSb/GaP КТ идёт за счёт ведения сетки ломеровских дислокаций и не приводит к возрастанию темпа безызлучательной рекомбинации в структурах.

Глава 4. Энергетический спектр GaAs/GaP и GaSb/GaP гетероструктур

Как уже обсуждалось во второй главе диссертации, механические напряжения оказывают значительное влияние на положение энергетических зон полупроводниковых гетероструктур. Этим вызваны значительные отличия энергетического спектра КТ с полной релаксацией механических напряжений от энергетического спектра псевдоморфно напряжённых гетероструктур. В данной главе рассматривается энергетический спектр: (i) GaAs/GaP и GaSb/GaP КТ с полной релаксацией механических напряжений и (ii) псевдоморфно напряжённых Ga(As,P)/GaP и Ga(Sb,P)/GaP КЯ и КТ.

§ 4.1. Энергетический спектр GaAs/GaP и GaSb/GaP квантовых точек с полной релаксацией механических напряжений

Для определения рода энергетического спектра КТ использовалась описанная во второй главе методика, основанная на измерении интенсивностной зависимости положения максимума полосы экситонной ФЛ. Спектры стационарной ФЛ гетероструктур с GaAs/GaP и GaSb/GaP КТ, измеренные при различных плотностях мощности возбуждения P_{ex} , приведены на рис. 4.1. Спектр GaAs/GaP структуры (рис. 4.1 (а)) состоит из полосы ФЛ, связанной с рекомбинацией экситонов в КТ. Как было показано во второй главе диссертации, при плотностях мощности возбуждения $P_{ex} > 0.26$ Вт/см² ФЛ GaP подложки перекрывает ФЛ GaAs/GaP

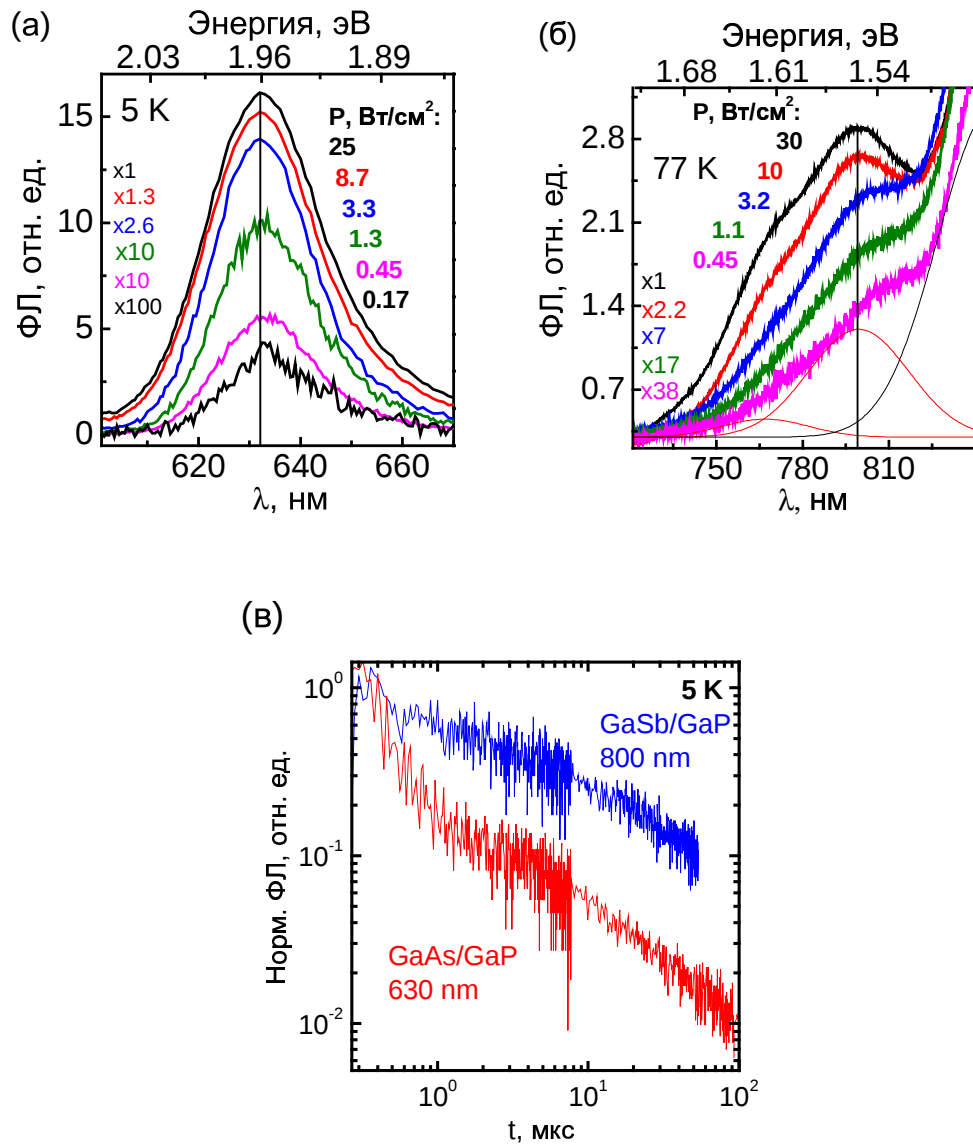


Рисунок 4.1. Спектры стационарной ФЛ структуры, содержащей (а) GaAs/GaP КТ, (б) GaSb/GaP КТ с полной релаксацией механических напряжений, измеренные при различных плотностях мощности возбуждения. (в) Кинетика затухания ФЛ структур, содержащих GaAs/GaP и GaSb/GaP КТ с полной релаксацией механических напряжений, измеренная на длинах волн, соответствующих максимуму полос ФЛ. Температура измерения составляла 5 К.

гетероструктур, поэтому для корректного анализа смещения полосы ФЛ КТ в зависимости от плотности мощности возбуждения было проведено разложение полученных спектров ФЛ на составляющие и выделена полоса ФЛ, связанная с **GaAs/GaP** гетероструктурой. Спектр **GaSb/GaP** структуры (рис. 4.1 (б)) также состоит из сильно перекрывающихся полос, связанных с рекомбинацией в КТ и в **GaAs** подложке. Аналогично случаю с **GaAs/GaP** структурой было проведено разложение спектра на составляющие и выделена полоса, связанная с рекомбинацией экситонов в КТ. Анализ спектрального положения полос ФЛ, связанных с рекомбинацией в **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ, показал, что полосы не испытывают заметного смещения при изменении плотности мощности возбуждения почти на 2 порядка величины. Это позволяет отнести **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ с полной релаксацией механических напряжений к гетероструктурам первого рода.

Нормированные кривые затухания ФЛ для структур, содержащих **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ с полной релаксацией механических напряжений, измеренные на длинах волн, соответствующих максимумам полос ФЛ, представлены на рисунке 4.1 (в). Кинетика ФЛ неэкспоненциальна и описывается законом, близким к $1/t^\alpha$. Неэкспоненциальность затухания экситонной ФЛ в массиве КТ связана с тем, что при измерении кинетики затухания ФЛ мы наблюдаем сумму различных экспоненциальных кривых затухания ФЛ экситонов, излучающих на одной длине волны, но локализованных в КТ различного размера и состава, с разными временами излучательной рекомбинации [112]. Несмотря на то, что исследуемые КТ имеют энергетическое строение первого рода

(рекомбинирующие носители заряда локализованы в одной области пространства), ФЛ наблюдается даже спустя время порядка **100** мкс после импульса возбуждения. Это значительно дольше, чем время жизни экситона в прямозонных гетероструктурах первого рода (таких как **(In,Ga)As/GaAs**), которое составляет порядка **1** нс [32]. Лежащее в микросекундном диапазоне времен затухание экситонной ФЛ КТ **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** первого рода с полной релаксацией механических напряжений свидетельствует о том, что основное электронное состояние КТ принадлежит боковой долине зоны проводимости **GaAs** и **GaSb**, соответственно. Поскольку квазиимпульс экситона, составленного из электрона, принадлежащего в боковой долине зоны проводимости и дырки, находящейся в центре зоны Бриллюэна, существенно больше, чем импульс фотона с такой же энергией, закон сохранения квазиимпульса накладывает ограничения на излучательную рекомбинацию экситонов в таких структурах. Как это было продемонстрировано ранее, для **InAs/AlAs** КЯ и КТ первого рода с непрямой запрещённой зоной, выполнение закона сохранения квазиимпульса в процессе излучательной рекомбинации может идти либо за счёт взаимодействия экситона с фононами, либо за счёт взаимодействия экситона с гетерограницей КТ/матрица [38,112]. Оба эти механизма рекомбинации приводят к длительным временам затухания экситонной ФЛ.

Для выяснения того, какой боковой долине зоны проводимости принадлежит основное электронное состояние в **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ с полной релаксацией механических напряжений, были проведены расчёты структуры

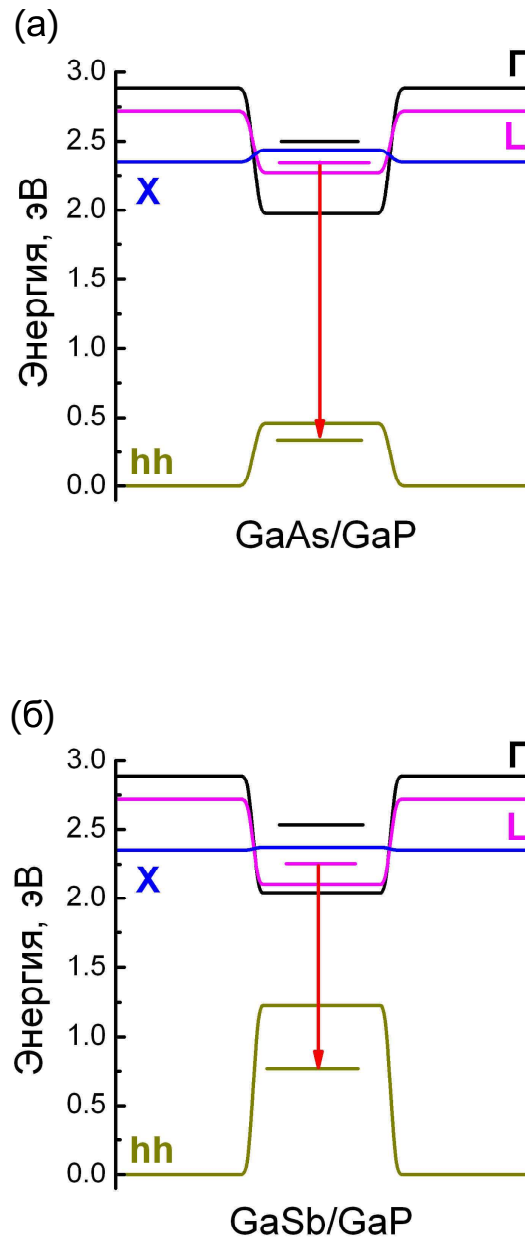


Рисунок 4.2. Результаты расчёта зонных диаграмм гетероструктур и (а) GaAs/GaP и (б) GaSb/GaP КТ с полной релаксацией механических напряжений. Стрелкой отмечены состояния, участвующие в излучательных переходах.

энергетических зон КТ **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** без учёта влияния механических напряжений. Результаты расчётов представлены на рисунке 4.2. Поскольку основное дырочное состояние в таких КТ принадлежит зоне тяжёлых дырок, зоны лёгких и спин-отщеплённых дырок на рисунке не приведены. Как видно из рисунка, энергетическая структура первого рода в **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ с полной релаксацией механических напряжений может реализоваться в случае, если основное электронное состояние будет принадлежать либо Γ долине, либо L долине зоны проводимости **GaAs** и **GaSb**, соответственно. Как показывают наши эксперименты, основное электронное состояние в полученных КТ принадлежит боковой долине зоны проводимости, т.е., в соответствии с расчётами, L долине **GaAs** и **GaSb**. В процессе излучательной рекомбинации участвуют электрон из L долины зоны проводимости и тяжёлая дырка из валентной зоны. Как видно из рисунка 4.2, смещение уровней размерного квантования вследствие изменения размеров КТ может привести к тому, что основным электронным состоянием КТ станет Γ состояние. Расчёты показывают, что КТ с высотой больше 3 нм, имеют прямую запрещённую зону.

§ 4.2. Энергетический спектр псевдоморфно напряжённых **Ga(As,P)/GaP** и **GaSbP/GaP** гетероструктур

Экспериментальное исследование энергетического спектра псевдоморфно напряжённых **Ga(As,P)/GaP** и **GaSbP/GaP** гетероструктур основывается на том же принципе, что и в случае КТ с полной релаксацией механических напряжений, - анализе спектрального смещения полосы ФЛ, связанной с

рекомбинацией в гетероструктурах. Расчёт зонных диаграмм проведён с учётом влияния упругих деформаций на положение энергетических зон.

4.2.1. Фотолюминесценция псевдоморфно напряжённых Ga(As,P)/GaP гетероструктур

Спектры стационарной ФЛ гетероструктур с псевдоморфно напряжёнными GaAs/GaP КЯ (структура А) и $\text{GaAs}_{0.68 \pm 0.05}\text{P}_{0.32 \pm 0.05}/\text{GaP}$ КТ (структура С), измеренные при различных плотностях мощности возбуждения P_{ex} , приведены на рис. 4.3 (а) и (б). Для корректного анализа смещения полос ФЛ в зависимости от плотности мощности возбуждения необходим учёт полос примесной ФЛ, связанной с GaP подложкой. Было проведено разложение полученных спектров ФЛ Ga(As,P)/GaP гетероструктур на составляющие и выделены полосы ФЛ, связанные с рекомбинацией в КТ и КЯ. Анализ спектрального положения этих полос ФЛ показал, что при изменении плотности мощности возбуждения почти на 2 порядка величины полосы демонстрируют «синее» смещение, пропорциональное корню кубическому от P_{ex} . Это позволяет отнести псевдоморфно напряжённые GaAs/GaP КЯ и $\text{GaAs}_{0.68 \pm 0.05}\text{P}_{0.32 \pm 0.05}/\text{GaP}$ КТ к гетероструктурам второго рода [33-35].

4.2.2. Расчёты энергетического спектра псевдоморфно напряжённых Ga(As,P)/GaP КЯ и КТ

Для выяснения того, какой боковой долине зоны проводимости принадлежит основное электронное состояние в

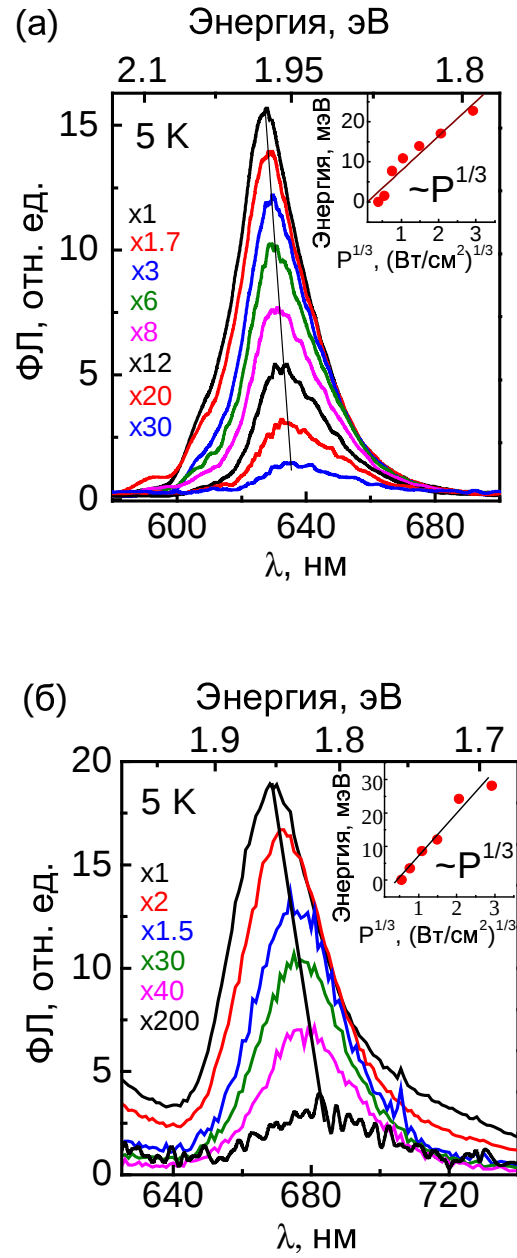


Рисунок 4.3. Спектры стационарной ФЛ структур (а) А и (б) С, измеренные при различных плотностях мощности возбуждения ($0,014 \div 25 \text{ Вт/см}^2$).

псевдоморфно напряжённых $\text{Ga}(\text{As}, \text{P})/\text{GaP}$ гетероструктурах были проведены расчёты их энергетического спектра с учётом особенностей строения.

Псевдоморфно напряженная квантовая яма GaAs/GaP . Для расчета энергетического спектра GaAs/GaP КЯ задавалась как псевдоморфно напряжённый слой GaAs с резкими границами. Это приближение обоснованно, поскольку анализ структуры КЯ демонстрирует отсутствие перемешивания GaAs и GaP . При расчете учитывалось влияние механических напряжений на положение энергетических зон. Используемые в расчетах зонной структуры параметры GaAs и GaP приведены в таблице 1. К сожалению, помимо хорошо определенных параметров GaAs и GaP , таких как постоянные решетки, упругие постоянные, спин-орбитальное расщепление валентной зоны, деформационные потенциалы и ширины запрещенных зон в Γ , X и L минимумах зоны Бриллюэна, имеется важный параметр, значение которого определено не достаточно точно. Таким параметром является разрыв валентных зон (VBO) на гетерогранице GaAs/GaP (под VBO понимается усреднённое значение разрыва зон тяжёлых, лёгких и спин-отщеплённых дырок [42]). Приведенные в литературе данные для значения VBO лежат в диапазоне $0,34 \div 0,74$ эВ [31, 45, 46, 113, 114], поэтому расчеты энергетического спектра GaAs/GaP КЯ проводились для различных значений этого параметра. Результаты расчёта энергетического спектра КЯ толщиной 3 нм при значении VBO , равном 0,343, 0,470 и 0,743 эВ, представлены на рис. 4.4 (а), (б) и (в), соответственно. При всех рассматриваемых значениях VBO нижнее дырочное состояние в КЯ принадлежит зоне тяжёлых дырок, поэтому структура и

Таблица 1. Зонные параметры GaSb, GaAs и GaP

Параметр	GaSb	GaAs	GaP
a , Å	6.0959 ^a	5.5632 ^a	5.4505 ^a
C_{11} , Мбар	0.884 ^a	1.221 ^a	1.405 ^a
C_{12} , Мбар	0.402 ^a	0.566 ^a	0.6203 ^a
Δ_0 , эВ	0.76 ^a	0.341 ^a	0.08 ^a
E_Γ , эВ	0.812 ^a	1.519 ^a	2.886 ^a
E_X , эВ	1.141 ^a	1.981 ^a	2.3 ^a
E_L , эВ	0.875 ^a	1.815 ^a	2.72 ^a
m_Γ/m_0	0.039 ^a	0.067 ^a	0.13 ^a
m_X^1/m_0	1.51 ^a	1.3 ^a	2.0 ^a
m_X^t/m_0	0.22 ^a	0.23 ^a	0.253 ^a
m_L^1/m_0	1.3 ^a	1.9 ^a	1.2 ^a
m_L^t/m_0	0.1 ^a	0.0754 ^a	0.15 ^a
m_{hh}/m_0	0.25 ^a	0.5 ^a	0.79 ^a
E_2 , эВ	6.46 ^b	8.61 ^b	5.65 ^b
B , эВ	-2.0 ^a	-2.0 ^a	-1.6 ^a
a_v^Γ , эВ	8.01 ^c	-8.15 ^c	-8.83 ^c
a_v^X , эВ	1.12 ^c	1.05 ^c	1.27 ^c
a_v^L , эВ	3.06 ^c	-3.7 ^c	-3.83 ^c

^a ссылка 31

^b ссылка 115

^c ссылка 80

положение уровней размерного квантования для зон лёгких и спин-отщеплённых дырок на рисунках не приведены. В отличие от Γ и L долин зоны проводимости, X долина зоны проводимости в **GaAs** слое расщеплена биаксиальной компонентой деформации на X_{xy} и X_z подзоны [42]. С ростом механических напряжений энергия электронных состояний в X_{xy} подзоне уменьшается, а в X_z подзоне увеличивается [42]. Электронные состояния X_z подзоны **GaAs**, при всех рассматриваемых значениях V_{BO} , лежат выше энергетического положения дна зоны проводимости **GaP**. Что касается электронных состояний X_{xy} подзоны **GaAs**, то при некоторых значениях V_{BO} они могут лежать ниже энергетического положения дна зоны проводимости **GaP**. Таким образом, из расчетов следует, что зонная структура псевдоморфно напряжённой КЯ **GaAs/GaP**, в зависимости от значения V_{BO} , может быть как первого, так и второго рода. С учетом положения уровней размерного квантования во всех долинах зоны проводимости псевдоморфно напряжённой КЯ **GaAs/GaP** видно, что (i) при значениях $V_{BO} < 0,470$ эВ в КЯ реализуется энергетическая структура первого рода, а излучательные переходы в ней осуществляются между уровнем размерного квантования в X_{xy} долине зоны проводимости и уровнем в зоне тяжёлых дырок **GaAs**; (ii) при значениях $V_{BO} > 0,470$ эВ КЯ имеет энергетическую структуру второго рода, а излучательные переходы осуществляются между состояниями электронов в X долине зоны проводимости **GaP** и уровнем в зоне тяжёлых дырок **GaAs**.

Поскольку экспериментальные исследования показали, что псевдоморфно напряжённая **GaAs/GaP** КЯ имеет энергетический спектр второго рода, значение V_{BO} для

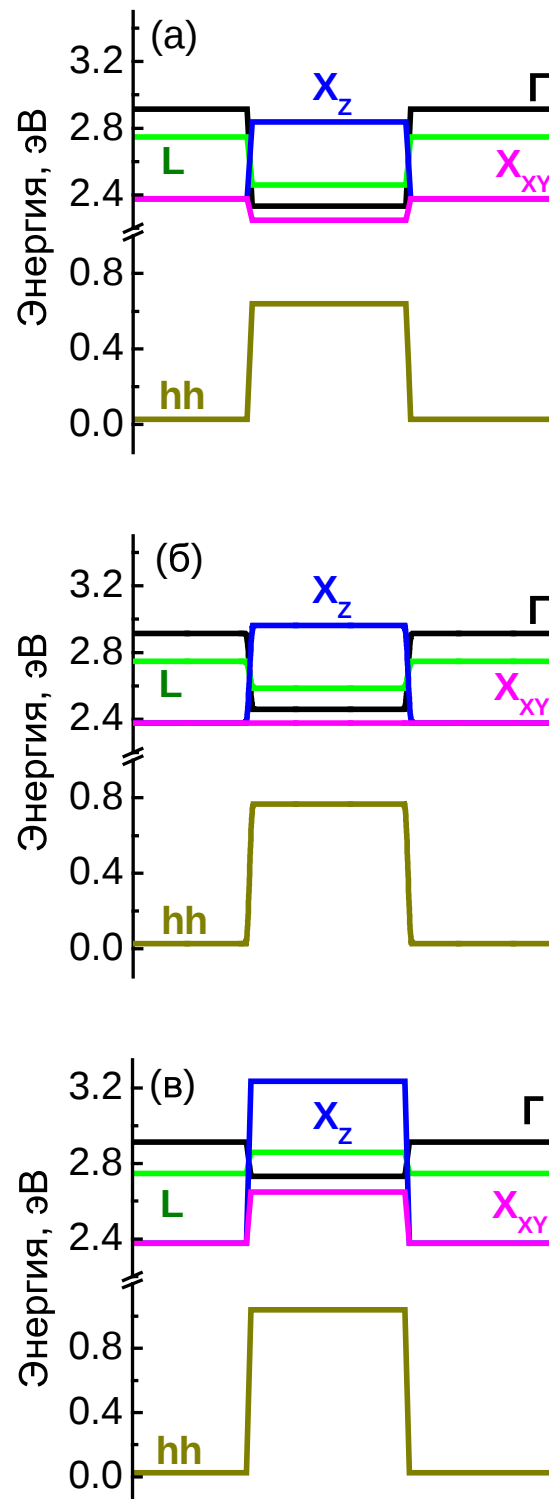


Рисунок 4.4. Зонная структура псевдоморфно-напряжённой GaAs/GaP КЯ толщиной 3 нм, рассчитанная при значении V_{BO} равном, эВ: (а) 0,343, (б) 0,470 и (в) 0,743.

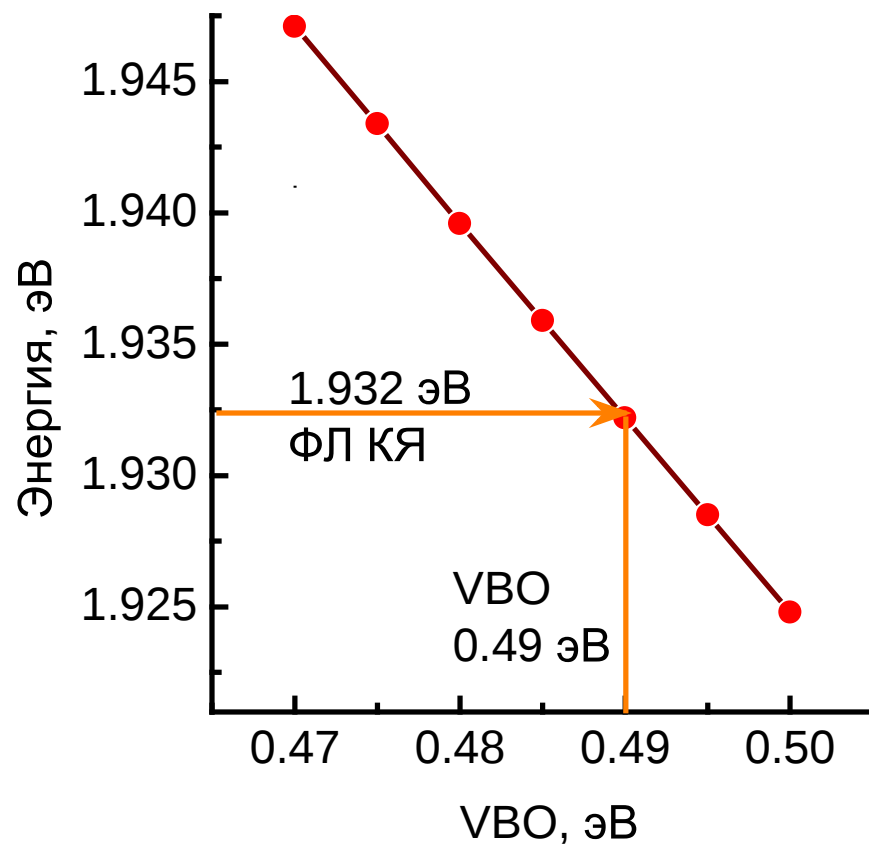


Рисунок 4.5. Расчётная зависимость энергии оптического перехода X (GaP) – hh (GaAs) в псевдоморфно напряжённой КЯ от значения VBO . Горизонтальной стрелкой обозначена энергия оптического перехода в КЯ в структуре А. Наилучшее согласие расчёта и эксперимента имеет место при значении $VBO = 0,49$ эВ.

структуры А не может принимать значения меньше $0,470$ эВ. Сравнение рассчитанной энергии оптического перехода псевдоморфно напряжённой **GaAs/GaP** КЯ в зависимости от значения **VBO** с положением полосы в спектре ФЛ позволило уточнить значение **VBO**. Расчётная зависимость энергии оптического перехода КЯ толщиной 3 МС от величины **VBO** приведена на рис. 4.5. Зависимость носит линейный характер, причем изменение значения **VBO** от $0,470$ эВ до $0,5$ эВ приводит к уменьшению энергии оптического перехода с $1,947$ эВ до $1,925$ эВ, соответственно. Наилучшее согласие между экспериментом и расчетом наблюдается при значении **VBO** = $0,49$ эВ.

Псевдоморфно напряженные квантовые точки GaAsP/GaP.

Полученное в предыдущем параграфе значение **VBO** на гетерогранице **GaAs/GaP** было использовано для расчёта энергетического спектра псевдоморфно напряжённой **GaAs_{0.68}P_{0.32}/GaP** КТ. Были проведены расчёты положения энергетических уровней для электронов в Γ , X и L долинах зоны проводимости и дырок в зоне тяжёлых дырок. Аналогично **GaAs/GaP** КЯ было учтено влияние деформаций на положение энергетических зон. Размеры КТ были взяты из планарных изображений и срезов, полученных методом ПЭМ. Для расчета форма КТ задавалась в виде псевдоморфно напряжённого полуэллипсоида вращения, состоящего из твердого раствора **GaAs_{0.68}P_{0.32}**. Параметры твёрдого раствора **GaAsP** определялись как линейная комбинация параметров **GaAs** и **GaP**, приведенных в таблице 1. Изменения величины **VBO**, обусловленное перемешиванием материалов, учитывалось также в линейном приближении.

Рассчитанная структура энергетических зон представлена на рисунке 4.6. Аналогично случаю КЯ, основное дырочное состояние КТ принадлежит зоне тяжёлых дырок, поэтому структура и положение уровней размерного квантования для зоны лёгких и спин-отщеплённых дырок на рисунке не приведены. Как и в КЯ, наличие биаксиальной компоненты деформации в КТ приводит к снятию вырождения X долины зоны проводимости **GaAsP**. Однако, в отличие от КЯ, когда деформации полностью локализованы в слое **GaAs**, в случае КТ деформированными оказываются также и близлежащие области **GaP** матрицы. При этом деформации **GaP** имеют противоположный знак по отношению к деформациям в КТ, что приводит к уменьшению энергии электронов, находящихся в X_z подзоне зоны проводимости **GaP**. Как видно из рисунка, в излучательной рекомбинации принимают участие электрон из X_z подзоны **GaP** и тяжёлая дырка из **GaAsP**. Следует отметить, что расчётное значение энергии оптического перехода находится в хорошем согласии с результатами экспериментов.

В целях выяснения зависимости энергетического спектра КТ от состава твёрдого раствора, из которого она состоит, были проведены расчёты энергетической структуры для различных значений состава твёрдого раствора **GaAs_{1-x}P_x**.

Результаты расчётов – положение дна X_{hy} подзоны в **GaAs_{1-x}P_x**, дна X_z подзоны в **GaP**, потолка зоны тяжёлых дырок в **GaAs_{1-x}P_x** и уровня размерного квантования для тяжёлых дырок в зависимости от состава твёрдого раствора x , представлены на рисунке 4.7. Изменение состава КТ ведёт не только к изменению значений ширины запрещённой зоны в Γ , X и L долинах зоны Бриллюэна, но и к изменению

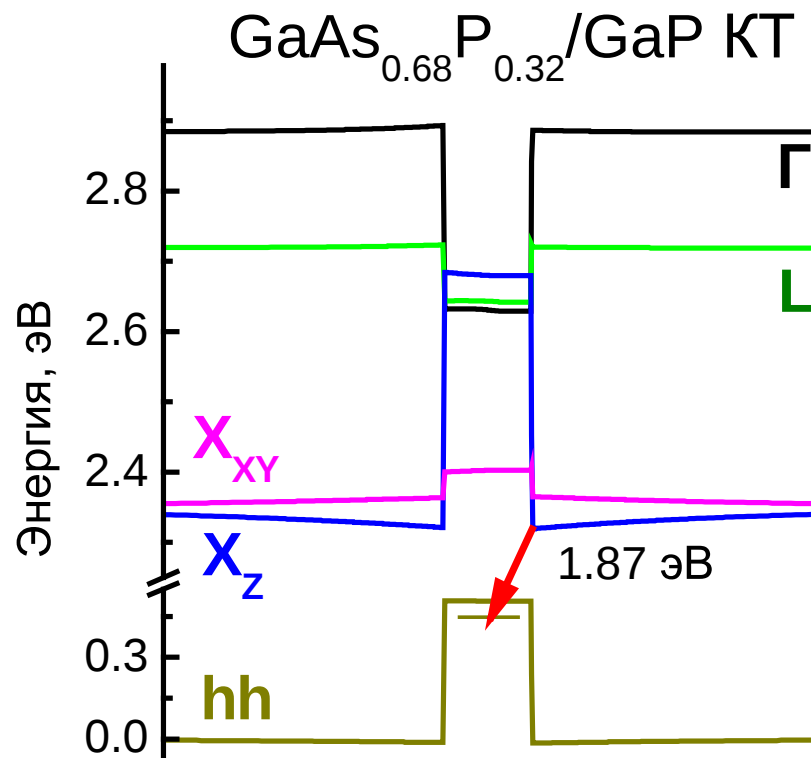


Рисунок. 4.6. Зонная структура псевдоморфно напряжённой $\text{GaAs}_{0.68}\text{P}_{0.32}/\text{GaP}$ КТ. Стрелкой показан излучательный переход между X_z подзоной GaP и зоной тяжёлых дырок GaAsP.

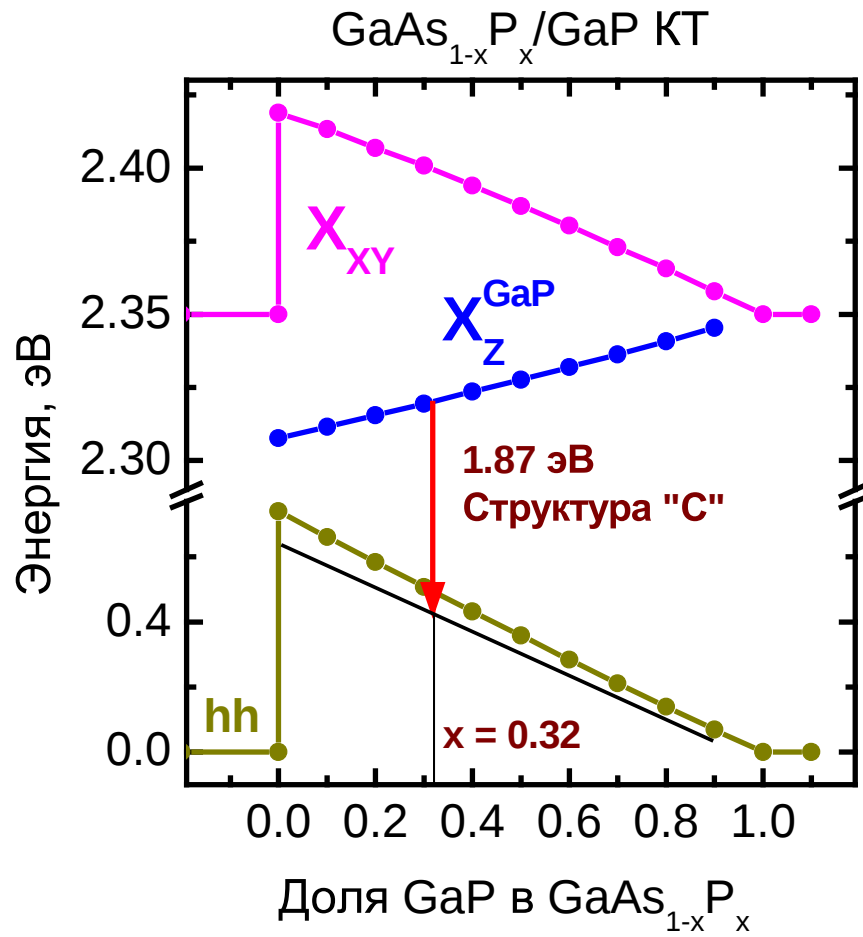


Рисунок 4.7. Результаты расчёта энергетического спектра $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x/\text{GaP}$ КТ в зависимости от состава КТ.

рассогласования параметров решёток материала КТ и матрицы, что влияет на величину деформаций, а, следовательно, и на положение энергетических зон. Как видно из рисунка, с увеличением доли GaP в материале КТ от $x = 0$ до $x = 1$ все энергетические зоны $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ смещаются и стремятся к положению зон в ненапряжённом GaP. Существенно, что для любых значений состава твёрдого раствора сохраняется энергетический спектр второго рода с основным электронным состоянием в X_z долине GaP.

Влияние расщепления X долины GaP на рекомбинацию.

Поскольку квазиимпульс экситона (p_{ex}), составленного из электрона, принадлежащего в боковой долине зоны проводимости, и дырки, находящейся в центре зоны Бриллюэна, существенно больше, чем импульс фотона (p_{ph}) с такой же энергией, закон сохранения квазиимпульса накладывает ограничения на излучательную рекомбинацию таких экситонов. Для испускания фотона при рекомбинации непрямого в пространстве квазиимпульсов экситона разность $p_{ex} - p_{ph}$ может быть передана фонону или рассеивается на гетерогранице [38, 112, 116]. Вероятность рассеивания квазиимпульса на гетерогранице существенным образом зависит от его ориентации относительно гетерограницы. В работе [116] теоретически и экспериментально продемонстрировано, что вероятность рассеяния квазиимпульса, перпендикулярного гетерогранице, значительно больше, чем (i) вероятность рассеяния квазиимпульса, параллельного гетерогранице, и (ii) вероятность передачи квазиимпульса фонону. Как было показано выше, вне зависимости от состава твёрдого раствора КТ, основное электронное состояние GaAsP/GaP КТ

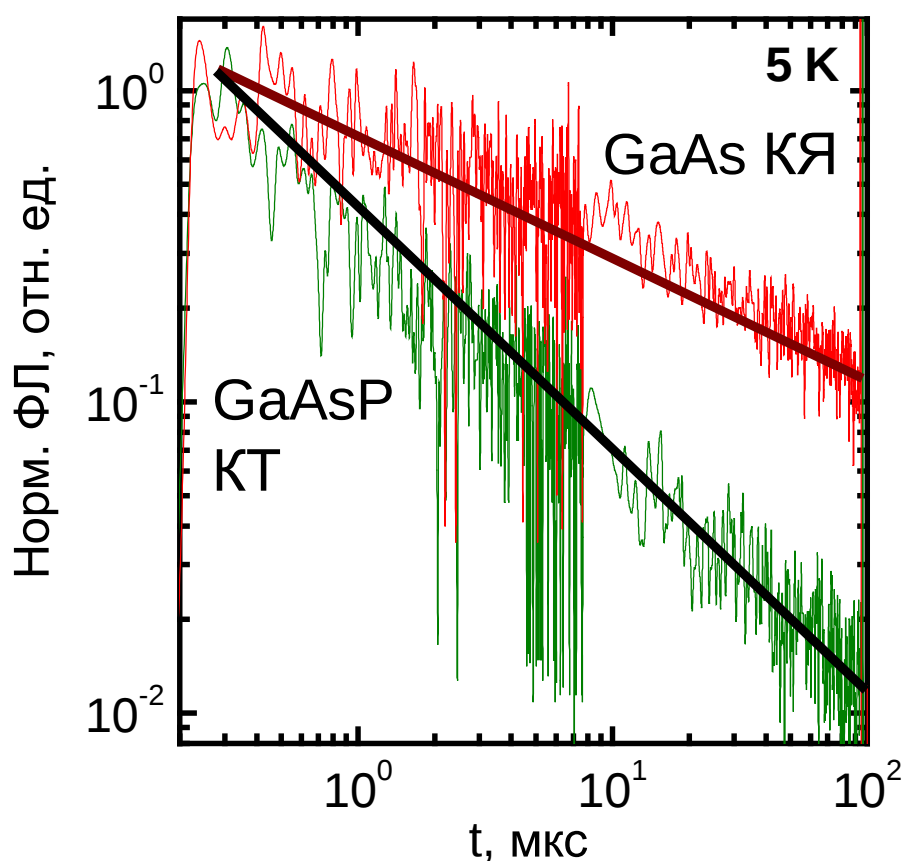


Рисунок 4.8. Кинетика затухания ФЛ, измеренная в максимумах полос ФЛ для структур с GaAs/GaP КЯ и $\text{GaAs}_{0.68 \pm 0.05}\text{P}_{0.32 \pm 0.05}/\text{GaP}$ КТ при температуре 5 К и плотности энергии в импульсе $1,75 \text{ мкДж/см}^2$. Данные на рисунке представлены в двойных логарифмических координатах, удобных для описания неэкспоненциальных кривых затухания. Сплошные линии приведены для лучшей визуализации.

принадлежит X_z подзоне GaP. Иными словами, квазиимпульс электрона в КТ перпендикулярен гетерогранице. В то же время, в структурах с GaAs/GaP КЯ состояния зоны проводимости GaP вырождены по направлению квазиимпульса, причем плотность состояний для «тяжелых» электронов ($m_{xy} = 2.0 m_0$ [31]), в X_{xy} долине, значительно превосходит плотность состояний для «легких» электронов ($m_z = 0.253 m_0$ [31]), в X_z долине. Следовательно, большая часть экситонов имеет квазиимпульс, направленный вдоль гетерограницы КЯ. Таким образом, скорость излучательной рекомбинации экситонов в GaAsP/GaP КТ должна быть существенно выше, чем в GaAs/GaP КЯ. Как видно из рисунка 4.8, экспериментальные данные находятся в отличном соответствии с результатами наших расчетов.

4.2.3. Фотолюминесценция псевдоморфно напряжённых GaSbP/GaP гетероструктур

Спектры стационарной ФЛ гетероструктур GaSb/GaP с псевдоморфно напряжёнными КТ представлены на рисунке 4.9. В спектре структуры, выращенной при $T_s = 420 \pm 10^\circ\text{C}$, присутствует полоса ФЛ, связанная с экситонной рекомбинацией в КТ (рис. 4.9 (а)). В спектре структуры, выращенной при $T_s = 470 \pm 10^\circ\text{C}$, также присутствует полоса ФЛ, связанная с рекомбинацией экситонов в КТ, отмеченная на рисунке 4.9 (б) как «КТ». Кроме того, в спектре появляется дополнительная полоса ФЛ, связанная с рекомбинацией экситонов в СС, отмеченная на рисунке как «СС». Появление полосы «СС» связано с уменьшением

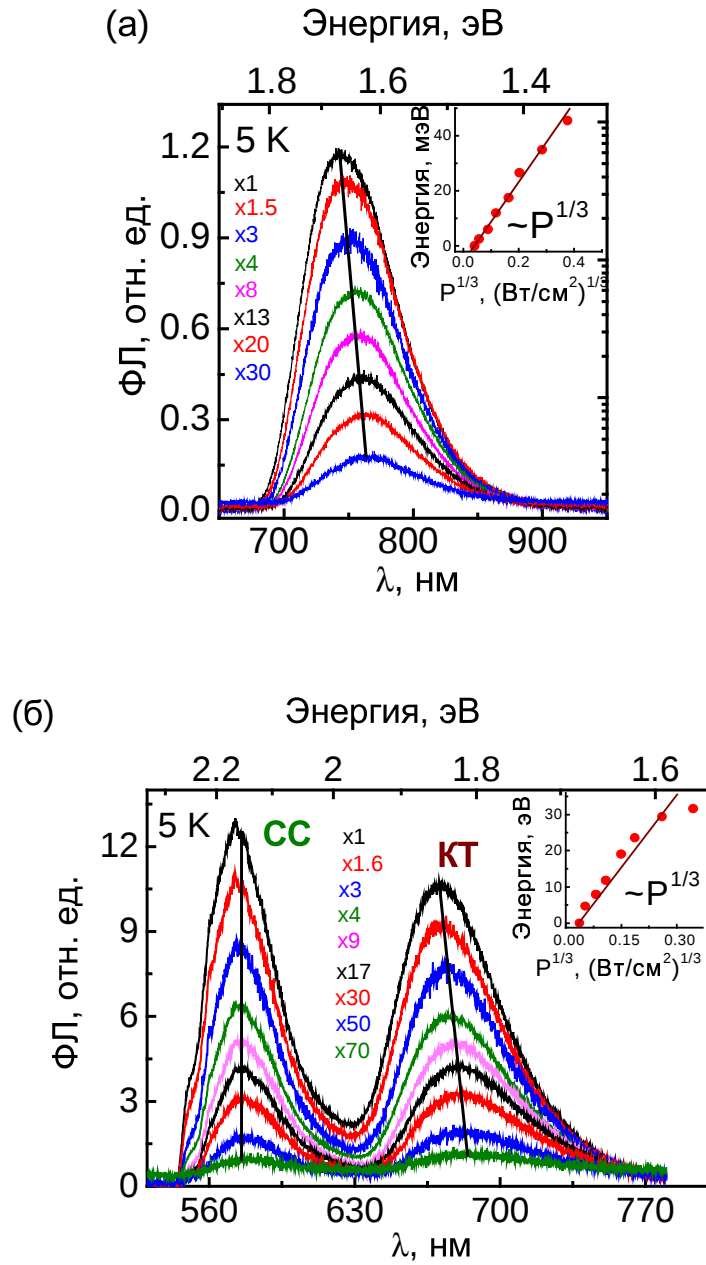


Рисунок. 4.9. Спектры стационарной ФЛ структур с псевдоморфно напряжёнными GaSbP/GaP КТ, измеренные при температуре 5 К. Для структуры, выращенной при $T_S = 420 \pm 10^\circ\text{C}$ (а) и $T_S = 470 \pm 10^\circ\text{C}$ (б). P_{ex} снизу вверх 0,06-53,4 мВт/см². На вставках приведены зависимости положения максимумов полос от $P_{ex}^{1/3}$.

концентрации локализованных в смачивающем слое дефектов – центров безызлучательной рекомбинации, при повышении температуры роста гетероструктур, подобно тому, как это наблюдалось в непрямозонных гетероструктурах первого рода InAs/AlAs [38,117]. Действительно, интегральная интенсивность ФЛ Ga(Sb,P)/GaP гетероструктур, выращенных при $T_s = 470 \pm 10^\circ\text{C}$, на два порядка величины больше, чем гетероструктур, выращенных при $T_s = 420 \pm 10^\circ\text{C}$. Как видно из рисунков, при изменении плотности мощности возбуждения почти на 4 порядка величины полосы ФЛ КТ демонстрируют «синее» смещение, пропорциональное корню кубическому от P_{ex} . Это позволяет отнести псевдоморфно напряжённые GaSbP/GaP КТ, сформированные при температурах $420 \pm 10^\circ\text{C}$ и $470 \pm 10^\circ\text{C}$, к гетероструктурам второго рода [33-35]. В то же время, полоса ФЛ, связанная с рекомбинацией экситонов в СС, демонстрирует отсутствие спектрального смещения при изменении плотности мощности возбуждения. Это указывает на то, что СС, сформированный в GaSb/GaP гетероструктурах и представляющий собой КЯ, имеет энергетическую структуру первого рода.

Нормированная кривая затухания полосы ФЛ «СС», измеренная на длине волны, соответствующей максимуму полосы - 570 нм, представлена на рисунке 4.10. Кинетика с хорошей точностью описывается экспоненциальным законом. Несмотря на то, что рекомбинирующие носители заряда локализованы в одной области пространства, ФЛ наблюдается даже спустя время порядка 100 мкс после импульса возбуждения. Как уже обсуждалось выше, такое длительное затухание ФЛ гетероструктур первого рода указывает на

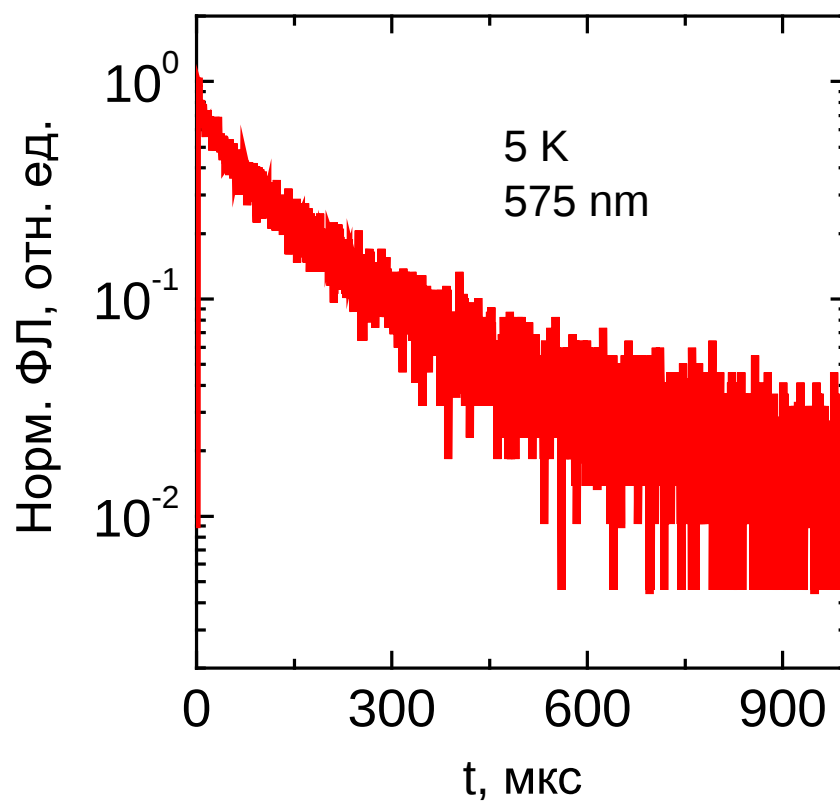


Рисунок 4.10. Кинетика затухания ФЛ СС, в гетероструктуре с КТ GaSbP/GaP измеренная на длине волны, соответствующей максимуму полосы ФЛ.

принадлежность основного электронного состояния не прямой долине зоны проводимости.

4.2.4. Расчёты энергетического спектра псевдоморфно напряжённых **GaSbP/GaP** КЯ и КТ

Для выяснения того, какой боковой долине зоны проводимости принадлежит основное электронное состояние в псевдоморфно напряжённых **GaSbP/GaP** гетероструктурах, были проведены расчёты энергетического спектра с учётом особенностей их строения.

Псевдоморфно напряженная квантовая яма GaSbP/GaP. Для расчета энергетического спектра **GaSbP/GaP** КЯ задавалась как псевдоморфно напряжённый слой **GaSbP** толщиной 1 нм. Информация о толщине КЯ взята из поперечных срезов, полученных методом ПЭМ. При расчете учитывались напряжения слоев, связанные с различием постоянных решеток пары полупроводниковых соединений. Зонные параметра твёрдого раствора **GaSbP** определялись как линейная комбинация параметров **GaSb** и **GaP**, приведенных в таблице 1. В целях выяснения зависимости энергетического спектра КЯ от состава твёрдого раствора, из которого она состоит, были проведены расчёты энергетической структуры для различных значений состава твёрдого раствора **GaSb_{1-x}P_x**. На рисунке 4.11 (а) представлены результаты расчёта – положение дна $X_{\text{ХУ}}$ подзоны и потолка зоны тяжёлых дырок в **GaSbP**, а также уровней размерного квантования для электронов и дырок в зависимости от состава твердого раствора X . Аналогично расчётам **GaAs_{1-x}P_x/GaP** структур, с увеличением доли **GaP** в **GaSbP** от $x = 0$ до $x = 1$ все

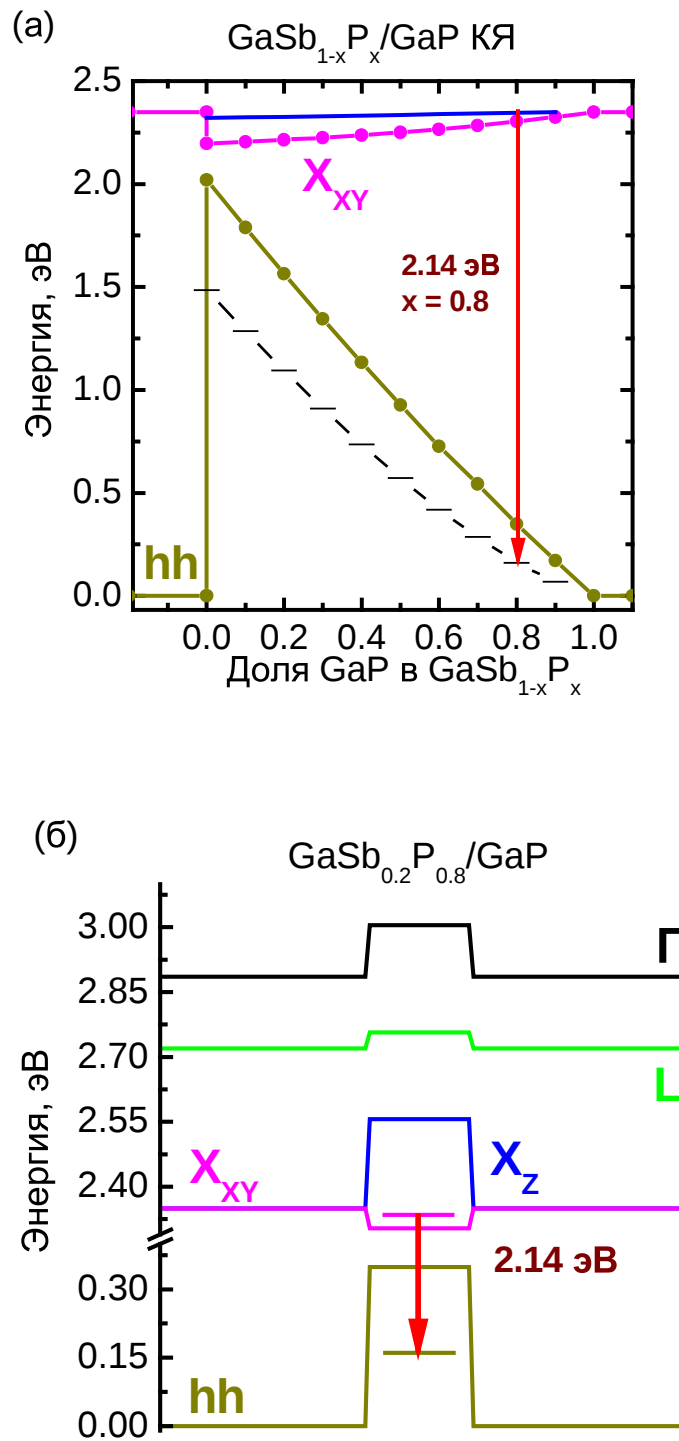


Рисунок 4.11. (а) Результаты расчёта энергетического спектра $\text{GaSb}_{1-x}\text{P}_x/\text{GaP}$ КЯ в зависимости от состава КЯ x . (б) структура энергетических зон $\text{GaSb}_{0.8}\text{P}_{0.2}/\text{GaP}$ КЯ.

энергетические зоны **GaSbP** КЯ смещаются и стремятся к положению зон в ненапряжённом **GaP**. Как видно из рисунка, при любых значениях состава твёрдого раствора КЯ имеет энергетическую структуру первого рода, при этом основное электронное состояние лежит в $X_{\text{ХУ}}$ подзоне зоны проводимости, а дырочное – в зоне тяжёлых дырок. Сопоставляя результаты расчётов и экспериментально полученное значение энергии оптического перехода в **GaSb_{1-x}P_x/GaP** СС (2,14 эВ, см. рис. 4.9 (б)), мы оценили долю **GaP** в твёрдом растворе как $x = 0,8$. Структура энергетических зон псевдоморфно напряжённой **GaSb_{0.2}P_{0.8}/GaP** КЯ представлена на рисунке 4.11 (б).

Псевдоморфно напряженные квантовые точки GaSbP/GaP.

Расчёт энергетического спектра псевдоморфно напряжённых **GaSbP/GaP** КТ был проведён с использованием тех же параметров материалов, что и расчёт КЯ. Аналогично случаю **GaAsP/GaP** КТ, размеры КТ были взяты из планарных изображений и поперечных срезов, полученных методом ПЭМ. Для расчета форма КТ задавалась в виде псевдоморфно напряжённого полуэллипсоида вращения, состоящего из твёрдого раствора **GaSbP**. Так же, как и в случае КЯ, были проведены расчёты для различных значений состава твёрдого раствора x . Результаты расчётов – положение дна $X_{\text{ХУ}}$ подзоны в **GaSb_{1-x}P_x**, дна X_{Z} подзоны в **GaP**, потолка зоны тяжёлых дырок в **GaSb_{1-x}P_x** и уровня размерного квантования для тяжёлых дырок в зависимости от состава твёрдого раствора x , представлены на рисунке 4.12 (а). Как видно из рисунка, вне зависимости от состава твёрдого раствора, $X_{\text{ХУ}}$ подзона формирует потенциальную яму для электронов в **GaSbP**. Тем не менее, прилегающие слои **GaP** оказываются

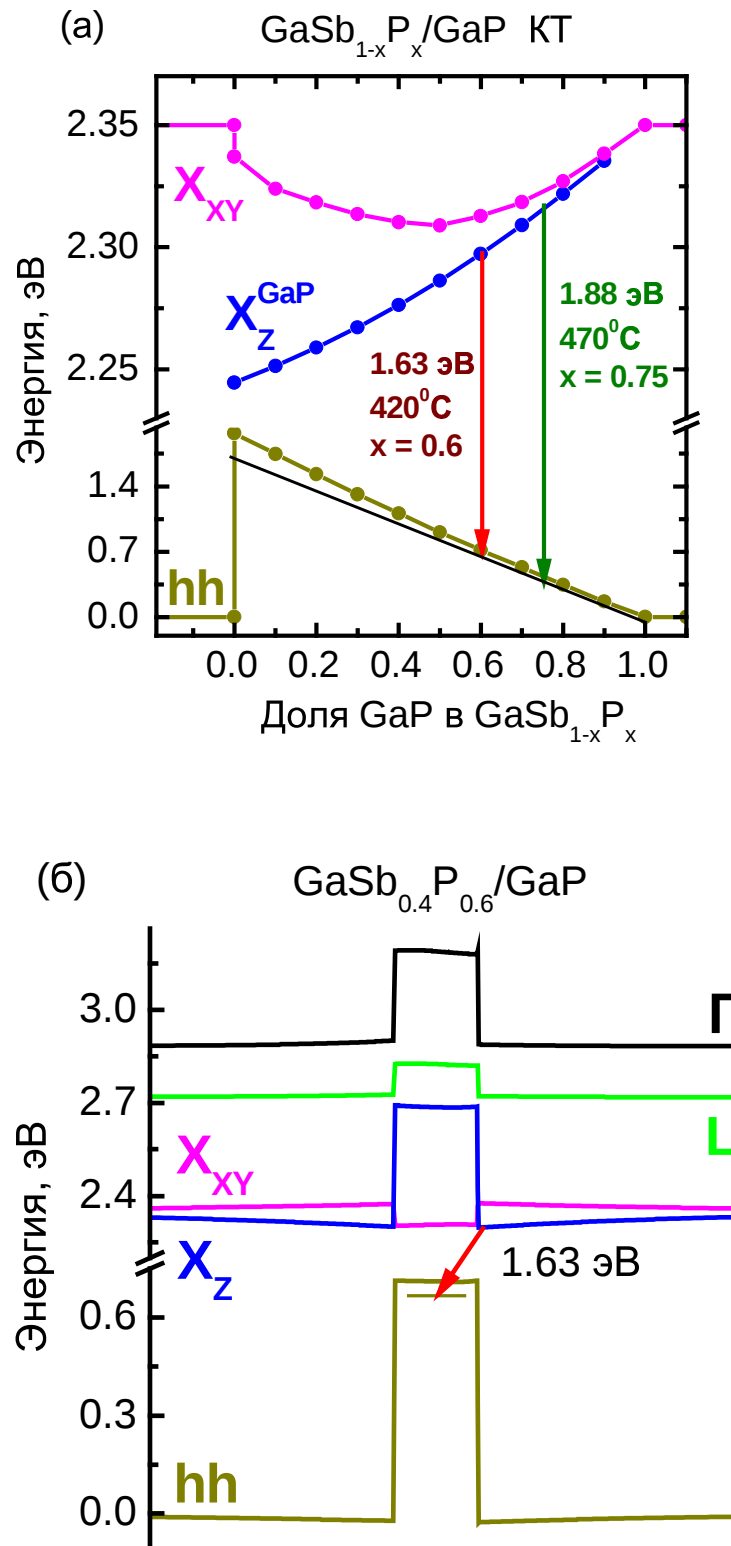


Рисунок 4.12. (а) Результаты расчёта энергетического спектра $\text{GaSb}_{1-x}\text{P}_x/\text{GaP}$ КТ в зависимости от состава КТ x . (б) структура энергетических зон $\text{GaSb}_{0.4}\text{P}_{0.6}/\text{GaP}$ КТ.

деформированными, и происходит расщепление X долины зоны проводимости GaP , причём электроны в X_z подзоне GaP имеют энергию, меньшую, чем электроны, локализованные на уровнях размерного квантования в КТ. Таким образом, при любых значениях состава твёрдого раствора x $\text{GaSb}_{1-x}\text{P}_x/\text{GaP}$ КТ имеет энергетический спектр второго рода с основным электронным состоянием в X_z подзоне GaP .

Сопоставляя результаты расчётов и экспериментально полученное значение энергии оптического перехода для $\text{GaSb}_{1-x}\text{P}_x/\text{GaP}$ КТ, выращенных при различных температурах, мы оценили состав твёрдого раствора около $x = 0,6$ (420°C) и $x = 0,75$ (470°C). Структура энергетических зон псевдоморфно напряжённой $\text{GaSb}_{0.4}\text{P}_{0.6}/\text{GaP}$ КТ представлена на рисунке 4.12 (б).

§ 4.3. Результаты и выводы к четвёртой главе

1. Показано, что полученные GaAs/GaP и GaSb/GaP КТ с полной релаксацией механических напряжений обладают энергетическим спектром первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим L долине зоны проводимости. Как показывают расчёты, увеличение размеров КТ может привести к тому, что основным электронным состоянием в КТ станет состояние, принадлежащее Γ долине.

2. Определён энергетический спектр псевдоморфно напряжённых $\text{Ga}(\text{As}, \text{P})/\text{GaP}$ гетероструктур. Псевдоморфно напряженные КЯ GaAs/GaP имеют энергетическую структуру второго рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, принадлежащим X долине зоны проводимости GaP . Псевдоморфно напряженные КТ $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x/\text{GaP}$ имеют энергетическую структуру второго рода с основным электронным состоянием в X_z подзоне GaP .

$x\text{P}_x/\text{GaP}$ при любом составе твёрдого раствора $0 < x < 1$ имеют энергетическую структуру второго рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, принадлежащим X_z подзоне зоны проводимости GaP . Определен разрыв валентных зон на гетерогранице GaAs/GaP , равный 0,49 эВ.

3. Определён энергетический спектр псевдоморфно напряжённых GaSbP/GaP гетероструктур. Псевдоморфно напряжённая $\text{GaSb}_{1-x}\text{P}_x/\text{GaP}$ КЯ при любом составе твёрдого раствора $0 < x < 1$ имеет энергетический спектр первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим X_{xy} подзоне зоны проводимости $\text{GaSb}_{1-x}\text{P}_x$. Псевдоморфно напряжённые КТ $\text{GaSb}_{1-x}\text{P}_x/\text{GaP}$ при любом составе твёрдого раствора $0 < x < 1$ имеют энергетическую структуру второго рода с непрямой запрещённой зоной и основным электронным состоянием, принадлежащим X_z подзоне зоны проводимости GaP .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе впервые исследован энергетический спектр гетероструктур, содержащих GaAs/GaP и GaSb/GaP КТ с полной релаксацией механических напряжений, псевдоморфно напряжённые GaAs/GaP и GaSbP/GaP КЯ и псевдоморфно напряжённые GaAsP/GaP и GaSbP/GaP КТ.

Основные результаты и выводы диссертационной работы состоят в следующем:

1. Показано, что в зависимости от температуры эпитаксии осаждение 3-х монослоёв GaAs на подложку GaP ориентации (001) позволяет формировать гетероструктуры с (i) псевдоморфно напряженными КЯ, состоящими из GaAs, при $T_s = 420 \pm 10^\circ\text{C}$; (ii) GaAs/GaP КТ с полной релаксацией механических напряжений при $T_s = 550 \pm 10^\circ\text{C}$ и (iii) псевдоморфно напряженными КТ, состоящими из твердого раствора $\text{GaAs}_{0.68 \pm 0.05}\text{P}_{0.32 \pm 0.05}$, при $T_s = 600 \pm 10^\circ\text{C}$.
2. Обнаружено, что, несмотря на значительное рассогласование параметров решеток GaSb и GaP (10,5%), в гетероструктурах GaSb/GaP, выращенных на подложках GaP ориентации (001) в диапазоне температур $T_s = 420^\circ\text{C} \div 470^\circ\text{C}$, формируются массивы псевдоморфно напряженных КТ $\text{GaSb}_{1-x}\text{P}_x$ (с $x > 0,6$), расположенные на смачивающем слое, представляющем собой тонкую КЯ.
3. Установлено, что в гетероструктурах GaSb/GaP, выращенных при температуре $T_s = 450 \pm 10^\circ\text{C}$ на подложках GaP ориентации (001) с развитым рельефом, ограничивающим диффузию адатомов расстояниями ~ 100

нм, формируются **GaSb/GaP** КТ с полной релаксацией механических напряжений.

4. Показано, что полная релаксация механических напряжений в **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ идёт за счёт ведения сетки ломеровских дислокаций и не приводит к возрастанию темпа безызлучательной рекомбинации экситонов в КТ.
5. Показано, что полученные **GaAs/GaP** и **GaSb/GaP** КТ с полной релаксацией механических напряжений обладают энергетическим спектром первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим L долине зоны проводимости. Увеличение размеров КТ может привести к тому, что основным электронным состоянием в КТ становится состояние, принадлежащее Γ долине зоны проводимости.
6. Установлено, что псевдоморфно напряженная КЯ **GaAs/GaP** имеет энергетическую структуру второго рода с основным электронным состоянием, принадлежащим X долине зоны проводимости **GaP**.
7. Показано, что состоящие из твердого раствора **GaAs_{1-x}P_x** псевдоморфно напряжённые КТ в матрице **GaP** при любом составе твердого раствора $0 < x < 1$ имеют энергетический спектр второго рода с основным электронным состоянием, принадлежащим X_z долине зоны проводимости **GaP**.
8. Показано, что состоящая из твёрдого раствора **GaSb_{1-x}P_x** псевдоморфно напряжённая КЯ в матрице **GaP** при любом составе твёрдого раствора $0 < x < 1$ имеет энергетический спектр первого рода с основным

электронным состоянием, принадлежащим $X_{\chi\chi}$ долине зоны проводимости.

9. Показано, что состоящие из твёрдого раствора $\text{GaSb}_{1-x}\text{P}_x$ псевдоморфно напряжённые КТ в матрице GaP при любом составе твёрдого раствора $0 < x < 1$ имеют энергетический спектр второго рода с основным электронным состоянием, принадлежащим X_z долине зоны проводимости GaP .

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук (ИФП СО РАН). Личный вклад автора состоит в подготовке и проведении экспериментов по измерению спектров стационарной и время-разрешённой фотолюминесценции, обработке и интерпретации экспериментальных данных, а также проведении расчётов строения энергетический зон исследуемых гетероструктур. Интерпретация полученных результатов и написание статей проводились совместно с научным руководителем. Рост исследуемых в работе гетероструктур и получение ДБЭО изображений проведены сотрудниками ИФП СО РАН М. А. Путьято, В. В. Преображенским и Б. Р. Семягиным. Морфология и профиль рельефа поверхности GaP измерены сотрудником ИФП СО РАН А. С. Кожуховым на оборудовании Центра коллективного пользования ИФП СО РАН. Все измерения строения гетероструктур, проведенные методом просвечивающей электронной микроскопии проведены сотрудником ИФП СО РАН А. К. Гутаковским на оборудовании Центра коллективного пользования ИФП СО РАН. Измерения

спектров КРС проведены А. Ф. Коломысом и В. В. Стрельчуком, сотрудниками Института физики полупроводников им. В. Е. Лашкарёва (Киев).

Автор выражает искреннюю признательность своему научному руководителю Т. С. Шамирзаеву за постоянное руководство и помощь при выполнении работы, сотруднику ИФП СО РАН, А. В. Ненашеву и студенту Новосибирского государственного университета С. А. Будённому за помощь при проведении расчётов энергетического спектра исследуемых гетероструктур, и сотрудникам ИФП СО РАН А. Б. Талочкину и Л. С. Брагинскому за плодотворные дискуссии. Кроме того, автор признателен сотрудникам лаборатории молекулярно-лучевой эпитаксии полупроводниковых соединений АЗ-В5 ИФП СО РАН за обсуждение работы на семинарах.

Цитированная литература

1. Bimberg D. Quantum dot heterostructures / D. Bimberg, M. Grundmann, N. N. Ledentsov. - Toronto: John Wiley & Sons, 2001. - 328 p.
2. Matsumoto Y. Semiconductor Quantum Dots. Physics, Spectroscopy and Applications / Y. Matsumoto, T. Takagahara. - Berlin: Springer, 2002. - 486 p.
3. Tsu R. Superlattice to Nanoelectronics / R. Tsu. - Amsterdam: Elsevier, 2005. - 325 p.
4. Grundmann M. InAs/GaAs pyramidal quantum dot: Strain distribution, optical phonons, and electronic structure / M. Grundmann, O. Stier, D. Bimberg. // Phys. Rev. B. - 1995. - Vol.52 - P.11969-11989.
5. van Kesteren H. W. Order of the X conduction-band valleys in type-II GaAs/AlAs quantum wells / H. W. van Kesteren, E. C. Cosman, P. Dawson, K. J. Moore, C. T. Foxon. // Phys. Rev. B. - 1989. - Vol.39. - P.13426-13433.
6. Vailionis A. Pathway for the Strain-Driven Two-Dimensional to Three-Dimensional Transition during Growth of Ge on Si(001) / A. Vailionis, B. Cho, G. Glass, P. Desjardins, David G. Cahill, J.E. Greene. // Phys. Rev. Lett. - 2000. - Vol.85. - P.3672-3675.
7. Шамирзаев Т.С. Полупроводниковые гетероструктуры первого рода с непрямой зоной проводимости // Физика и техника полупроводников. - 2011. - Т.45, №1. - С. 97-103.

8. Pistol M.-E. Band structure of segmented semiconductor nanowires / M.-E. Pistol, C. E. Pryor. // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol.80 – P.035316-035330.
9. Khaetskii A.V. Spin relaxation in semiconductor quantum dots / A.V. Khaetskii, Yu.V. Nazarov. // Phys. Rev. B. – 2000. – Vol.61. – P.12639-12642.
10. 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.
11. 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.
12. 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.
13. 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.
14. Абрамкин Д.С. Новая система GaAs квантовых точек в матрице GaP / Д. С. Абрамкин, А. К. Гутаковский, М. А. Путьато, В. В. Преображенский, Т. С. Шамирзаев // Известия вузов Физика. – 2011. – Т. 54, №2/2. – С. 18-21.

15. Абрамкин Д.С. Новая система самоорганизованных квантовых точек **GaSb/GaP** / Д.С. Абрамкин, М. А. Путятто, А. К. Гутаковский, Б. Р. Семягин, В. В. Преображенский, Т. С. Шамирзаев // Физика и техника полупроводников. – 2012. Т. 46, №12. – С. 1571-1575.
16. 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.
17. Абрамкин Д.С. Новая система **GaAs** квантовых точек в матрице **GaP** / Д. С. Абрамкин, А. К. Гутаковский, М. А. Путятто, В. В. Преображенский, Т. С. Шамирзаев // Труды XII Международной школы-семинара по люминесценции и лазерной физике ЛЛФ-2010 (Хужир, Россия, 26-31 июля 2010). С.23-25.
18. Abramkin D. S. Energy structure of novel GaSb/GaP quantum dots system / D. S. Abramkin, M. A. Putyato, T. S. Shamirzaev // Proceedings of 19th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology, (Ekaterinburg, Russia, June 20-25, 2011). - P. 173-174.
19. Шамирзаев Т.С. / Высококачественные однородно релаксированные слои **GaP** выращенные на несогласованных подложках **GaAs** методом МЛЭ // Т. С. Шамирзаев, Д. С. Абрамкин, А. К. Гутаковский, М. А. Путятто, А. Б. Талочкин, В. В. Преображенский // Труды Российской конференции и школы по актуальным проблемам полупроводниковой нанофотоелектроники

«Фотоника-2011» (Новосибирск, Россия, 22-26 августа 2011). С. 95-96.

20. Abramkin D. S. Novel system of GaSb/GaP quantum dots grown on mismatched GaAs substrate / D. S. Abramkin, M. A. 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.
21. Абрамкин Д.С. Атомное и энергетическое строение GaAs/GaP гетероструктур / Д. С. Абрамкин, Т. С. Шамирзаев // Труды XIII Всероссийской молодёжной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, Россия, 21-25 ноября 2011). С. 21.
22. Абрамкин Д.С. Новая система квантовых точек GaSb/GaP / Д. С. Абрамкин, М. А. Путятю, В. В. Преображенский, А. К. Гутаковский, Т. С. Шамирзаев // Труды XVI международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, Россия, 12-16 марта, 2012). Т. 2. С. 432-433.
23. Абрамкин Д.С. Атомная структура и люминесцентные свойства GaSb/GaP квантовых точек / Д. С. Абрамкин, М. А. Путятю, А. К. Гутаковский, Б. Р. Семягин, В. В. Преображенский, Т. С. Шамирзаев // Труды XIII Международной школы-семинара по люминесценции и лазерной физике ЛЛФ-2012 (Иркутск, Бухта «Песчаная», Россия, 16-22 июля 2012). С. 24-25.
24. Абрамкин Д.С. Фотолюминесценция полупроводниковых гетероструктур, сформированных в матрице GaP / Д. С. Абрамкин, М. А. Путятю, Б. Р. Семягин, В. В.

- Преображенский, Т. С. Шамирзаев // Труды XIII Международной школы-семинара по люминесценции и лазерной физике ЛЛФ-2012 (Иркутск, Бухта «Песчаная», Россия, 16-22 июля 2012). С. 27-28.
25. Алфёров Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Физика и техника полупроводников. – 1997. – Т. 32. – С. 3-18.
 26. Ю П. Основы физики полупроводников / П. Ю, М. Кардона Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2002. (пер. с англ.)– С. 541.
 27. Vitukhnovsky A.G. Effect of branching of tetrapod-shaped CdTe/CdSe nanocrystal heterostructures on their luminescence / A.G. Vitukhnovsky, A.S. Shul'ga, S.A. Ambrozevich, E.M. Khokhlov, R.B. Vasiliev, D.N. Dirin, V.I. Yudson // Phys. Lett. A. – 2009. – Vol. 373. – P. 2287-2290.
 28. Lundstrom T. Exciton storage in Semiconductor Self-Assembled Quantum Dots / T. Lundstrom, W. Schoenfeld, H. Lee, P. M. Petroff // Science. – 1999. – Vol. 286. – P. 2312-2314.
 29. Michler P. Quantum correlation among photons from a single quantum dot at room temperature / P. Michler, A. Imamoglu, M. D. Mason, P. J. Carson, G. F. Strouse, S. K. Buratto // Nature London. – 2000. – Vol. 406. – P. 968-970.
 30. Harris L. Emission spectra and mode structure of InAs/GaAs self-organized quantum dot lasers / L. Harris, D. J. Mawbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, G. Hill // Appl. Phys. Lett. – 1998. – Vol. 73. – P. 969-971.

31. Vurgaftman I. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys / I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan // J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 89. – P. 5815-5875.
32. Tamm J. W. Transient luminescence of dense InAs/GaAs quantum dot arrays / J. W. Tamm, T. Elsaesser, Yu. I. Mazur, H. Kissel, G. G. Tarasov, Z. Ya. Zhuchenko, W. T. Masselink // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 67. – P. 045326-045333.
33. Hatami F. Carrier dynamics in type-II GaSb/GaAs quantum dots / F. Hatami, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, F. Heinrichsdorff, R. Heitz, J. Bohrer, D. Bimberg, S. S. Ruvimov, P. Werner, V. M. Ustinov, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov // Phys. Rev. B. – 1998. – Vol. 57. – P. 4635-4641.
34. Ledentsov N. N. Radiative states in type-II GaSb/GaAs quantum wells / N. N. Ledentsov, J. Bohrer, 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.
35. Hatami F. Radiative recombination in type-II GaSb/GaAs quantum dots / F. Hatami, N. N. Ledentsov, M. Grundmann, J. Bohrer, F. Heinrichsdorff, M. Beer, D. Bimberg, S. S. Ruvimov, P. Werner, U. Gosele, J. Heydenreich, U. Richter, S. V. Ivanov, B. Ya. Meltser, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov // Appl. Phys. Lett. – 1995. – Vol. 67. – P. 656-658.

36. Rybchenko S.I. Conduction-band crossover induced by misfit strain in InSb/GaSb self-assembled quantum dots / S.I. Rybchenko, R. Gupta, K. T. Lai, I. E. Itskevich, S. K. Haywood, V. Tasco, N. Deguffroy, A. N. Baranov, E. Tournie // Phys. Rev. B. 2007. – Vol. 76. – P. 193309-1-4.
37. Wang T. Transition from direct to indirect band structure induced by the AlSb layer inserted in the GaSb/AlSb quantum well / T. Wang, F. Kieselring, A. Forchel // Phys. Rev. B. – 1998. – Vol. 58. – P. 3594-3596.
38. 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.
39. 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, №.21. – P. 213101-1-3.
40. Gammon D. Homogeneous linewidths in the optical spectrum of a single gallium arsenide quantum dot / D. Gammon, E. Snow, B.V. Shanabrook, D. Katzer, D. Park. // Science. – 1996. – Vol. 273. – P. 87-90.
41. Paillard M. Spin Relaxation Quenching in Semiconductor Quantum Dots / M. Paillard, X. Marie,

- P. Renucci, T. Amand, A. Jbeli, J. M. Gerard // Phys. Rev. Lett. - 2001. - Vol. 86. - P. 1634-1637.
42. Van de Walle C. G. Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory // Phys. Rev. B. - 1989. - Vol. 39. - P. 1871-1883.
 43. Stroppa A. Composition and strain dependence of band offsets at metamorphic $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ heterostructures / A. Stroppa, M. Peressi // Phys. Rev. B - 2005. - Vol. 71. - P. 205303-1-10.
 44. Osbourn G. C. A $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}/\text{GaP}$ strained-layer superlattice / G. C. Osbourn, R. M. Biefeld, P. L. Gourley // Appl. Phys. Lett. - 1982. - Vol. 41. - P. 172-174.
 45. Gourley P. L. Quantum size effects in $\text{GaAs}/\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ strained layer superlattices / P. L. Gourley, R. M. Biefeld // Appl. Phys. Lett. - 1984. - Vol. 45, N.7. - P. 749-751.
 46. Recio M. Optical properties of GaAs/GaP strained-layer superlattice / M. Recio, G. Armelles, J. Melendez, F. Briones // J. Appl. Phys. - 1989. - Vol. 67, №4 - P. 2044-2050.
 47. Dandrea R. J. First-principles study of intervalley mixing: Ultrathin GaAs/GaP superlattices / R. J. Dandrea, A. Zunger // Phys. Rev. B. - 1991. - Vol. 43. - P. 8962-8989.
 48. Arriaga J. Electronic structure of strained GaAs/GaP (001) superlattices / J. Arriaga, M. C. Munoz, V. R. Velasco, F. Garca-Moliner // Phys. Rev. B. - 1991. - Vol. 43. - P. 9626-9634.

49. Ghahramani E. Full band-structure calculation of $\varepsilon_2(\omega)$ and $\chi^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega)$ for $(\text{GaAs})_n/(\text{GaP})_n$ ($n=1,2$) superlattice on GaAs(001) substrates / Ed Ghahramani, J. E. Sipe, // Phys. Rev. B. – 1992. – Vol. 46. – P 1831-1834.
50. Svensson C. P. T. Epitaxially grown GaP/GaAs_{1-x}P_x/GaP double heterostructure nanowires for optical applications / C. P. T. Svensson, W. Seifert, M. W. Larsson, L. R. Wallenberg, J. Stangl, G. Bauer, L. Samuelson // Nanotechnology. 2005. – Vol. 16. – P. 936-939.
51. Montazeri M. Direct measure of strain and electronic structure in GaAs/GaP core-shell nanowires / M. Montazeri, M. Fickenscher, L. M. Smith, H. E. Jackson, J. Yarrison-Rice, J. H. Kang, Q. Gao, H. Hoe Tan, C. Jagadish, Y. Guo, J. Zou, M. Pistol, C. E. Pryor // Nano Lett. – 2010. – Vol. 10, №.3. – P. 880-886.
52. Vinaji S. Material and doping transitions in single GaAs-based nanowires probed by Kelvin probe force microscopy / S. Vinaji, A. Lochthofen, W. Mertin, I. Regolin, C. Gutsche, W. Prost, F. J. Tegude, G. Bacher // Nanotechnology – 2009. – V. 20. – P. 385702-1-7.
53. Tanaka A. Direct observation of LPE heterogrowth of GaAs on a GaP substrate / A. Tanaka, N. Izumi, M. Kimura, T. Sukegawa // Journal of Crystal Growth – 2000. – Vol. 208. – P. 33-36.
54. Ohlsson B. J. Growth of strained GaAs islands on (001) GaP: a RHEED study of quantum wire formation /

- B. J. Ohlsson, M. S. Miller // J. Cryst. Growth. – 1998. – Vol. 188. – P. 387-391.
55. Ohlsson B. J. Anisotropic GaAs island phase grown on flat GaP: A Stranski-Krastanow-formed corrugated surface / B. J. Ohlsson, M. S. Miller, A. Gustafsson, M.-E. Pistol // J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 89.№.10. – P. 5726-5730.
 56. Voisin P. Luminescence from InAs/GaSb superlattices / P. Voisin, G. Bastard, C.E.T. Goncalves da Silva, M. Voos, L.L. Chang, L. Esaki // Solid State Commun. – 1981. – Vol. 39. – P. 79-82.
 57. I. N. Stranski, L. Krastanow / Abhandlungen der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Klasse IIb. Akademie der Wissenschaften Wien. – 1938. – Vol. 146. – P. 797-810.
 58. Kazzi S. El GaSb/GaP compliant interface for high electron mobility AlSb/InAs heterostructures on (001) GaP / S. El Kazzi, L. Desplanque, C. Coinon, Y. Wang, P. Ruterana, X. Wallart // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 97,N.19. – P.192111-1-3.
 59. Wang Y. Investigation of the anisotropic strain relaxation in GaSb islands on GaP / Y. Wang, P. Ruterana, H. P. Lei, J. Chen, S. Kret, S. El Kazzi, L. Desplanque, X. Wallart // J. Appl. Phys. – 2011. – Vol. 110,N.4. – P.043509-1-8.
 60. Wang Y. Strain relief and growth optimization of GaSb on GaP by molecular beam epitaxy / Y. Wang, P. Ruterana, J. Chen, L. Desplanque, S. El Kazzi, X. Wallart // J. Phys.: Condens. Matter. – 2012. – Vol. 24. – P. 335802-1-7.

61. Kinderand B. M. Microstructural evolution of GaSb self-assembled islands grown by metalorganic chemical vapor deposition / B. M. Kinderand, E. M. Goldys // Appl. Phys. Lett. – 1998. – Vol. 73. – P. 1233-1235.
62. Шамирзаев Т.С. Высококачественные однородно релаксированные слои GaP выращенные на несогласованных подложках GaAs методом МЛЭ / Т.С. Шамирзаев, Д.С.Абрамкин, А.К. Гутаковский, М.А. Путято, А.Б.Талочкин, В.В. Преображенский // Труды Российской конференции и школы по актуальным проблемам полупроводниковой нанофотоелектроники "Фотоника-2011" (Новосибирск, Россия, 22-26 августа 2011). С. 95-96.
63. Balslev I. Effect of Uniaxial Stress and Doping on the One-Phonon Raman Spectrum of GaP // Physica status solidi (b). – 1974. – Vol. 61,N.1. – P.207-213.
64. Vink. A. T. Low temperature luminescence in GaP at very low excitation densities / A. T. Vink, A. J. Bosman, J. A. van der Does de Bye, R. C. Peters // Solid State Commun. – 1969. – Vol. 7.№20. – P. 1475-1481.
65. Руска Э. Развитие электронного микроскопа и электронной микроскопии // Успехи Физических наук. – 1988. – Т. 154. – С. 243-259.
66. Хирш П. Электронная микроскопия тонких кристаллов / П. Хирш, А. Хови, Р. Николсон, Д. Пэшли, М. Уэлан // М.: Мир, 1968 (пер. с англ). 574с.
67. Ван дер Мерве Дж. Х. Несоответствие кристаллических решеток и силы связи на поверхности раздела

между ориентированными пленками и подложками. // В кн.: Монокристаллические пленки. М.: Мир, 1966, с.172-201.

68. Armelless G. Strain and phonon shifts in $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ alloys / G. Armelless, M. J. Sanjuan, L. Gonzalez, Y. Gonzalez // Appl. Phys. Lett. - 1996. - Vol. 68.N.13. - P. 1805-1807.
69. Tiong K. K. Effects of As⁺ ion implantation on the Raman spectra of GaAs: "Spatial correlation" interpretation / K. K. Tiong, P. M. Amirtharaj, F. H. Pollak, D. E. Aspnes // Appl. Phys. Lett. - 1984. - Vol. 44. - P. 122-124.
70. Brieley S.K. Quantitative characterization of modulation-doped strained quantum wells through line-shape analysis of room-temperature photoluminescence spectra / J. Appl. Phys. - 1993. - Vol. 74.N.4. - P. 2760-2767.
71. Jayson J. S. Evaluation of the Zn-O Complex and Oxygen-Donor Electron-Capture Cross Sections in *p*-Type GaP: Limits on the Quantum Efficiency of Red-Emitting (Zn,O)-Doped Material / J. S. Jayson, R. Z. Bachrach, P. D. Dapkus, N. E. Schumaker // Phys. Rev. B. - 1972. - Vol. 6. - P. 2357-2372.
72. Aspnes D. E. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV / D. E. Aspnes, A. A. Studna // Phys. Rev. B. - 1983. - Vol. 27. P. 985-1009.
73. Бонч-Бруевич В. Л. Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. Москва: Наука Физматлит, 1977. - 678 с.

74. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках / Москва: Гос. издательство физ. мат. литературы. 1963. - 496 с.
75. M. L. Young, D. R. Wight // J. Phys. D7. - 1974. - Vol. 13. - P. 1824-1837.
76. van der Does de Bye J. A. W. Radiative Recombination in p-Type GaP Doped with Zinc and Oxygen // Phys. Rev. - 1966. - Vol. 147. - P. 589-599.
77. Орлова Е. Е. Температурная зависимость инверсной заселенности на внутрицентровых переходах мелких примесей в полупроводниках // Физика и техника полупроводников. - 2010. - Т. 44.№.11. - С. 1504-1510.
78. Dean P. J. Interimpurity Recombinations Involving the Isoelectronic Trap Bismuth in Gallium Phosphide / P. J. Dean, J. D. Cuthbert, R. T. Lynch // Phys. Rev. - 1969. - Vol. 179. - P. 754-763.
79. Dean P. J. Optical Properties of the Group IV Elements Carbon and Silicon in Gallium Phosphide / P. J. Dean, C. J. Frosch, C. H. Henry // J. Appl. Phys. - 1968. - Vol. 39. - P. 5631-5648.
80. Munoz M. C. X-point deformation potentials of III-V semiconductors in a tight-binding approach / M. C. Munoz, G. Armelles // Phys. Rev. B. - 1993. - Vol. 48. - P. 2839-2842.
81. Программный пакет NEXTNANO++ может быть получен на www.wsi.tum.de/nextnano и www.nextnano.de
82. Программный пакет arpack может быть получен на <http://www.caam.rice.edu/software/ARPACK>

83. Pistol M. -E. Quantum-well structures of direct-band-gap $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x/\text{GaAs}$ studied of photoluminescence and Raman spectroscopy / M.-E. Pistol, X. Liu // Phys. Rev. B. - 1992. - Vol. 45. - P. 4312-4319.
84. Berger P. R. Role of strain and growth conditions on the growth front profile of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ on GaAs during the pseudomorphic growth regime / P. R. Berger, K. Chang, P. Bhattacharya, J. Singh, and K. K. Bajaj // Appl. Phys. Lett. - 1988. - Vol. - 53. - P. 684-686.
85. Eaglesham D. J. Dislocation-free Stranski-Krastanow growth of Ge on Si(100) / D. J. Eaglesham, M. Cerullo // Phys. Rev. Lett. - 1990. - Vol. 64. - P. 1943-1946.
86. Guha S. Onset of incoherency and defect introduction in the initial stages of molecular beam epitaxial growth of highly strained $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ on GaAs(100) / S. Guha, A. Madhukar, K. C. Rajkumar // Appl. Phys. Lett. - 1990. - Vol. 57. - P. 2110-2112.
87. Mo Y.-W. Kinetic pathway in Stranski-Krastanov growth of Ge on Si(001) / Y.-W. Mo, D. E. Savage, B. S. Swartzentruber, M. G. Lagally // Phys. Rev. Lett. - 1990. - Vol. 65. - P. 1020-1023.
88. Snyder C. W. Effect of strain on surface morphology in highly strained InGaAs films / C. W. Snyder, B. G. Orr, D. Kesler, L. M. Sander // Phys. Rev. Lett. - 1991. - Vol. 66. - P. 3032-3035.
89. Snyder C.W. Kinetically controlled critical thickness for coherent islanding and thick highly strained pseudomorphic films of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ on

- GaAs(100) / C.W. Snyder, J.F. Mansfield, B.G. Orr // Phys. Rev. B. – 1992. – Vol. 46. – P. 9551-9554.
90. Jesson D. E. Direct imaging of surface cusp evolution during strained-layer epitaxy and implications for strain relaxation / D. E. Jesson, S. J. Pennycook, J.-M. Baribeau, D. C. Houghton // Phys. Rev. Lett. – 1993. – Vol. 71. – P. 1744-1747.
91. Muller P. The physical origin of the two-dimensional towards three-dimensional coherent epitaxial Stranski-Krastanov transition / P. Muller, R. Kern // Appl. Surf. Sci. – 1996. – Vol. 102. – P. 6-11.
92. Dubrovskii V. G. Kinetics of the initial stage of coherent island formation in heteroepitaxial systems / V. G. Dubrovskii, G. E. Cirlin, V. M. Ustinov // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 68. – P. 075409-1-9.
93. Floro J. A. Evolution of coherent islands in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ / J. A. Floro, E. Chason, L. B. Freund, R. D. Twisten, R. Q. Hwang, G. A. Lucadamo // Phys. Rev. B. – 1999. – Vol. 59. – P. 1990-1998.
94. Dentel D. Surface smoothing induced by epitaxial Si capping of rough and strained Ge or $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ morphologies: a RHEED and TEM study / D. Dentel, J. L. Bischoff, L. Kubler, J. Werckmann, M. Romeo // J. Cryst. Growth. – 1998. – Vol. 191. – P. 697-710.
95. Lafontaine H. Epitaxy of $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ heterostructures with very small roughness using a production-compatible ultrahigh vacuum-chemical vapor deposition reactor / H. Lafontaine, B. F. Mason, S. J. Rolfe, D. D. Perovic, B. Bahierathan // J. Vac. Sci. Tech. B. – 1998. – Vol. 16. – P. 599-604.

96. Chen K.M. Critical nuclei shapes in the stress-driven 2D-to-3D transition / K.M. Chen, D.E. Jesson, S.J. Pennycook, T. Thundat, R. J. Warmack // Phys. Rev. B. - 1997. - Vol. 56. - P. R1700-R1703.
97. Heyn Ch. Critical coverage for strain-induced formation of InAs quantum dots // Phys. Rev. B. - 2001. - Vol. 64. - P. 165306-1-7.
98. Guo W. First step to Si photonics: synthesis of quantum dot light-emitters on GaP substrate by MBE / W. Guo, A. Bondi, C. Cornet, H. Folliot, A. Letoublon, S. Boyer-Richard, N. Chevalier, M. Gicquel, B. Alsahwa, A. Le Corre, J. Even, O. Durand, and S. Loualiche // Phys. Status Solidi C. - 2009. - Vol. 6. - P. 2207-2211.
99. Falth F. J. The influence of substrate temperature on InAsN quantum dots grown by molecular beam epitaxy / F. J. Falth, S. F. Yoon, E. A. Fitzgerald // Nanotechnology. - 2008. - Vol. 19. - P. 455606-1-6.
100. LeGoues F.K. Relaxation mechanism of Ge islands/Si(001) at low temperature / F.K. LeGoues, J. Tersoff, M. C. Reuter, M. Hammar, R. Tromp // Appl. Phys. Lett. - 1995. - Vol. 67.N.16. - P. 2317-2319.
101. Tu Y. Coarsening, Mixing, and Motion: The Complex Evolution of Epitaxial Islands / Y. Tu, J. Tersoff // Phys. Rev. Lett. - 2007. - Vol. 98. - P. 096103-1-4.
102. Denker U. Lateral Motion of SiGe Islands Driven by Surface-Mediated Alloying / U. Denker, A. Rastelli, M. Stoffel, J. Tersoff, G. Katsaros, G. Costantini, K. Kern, N. Y. Jin-Phillipp, D.E. Jesson, O.G.

- Schmidt // Phys. Rev. Lett. - 2005. - Vol. 94. - P. 216103-1-4.
103. Katsaros G. Investigating the lateral motion of SiGe islands by selective chemical etching / G. Katsaros, A. Rastelli, M. Stoffel, G. Isella, H. von Kanel, A. M. Bittner, J. Tersoff, U. Denker, O.G. Schmidt, G. Costantini, K. Kern // Surf. Sci. - 2006. - Vol. 600. - P. 2608-2613.
104. Harrison W. A. Electronic Structure and Properties of Solids / W. A. Harrison. San Francisco: W. H. Freeman, 1980. - 838 p.
105. Tatsuoka Y. Surface migration of group V atoms in GaAsP grown on GaAs channeled substrates by molecular beam epitaxy / Y. Tatsuoka, H. Kamimoto, T. Kitada, S. Shimomura, S. Hiyamizu // J. Vac. Sci. Technol. B. - 2000. - Vol. 18. - P. 1549-1552.
106. Tatsuoka Y. Substrate temperature dependence of surface migration of As atoms during molecular beam epitaxy of GaAsP on a(411)A GaAs substrate / Y. Tatsuoka, M. Uemura, T. Kitada, S. Shimomura, S. Hiyamizu // J. Cryst. Growth. - 2001. - Vol. 227. - P. 266-270.
107. Болховитянов Ю.Б. Кремний-германиевые эпитаксиальные пленки: физические основы получения напряженных и полностью релаксированных гетероструктур / Ю.Б. Болховитянов, О.П.Пчеляков, С.И.Чикичев // Успехи физических наук. - 2001. - Т. 171.№7. - С. 689-715.
108. Hornstra J. Dislocation in diamond lattice // J. Phys. Chem. Solids. - 1958. - Vol. 5. - P. 129-141.

109. Bourret A. Core structure of the Lomer dislocation in germanium and silicon / A. Bourret, J. Desseaux, A. Renault // Phil. Mag. A. - 1982. - Vol. 45. - P. 1-20.
110. Vila A. Atomic core structure of lomer dislocation at GaAs(001)/Si interface / A. Vila, A. Cornet, J. R. Morante, P. Ruterana, M. Loubradou, R. Bonnet, Y. Gonzalez, L. Gonzalez // Philosophical magazine. A: Physics of condensed matter. Defects and mechanical properties. - 1995. - Vol. 71. - P. 85-103.
111. Stirman J. N. Atomic-scale imaging of asymmetric Lomer dislocation cores at the Ge/Si(001) heterointerface / J. N. Stirman, P. A. Crozier, D. J. Smith, F. Phillipp, G. Brill, S. Sivananthan // Appl. Phys. Lett. - 2004. - Vol. 84, N.14. - P. 2530-1-3.
112. 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, and M. Bayer // Phys. Rev. B. - 2011. - Vol. 84. - P. 155318-1-9.
113. Katnani A. D. Microscopic study of semiconductor heterojunctions: Photoemission measurement of the valance-band discontinuity and of the potential barriers / A. D. Katnani, G. Margaritondo // Phys. Rev. B. - 1983. - Vol. 28. - P. 1944-1956.

114. Davis M. E. GaAs-GaP Heterojunctions M. E. Davis, G. Zeidenbergs, R. L. Anderson // Phys. Status Solidi. - 1969. - Vol. 34. - P. 385-393.
115. Wei S. H. Predicted band-gap pressure coefficients of all diamond and zinc-blende semiconductors: Chemical trends / S. H. Wei, A. Zunger // Phys.Rev. B. - 1999. - Vol. 60. - P. 5404-5411.
116. Braginsky L. S. Kinetics of exciton photoluminescence in type-II semiconductor superlattices / L. S. Braginsky, M. Yu. Zaharov, A. M. Gilinsky, V. V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato, K. S. Zhuravlev // Phys. Rev. B. - 2001. - Vol. 63. - P. 195305-1-10.
117. 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. Trojanek, B. Dzur ak, P. Maly // Nanotechnology. - 2010. - Vol. 21. - P. 155703-1-7.