

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

На правах рукописи

Волкова Наталья Сергеевна

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ИЗ
КВАНТОВЫХ ТОЧЕК И ЯМ In(Ga)As/GaAs В МАТРИЦУ
ПОЛУПРОВОДНИКА МЕТОДАМИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ
СПЕКТРОСКОПИИ**

Специальность 01.04.10 – физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук
Горшков Алексей Павлович

Нижний Новгород – 2014

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|----|
| ВВЕДЕНИЕ | 4 |
| Список основных сокращений и обозначений | 11 |
| 1. ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА И ДИНАМИКА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ In(Ga)As/GaAs (Обзор литературы)..... | 13 |
| 1.1. Динамика носителей заряда в КТ InAs/GaAs | 13 |
| 1.1.1. Эмиссия | 14 |
| 1.1.2. Рекомбинация | 18 |
| 1.1.3. Межуровневая релаксация..... | 20 |
| 1.1.4. Результаты экспериментальных исследований эмиссии носителей заряда из КТ InAs/GaAs | 20 |
| 1.2. Эмиссия носителей заряда из КЯ | 29 |
| 1.3. Влияние дефектообразования на оптоэлектронные характеристики КРС..... | 31 |
| 1.3.1. Роль дефектов в работе приборов на основе КРС | 32 |
| 1.3.2. Точечные дефекты в GaAs..... | 38 |
| 1.3.3. Дефектообразование в структурах с КЯ InGaAs/GaAs..... | 42 |
| 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА | 48 |
| 2.1. Типы исследованных КРС и методика их получения | 48 |
| 2.2. Методы фотоэлектрической диагностики КРС | 54 |
| 2.3. Методы введения дефектов в КРС | 60 |
| 2.4. Определение напряженности электрического поля в окрестности квантово- размерного слоя | 62 |
| 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭМИССИИ НОСИТЕЛЕЙ ИЗ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СЛОЕВ..... | 64 |
| 3.1. Общая характеристика спектров фоточувствительности КРС и её температурной зависимости..... | 64 |
| 3.2. Моделирование эффективности эмиссии носителей из КТ InAs/GaAs | 71 |
| 3.3. Применение теории квантовой эффективности эмиссии для описания температурных зависимостей фоточувствительности в области основного и первого возбужденного переходов в КТ | 78 |
| 3.4. Влияние электрического поля на температурные зависимости фотоэлектрических спектров КТ..... | 82 |
| 3.5. Фотоэлектрические явления в структурах с КТ InAs/GaAs, выращенными в режиме с прерыванием роста | 90 |

| | | |
|--------|---|-----|
| 3.5.1. | Фотоэлектрические свойства бимодальных массивов КТ InAs/GaAs | 90 |
| 3.5.2. | Влияние нанесения КЯ InGaAs на энергетический спектр КТ | 96 |
| 3.5.3. | Влияние КЯ на эффективность эмиссии фотовозбужденных носителей из КТ | 99 |
| 3.6. | Влияние дополнительного потенциального барьера на эмиссию носителей из КЯ InGaAs/GaAs | 102 |
| 3.7. | Выводы к главе 3 | 106 |
| 4. | ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР In(Ga)As/GaAs..... | 109 |
| 4.1. | Влияние анодного окисления на оптоэлектронные свойства КРС | 109 |
| 4.1.1. | Структуры с КТ InAs/GaAs | 110 |
| 4.1.2. | Структуры с КЯ InGaAs/GaAs..... | 112 |
| 4.1.3. | Структуры с комбинированным слоем КЯ/КТ | 114 |
| 4.2. | Влияние имплантации ионов гелия на оптоэлектронные свойства КТ..... | 117 |
| 4.3. | Влияние нанесения химически активного металла (кобальта) на оптоэлектронные свойства КРС..... | 120 |
| 4.4. | Влияние нейтронного облучения на оптоэлектронные свойства КРС | 124 |
| 4.5. | Выводы к главе 4 | 128 |
| | ЗАКЛЮЧЕНИЕ..... | 130 |
| | СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ | 132 |
| | СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ..... | 137 |

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

Квантово-размерные гетеронаноструктуры (КРС) с квантовыми ямами (КЯ) и самоорганизованными квантовыми точками (КТ) In(Ga)As/GaAs являются перспективными объектами исследований и разработок в современной физике полупроводников [1, 2, 3, 4]. Их применение позволило значительно улучшить характеристики ряда приборов опто- и наноэлектроники и создать новые приборы: высокоэффективные инжекционные лазеры [5, 6], фотоприемники [7, 8] и светодиоды [9], транзисторы с высокой подвижностью электронов [10] и др.

Применение КРС в качестве активных областей электронных и оптоэлектронных устройств требует исследования не только энергетического спектра КЯ и КТ, но и динамики носителей заряда в них. Традиционно для изучения временных характеристик процессов захвата, эмиссии и рекомбинации используются измерения кинетики фотолюминесценции [11] и нестационарная спектроскопия глубоких уровней [12]. Фотоэлектрическая спектроскопия также может быть применена для изучения эмиссии неравновесных носителей из квантово-размерных объектов. Этот простой в реализации метод позволяет получать информацию о механизмах эмиссии, соотношениях между скоростями эмиссии, рекомбинации и межуровневой релаксации, и влиянии на эти соотношения параметров структур.

Величину квантовой эффективности эмиссии можно рассматривать как параметр, отражающий степень влияния дефектов на оптоэлектронные свойства КРС. Достоинство такого подхода к исследованию дефектообразования заключается в том, что эффективность эмиссии чувствительна только к дефектам, находящимся непосредственно в самих квантово-размерных слоях, а не в матрице полупроводника. Заметим, что влияние дефектообразования, которым сопровождается процесс

изготовления и эксплуатация приборов [13], на эффективность эмиссии практически не исследовано.

Цель и основные задачи работы

Основной целью данной работы являлось изучение методом фотоэлектрической спектроскопии эмиссии носителей заряда из квантово-размерных слоев $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ в матрицу GaAs и влияния на её эффективность параметров и дефектности структур. Объектом исследования были КРС с КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ и КТ InAs/GaAs , выращенные методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) при атмосферном давлении водорода – газа-носителя паров МОС в различных технологических режимах.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Развитие теории квантовой эффективности эмиссии фотовозбужденных носителей из массива КТ InAs в матрицу GaAs .
2. Сравнительный анализ оптоэлектронных характеристик структур с КТ InAs/GaAs , выращенных в режиме с легированием примесью-сурфактантом висмутом и в режиме с увеличенным временем прерывания подачи реагентов в процессе роста КТ.
3. Исследование в широком диапазоне температур фотоэлектрических спектров диодных структур с КЯ, КТ и комбинированным слоем КЯ/КТ.
4. Определение параметров КТ, при которых наблюдается хорошее согласие экспериментальных температурных зависимостей фоточувствительности от КТ с расчетом квантовой эффективности эмиссии.
5. Анализ времен жизни носителей в КТ по отношению к различным механизмам эмиссии, рекомбинации и межуровневой релаксации с целью выяснения эффективности каждого из этих процессов.
6. Исследование влияния дефектообразования при физико-химических и радиационных воздействиях в КРС $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ на

эффективность эмиссии и рекомбинационное время жизни неравновесных носителей заряда.

Научная новизна работы

1. Впервые получены аналитические выражения для квантовой эффективности эмиссии неравновесных носителей из КТ InAs/GaAs для случая фотогенерации в области основного и первого возбужденного оптических переходов КТ. При выводе учитывались все возможные электронные переходы носителей, находящихся на основных уровнях размерного квантования электрона и дырки и первом возбужденном электронном уровне.

2. В комбинированных структурах КЯ/КТ экспериментально обнаружен эффективный канал эмиссии фотовозбужденных носителей из КТ в матрицу GaAs через промежуточное состояние КЯ.

3. Разработана оригинальная методика исследования влияния дефектообразования на оптоэлектронные свойства гетеронаноструктур с КЯ и КТ In(Ga)As/GaAs, основанная на анализе температурной зависимости фоточувствительности в области поглощения КЯ и КТ.

4. Анализ квантовой эффективности эмиссии носителей из квантово-размерных слоев в матрицу полупроводника позволил оценить ряд электронных параметров КТ InAs/GaAs, выращенных методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении.

Научная и практическая значимость работы сводится к следующему:

1. Развита теория эмиссии неравновесных носителей из КТ InAs/GaAs, которая позволила описать ряд закономерностей в экспериментально наблюдаемых фотоэлектрических явлениях.

2. Предложен способ исследования степени влияния дефектообразования на оптоэлектронные характеристики квантово-

размерных структур, основанный на анализе температурной зависимости фоточувствительности в области поглощения КЯ и КТ.

3. Выработаны рекомендации по подавлению дефектообразования и уменьшению его влияния на оптоэлектронные характеристики КЯ и КТ.

По материалам диссертации разработана и поставлена лабораторная работа для студентов «Исследование температурных и полевых зависимостей фоточувствительности гетеронаноструктур с квантовыми точками InAs/GaAs».

Достоверность полученных результатов подтверждается их воспроизводимостью, согласием с литературными данными и соответствием существующим теоретическим представлениям о свойствах КРС с КТ и КЯ.

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Модель процесса эмиссии неравновесных носителей из КТ InAs/GaAs для случая низкого уровня фотовозбуждения, учитывающая два электронных и один дырочный уровень размерного квантования, позволяет описывать экспериментальные температурные зависимости фоточувствительности от КТ в области основного и первого возбужденного оптических переходов.

2. В структурах с комбинированным слоем КЯ/КТ InGaAs/InAs наиболее эффективным механизмом эмиссии электронов из КТ, встроенных в область пространственного заряда поверхностного барьера, в диапазоне температур 130 – 300 К является термоактивированная эмиссия через 2D-состояния гибридной КЯ. Этот процесс происходит в несколько раз быстрее, чем аналогичный процесс через состояния смачивающего слоя в структурах с одиночным слоем КТ с той же энергией основного перехода (≈ 1 эВ).

3. Температурная зависимость фоточувствительности от КЯ и КТ In(Ga)As/GaAs является чувствительным индикатором дефектообразования,

даже когда на фотоэлектрическом спектре при комнатной температуре дефектообразование непосредственно не проявляется. Анализ температурной зависимости фоточувствительности от КТ позволяет оценить степень влияния дефектообразования на рекомбинационное время жизни носителей.

Личный вклад автора в получение результатов

Автором внесен определяющий вклад в получение основных экспериментальных результатов и выполнение теоретического расчета эффективности эмиссии носителей заряда из КТ. Планирование экспериментов, обсуждение и анализ результатов проводились совместно с профессором И. А. Карповичем и научным руководителем работы доцентом кафедры ФПО А. П. Горшковым. По некоторым вопросам, касающимся построения теоретической модели эмиссии, автор консультировался с с.н.с. НИФТИ ННГУ Д. О. Филатовым, инженером ИФП СО РАН Д. С. Абрамкиным и г.н.с. ИФМ РАН В. Я. Алешкиным. Исследованные в работе структуры выращены в группе эпитаксиальной технологии НИФТИ ННГУ в.н.с. Б. Н. Звонковым. Спектральные исследования фотолюминесценции выполнены с.н.с. НИФТИ ННГУ О. В. Вихровой и с.н.с. НИФТИ ННГУ Н. В. Байдусем. Расчеты энергетических диаграмм структур с δ -слоем Si выполнены доцентом кафедры ЭТТ С. В. Хазановой и аспирантом кафедры ЭТТ В. Е. Дегтяревым. Напыление диодов Шоттки производилось доцентом кафедры ФПО С.В. Тиховым и с.н.с. НИФТИ ННГУ А.В. Здравейцевым.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы были доложены и обсуждены на 11 – 15 Всероссийских молодежных конференциях по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2009 – 2013 гг.), 14 – 19 Нижегородских сессиях молодых ученых

(Нижний Новгород, 2009 – 2014 гг.), XV – XVIII международных симпозиумах «Нанопфизика и нанопэлектроника» (Нижний Новгород, 2011 – 2014 гг.).

Следующие доклады были отмечены дипломами:

1. Диплом III степени за доклад «*Оптоэлектронные свойства гетеронаноструктур с комбинированными слоями квантовых ям и точек In(Ga)As/GaAs*» на XIV Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и нанопэлектронике (Санкт-Петербург, 2012 г.);

2. Диплом III степени за доклад «*Влияние поверхностного дефектообразования на фотоэлектронные свойства квантово-размерных гетеронаноструктур In(Ga)As/GaAs*» на XVII Нижегородской сессии молодых ученых. Естественные и математические науки (Нижний Новгород, 2012 г.);

3. Диплом III степени за доклад «*Анализ механизмов эмиссии фотовозбужденных носителей из квантовых точек InAs/GaAs, выращенных методом газопазной эпитаксии*» на 16 Нижегородской сессии молодых ученых. Естественные науки (Нижний Новгород, 2011 г.);

4. Диплом за доклад «*Влияние нейтронного облучения на оптоэлектронные свойства квантово-размерных гетеронаноструктур In(Ga)As/GaAs*» на XV Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и нанопэлектронике (Санкт-Петербург, 2013 г.);

5. Диплом за доклад «*Влияние электрического поля и температуры на процессы эмиссии неравновесных носителей из квантовых точек InAs/GaAs*» на XII Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и нанопэлектронике (Санкт-Петербург, 2010 г.);

6. Диплом за доклад «*Влияние анодного окисления структур с квантовыми точками InAs/GaAs на температурные зависимости*

фотоэлектрических спектров» на XI Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2009 г.).

Публикации

По материалам диссертационной работы опубликовано 27 научных работ: 10 статей в журналах, входящих в перечень ВАК, и 17 публикаций в материалах конференций [A1 – A27].

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Общий объем диссертации составляет 150 страниц, включая 67 рисунков и 4 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 125 наименований, список работ автора по теме диссертации – 27 наименований.

Список основных сокращений и обозначений

Сокращения:

| | |
|---------|--|
| ГФЭ МОС | газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений |
| КРС | квантово-размерная гетеронаноструктура |
| КТ | квантовая точка (QD) |
| КЯ | квантовая яма (QW) |
| МЛЭ | молекулярно-лучевая эпитаксия |
| ОПЗ | область пространственного заряда |
| СС | смачивающий слой (WL) |
| ФБШ | фотоэдс (фототок) в барьере Шоттки |
| ФЛ | фотолуминесценция |
| DLTS | нестационарная спектроскопия глубоких уровней |

Обозначения:

| | |
|----------------------------|---|
| τ_{esc} | результатирующее эмиссионное время жизни |
| τ_{rec} | результатирующее рекомбинационное время жизни |
| $\tau_{e1 \rightarrow e0}$ | время межуровневой релаксации электрона |
| ΔE_{10} | расстояние между уровнями размерного квантования электронов |
| ΔE_{0c} | расстояние от уровня размерного квантования основного состояния электрона в КТ до дна зоны проводимости матрицы |
| E_{e0}^{2D} | энергия дна нижней электронной подзоны размерного квантования в смачивающем слое (гибридной КЯ) |
| σ_n, σ_{hh} | сечение захвата электронов, дырок КТ |
| d_c | толщина покровного слоя GaAs |
| d_{ox} | толщина анодного окисла GaAs |
| d_s | толщина спейсерного слоя GaAs |
| F | напряженность электрического поля |

| | |
|----------|------------------------------------|
| I_0 | интенсивность падающего освещения |
| I_{el} | интенсивность электролюминесценции |
| I_{PL} | интенсивность фотолюминесценции |
| L | эффективная высота КТ |
| L_{QW} | ширина КЯ |
| S_{ph} | фоточувствительность |
| η | квантовая эффективность эмиссии |

1. ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА И ДИНАМИКА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ In(Ga)As/GaAs (Обзор литературы)

В современной микро- и нанoeлектронике важное место занимают полупроводниковые квантово-размерные структуры на основе соединений АЗВ5 (GaAs, InAs, GaN и др.). Благодаря прямозонности этих материалов, и как следствие высокому коэффициенту поглощения и эффективной излучательной рекомбинации в них, такие структуры используются в качестве активных областей приборов оптоэлектроники: лазеров [5, 6, 14], светодиодов [9], фотоприемников [7, 8, 15], оптических модуляторов [16] и др. Эффективность работы и основные характеристики этих приборов определяются не только энергетическим спектром квантово-размерных объектов, но и динамикой электронных процессов в них. Одним из таких процессов является эмиссия неравновесных электронов и дырок с уровней размерного квантования в матрицу полупроводника. В нашем обзоре основное внимание будет уделено механизмам эмиссии носителей заряда из КТ и КЯ In(Ga)As/GaAs, фотоэлектрическому методу исследования эффективности эмиссии и влияния на неё температуры, электрического поля и дефектообразования.

1.1. Динамика носителей заряда в КТ InAs/GaAs

Эффективность эмиссии фотовозбужденных электронно-дырочных пар из КТ η зависит от соотношения результирующих времен жизни носителей по отношению к процессу эмиссии τ_{esc} и рекомбинации τ_{rec}

$$\eta = \frac{1/\tau_{esc}}{1/\tau_{esc} + 1/\tau_{rec}}. \quad (1.1)$$

Рассмотрим каждый из этих процессов.

1.1.1. Эмиссия

Эмиссия электронов и дырок из КТ в матрицу полупроводника может происходить по следующим механизмам [17]: надбарьерному термическому, туннельному и термоактивированному туннельному через промежуточный уровень возбуждения (рис. 1.1), а также через виртуальные состояния (на рис. 1.1 не показано).

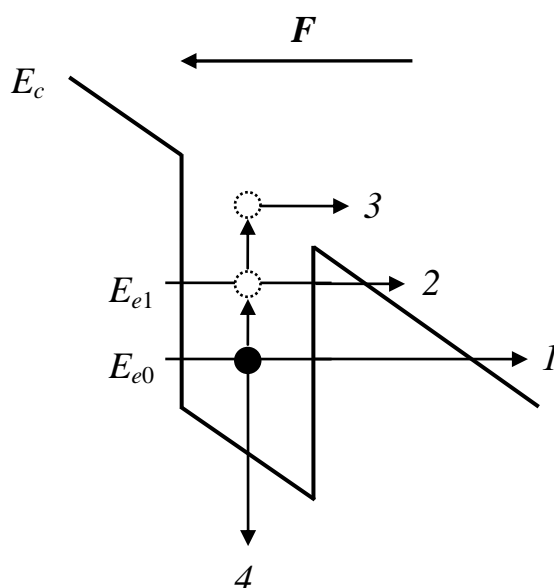


Рис. 1.1. Возможные механизмы эмиссии электрона из КТ, находящейся в электрическом поле F барьера. 1 – туннельная эмиссия с уровня основного состояния E_{e0} , 2 – термоактивированная туннельная эмиссия с основного состояния через первый уровень возбуждения E_{e1} , 3 – надбарьерная термическая эмиссия с основного состояния, 4 – конкурирующие с эмиссионными рекомбинационные переходы.

В случае термической активации носители заряда получают дополнительную энергию, необходимую для преодоления потенциального барьера в КТ, за счет тепловых колебаний кристаллической решетки полупроводника. Скорость термической эмиссии электронов из КТ в матрицу и соответствующее время жизни, как показано в [17, 18], описывается выражением

$$e_n^{term} = \frac{1}{\tau_n^{term}} = \sigma_n \langle v_n \rangle N_c \frac{g_0}{g_1} \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) = \gamma_n \frac{g_0}{g_1} T^2 \sigma_n \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right), \quad (1.2)$$

$$\langle v_n \rangle = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_e}}, \quad N_c = 2M_c \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad \gamma_n = 4\sqrt{6\pi^3} \frac{k_B^2}{h^3} M_c m_e, \quad (1.3)$$

$$\sigma_n = \sigma_{n\infty} \exp\left(-\frac{\Delta E_\sigma}{k_B T}\right), \quad (1.4)$$

где $\langle v_n \rangle$ – среднеквадратичная тепловая скорость; N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости; γ_n – постоянная, не зависящая от температуры; m_e – эффективная масса электронов в GaAs; M_c – число минимумов зоны проводимости; $g_0(g_1)$ – вырождение пустого (заполненного) энергетического уровня; T – температура; σ_n – сечение захвата электронов КТ; $\sigma_{n\infty}$ – сечение захвата электронов КТ, экстраполированное к $T = \infty$; ΔE_σ – энергия активации сечения захвата; E_a – энергия активации, равная расстоянию от уровня размерного квантования до дна зоны проводимости (E_c) матрицы; k_B – постоянная Больцмана. Выражение (1.2) базируется на выражении для скорости термической эмиссии электронов с глубокого уровня ловушки в зону проводимости полупроводника [19], поскольку в упрощенном случае квантовую точку можно рассматривать как глубокую ловушку [18].

Для КТ InAs/GaAs температурной зависимостью σ_n (1.4) можно пренебречь, поскольку ΔE_σ составляет всего несколько мэВ в широком диапазоне температур 70 – 350 К [18]. Величина σ_n , согласно данным нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS), лежит в широком диапазоне $\sim 10^{-12} - 10^{-10} \text{ см}^2$ [20, 21] (в различных работах приводятся значения $\approx 3 \times 10^{-12} \text{ см}^2$ [20], $10^{-11} - 10^{-10} \text{ см}^2$ [21]). Для дырок $\sigma_{hh} \approx 5 \times 10^{-12} \text{ см}^2$ [20].

Аналогичные выражения справедливы и для термической эмиссии дырок из КТ в валентную зону GaAs.

Наиболее благоприятные условия для максимального выхода эмиссии электронно-дырочных пар и эффективности их разделения, необходимого для возникновения фотоэлектрических явлений, реализуются, когда квантово-размерный слой встроен непосредственно в область достаточно сильного электрического поля барьера. Во-первых, в этом случае уменьшается энергетический барьер выхода электронов и дырок из потенциальной ямы КРС в результате эффекта Пула-Френкеля: снижения высоты потенциального барьера в КТ в электрическом поле F на величину [18]:

$$\Delta E = eF \frac{L}{2}, \quad (1.5)$$

где e – заряд электрона, L – эффективная высота КТ (рис. 1.2). В случае КТ InAs/GaAs высотой 5 нм в электрическом поле 50 кВ/см ΔE составляет 12 мэВ. Во-вторых, появляется возможность туннелирования носителей через этот сниженный в электрическом поле потенциальный барьер (рис. 1.2, а). Скорость прямого туннелирования через треугольный барьер и соответствующее время жизни определяются выражением [22]

$$e_n^{tun} = \frac{1}{\tau_n^{tun}} = \frac{eF}{4\sqrt{2m_e E_b}} \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m_e E_b}^{3/2}}{3e\hbar F}\right], \quad (1.6)$$

где m_e – эффективная масса электронов в материале барьера GaAs, E_b – высота туннельного потенциального барьера в КТ. Данное выражение изначально получено для описания процесса ионизации глубокого примесного состояния в полупроводнике под действием внешнего электрического поля [22]. В работах [23, 24, 25] оно применяется для расчета τ_n^{tun} из КТ. Экспонента в (1.6) представляет выражение для туннельной прозрачности треугольного барьера в квазиклассическом приближении.

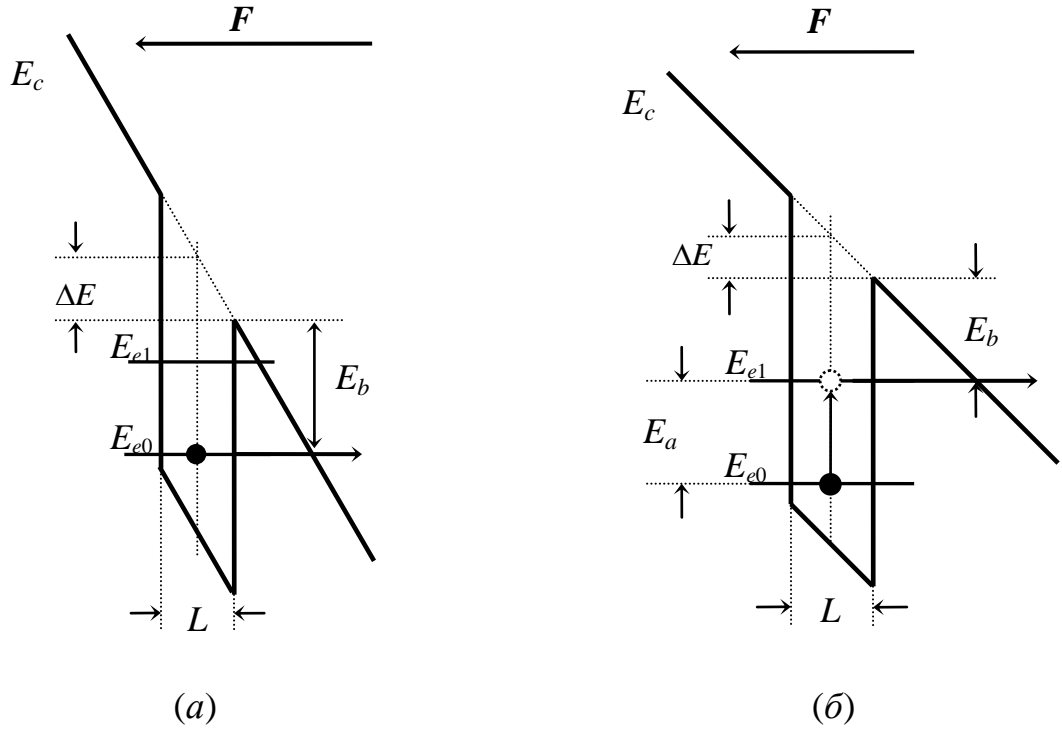


Рис. 1.2. Возможные механизмы эмиссии электрона из КТ, находящейся в относительно сильном (а) и слабом (б) электрическом поле. а) – туннельная эмиссия электрона с уровня основного состояния E_{e0} в матрицу, б) – термоактивированная туннельная эмиссия через возбужденное состояние E_{e1} .

В-третьих, в электрическом поле также возможны механизмы термоактивированного туннелирования через промежуточный уровень и туннелирования через виртуальные состояния с участием фононов [17, 18].

Первый механизм можно рассматривать как комбинацию двух процессов: термического заброса носителя на одно из возбужденных состояний электрона в КТ и последующего туннелирования через оставшийся треугольный барьер (рис. 1.2, б). В этом случае скорость эмиссии для электронов имеет вид [18]:

$$e_n^{ta} = \frac{1}{\tau_n^{ta}} = \gamma_n \frac{g_0}{g_1} T^2 \sigma_n^{T, F=\infty} \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \cdot \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m_e} E_b^{3/2}}{3e\hbar F}\right], \quad (1.7)$$

где $\sigma_n^{T, F=\infty}$ – сечение захвата при $T, F = \infty$. В литературе удалось найти данные только для захвата дырки в основное состояние КТ $\sigma_{hh}^{T, F=\infty} \approx 7 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ [26].

Второй механизм объясняется тем, что при взаимодействии электронной системы с фононами происходит образование набора квазистационарных виртуальных уровней в КТ, которые также могут выступать промежуточными состояниями при эмиссии носителей из КТ в зону проводимости матрицы [17]. В данном случае скорость термоактивированного туннелирования электронов в квантово-механическом приближении имеет вид [17]:

$$e_n^{tp} = \frac{1}{\tau_n^{tp}} = \sum_{m=1}^N W_m \cdot e_n^{tun}(E + m\hbar\omega), \quad (1.8)$$

где m – число фононов, вовлеченных в процесс эмиссии; $N = \lfloor E_b/\hbar\omega \rfloor$ – максимально возможное число фононов; W_m – статистический вес для m фононной моды; $\hbar\omega$ – энергия фонона; e^{tun} – скорость прямого туннелирования с уровня $E + m\hbar\omega$ (определяется выражением 1.6); E – энергия уровня размерного квантования. Статистический вес может быть найден из выражения [27]:

$$W_m = \exp\left[\frac{m\hbar\omega}{2k_B T} - S_{HR} \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right)\right] I_m\left(\frac{S_{HR}}{\sinh(\hbar\omega/2k_B T)}\right), \quad (1.9)$$

где S_{HR} – параметр Хуанга-Риса (для КТ InAs/GaAs S_{HR} лежит в пределах от 0.01 до 0.5 [28, 29]), I_m – модифицированная функция Бесселя m порядка.

Роль каждого из механизмов эмиссии зависит от способа и условий выращивания КРС, температуры и формы потенциального барьера в КТ, которую можно изменять приложением внешнего напряжения к структуре.

1.1.2. Рекомбинация

С процессами эмиссии неравновесных носителей конкурируют процессы излучательной (со временем жизни τ_{ri}) и безызлучательной (τ_{rd}) рекомбинации, характеризуемые эффективным рекомбинационным временем жизни τ_{rec}

$$\frac{1}{\tau_{rec}} = \frac{1}{\tau_{ri}} + \frac{1}{\tau_{rd}}. \quad (1.10)$$

Обычно τ_{rec} определяют из исследований кинетики затухания фотолюминесценции (ФЛ). По литературным данным [30, 31, 32, 33], τ_{ri} в КТ InAs/GaAs считается постоянным (~ 1 нс) [30] либо слабо зависящим от температуры [31, 32, 33]. В [31] показано, что τ_{ri} в КТ InAs/GaAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), монотонно увеличивается с ростом температуры (в интервале 12 – 250 К) от 1.2 нс до 3 нс. Этот результат был объяснен возможностью возбуждения носителей из основного состояния КТ на более высокоэнергетические уровни, что затрудняет рекомбинацию электронов и дырок, поскольку вероятность оптических переходов носителей между энергетическими состояниями с разным n (квантовым числом, ответственным за квантование вдоль оси роста) существенно меньше вероятности переходов, происходящих без изменения n .

Безызлучательная рекомбинация при низких температурах не вносит существенного вклада в результирующее рекомбинационное время жизни [31]. Однако введение в структуру дефектов может приводить к появлению дополнительного канала безызлучательной рекомбинации, что уменьшает τ_{rec} и, следовательно, вероятность эмиссии электронно-дырочных пар из квантово-размерного слоя.

Скорость рекомбинации τ_{rec}^{-1} может зависеть от электрического поля из-за изменения интеграла перекрытия волновых функций электрона и дырки в КТ. В [34] экспериментально исследовано влияние электрического поля, приложенного перпендикулярно слою КТ InAs/GaAs, выращенных методом ГФЭ МОС, встроенных в i область $p-i-n$ диода, на τ_{ri}^{-1} и τ_{rd}^{-1} . Электрическое поле в этой структуре было направлено от основания к вершине КТ. Установлено, что при уменьшении напряженности поля от 82 до 0 кВ/см скорость излучательной рекомбинации незначительно увеличивается от 0.88

до 1.11 нс^{-1} , что связано с уменьшением абсолютной величины дипольного момента экситона в КТ, а скорость безызлучательной практически остается без изменений.

1.1.3. Межуровневая релаксация

Для полного анализа динамики неравновесных носителей в КРС необходимо учитывать процессы внутризонной межуровневой релаксации в квантово-размерных слоях. В отличие от объемных полупроводников и двумерных систем, где основным механизмом релаксации является испускание оптических фононов, в КТ внутризонная релаксация носителей заряда может осуществляться по разным механизмам: многофононный механизм с участием продольных оптических и акустических фононов, многофононный механизм с участием дефектов, оже-процесс и др. [35]. Те или иные механизмы релаксации в КТ могут иметь разную эффективность в зависимости от геометрии КТ, числа носителей заряда в КТ, дефектности структуры, температуры. При наличии в КТ электронно-дырочных пар релаксация электронов наиболее эффективно происходит путем отдачи энергии дыркам, которые затем, благодаря плотному энергетическому спектру, быстро релаксируют в основное состояние [36]. В этом случае релаксационные процессы в КТ InAs/GaAs обычно осуществляются весьма быстро за время $\sim 1 - 10 \text{ пс}$ [36].

1.1.4. Результаты экспериментальных исследований эмиссии носителей заряда из КТ InAs/GaAs

Если поместить квантово-размерный слой в диодную структуру, то эмиссия носителей заряда с уровней размерного квантования в матрицу будет приводить к возникновению фотоэдс или фототока во внешней цепи [37] (рис. 1.3). Величина фоточувствительности данного фотодиода в

спектральной области оптического поглощения квантово-размерных объектов будет определяться эффективностью эмиссии электронно-дырочных пар из них. Поскольку рекомбинационное время жизни слабо зависит от электрического поля и температуры, а эмиссионное, как следует из формул (1.2, 1.6 – 1.8), может меняться на порядки величины, именно оно в основном определяет характер температурных и полевых зависимостей фоточувствительности КРС. Рассмотрим результаты некоторых экспериментальных исследований этих зависимостей.

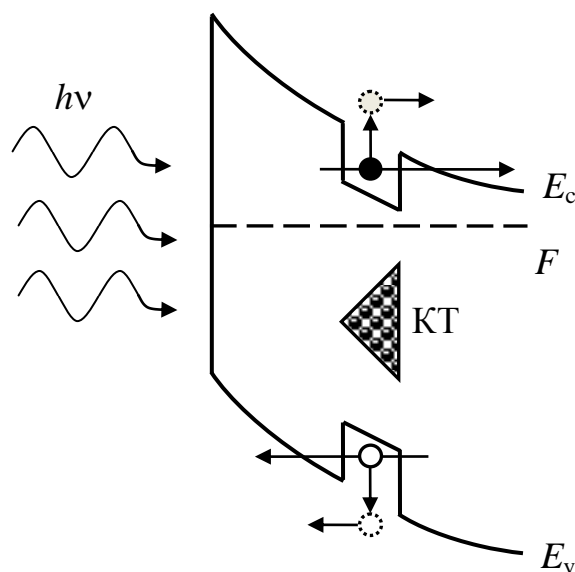


Рис. 1.3. Энергетическая диаграмма приповерхностной области структуры с КТ InAs/GaAs, иллюстрирующая механизм возникновения фотоэлектрического сигнала.

В [38] методом спектроскопии фототока исследовано влияние температуры и электрического поля на процесс эмиссии неравновесных носителей из КТ InAs/GaAs (с размером основания 18 нм и высотой 6 нм), выращенных методом МЛЭ, встроенных в $p-i-n$ -диод. В отсутствие смещения на диоде ($F \approx 50$ кВ/см) при температуре < 120 К фотосигнал от КТ отсутствует (рис. 1.4, *a*). При этих условиях более вероятен процесс излучательной рекомбинации фотовозбужденных носителей в КТ. Увеличение температуры приводит к появлению (при 120 К) и росту (до 200 К) фоточувствительности от КТ. При температуре выше 200 К не

наблюдалось дальнейшего изменения величины фототока от КТ, поскольку уже при 200 К практически все фотовозбужденные носители эмитируют из КТ в матрицу полупроводника и дают вклад в фототок, то есть в этих условиях эффективность эмиссии $\eta \approx 1$.

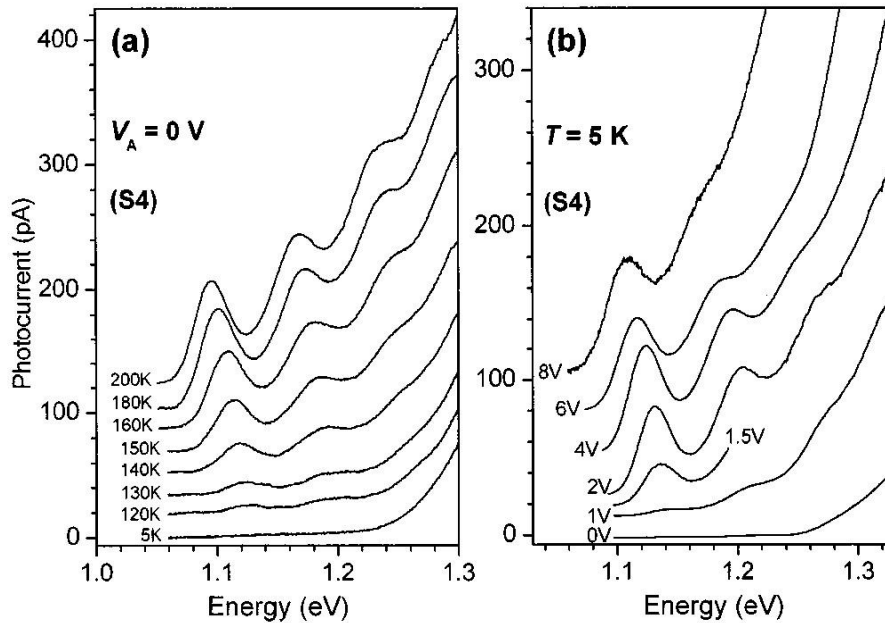


Рис. 1.4. Спектральные зависимости фототока в области поглощения КТ [38]. а) – влияние температуры на спектр фототока от КТ в отсутствие смещения на диоде, б) – влияние обратного смещения на диоде на спектр фототока от КТ при 5 К.

Характер температурной зависимости фоточувствительности в области основного и первого возбужденного состояний не различался. Это свидетельствует о том, что эмиссия носителей при фотогенерации в возбужденное состояние происходит после их релаксации (со скоростью $\sim 3 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$ [39]) в основное.

Влияние электрического поля на спектр фототока от КТ при 5 К показано на рис. 1.4, б. При увеличении обратного смещения на диоде фототок от КТ растет и достигает насыщения при напряженности электрического поля в окрестности КТ 150 кВ/см. В этом случае также, как и при возрастании температуры, фототок для основного и возбужденного состояний одинаково зависит от приложенного смещения. Этот результат подтверждает высказанное авторами предположение о быстрой

межуровневой релаксации. Авторы считают, что возрастание фототока с ростом напряженности электрического поля определяется возрастанием вероятности эмиссии электрона, так как темп туннельной эмиссии электронов из КТ на несколько порядков превышает темп эмиссии дырок, поскольку эффективная масса электронов значительно ниже, чем у тяжелых дырок.

Из температурной зависимости фототока в области основного перехода в КТ (рис. 1.5) при нулевом смещении на диоде, когда температурная зависимость фототока спрямляется в координатах Аррениуса, была определена энергия активации эмиссии (95 мэВ). Поскольку это значение существенно меньше высоты эмиссионного барьера для электрона, находящегося на основном состоянии в КТ (~ 200 мэВ [40]), авторами был сделан вывод о термоактивированном туннельном механизме эмиссии носителей через возбужденные состояния в КТ. При увеличении обратного смещения (≥ 0.5 В) температурная зависимость фототока в координатах Аррениуса становится нелинейной и с ростом напряжения средний наклон этой зависимости падает. При обратном смещении ≈ 2 В величина фототока перестает зависеть от температуры, поскольку в данном случае преобладает туннельный механизм эмиссии.

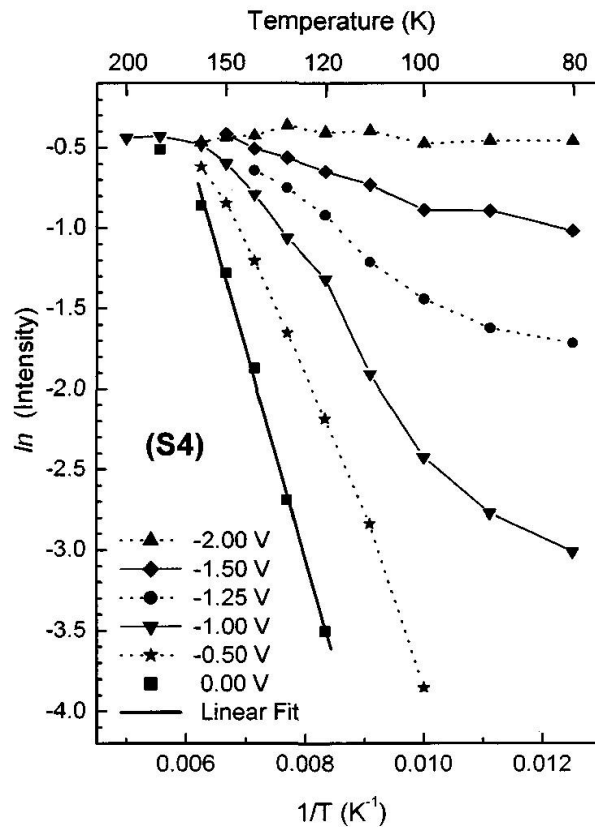


Рис. 1.5. Температурная зависимость интенсивности фототока в области основного перехода в КТ при разных напряжениях обратного смещения в $p-i-n$ -диоде [38].

В [41] также исследовалась температурная зависимость фототока от КТ InAs (с размером основания 21 нм и высотой 3.5 нм), покрытых слоем КЯ $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$, встроенных в $p-i-n$ -диод. Температурная зависимость фоточувствительности в области основного перехода в КТ при нулевом смещении на диоде (рис. 1.6) качественно подобна зависимости, полученной в работе [38]. Однако в области низких температур (< 100 К) наблюдается участок, на котором фототок практически не зависит от температуры, а значит, определяется туннельным механизмом эмиссии носителей из КТ.

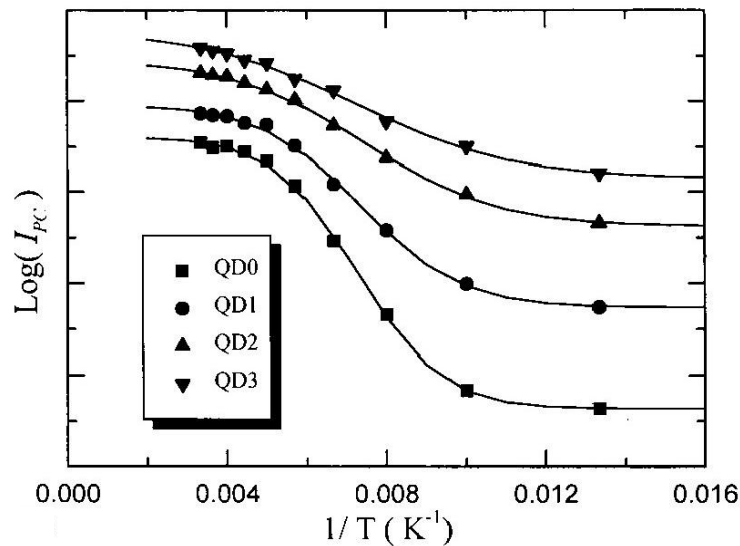


Рис. 1.6. Температурные зависимости интенсивности фототока при фотовозбуждении в области основного (QD0), первого (QD1), второго (QD2) и третьего (QD3) оптических переходов в КТ при нулевом смещении на $p-i-n$ -диоде [41].

Энергия активации для основного, первого, второго и третьего возбужденных переходов в КТ составила $\approx 99, 75, 55$ и 38 мэВ соответственно. Эти значения меньше высот эмиссионных барьеров для соответствующих уровней. Авторы, ссылаясь на [42, 43], отмечают, что для КТ линзообразной формы эмиссионный барьер для дырок меньше, чем для электронов ($E_b^e : E_b^{hh} \approx 70:30$). В связи с этим предположено, что фоточувствительность от КТ связана с эмиссией дырок, которая происходит по термоактивированному туннельному механизму через состояния смачивающего слоя. Для доказательства этого предположения построена зависимость энергии активации от энергии оптических переходов (рис. 1.7). Экстраполяция этой зависимости к $E_a = 0$ эВ дает энергию перехода ≈ 1.25 эВ, что, по мнению авторов, соответствует энергетическому уровню смачивающего слоя (WL).

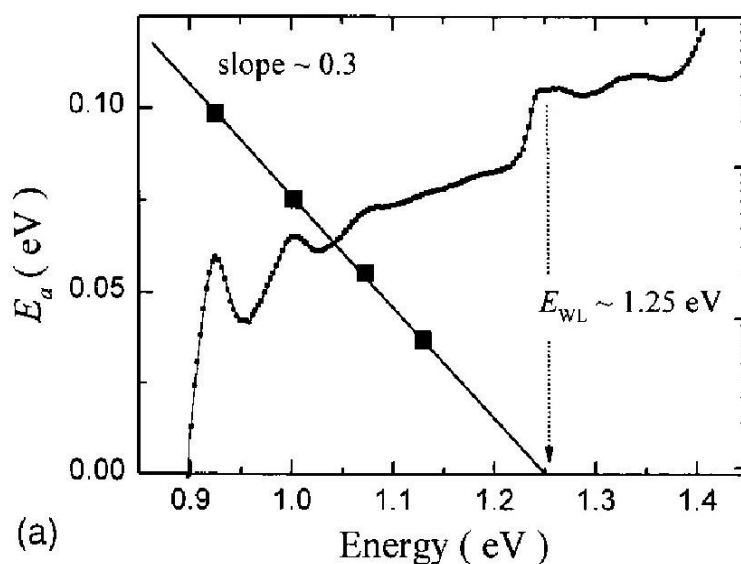


Рис. 1.7. Спектр фототока структуры с КТ InAs, покрытыми слоем КЯ InGaAs, и зависимость энергии активации от энергии оптического перехода в КТ [41].

Процессы эмиссии носителей из КТ, также исследовались и другими методами. В [20] с помощью DLTS-спектроскопии проведен сравнительный анализ эмиссии электронов и дырок из КТ InAs/GaAs. Для исследования эмиссии электронов слой КТ, встраивался в p^+n -диод, а дырок – в n^+p -диод. Структуры были выращены методом МЛЭ. Энергия активации эмиссии электронов, полученная из температурной зависимости DLTS-сигнала КТ, составила 82 мэВ, а дырок – 164 мэВ. Полученное значение энергии активации электронов близко к разности энергий между первым возбужденным и основным электронным уровнями в КТ, которые, как установлено авторами из теоретических расчетов, расположены ниже дна зоны проводимости GaAs на 60 и 140 мэВ соответственно. Глубина залегания основного дырочного состояния в КТ по отношению к потолку валентной зоны GaAs равна 175 мэВ. Для объяснения полученных результатов авторами предложена модель, согласно которой эмиссия электронов из КТ в матрицу, как и в работе [38], происходит по термоактивированному туннельному механизму через промежуточное состояние, которым служит первое возбужденное состояние электрона в КТ. Основным механизмом эмиссии дырок из КТ является термическая активация с основного состояния в

матрицу GaAs. Такое существенное различие в эмиссии электронов и дырок авторы объясняют низкой туннельной прозрачностью GaAs барьера для дырок в связи с их большой эффективной массой. Кроме того, энергетические уровни дырок в КТ InAs расположены ближе друг к другу, чем электронные, что делает более эффективным процесс межуровневой релаксации дырок, и как следствие уменьшает эффективность многоэтапного процесса эмиссии. В результате этого эмиссионное время жизни дырок в КТ InAs/GaAs при комнатной температуре составило ≈ 5 пс, а для электронов – 0.4 пс [20].

Все рассмотренные выше исследования относились к КРС с одиночным слоем КТ InAs в матрице GaAs. Однако для применения КТ InAs в качестве активных областей лазеров и солнечных элементов необходимо получать структуры с КТ с высокой поверхностной плотностью. Увеличить концентрацию КТ можно путем использования многослойных массивов. В таких структурах скорости эмиссии и рекомбинации носителей тока могут заметно отличаться от соответствующих скоростей, определенных для одного слоя КТ [44, 45]. Анализ механизмов эмиссии носителей из многослойных массивов КТ InGaAs/GaAs в зависимости от толщины спейсерного слоя GaAs между массивами был проведен в работе [45]. Исследовались спектры фототока $p-i-n$ -структур, содержащих в i -области 5 слоев КТ InGaAs с энергией основного перехода $E_0 \approx 1.2$ эВ при 300 К. Структуры были выращены методом МЛЭ. Толщина спейсерного слоя составляла 33 и 10 нм. Показано, что в структурах с толстым спейсерным слоем фототок от КТ возрастал при увеличении температуры и напряженности электрического поля. Было установлено, что при нулевом смещении на диоде основным механизмом эмиссии является термический. Приложение обратного смещения при низких температурах (~ 20 К) приводит к появлению туннельной эмиссии. Для структур с тонким спейсерным слоем наблюдался принципиально иной результат: фототок оказался независимым от температуры и величины обратного смещения.

Этот эффект авторы объясняют возможностью вертикального связывания рядов КТ в колонны. При спейсерных слоях порядка 10 нм возможно нерезонансное туннелирование между соседними вертикально связанными КТ в пределах одной колонны. При скорости этого процесса выше скорости конкурирующей с ним рекомбинации, практически все фотовозбужденные носители могут быть пространственно разделены внутри одной колонны вертикально связанных КТ, что существенно затруднит рекомбинацию.

В [44] исследована эмиссия электронов из массива вертикально связанных КТ InAs/GaAs методом адмиттанс-спектроскопии. При увеличении числа слоев КТ (от 3 до 10), расположенных друг от друга на расстоянии ~ 5 нм, наблюдалось уменьшение скорости эмиссии, что, по мнению авторов, связано с увеличением средней энергии связи электронов в КТ (от 80 до 120 мэВ). Анализ температурных зависимостей активной проводимости при разных частотах и напряжениях смещения на барьере показал, что эмиссия электронов при температурах < 70 К происходит путем термически активированного туннелирования со скоростью $3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^6$ с⁻¹. Однако промежуточным состоянием для этого механизма является не возбужденное стационарное состояние электрона в КТ, а виртуальные состояния. Данный вывод сделан на основе роста энергии активации эмиссии для состояний с одной и той же энергией связи при увеличении температуры.

Итак, в данном разделе рассмотрены механизмы эмиссии неравновесных носителей из самоорганизованных КТ InAs/GaAs, выращенных методом МЛЭ. В работе [38] фоточувствительность и ее температурная зависимость определяются эмиссией электронов из КТ, а в [41] – эмиссией дырок. Большинство авторов считают, что основным механизмом эмиссии носителей из КТ является термоактивированная туннельная эмиссия через промежуточное состояние. Однако этим промежуточным состоянием может служить возбужденное состояние в КТ [20, 38], уровень смачивающего слоя [41], либо, как показано в [44], виртуальное состояние. Таким образом, несмотря на многочисленные исследования, в литературе нет единого мнения

о том, как осуществляется эмиссия носителей заряда из КТ в матрицу. Также отметим, что в КТ, выращенных методом ГФЭ МОС при атмосферном давлении, этот вопрос практически не исследован.

1.2. Эмиссия носителей заряда из КЯ

Теория эмиссии носителей заряда из КЯ, находящейся в электрическом поле, была развита ранее в [46]. В этой модели рассматривались следующие механизмы эмиссии: чисто туннельная, термическая через сниженный полем барьер, туннельная с термоактивированным возбуждением на вышележащие состояния. Результирующее эмиссионное время жизни электронов (дырок) в КЯ τ_{esc} можно определить из выражения

$$J_{esc} = \frac{neL_{QW}}{\tau_{esc}}, \quad (1.11)$$

где

$$J_{esc} = \frac{e\hbar k_B T}{2\pi m^*} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^2 \left\{ \sum_{l=1}^N \left(\frac{E_l D(E_l)}{k_{z,l} L_{QW}} \right) \cdot \ln \left(1 + \exp \left[-\frac{E_l - E_1}{k_B T} \right] \right) + \frac{1}{4\pi V} \int D(E_z) \exp \left[-\frac{E_z - E_1}{k_B T} \right] dE_z \right\}, \quad (1.12)$$

$$n = \frac{k_B T}{2\pi} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right) \left\{ \frac{1}{L_{QW}} \sum_{l=1}^N \ln \left(1 + \exp \left[-\frac{E_l - E_1}{k_B T} \right] \right) + \frac{1}{\pi} \left(\frac{2m^* k_B T}{\hbar^2} \right)^{1/2} \operatorname{erfc} \left(\frac{V}{k_B T} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{E_1}{k_B T} \right) \right\}, \quad (1.13)$$

J_{esc} – плотность тока эмиссии носителей из КЯ; n – концентрация носителей в КЯ; L_{QW} – ширина КЯ; E_l ($l = 1, 2, \dots, N$) – энергия дна подзон размерного квантования; V – высота треугольного барьера, отсчитываемая от середины дна КЯ, с учетом эффекта Пула-Френкеля; T – температура; m^* –

эффективная масса носителей в КЯ; $D(E)$ – коэффициент туннельной прозрачности барьера; $k_{z1} = \sqrt{\frac{2m^* E_l}{\hbar^2}}$ – квазиволновой вектор, направленный вдоль оси роста КЯ. Выражения (1.11 – 1.13) справедливы для электронов и для дырок. Таким образом, вычислив J_{esc} и n , можно определить τ_{esc} и эффективность эмиссии по формуле $\eta = \frac{1/\tau_{esc}}{1/\tau_{esc} + 1/\tau_{rec}}$.

В [46] эта модель применялась для описания процесса эмиссии фотовозбужденных носителей из квантовой ямы GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Исследовались температурные зависимости фототока от КЯ при разных напряжениях на диоде (рис. 1.8). При температурах выше 180 К квантовая эффективность эмиссии выходит на насыщение ($\eta = 1$). В этих условиях время жизни носителей по отношению к надбарьерной термической эмиссии достаточно мало, чтобы обеспечить эмиссию близкую к 100 %. При понижении температуры эффективность эмиссии падает и выходит на плато, уровень сигнала в котором увеличивается с ростом напряженности электрического поля. Сделан вывод о том, что эффективность эмиссии определяется теми частицами, эмиссия которых происходит наиболее быстро. В исследованных структурах, по мнению авторов, такими частицами являются легкие дырки.

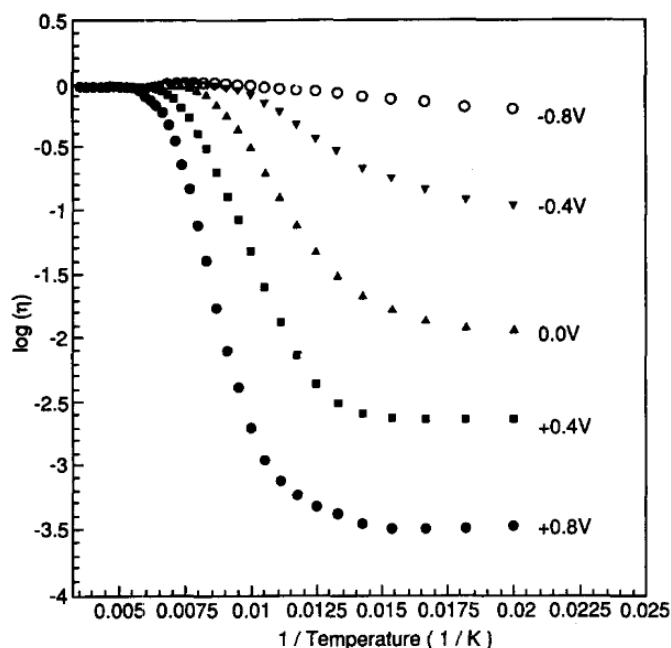


Рис. 1.8. Температурная зависимость квантовой эффективности эмиссии фотовозбужденных носителей из КЯ GaAs/Al_{0.34}Ga_{0.66}As (шириной 14 нм) при разных напряжениях в *p-i-n*-диоде [46].

Из анализа литературных данных [46, 47, 48] следует, что результирующее рекомбинационное время жизни неравновесных носителей заряда τ_{rec} в КЯ существенно зависит от температуры. В [47] показано, что излучательное время жизни носителей τ_{ri} в КЯ GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 7 нм при изменении температуры от 4 до 250 К увеличивается от 0.2 нс до 1 мкс. При температурах выше 150 К возрастает вероятность безызлучательной рекомбинации ($\tau_{rd} = 0.7$ нс при 250 К), которую авторы работы связывают с рекомбинацией через состояния, расположенные на гетерогранице GaAs/AlGaAs.

1.3. Влияние дефектообразования на оптоэлектронные характеристики КРС

В процессе выращивания эпитаксиальных слоев и при постростовых технологических операциях (травление, анодное окисление, нанесение

металлов, ионная имплантация и др.), с которыми связано создание приборов, возможно образование в структуре дефектов. Структурные дефекты, являющиеся центрами рассеяния и рекомбинации носителей в активных слоях приборов на основе КРС, как правило, отрицательно влияют на их эксплуатационные характеристики.

1.3.1. Роль дефектов в работе приборов на основе КРС

Основной областью применения КРС на основе АЗВ5 является создание светоизлучающих приборов. Полупроводниковые инжекционные лазеры на основе КРС уже стали коммерческими приборами и успешно применяются в оптоволоконной связи, лазерных принтерах, CD- и DVD-системах, медицине и т.д. Полупроводниковые светодиоды – в энергосберегающих источниках света. В таких устройствах важна эффективность излучательной рекомбинации. Наличие дефектов может приводить к появлению дополнительного канала рекомбинации и как следствие к ухудшению их эксплуатационных характеристик и к деградации устройства [13]. В связи с этим актуальной задачей является выяснение влияния дефектов на рекомбинационные параметры приборов с целью повышения их КПД и срока работы.

Другая перспективная область применения КРС связана с использованием их в фотоприемных устройствах (например, в солнечных элементах [49]). Солнечные элементы рассматриваются как наиболее перспективные, экологически чистые источники энергии. Элементы на основе соединений АЗВ5, несмотря на дороговизну, обладают следующими основными преимуществами по сравнению с фотоэлементами на основе кремния: более высоким КПД (до 40 % [50]), повышенной радиационной и температурной стабильностью, увеличивающей возможность концентрирования света на фотопреобразователе, что открывает перспективы существенного снижения их площади и стоимости [51]. В последнее время

для повышения эффективности солнечных элементов предлагается использовать гетеронаноструктуры с квантовыми точками в качестве активных областей таких устройств [49, 52]. Управляя размерами и формой КТ, а также составом матрицы, можно существенно расширить спектральный диапазон чувствительности, и, следовательно, эффективность фотопреобразователя. Однако в [53, 54] показано, что хотя встраивание КТ InAs повышает фоточувствительность прибора в длинноволновой ($\lambda > 900$ нм) области спектра, оно может снижать фоточувствительность в области собственного поглощения GaAs из-за увеличения скорости рекомбинации носителей через уровни КТ. Также в [52, 55] отмечается, что введение узкозонного материала при эффективной эмиссии фотовозбужденных носителей из него в матрицу приводит не только к увеличению фототока короткого замыкания, но и к заметному падению напряжения холостого хода солнечного преобразователя. Все это может приводить к тому, что КПД солнечных элементов на основе многослойных структур InAs/GaAs оказывается ниже КПД элементов на основе GaAs *p-i-n* структур без КТ. Дефектообразование в фотоэлементах может играть двоякую роль. В [53, 54] проведено сравнительное исследование бездислокационных и сильно дислоцированных многослойных структур с КТ InAs/GaAs. Дислокации, распространяющиеся из объема к поверхности структуры, создают канал безызлучательной рекомбинации, что приводит к существенному падению квантовой эффективности в спектральном диапазоне, соответствующем собственному поглощению GaAs [54]. Однако в области межзонного поглощения КТ ($\lambda > 900$ нм при 300 К) в дислоцированных структурах наблюдалось увеличение квантовой эффективности относительно бездислокационных [53]. Дефекты, по мнению авторов, снижают эффективную высоту эмиссионного барьера в КТ, поскольку эмиссия неравновесных носителей с уровней размерного квантования КТ в матрицу может происходить через энергетические уровни дефектов в барьере. Об этом свидетельствовало уменьшение энергии

активации ФЛ от 194 до 160 мэВ [53]. Таким образом, авторы полагают, что структурные дефекты могут повысить эффективность солнечных элементов на КТ в том случае, если удастся избежать ухудшения характеристик прибора в области поглощения объемного GaAs.

Рассмотрим некоторые технологические операции, проводящиеся при создании приборов на основе КРС, при которых возможно образование в структуре дефектов.

Одной из таких операций является анодное окисление. Оно проводится, например, при создании светодиодов с барьером Шоттки [56, 57]. Преимущество диодов Шоттки по сравнению с традиционно применяемыми приборами на *p-n* и *p-i-n*-переходах заключается в возможности использования в качестве активной области слоев КТ InAs, закрытых ультратонким (< 30 нм) покровным слоем GaAs, что позволяет получать более длинноволновое излучение [58], а также управлять состоянием его поляризации при инжекции носителей заряда из ферромагнитного металлического контакта [59]. Возможность электролюминесценции в диодах Шоттки показана в [56, 57]. Однако в режиме прямого смещения уровень инжекции неосновных носителей из металла в полупроводник сравнительно мал из-за высокого потенциального барьера (~ 1 эВ) для них [60], что приводит к низкой интенсивности излучения. В [56, 57] показано, что одним из вариантов повышения квантовой эффективности диодов Шоттки является использование туннельно-тонкого (≈ 5 нм) слоя анодного окисла, встроенного между металлом и полупроводником. В структуре с окислом на нем падает часть приложенного к диоду напряжения, что приводит к смещению уровня Ферми в металле к потолку валентной зоны в случае полупроводника *n*-типа, снижению потенциального барьера для дырок, и как следствие к усилению дырочного тока и повышению электролюминесценции. Так введение анодного окисла толщиной ≈ 6 нм увеличивает интенсивность электролюминесценции (I_{el}) диодных структур с квантовой ямой InGaAs примерно в 450 раз относительно I_{el} диодов без

анодного окисла [57]. При достаточно толстом слое окисла (≈ 20 нм) эффективность электролюминесценции снижается из-за уменьшения вероятности туннелирования дырок [57]. Однако в данных работах не произведена оценка влияния дефектообразования, сопровождающего процесс анодирования, на интенсивность электролюминесценции, хотя известно, что при химических реакциях на поверхности твердых тел (в частности при анодном окислении) происходит образование точечных дефектов [61]. Они способны перемещаться в объем, вступать в реакции между собой, а также с изначально присутствующими дефектами и примесями, с образованием различных комплексов, которые могут существенно влиять на оптоэлектронные характеристики приборов. В связи с этим важным является систематический контроль качества поверхности и объема структур на каждом этапе технологического маршрута изготовления прибора.

Отметим, что нанесение на поверхность полупроводника некоторых металлов также может сопровождаться дефектообразованием. Выпрямляющие контакты каталитически активных металлов (Pd, Pt и др.) используются для создания на КРС газовых сенсоров [62], а ферромагнитных металлов (Fe, Co, Ni и др.), которые также вступают в химические реакции с GaAs, – в приборах спинтроники для инъекции спин-ориентированных носителей [63, 64, 65]. В [66] показано, что в диодах с непосредственным нанесением Ni (Co)-контакта на поверхность GaAs наблюдалось гашение электролюминесценции по сравнению с аналогичными диодами с Au-контактом. Этот эффект, по мнению авторов, обусловлен взаимной диффузией и взаимодействием атомов Ga, As и Ni (Co) с образованием в приповерхностной области GaAs центров безызлучательной рекомбинации. В отличие от ферромагнитных контактов, золото менее интенсивно взаимодействует с GaAs.

Анодное окисление и нанесение химически активных металлов могут применяться совместно. Анодное окисление GaAs перед нанесением Ni-контакта частично предотвращает диффузию Ga, As и Ni и позволяет

значительно увеличить I_{el} в этих структурах [57]. Следует отметить, что свойства контакта и эффективность работы прибора сильно зависят от однородности пленки окисла. Авторами показано, что использование электролита, представляющего собой водный раствор пентабората аммония и этиленгликоля, вместо электролита на основе винной кислоты, используемого в [56], позволяет повысить однородность окисления по поверхности КРС и применить методику определения толщины окисла по постоянной роста (≈ 2 нм/В) [67].

Другой технологической операцией, при которой следует ожидать образования в структуре точечных дефектов, является ионная имплантация. Процесс ионной имплантации широко применяется в микроэлектронике для легирования полупроводниковых структур [68], а также селективной изоляции активных областей приборов и интегральных схем [69]. Внедренные ионы приводят к образованию дефектов кристаллической решетки – в простейшем случае пар Френкеля [68].

Дефекты могут возникать не только на технологическом этапе создания прибора, но и при его эксплуатации в неблагоприятных условиях внешней среды. Применение полупроводниковых приборов в качестве компонентной базы космических и оборонных систем сделало актуальной задачу исследования их радиационной стойкости. Одним из важнейших факторов, воздействующих на устройства космической техники, являются частицы, входящие в состав космических лучей: ≈ 91 % протонов, ≈ 8 % α -частиц и около 1 % тяжелых ионов с энергией от нескольких сотен МэВ до ГэВ, а также электроны и нейтроны [70].

Воздействие радиационного излучения на электронные и оптоэлектронные характеристики приборов на основе полупроводников АЗВ5 исследовалось во многих работах (например, в [71, 72]). В [72] показано, что радиационная стойкость $p-i-n$ InAs/GaAs/AlGaAs лазерных диодов на основе многослойных структур с КТ существенно превосходит стойкость диодов с квантовыми ямами. Структуры облучались

высокоэнергетическими ионами фосфора (≈ 9 МэВ) с дозой $10^8 - 10^{11}$ см⁻². Исследовались спектры фотолюминесценции при 4.2 К и электролюминесценции при 77 К. При дозе облучения 10^{11} см⁻² происходило уменьшение интенсивности ФЛ от КТ и полное гашение ФЛ от КЯ. Такой результат авторы объясняют большей локализацией электронов и дырок в КТ по сравнению с КЯ, что препятствует их перемещению к центрам безызлучательной рекомбинации, возникающим при облучении структуры. Электролюминесценция в структурах с КЯ существенно падала уже при дозах $\geq 10^{10}$ см⁻², а в структурах с КТ даже при дозе 10^{11} см⁻² происходило лишь незначительное ее уменьшение. Лазерная генерация при 77 К в структурах с КЯ исчезала при дозе $> 10^9$ см⁻², а в структурах с КТ сохранялась до дозы 10^{11} см⁻².

В [73] исследовано влияние протонного облучения на оптоэлектронные свойства структур с КТ и КЯ с номинальным составом $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}/\text{GaAs}$, выращенными методом ГФЭ МОС. При малых дозах облучения ($\sim 10^{11}$ см⁻²) наблюдалось некоторое увеличение (от 10 до 70 %) интенсивности ФЛ от КТ по сравнению с необлученной структурой. Этот результат, по мнению авторов, связан с появлением дополнительного канала захвата фотовозбужденных носителей из материала матрицы и смачивающего слоя на дефектные состояния, созданные облучением, с последующим туннелированием в КТ. Качественно подобный результат наблюдался в работе [74] при протонном облучении КТ InAs/GaAs , выращенных МЛЭ. После имплантации при дозе 3.5×10^{13} см⁻² рекомбинационное время жизни τ_{rec} носителей в КТ уменьшилось примерно в 1.5 раза (с 2.2 до 1.4 нс), а в КЯ и смачивающем слое – в 20 и 40 раз соответственно. Уменьшение τ_{rec} обусловлено ростом скорости безызлучательной рекомбинации носителей через дефекты. Существенное различие в изменении τ_{rec} для КТ и КЯ, так же как и в [72], связано с разной степенью локализации носителей в них. Таким образом, именно по этой причине приборы на основе КРС с КТ обладают большей радиационной стойкостью, чем с КЯ.

В [71] исследовано влияние облучения инфракрасных фотодетекторов на структурах с КЯ GaAs/AlGaAs протонами, α -частицами и ионами кислорода с энергией 0.8 – 30 МэВ и дозой $10^{10} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$ на фоточувствительность структур в диапазоне 7 – 13 мкм. С увеличением дозы облучения (при фиксированной энергии частиц) наблюдалось уменьшение фоточувствительности прибора, связанное с образованием в структуре радиационных дефектов, приводящих к уменьшению подвижности и времени жизни неравновесных носителей. Авторами показано, что фоточувствительность монотонно падает с ростом дозы всех частиц (при фиксированной энергии). При уменьшении энергии или увеличении массы частиц уровень деградации приборов увеличивается.

1.3.2. Точечные дефекты в GaAs

Рассмотрим более подробно некоторые виды точечных дефектов, которые могут влиять на оптоэлектронные свойства приборов на основе GaAs.

Обычно дефектообразование сопровождается появлением локальных энергетических уровней в запрещенной зоне полупроводника. Если такой уровень расположен близко к дну зоны проводимости (потолку валентной зоны), его называют центром захвата или прилипания электронов (дырок) [75]. Такие центры находятся в состоянии эффективного обмена носителями заряда только с одной зоной и не вносят существенного вклада в процессы рекомбинации. Глубокие центры, уровни которых расположены вблизи середины запрещенной зоны полупроводника, эффективно захватывают и электроны и дырки, в результате чего происходит их рекомбинация (излучательная или безызлучательная). Такие центры называют центрами рекомбинации [75].

Наличие в соединениях A₃B₅ двух отдельных подрешеток атомов третьей и пятой групп, приводит к тому, что в каждой из них имеются свои

вакансии, свои дефекты замещения, свои собственные междоузельные атомы и междоузельные примеси. Вакансии могут объединяться в дивакансии, тривакансии и образовывать пары с междоузельными или внедренными атомами. Также в бинарных соединениях возможно образование антиструктурных дефектов, которые возникают, когда атом одной подрешетки попадает в узел другой подрешетки.

Существует небольшое количество прямых экспериментальных методов изучения структуры дефектов в полупроводниках. Одним из таких методов является электронный парамагнитный резонанс. Однако в применении к GaAs этот метод не дает желаемых результатов из-за существенного перекрытия линий сверхтонкого взаимодействия [76]. Другой метод исследования дефектов – позитронная аннигиляционная спектроскопия [77]. Например, в [78] с помощью этого метода были исследованы дефекты, связанные с вакансиями в слоях GaAs, выращенных методом МЛЭ. Однако в случае полупроводников Al_{0.3}B_{0.5}, которые могут содержать два вида вакансий в разных зарядовых состояниях, идентификация положительно заряженных дефектов методом позитронной аннигиляционной спектроскопии становится затруднительной (из-за отталкивания позитронов) [77].

Наиболее часто при изучении дефектной структуры полупроводников применяются косвенные методы исследования: нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней [19], фотолюминесценция [79] и др. Несмотря на многочисленные теоретические и экспериментальные исследования, вопрос о природе многих собственных точечных дефектов в GaAs остается открытым.

Рассмотрим свойства некоторых дефектов в объемном GaAs. В работе [80] приведен краткий обзор теоретически рассчитанных энергетических уровней вакансий Ga и As (V_{Ga} и V_{As}) (рис. 1.9). V_{Ga} и V_{As} имеют несколько зарядовых состояний.

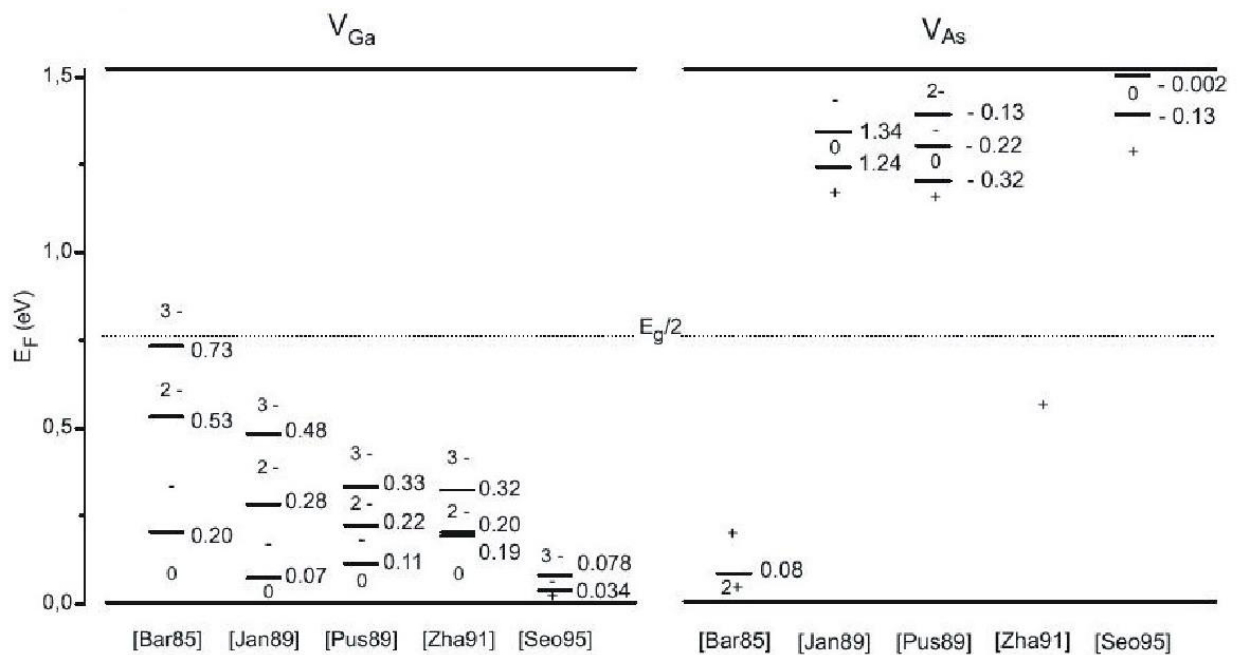


Рис. 1.9. Расчетные энергетические уровни вакансий Ga и As в GaAs [80].

Примером антиструктурного дефекта в GaAs может быть комплекс EL2. Большинство исследователей признало, что основу EL2-центра составляет антиструктурный двойной донор As_{Ga} , т.е. атом As в узле подрешетки Ga [81]. Однако относительно других компонентов этого дефектного комплекса в литературе нет единого мнения. Обычно концентрация EL2-центров в кристаллах полуизолирующего нелегированного GaAs, выращенного методом Чохральского, составляет $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [82], а в эпитаксиальных слоях GaAs, выращенных методом ГФЭ МОС, может быть на два порядка ниже ($\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$) [83]. В основном состоянии EL2-центр имеет глубокий донорный уровень вблизи середины запрещенной зоны GaAs $E_c - 0.75$ эВ [81]. Рекомбинационные процессы в монокристаллах GaAs с участием EL2-центров, как показано в [84], индуцируют появление полосы излучения на спектрах ФЛ при низкой температуре. Рекомбинация носителей через EL2-центры может происходить и безызлучательно. В [83], используя результаты вольт-амперных и DLTS-измерений, установлено, что центр EL2 является основным дефектом, ответственным за безызлучательную рекомбинацию как в эпитаксиальных слоях GaAs, выращенных методом ГФЭ МОС, так и в объемном GaAs, полученном методом Чохральского.

При облучении кристалла пучками электронов, нейтронов, ионов и др. появляются радиационные дефекты. В [85, 86] методом DLTS-спектроскопии детально исследованы радиационные дефекты в эпитаксиальных слоях *p*- и *n*-GaAs, выращенных методом газофазной эпитаксии. Облучение проводилось при комнатной температуре электронами с энергией ≈ 1 МэВ и дозой $\sim 10^{15} - 10^{16}$ см⁻². В *n*-GaAs после облучения обнаружено 5 ловушек для электронов (E1 – E5) и 2 ловушки для дырок (H0, H1), а в *p*-GaAs – 6 ловушек для дырок (H0 – H5) и 3 ловушки для электронов (E1 – E3). В таблице № 1.1 указаны параметры этих ловушек. Энергетическое положение ловушек для электронов (дырок) приведено относительно дна зоны проводимости (потолка валентной зоны).

Таблица № 1.1.

Параметры электронных и дырочных ловушек в *n*- и *p*-GaAs, облученном при 300 К электронами с энергией 1 МэВ [85, 86]

| Ловушка | Энергетический уровень ловушки, эВ | Сечение захвата, см ² | Температура отжига, °С |
|---------|------------------------------------|----------------------------------|------------------------|
| E1 | 0.045 | $2 \cdot 10^{-15}$ | 220 |
| E2 | 0.14 | $1 \cdot 10^{-13}$ | 220 |
| E3 | 0.3 | $6 \cdot 10^{-15}$ | 220 |
| E4 | 0.76 | $3 \cdot 10^{-14}$ | 220 |
| E5 | 0.96 | $2 \cdot 10^{-12}$ | 220 |
| H0 | 0.06 | $2 \cdot 10^{-16}$ | 220 |
| H1 | 0.25 | $1 \cdot 10^{-15}$ | 220 |
| H2 | 0.42 | $1 \cdot 10^{-14}$ | 220 |
| H3 | 0.54 | $7 \cdot 10^{-16}$ | 220 |
| H4 | 0.79 | $7 \cdot 10^{-14}$ | 220 |
| H5 | 0.85 | $9 \cdot 10^{-15}$ | 220 |

Авторами установлено, что ловушки E1 – E5 связаны с парами Френкеля $V_{As}-As_i$ в подрешетке As, H0 и H1 относятся к двум другим уровням этих же дефектов, а H2 – H5 связаны с дефектными комплексами, в состав которых

входят As_i и атомы примеси. В подрешетке Ga пары Френкеля $V_{Ga}-Ga_i$ генерируются в противоположном зарядовом состоянии и в результате кулоновского взаимодействия сразу же рекомбинируют даже при температуре 4 К. Многообразие дефектных уровней, обусловленных парами Френкеля, авторы объясняют разным расстоянием между компонентами пар [86].

1.3.3. Дефектообразование в структурах с КЯ InGaAs/GaAs

Важной задачей является выяснение закономерностей взаимовлияния квантово-размерных слоев на поверхностное дефектообразование (генерацию, миграцию, комплексообразование и пассивацию дефектов) и дефектообразования на оптоэлектронные свойства КРС. В работах И.А. Карповича и др. [87, 88, 89] гетеронаноструктуры In(Ga)As/GaAs впервые были применены для изучения низкотемпературных процессов дефектообразования при химических, радиационных и других воздействиях на поверхность полупроводника. Показано, что, во-первых, квантово-размерные слои, встроенные на некотором расстоянии от поверхности КРС, могут быть использованы в качестве зондов, реагирующих на появление в их окрестности дефектов [87]. Во-вторых, напряженные слои КЯ и КТ сами могут оказывать влияние на процессы дефектообразования. Например, они способны задерживать диффузию дефектов и примесей [89], поскольку образуют для них потенциальный барьер или потенциальную яму, если их проникновение увеличивает или уменьшает упругие напряжения соответственно [90]. В первом случае дефекты должны задерживаться перед квантово-размерным слоем, во втором – накапливаться в нем.

В [87] методами фотолюминесцентной и фотоэлектрической спектроскопии исследовано дефектообразование в КРС с КЯ InGaAs/GaAs, выращенных методом ГФЭ МОС, при анодном окислении и облучении ионами аргона (с энергией 5 кэВ и дозами $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$). Структуры

содержали три КЯ $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ разной ширины (от 8.4 до 2.5 нм), встроенные на расстоянии ≈ 35 нм от поверхности и разделенные спейсерными слоями GaAs толщиной ≈ 35 нм. Для окисления использовался электролит: 3 % раствор винной кислоты в смеси этиленгликоля с водой (1 : 2). Оба способа воздействия на поверхность КРС приводили к качественно одинаковым изменениям спектров ФЛ при 77 К и фоточувствительности при 300 К (рис. 1.10–1.13). Эти изменения начинались в области поглощения ближайшей к поверхности КЯ и заключались в гашении ФЛ (при $h\nu \approx 1.23$ эВ) и уменьшении фоточувствительности (при $h\nu \approx 1.18$ эВ) от этой КЯ. Такой результат, по мнению авторов, обусловлен локальным увеличением концентрации дефектов в этой КЯ или на её гетерограницах. Фотоэдс оказалась примерно на два порядка менее чувствительной к дефектности структуры по сравнению с ФЛ. Это означает, что эмиссионное время жизни фотовозбужденных носителей в КЯ, находящейся в электрическом поле поверхностного барьера, при комнатной температуре примерно на два порядка меньше их рекомбинационного времени жизни при 77 К. Увеличение дозы облучения (рис. 1.12, 1.13) приводит также к заметному уменьшению ФЛ и фотоэдс от второй ($h\nu \approx 1.32$ эВ при 77 К) и затем третьей КЯ ($h\nu \approx 1.41$ эВ при 77 К).

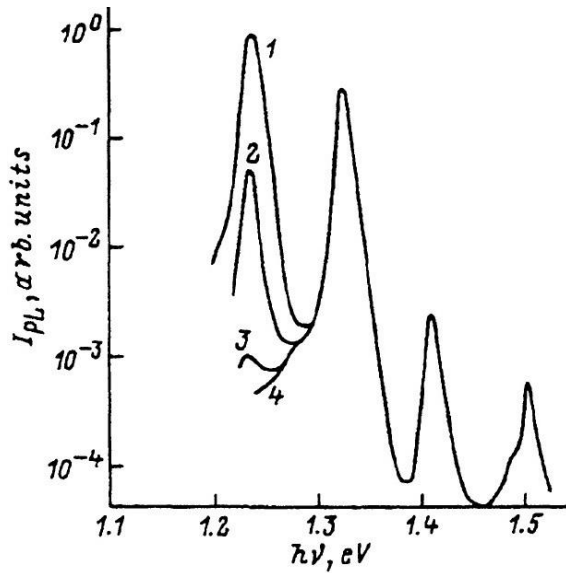


Рис. 1.10. Влияние анодного окисления на спектр ФЛ структуры с тремя КЯ (77 К). Толщина анодного окисла, нм: 1 – 0, 10, 20 (изменения в пределах 20 % на рис. не показаны); 2 – 26; 3 – 28; 4 – 70 [87].

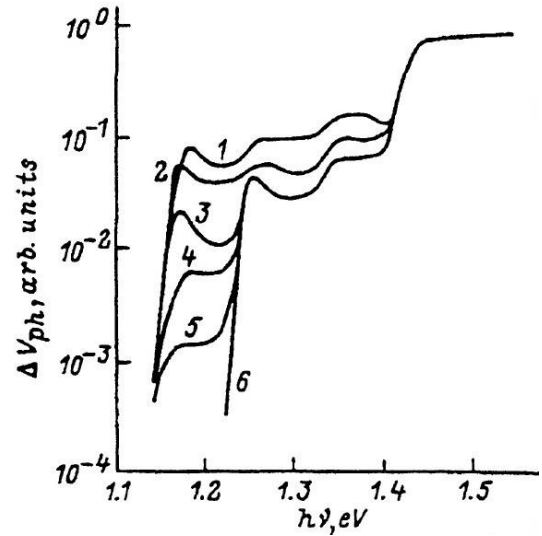


Рис. 1.11. Влияние анодного окисления на спектр фоточувствительности структуры с тремя КЯ (300 К). Толщина анодного окисла, нм: 1 – 0; 2 – 10; 3 – 28; 4 – 33; 5 – 35; 6 – 41, 70 [87].

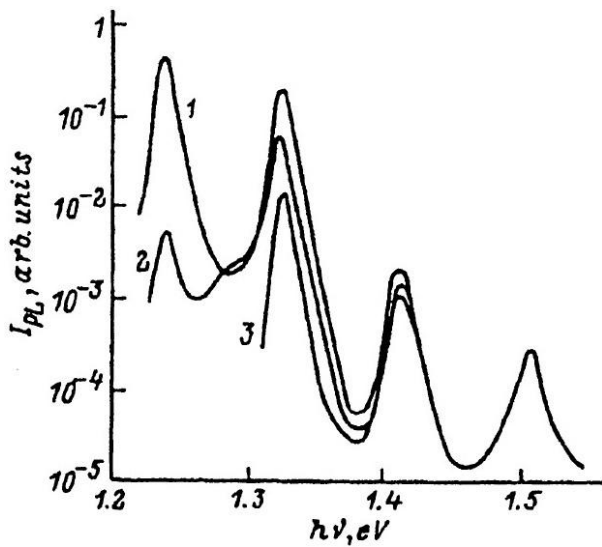


Рис. 1.12. Влияние имплантации ионов аргона на спектр ФЛ структуры с тремя КЯ (77 К). Доза облучения, см⁻²: 1 – 0; 2 – 10¹¹; 3 – 10¹² [87].

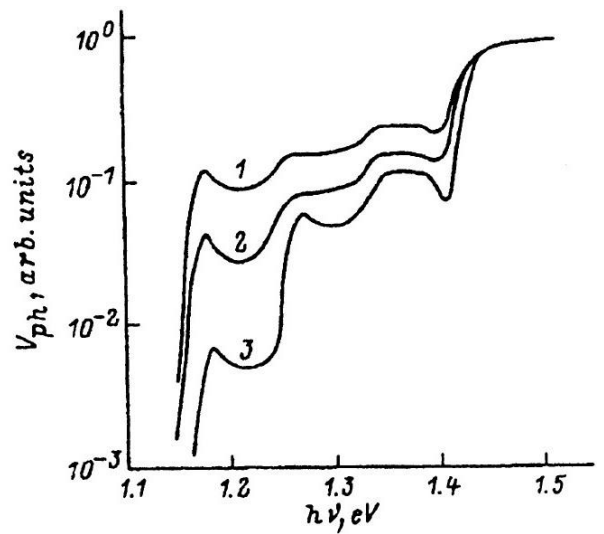


Рис. 1.13. Влияние имплантации ионов аргона на спектр фоточувствительности структуры с тремя КЯ (300 К). Доза облучения, см⁻²: 1 – 0; 2 – 10¹¹; 3 – 10¹² [87].

После анодного окисления на спектре фоточувствительности при 77 К (рис. 1.14, кривая 1) наблюдалось два дефектных центра при $h\nu \approx 0.97$ и

1.1 эВ. Имплантация ионов аргона в структуре с одиночной КЯ приводила к появлению на спектре фотоэдс при 300 К широкой полосы примесной фоточувствительности при $h\nu \geq 0.8$ эВ (рис. 1.14, кривая 4). Авторы считают, что эта полоса связана с образованием EL2-центров, поскольку все компоненты этого центра могут возникать при ионной имплантации. Как следует из расчетов по программе the Transport of Ions in Matter (TRIM) [91], при энергии ионов аргона ~ 5 кэВ и дозах $\sim 10^{11} - 10^{12}$ см⁻² в приповерхностной области GaAs шириной около 10 нм образуется высокая концентрация первичных радиационных дефектов (пар Френкеля в подрешетках Ga и As) $\sim 10^{19} - 10^{20}$ см⁻³. Центры EL2 локализованы в основном в этой области, и их концентрация, вычисленная по коэффициенту оптического поглощения, составляет $\approx 2.5 \times 10^{18}$ см⁻³. Концентрация фотоэлектрически активных дефектов вблизи анодного окисла толщиной ≈ 70 нм оказывается еще более высокой $\sim 10^{20}$ см⁻³.

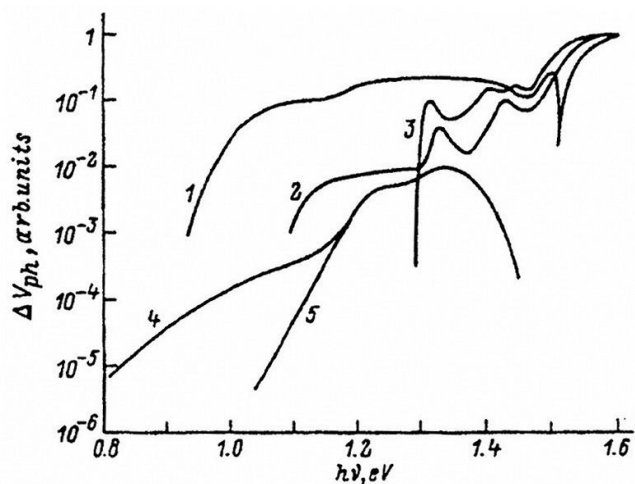


Рис. 1.14. Влияние дефектообразования на спектры фоточувствительности структур с тремя КЯ (кривые 1 – 3) и одной КЯ (кривые 4, 5): 1 – 3 — анодноокисленная (толщина окисла ≈ 70 нм), 4 — облученная ионами аргона с дозой 10^{12} см⁻², 5 — необлученная. Температура измерения спектров, К: 1 — 77, 2 — 146, 3 — 174, 4 – 5 — 300 [87].

В [89] исследовано дефектообразование при осаждении Pd в структурах с однородным эпитаксиальным слоем *n*-GaAs толщиной 0.6 мкм и с тремя КЯ In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs. Параметры КРС были подобны параметрам структур, исследованных в работе [87]. Слой Pd толщиной 20 нм наносился

термическим испарением в вакууме на анодно или термически окисленную поверхность GaAs (толщина окисла ≈ 3 нм). На спектрах фоточувствительности всех структур со слоем Pd, нанесенным при комнатной температуре, после их термообработки при 220°C в течение 5 мин появлялась полоса примесной фоточувствительности с красной границей ≈ 0.75 эВ (рис. 1.15, кривые 2 и 5). При этом в структуре с КЯ фоточувствительность от ближайшей к поверхности КЯ значительно уменьшалась, а ФЛ – практически полностью исчезала. Аналогичный результат наблюдался в случае осаждения слоя Pd при температуре 100°C без дальнейшей термообработки, а также при осаждении Pd из водного раствора PdCl_2 . Подобное изменение спектров фоточувствительности и ФЛ свидетельствует о возникновении дефектов в GaAs в результате химического взаимодействия GaAs с Pd, сопровождающегося диффузией атомов Ga и As в слой Pd, и образованием интерметаллических фаз PdGa разного состава и соединения PdAs_2 [92].

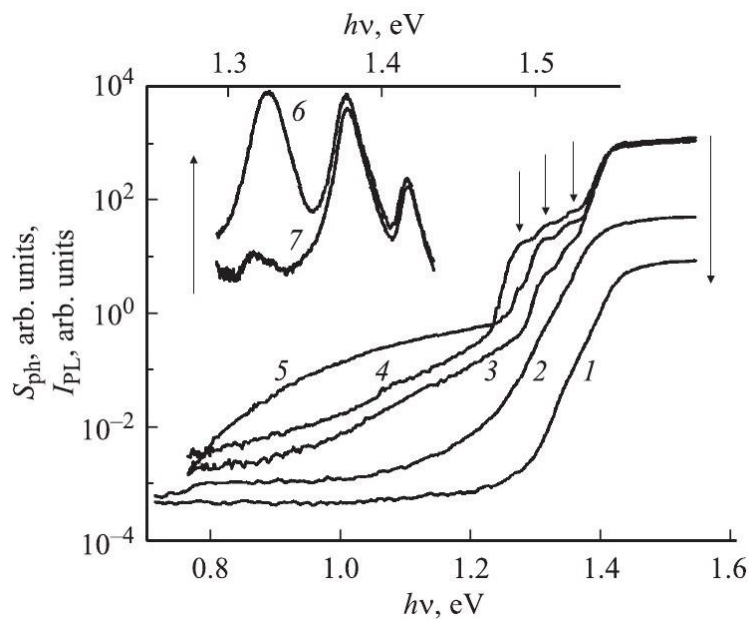


Рис. 1.15. Влияние нанесения слоя Pd на спектры фоточувствительности (1 – 5) и фотолюминесценции (6, 7) диодных структур Pd/GaAs [89]. Структура с однородным слоем GaAs: 1 – слой Pd осажден при комнатной температуре; 2 – после термообработки структуры при 220°C в течение 5 минут. Структура с КЯ: 3 – после стравливания Pd; 4, 6 – слой Pd осажден при комнатной температуре; 5, 7 – после термообработки структуры при 220°C в течение 5 минут.

Использование формулы Луковского позволило по спектрам фоточувствительности в структурах с КЯ определить энергетическое положение дефектных центров. Они оказались расположенными на 0.75, 0.87 и 0.96 эВ ниже дна зоны проводимости GaAs. Первый дефектный уровень, по-видимому, принадлежит EL2-центру, а природа двух других не установлена. Выяснено, что протяженность дефектного слоя под Pd-контактом в структурах с однородным слоем GaAs составляет ≈ 0.4 мкм. Это значение оказалось на порядок больше, чем в структурах с КЯ, в которых упруго-сжатый слой ближайшей к поверхности КЯ задерживает распространение дефектов вглубь структуры. Однако в КРС с КЯ концентрация дефектов в покровном слое толщиной 30 нм оказалась значительно выше по сравнению с однородным слоем GaAs ($\approx 2 \times 10^{17}$ и $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ соответственно). Увеличение толщины окисла до ≈ 10 нм приводило к уменьшению концентрации дефектов в КРС (в 2 раза) из-за снижения скорости диффузии Ga и As через слой окисла. При дальнейшем росте толщины окисла концентрация дефектов увеличивалась, что связывалось с их образованием при анодном окислении.

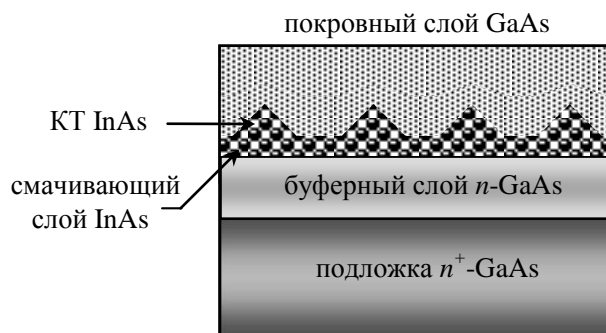
2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Типы исследованных КРС и методика их получения

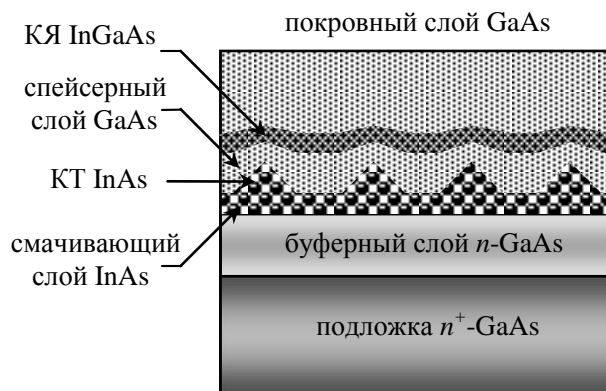
В работе исследовались модельные КРС с одним и тремя слоями КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, одиночными слоями КТ InAs и комбинированными слоями КЯ/КТ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InAs}$ в матрице GaAs . При выращивании комбинированных слоев слой КЯ наносился либо непосредственно на слой КТ, либо они разделялись тонким спейсерным слоем GaAs толщиной $d_s \approx 3 - 12$ нм. В структурах с тремя КЯ слоями квантовых ям разделялись спейсерными слоями GaAs $d_s \approx 20 - 30$ нм; в одной серии КЯ различались составом ($x = 0.07 - 0.25$), а в другой – шириной (4 – 10 нм). Схематическое изображение основных типов КРС приведено на рис. 2.1, а в таблице № 2.1 представлены их ростовые параметры.

Исследованные структуры выращены в группе эпитаксиальной технологии НИФТИ ННГУ Б.Н. Звонковым методом ГФЭ МОС при атмосферном давлении водорода – газа носителя паров МОС [93]. Ростовая установка изображена на рис. 2.2. Реактор представлял собой кварцевую горизонтально расположенную трубу диаметром 60 мм и длиной 0.5 м. Подложка размещалась на графитовом наклонном пьедестале и для обеспечения однородности растущего слоя по всей поверхности вращалась. Нагрев подложки осуществлялся инфракрасным излучением через кварцевые стенки реактора. В качестве источников Ga, In и As использовались триметилгаллий $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$, триметилиндий $\text{In}(\text{CH}_3)_3$ и арсин AsH_3 соответственно. Поток арсина выбирался таким, чтобы обеспечить отношение потоков источников материалов V и III групп порядка десяти. Это необходимо, поскольку мышьяк имеет высокое равновесное давление, вследствие чего легко испаряется с поверхности. Скорость роста слоев определялась скоростью поступления на поверхность атомов III группы.

Структуры с одиночным слоем КТ



Структуры с комбинированным слоем КЯ/КТ



Структуры с тремя КЯ

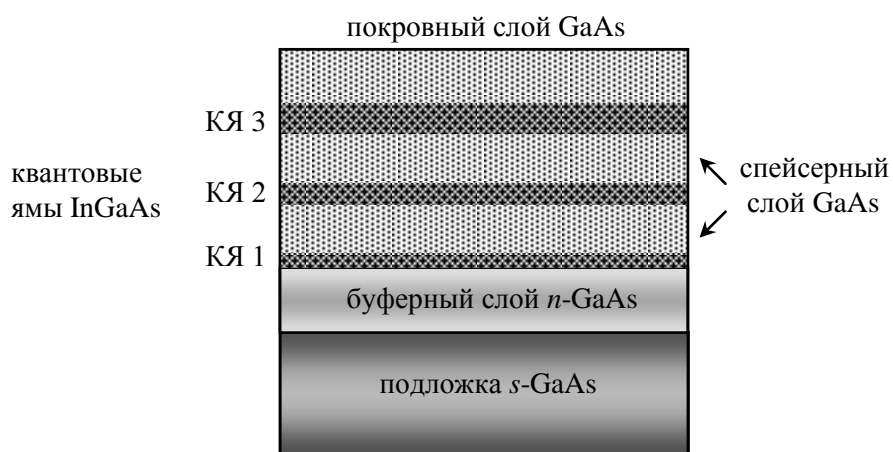


Рис. 2.1. Схематическое изображение исследованных квантово-размерных структур.

Некоторые ростовые параметры исследованных структур

| № структуры | Тип КРС | Буферный слой GaAs, $n_0 \text{ см}^{-3}$ | Покровный слой GaAs, $d_c \text{ нм}$ | Примечание |
|-------------------|---------|---|---------------------------------------|---|
| 3316* | КТ | 10^{16} | 30 | Подложка <i>s</i> -GaAs |
| 3498* | КТ | 3.4×10^{16} | 30 | Подложка <i>s</i> -GaAs |
| 4593* | КЯ/КТ | 4×10^{16} | 50 | Подложка n^+ -GaAs, $L_{QW} = 3 \text{ нм}$, $x = 0.2$ |
| 5318* | КТ | 3.1×10^{16} | 20 | Подложка <i>s</i> -GaAs |
| 5320* | КТ | 1.6×10^{16} | 20 | Подложка n^+ -GaAs |
| 5325* | КЯ/КТ | 7.4×10^{16} | 20 | Подложка n^+ -GaAs, $L_{QW} = 3 \text{ нм}$, $x = 0.2$ |
| 5327* | КЯ/КТ | 1.3×10^{16} | 200 | Подложка n^+ -GaAs, $L_{QW} = 3 \text{ нм}$, $x = 0.2$ |
| 5329* | КТ | 3.9×10^{16} | 200 | Подложка n^+ -GaAs |
| 5500 | КЯ | 2.1×10^{16} | 15 | Подложка <i>s</i> -GaAs, 3 КЯ, $d_s = 20 \text{ нм}$, $L_{QW1} = 4 \text{ нм}$, $L_{QW2} = 6 \text{ нм}$, $L_{QW3} = 9 \text{ нм}$, $x = 0.2$ |
| 5590 [#] | КТ | 2.8×10^{16} | 20 | Подложка n^+ -GaAs, время прерывания 12 с |
| 5594 [#] | КТ | 3.7×10^{16} | 20 | Подложка <i>s</i> -GaAs, время прерывания 12 с |
| 6693 | КЯ | - | 60 | Подложка <i>s</i> -GaAs, 3 КЯ, $d_s = 30 \text{ нм}$, $L_{QW} = 10 \text{ нм}$, $x_1 = 0.07$, $x_2 = 0.14$, $x_3 = 0.25$ |
| 6743 [#] | КТ | 3.5×10^{16} | 30 | Подложка n^+ -GaAs |
| 6746 [#] | КЯ/КТ | 4.1×10^{16} | 30 | Подложка n^+ -GaAs, $L_{QW} = 5 \text{ нм}$, $x = 0.2$ |
| 6749 [#] | КЯ/КТ | 3.3×10^{16} | 30 | Подложка n^+ -GaAs, $d_s = 3 \text{ нм}$, $L_{QW} = 5 \text{ нм}$, $x = 0.2$ |
| 6751 [#] | КЯ/КТ | 3.6×10^{16} | 30 | Подложка n^+ -GaAs, $d_s = 12 \text{ нм}$, $L_{QW} = 5 \text{ нм}$, $x = 0.2$ |
| 6876 [#] | КТ | 2.2×10^{16} | 30 | Подложка n^+ -GaAs |
| 6877 [#] | КТ | 2.7×10^{16} | 15 | Подложка n^+ -GaAs |
| 6996 [#] | КТ | - | 30 | Подложка <i>n</i> -GaAs, нелегированный буферный слой (10^{16} , <i>p</i> -тип) толщиной 0.3 мкм |

| | | | | |
|---|------------------|----------------|-----|---|
| 7138 | КЯ | - | 30 | Подложка n^+ -GaAs, 3 КЯ, $d_s = 30$ нм, $L_{QW} = 10$ нм, $x_1 = 0.12, x_2 = 0.14, x_3 = 0.16$ |
| * – структуры с КТ выращены в режиме с легированием слоя КТ висмутом, # – структуры с КТ, выращенными в режиме с прерыванием роста без легирования слоя КТ висмутом. | | | | |
| 590 | КЯ/ δ -Si | $\sim 10^{15}$ | 200 | Подложка s -GaAs, $d_s = 10$ нм, $L_{QW} = 10$ нм, $x = 0.17$, поверхностная концентрация электронов в δ -слое – 10^{12} см $^{-2}$ |
| 591 | δ -Si/КЯ | $\sim 10^{15}$ | 200 | Подложка s -GaAs, $d_s = 10$ нм, $L_{QW} = 10$ нм, $x = 0.17$, поверхностная концентрация электронов в δ -слое – 10^{12} см $^{-2}$ |

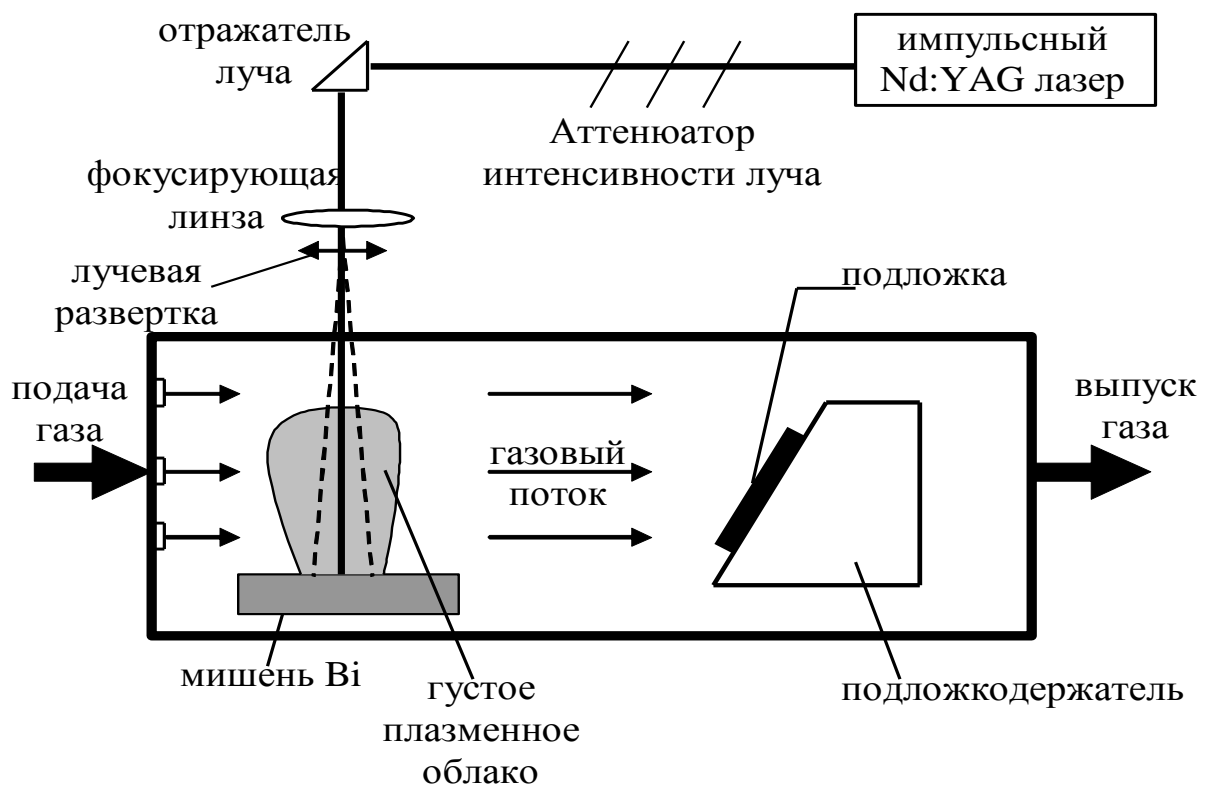


Рис. 2.2. Схема установки ГФЭ МОС [93].

КРС выращивались на поверхности (100) подложек полуизолирующего (s -) и проводящего n -GaAs с разориентацией на 2° в направлении [110]. Типичный режим получения КРС был следующим. При температуре 650°C

выращивался легированный Si или Sn буферный слой *n*-GaAs толщиной 0.6 мкм с концентрацией электронов $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В структурах с КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ все слои выращивались при той же температуре, а в структурах, содержащих слой КТ, после выращивания буферного слоя температура понижалась до 520°C. При выращивании слоя КТ триметилиндий и арсин подавались в реактор отдельно с интервалом $t_m = 4 \text{ с}$ в течение 6 и 1 с соответственно с числом циклов до 10 (рис. 2.3); номинальная толщина слоя КТ InAs составляла $\approx 1.5 \text{ нм}$ (около 5 монослоев).

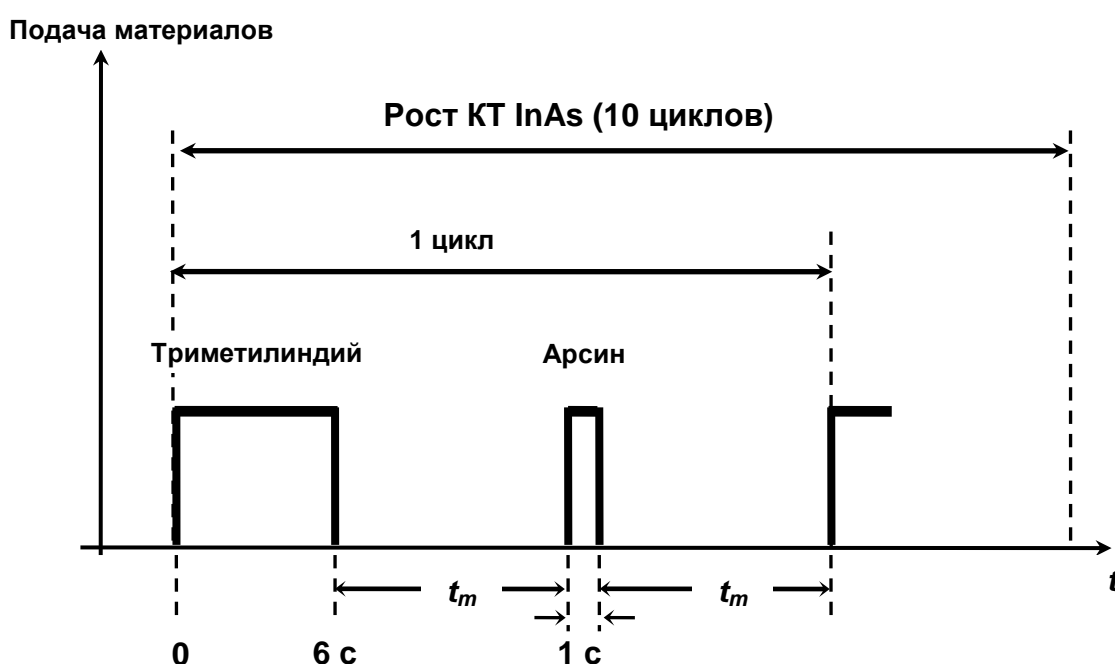


Рис. 2.3. Схема режима роста КТ InAs/GaAs методом ГФЭ МОС при атмосферном давлении. t_m – время прерывания подачи материалов в реактор.

Повышение однородности КТ по размерам достигалось либо путем легирования слоя InAs в процессе роста примесью-сурфактантом висмутом [94], либо путем увеличения времени прерывания (t_m) подачи материалов в реактор [95]. Легирование висмутом производилось путем распыления Вi мишени, размещенной в холодной зоне реактора на расстоянии 12 см от подложки, лучом импульсного неодимового лазера (рис. 2.2) [94]. Плотность осажденных атомов Вi составляла $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Висмут не встраивается в КТ

[94], его роль состоит в ограничении миграционной подвижности атомов In и As на поверхности растущего слоя, что препятствует росту крупных дислоцированных кластеров и коалесценции мелких. Увеличение времени прерывания подачи триметилиндия и арсина в реактор также способствует повышению однородности массива КТ [95]. Прерывание роста изменяет условия для поверхностной диффузии атомов In и As в процессе роста слоя InAs, что влияет на процесс формирования КТ. В [95] показано, что увеличение времени прерывания подачи арсина вызывает обеднение ростовой поверхности атомами As и, как следствие, увеличение длины свободного пробега атомов In. Это приводит к тому, что In более равномерно распределяется по поверхности, а его излишки удаляются с поверхности роста [95]. При этом поверхностная концентрация КТ увеличивается, а число крупных релаксированных кластеров уменьшается. При оптимальной длительности прерывания ($t_m = 12$ с) удается получать высокооднородные массивы КТ с низкой энергией основного перехода и узкой линией ФЛ [95]. Заметим, что в этом режиме при некоторых условиях наряду с массивом крупных КТ может формироваться и массив более мелких КТ [95, 96], поверхностная концентрация точек в котором может превышать концентрацию точек в массиве крупных КТ [96]. Этот массив обычно является нежелательным, но бимодальные массивы могут представлять и практический интерес, например, для создания двухцветных светодиодов и лазеров [97, 98].

Обычно для фотоэлектрических измерений выращивались КРС с относительно тонким покровным слоем GaAs $d_c \approx 15 - 50$ нм, при котором квантово-размерные слои оказывались в области достаточно сильного электрического поля приповерхностного или приконтактного барьера, необходимого для получения высокой фоточувствительности.

2.2. Методы фотоэлектрической диагностики КРС

Фотоэлектрические методы диагностики оптоэлектронных свойств КРС имеют ряд важных достоинств. Они обладают высокой информативностью и при этом достаточно просты в реализации, многие из них являются неразрушающими и экспрессными, не требуют сложной специальной подготовки образцов и дорогостоящего оборудования, обеспечивающего измерения при низких температурах и высоких уровнях фотовозбуждения. Поскольку при определенных условиях фотосигнал пропорционален коэффициенту поглощения КРС, фотоэлектрические методы позволяют получать ту же информацию, что и методы оптического поглощения и возбуждения ФЛ. Фотоэлектрические методы имеют преимущество перед методом фотолюминесцентной спектроскопии заключающееся в том, что если в ФЛ обычно проявляются только оптические переходы в КЯ и КТ с минимальной энергией, то в фотоэлектрических спектрах – переходы между всеми уровнями в КЯ и КТ. Механизм фотоэлектрических эффектов в КРС с КЯ и КТ тесно связан с эмиссией фотовозбужденных носителей из квантово-размерного слоя в матрицу и их переносом к границам структуры. Таким образом, фотоэлектрические спектры КРС содержат информацию не только о спектре поглощения квантово-размерных объектов, но и о транспортных, эмиссионных и рекомбинационных свойствах структур.

В данной работе для изучения оптоэлектронных свойств КРС применялись следующие методики фотоэлектрической спектроскопии:

1. спектроскопия фототока и фотоэдс в барьере Шоттки на контакте полупроводник/металл (спектроскопия ФБШ);
2. спектроскопия фотоэдс на контакте полупроводник/электролит (спектроскопия ФПЭ);
3. спектроскопия конденсаторной фотоэдс на контакте КРС с диэлектриком в МДП-структуре (спектроскопия КФЭ);

4. спектроскопия фотоэдс на поверхностном барьере КРС с прижимным металлическим контактом.

Для создания барьера Шоттки на поверхность КРС методом термического испарения в вакууме при температуре $\sim 100^\circ\text{C}$ наносился полупрозрачный выпрямляющий металлический контакт толщиной ~ 20 нм (рис. 2.4) и площадью ~ 1 мм².

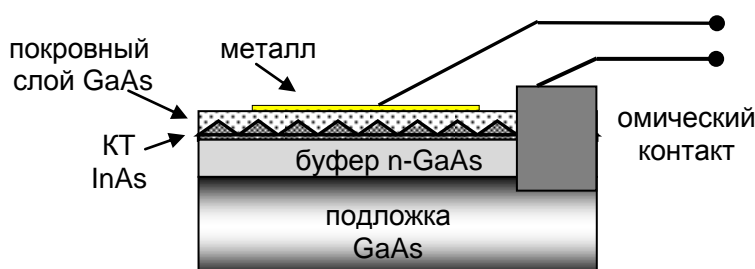


Рис. 2.4. Схематическое изображение диодной структуры на КРС с барьером Шоттки.

Для измерений спектров ФПЭ к поверхности образца с помощью электрода плотно прижимался кусочек (~ 2 мм²) фильтровальной бумаги, пропитанный раствором электролита. КРС могла освещаться через электролит или через подложку. Второй вариант использовался для того, чтобы исключить влияние на фотоэлектрические спектры поглощения света в электролите при энергии фотонов < 1 эВ. В качестве электролита обычно применялся химически нейтральный к GaAs 1 – 2 М раствор KCl в смеси с глицерином в соотношении 1:1.

Для измерения спектров КФЭ собирался прижимной конденсатор, одной обкладкой которого являлась исследуемая КРС, второй – пластинка алюминия, а диэлектриком между ними – слой анодного окисла Al_2O_3 на пластинке. Толщина анодного окисла, определенная из измерения емкости конденсатора, составляла ~ 50 мкм. Такой конденсатор удобен и прост в применении по сравнению с традиционно используемым слюдяным

конденсатором [99], но из-за непрозрачности алюминиевой пластинки может быть применен только при освещении структуры со стороны подложки.

В работе также использовалась так называемая «soft-contact» методика, впервые примененная в [100] для измерения спектральной зависимости поверхностной фотоэдс структуры с одиночной КЯ $\text{In}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}/\text{GaAs}$. В этом методе к поверхности КРС создается прижимной проводящий контакт, которым в [100] являлась стеклянная пластинка с нанесенным полупрозрачным слоем оксида индия-олова (ITO), а в нашей работе – палладиевая сетка с размером отверстий 20×20 мкм². В [100] показано, что фотосигнал в области собственного поглощения GaAs и КЯ при использовании soft-contact методики на 3 порядка выше, чем в случае измерений КФЭ с применением воздушного конденсатора с зазором ~ 0.1 мм. В наших исследованиях уровень фотосигнала при измерениях по soft-contact методике также оказывался выше по сравнению с сигналом КФЭ.

Во всех структурах омические контакты к буферному слою и подложке создавались электроискровым вжиганием оловянной фольги.

Отметим некоторые достоинства и недостатки рассмотренных выше методик. Характерной особенностью метода ФПЭ является очень низкий уровень шума [101], что позволяет исследовать сильно дефектные структуры с низкой фоточувствительностью. Однако этот метод не применим для исследования температурной зависимости фотоэлектрических спектров при низких температурах. Сигнал ФПЭ исчезает при температуре $\approx -50^\circ\text{C}$ вследствие замерзания электролита. В этом случае целесообразно использовать спектроскопию ФБШ, КФЭ или soft-contact методику. Другим недостатком спектроскопии ФПЭ является фотоэлектрохимическая активность системы полупроводник/электролит [102]. При длительном и сильном освещении (особенно в условиях подачи напряжения на фотоэлектрическую ячейку) возможны необратимые изменения свойств приповерхностной области полупроводника, обусловленные протеканием на границе раздела окислительно-восстановительных реакций. Таким образом,

наиболее подходящим методом исследования влияния электрического поля на спектры фоточувствительности в широком диапазоне температур является метод ФБШ. Однако он не подходит для изучения поэтапного физико-химического воздействия на поверхность КРС. В этих исследованиях использовалась спектроскопия КФЭ и фотоэдс на поверхностном барьере с прижимным металлическим контактом (soft-contact). Эти методики могут быть реализованы в неразрушающем варианте. Однако они обладают меньшей чувствительностью по сравнению с методом ФБШ.

Измерение фотоэлектрических спектров производилось при модулированном монохроматическом освещении с частотой ≈ 120 Гц на автоматизированной экспериментальной установке, блок-схема которой показана на рис. 2.5. Источником монохроматического излучения служил светосильный монохроматор SpectraPro-500i или на другой установке МДР-2 с дифракционной решеткой 300 или 600 штрихов/мм. В качестве источника излучения использовалась галогеновая лампа мощностью 250 Вт (или 100 Вт), питаемая от стабилизированного источника тока. Интенсивность излучения на входе монохроматора могла изменяться с помощью нейтральных фильтров. Относительное распределение интенсивности излучения на выходе монохроматора $L(h\nu)$ определялось с помощью калиброванных Ge, InGaAs и PbS фотодиодов. Интенсивность падающего на образец монохроматического света на установке с монохроматором МДР-2 и на SpectraPro-500i составляла $I_0 \sim 10^{16}$ квант/см²с, разрешающая способность монохроматоров при ширине входной и выходной щелей 0.5 мм ~ 2 мэВ.

Регистрация сигнала проводилась по стандартной селективной схеме с синхронным детектированием, применяемым для повышения отношения сигнал/шум. При построении фотоэлектрических спектров строилась спектральная зависимость относительной фоточувствительности

$$S_{ph}(h\nu) = V_{ph}(h\nu)/L(h\nu), \quad (2.1)$$

где $V_{ph}(h\nu)$ – величина измеряемого фотосигнала (фототок, фотоэдс), $L(h\nu)$ – интенсивность освещения в произвольных единицах. Для того чтобы спектр фоточувствительности не зависел от распределения энергии в спектре излучения $L(h\nu)$, фотосигнал V_{ph} должен линейно зависеть от $L(h\nu)$ (малосигнальный режим). Это при необходимости достигалось уменьшением интенсивности излучения с помощью калиброванных металлических сеток.

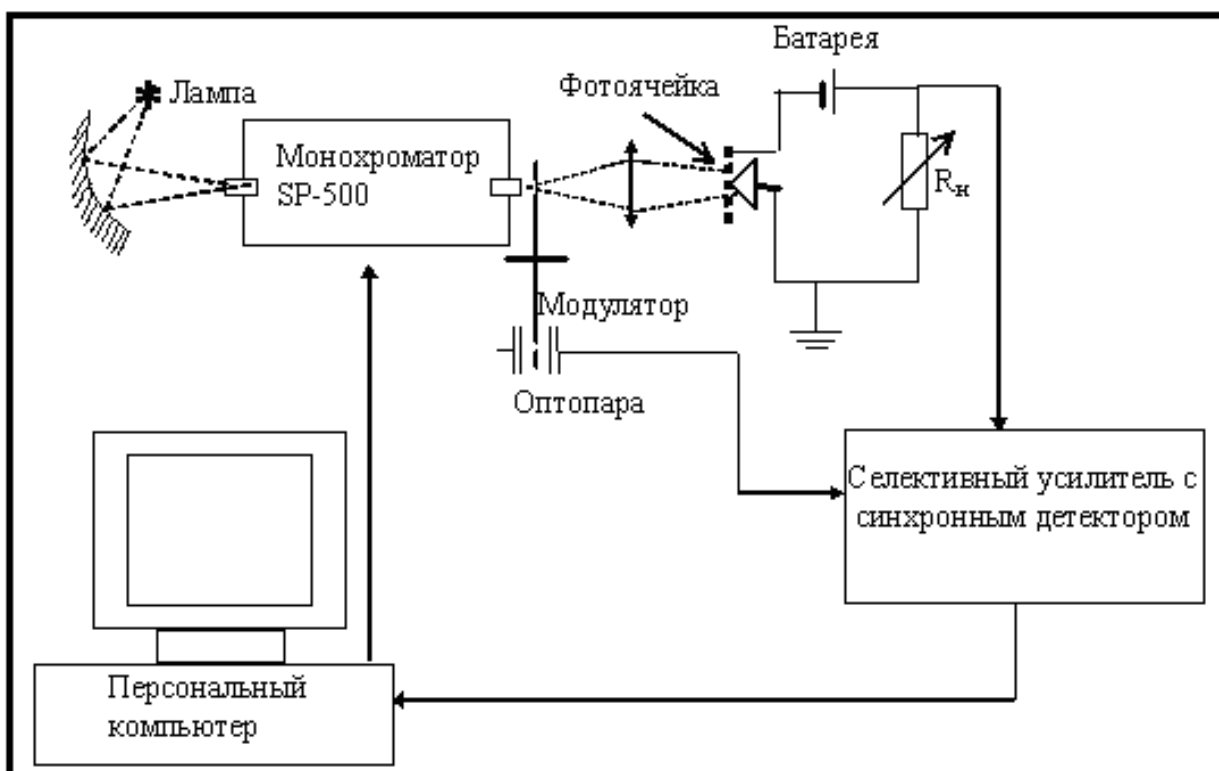


Рис. 2.5. Блок схема экспериментальной установки для измерений фотоэлектрических спектров.

Для измерений температурной зависимости фотоэлектрических спектров образец, закрепленный на массивной части металлического держателя, помещался в стеклянный сосуд Дьюара с жидким азотом (рис. 2.6). Нижняя часть держателя находилась в азоте, а верхняя – нагревалась посредством нихромовой спирали, через которую пропусклся электрический ток. Температура образца могла меняться в диапазоне от 77 до 350 К. Для ее измерения использовалась термопара, помещенная рядом с

образцом. Однородность температуры на различных участках образца контролировалась путем сравнения показаний термопар, размещенных вверху и внизу массивной части держателя (разность их показаний не превышала 2°C). В процессе измерений по мере понижения уровня жидкого азота, вследствие его испарения, температура образца непрерывно повышалась. За время измерения одного спектра (≈ 3 мин) температура увеличивалась на $5 - 7^{\circ}\text{C}$. Температура образца, соответствующая моменту измерения пика поглощения КТ или экситонного поглощения КЯ (T_p), определялась путем интерполяции по формуле:

$$T_p = T_{beg} - \frac{(T_{beg} - T_{end}) \cdot (E_{beg} - E_p)}{(E_{beg} - E_{end})}, \quad (2.2)$$

где T_{beg} – температура образца в начале измерения спектра, T_{end} – температура образца в конце измерения спектра, E_{beg} – энергия начала спектра, E_{end} – энергия конца спектра, E_p – энергия пика.

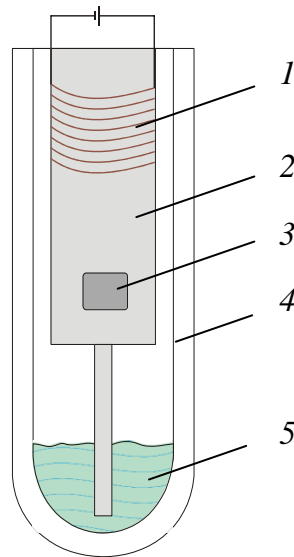


Рис. 2.6. Схематическое изображение экспериментальной установки для измерений фотоэлектрических спектров при пониженных температурах. 1 – нихромовая спираль, 2 – держатель образца, 3 – образец, 4 – сосуд Дюара, 5 – жидкий азот.

2.3. Методы введения дефектов в КРС

Для моделирования дефектообразования в КРС с КЯ и КТ In(Ga)As/GaAs использовалось анодное окисление, нанесение химически активного металла (Co), облучение однозарядными ионами гелия и нейтронами.

Анодирование – это процесс образования на поверхности анодно-поляризуемого электрода пленки продуктов его окисления [67]. На рис. 2.7 приведено схематическое изображение экспериментальной установки для анодного окисления, которая состоит из электролитической ячейки с двумя тоководами и электрической схемы, служащей для подачи и контроля напряжения и тока. В качестве электролита использовался 0.5 М раствор пентабората аммония в смеси с этиленгликолем в соотношении 1:1. Катодом служила платиновая пластинка, анодом – сама КРС. Поскольку скорость анодного окисления полупроводника зависит от концентрации дырок на поверхности, то для увеличения их концентрации в ОПЗ КРС на основе *n*-GaAs анодируемый образец освещался светом вольфрамовой лампы накаливания. Окисление проводилось в вольтстатическом режиме, в котором поддерживается постоянное напряжение анодирования V_a . Толщина анодного окисла d_{ox} на поверхности GaAs определялась по постоянной роста 2 нм/В [67]. При оценке толщины остаточного слоя GaAs учитывалось, что на образование окисла толщиной d_{ox} расходуется слой GaAs толщиной $0.67 \cdot d_{ox}$.

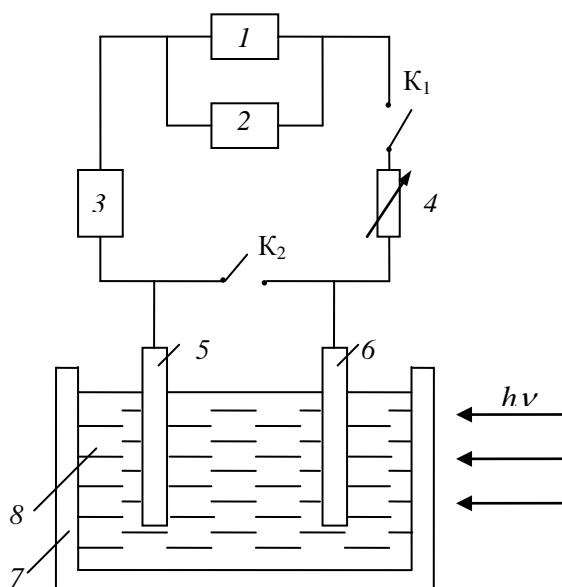


Рис. 2.7. Схема установки для анодного окисления. 1 – источник тока, 2 – вольтметр, 3 – микроамперметр, 4 – переменный резистор, 5 – электрод из платины, 6 – образец, 7 – электролитическая ячейка, 8 – электролит.

Ионная имплантация проводилась на ускорителе ИЛУ-200 при комнатной температуре мишени. Использовались однозарядные ионы гелия с энергией 10 кэВ, имплантировавшиеся в КРС со стороны слоя КТ. Энергия ионов подбиралась такой, чтобы максимум профиля распределения первичных дефектов приходился на область слоя КТ (10 кэВ для структур со слоем КТ, расположенным на расстоянии 30 нм от поверхности). Доза облучения варьировалась от 10^{10} до 10^{12} см⁻². Для предотвращения каналирования ионов образцы устанавливались на платформу под углом 10° к направлению падения пучка ионов. Расчеты профиля распределения имплантированных ионов и образованных первичных радиационных дефектов проводились с помощью программы TRIM [91] (рис. 2.8).

Нейтронное облучение структур с КЯ и КТ проводилось быстрыми нейтронами со средней энергией 1.89 МэВ и флюенсом $10^{14} - 10^{15}$ н/см², экспозиционная доза гамма-излучения при этом составляла 30 – 300 кР.

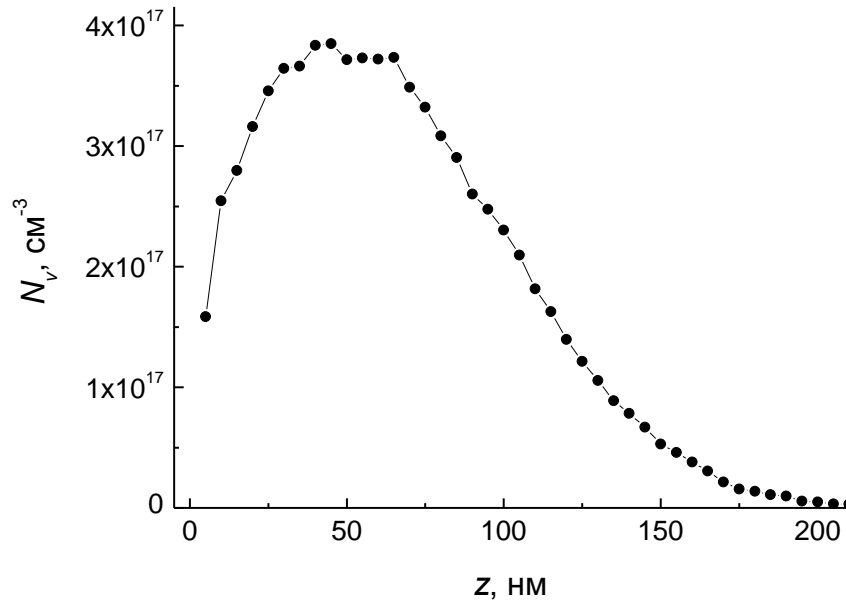


Рис. 2.8. Расчетный профиль распределения первичных дефектов при имплантации ионов гелия с дозой $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и энергией 10 кэВ.

2.4. Определение напряженности электрического поля в окрестности квантово-размерного слоя

Для расчета напряженности электрического поля в квантово-размерном слое, расположенном в ОПЗ барьера Шоттки, использовалась стандартная теория барьера Шоттки [75], согласно которой для однородно легированного мелкой примесью полупроводника зависимость электростатического потенциала от координаты x и напряжения смещения V определяется выражением:

$$\psi(x) = -\frac{en_0}{2\epsilon_r\epsilon_0}(w-x)^2 + V, \quad (2.3)$$

где e – заряд электрона, n_0 – уровень легирования КРС, ϵ_r – диэлектрическая проницаемость GaAs, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, w – ширина ОПЗ:

$$w = \sqrt{2\epsilon_r\epsilon_0(\psi_0 - V)/en_0}, \quad (2.4)$$

$\psi_0 = \phi_0/e$ – начальная высота барьера в В.

Напряженность электрического поля в ОПЗ при $x < w$:

$$F(V, x) = \frac{en_0}{\varepsilon_r \varepsilon_0} (w - x). \quad (2.5)$$

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭМИССИИ НОСИТЕЛЕЙ ИЗ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СЛОЕВ

3.1. Общая характеристика спектров fotocувствительности КРС и её температурной зависимости

Исследованные в данном разделе КРС с КТ выращены в режиме с легированием слоя КТ висмутом.

На рис. 3.1 показаны типичные спектры фотоэдс на барьере Шоттки (ФБШ) структур с одиночным слоем КТ (кривая 1), с комбинированным слоем КЯ/КТ (кривая 2) и с тремя КЯ (кривая 3), измеренные при комнатной температуре. Пики fotocувствительности на спектрах структур с КТ и КЯ/КТ при энергиях 0.93 и 0.89 эВ связаны с оптическими переходами в КТ между дискретными основными состояниями электрона и дырки (E_0), а при энергиях 1.02, 1.1 эВ и 0.97, 1.05 эВ – между их возбужденными состояниями (E_1 , E_2). Эффект красного смещения энергий оптических переходов в КТ (≈ 40 мэВ для E_0) при нанесении на слой КТ InAs слоя КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, как показано в [103, 104, 105], связан с релаксацией упругих напряжений в КТ из-за уменьшения рассогласования постоянных кристаллической решетки на гетерогранице, а также с увеличением эффективного размера КТ. В [104] делается вывод о том, что в структурах, выращенных методом ГФЭ МОС, красное смещение главным образом обусловлено уменьшением упругих напряжений в КТ. Однако, как будет показано далее, этот эффект может в разной степени проявляться для структур, полученных в разных технологических режимах.

Особенность на спектре fotocувствительности структуры с КТ при энергии 1.36 эВ (кривая 1) принадлежит смачивающему слою InAs (СС), который в пространстве между кластерами КТ образует квантовую яму. Полоса fotocувствительности структуры с КЯ/КТ (кривая 2) с порогом

около 1.25 эВ, как показано в [104], принадлежит гибридной КЯ (СС+КЯ), состоящей из КЯ смачивающего слоя InAs и внешней КЯ InGaAs, которой покрывается слой КТ перед нанесением покровного слоя GaAs.

На спектре структуры с тремя встроенными у поверхности КЯ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (кривая 3) четко выделяются два экситонных пика при энергиях 1.26 и 1.30 эВ, связанных с поглощением излучения квантовыми ямами шириной 9 и 6 нм (КЯ3 и КЯ2) соответственно. При больших энергиях слабо заметна полоса от самой дальней от поверхности КЯ1 шириной 4 нм. Ступенька на всех спектрах фоточувствительности с порогом около 1.43 эВ связана с собственным поглощением GaAs.

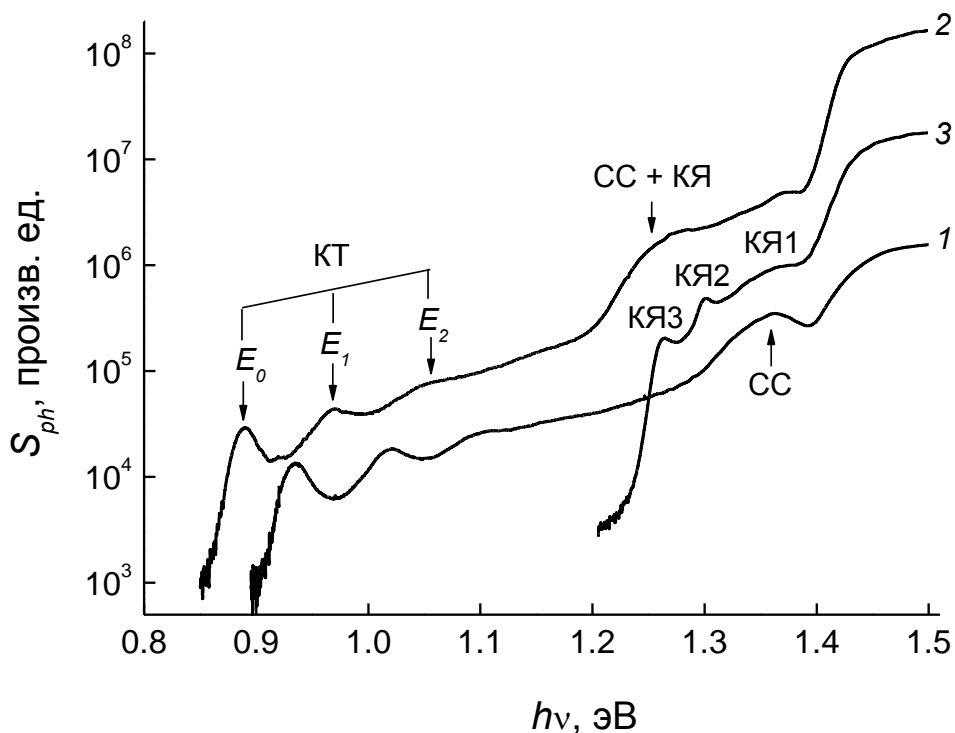


Рис. 3.1. Спектры фоточувствительности КРС № 5318 со слоем КТ (1), № 5325 с комбинированным слоем КЯ/КТ (2) и № 5500 с тремя КЯ (3) при 300 К.

На рис. 3.2 приведены спектры фоточувствительности S_{ph} в области основного и возбужденных переходов в КТ при разных температурах. При понижении температуры наблюдается сдвиг спектра в коротковолновую область, обусловленный температурной зависимостью ширины запрещенной

зоны материала матрицы и квантово-размерных слоев. Уменьшение фоточувствительности от КТ при низких температурах связано с уменьшением вероятности эмиссии фотовозбужденных носителей из КТ в матрицу полупроводника.

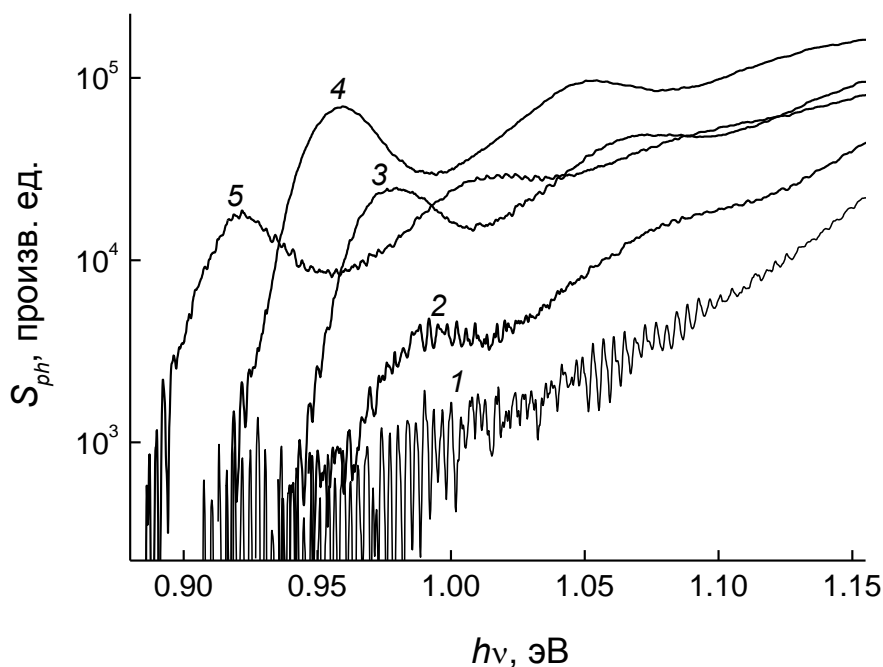


Рис. 3.2. Влияние температуры на спектр ФБШ структуры со слоем КЯ/КТ (№ 4593). T, K : 1 – 112, 2 – 141, 3 – 170, 4 – 213, 5 – 315.

На рис. 3.3 показаны типичные температурные зависимости интенсивности фоточувствительности в области максимума основного перехода в КТ в КРС со слоем КТ (кривая 1), КЯ/КТ (кривая 2) и в области экситонного поглощения ближайшей к поверхности КЯЗ (кривая 3) в КРС с тремя КЯ. Все квантово-размерные слои находились в электрическом поле ОПЗ барьера Шоттки ($F \approx 70$ кВ/см). Для сравнения приведена температурная зависимость фоточувствительности в области собственного поглощения GaAs (кривая 4).

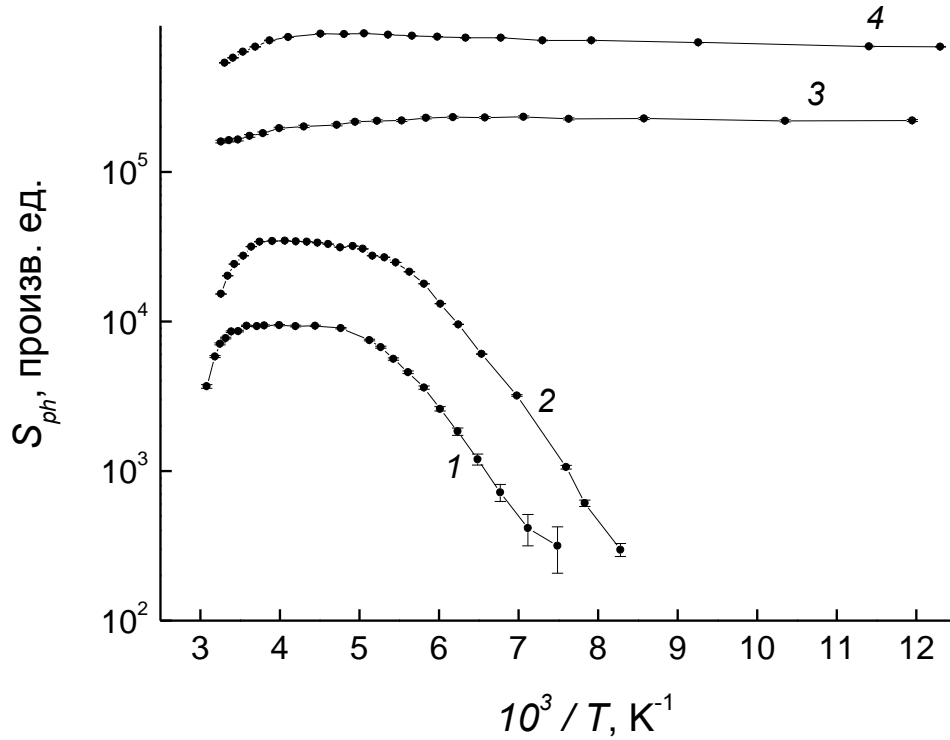


Рис. 3.3. Температурная зависимость фоточувствительности 1 – в области основного перехода в КТ в структуре с одиночным слоем КТ (№ 5318), 2 – в области основного перехода в КТ в структуре с комбинированным слоем КЯ/КТ (№ 5325), 3 – в области экситонного поглощения ближайшей к поверхности КЯ в структуре с тремя КЯ (№ 5500), 4 – в области собственного поглощения GaAs (№ 5500).

В структурах с КТ и КЯ/КТ температурные зависимости фоточувствительности от КТ качественно подобны, на них можно выделить 3 участка. При низких температурах (ниже 200 К) наблюдается рост фоточувствительности, свидетельствующий о доминировании термоактивированного механизма эмиссии неравновесных носителей из КТ, который приближенно описывается выражением $1/\tau_{esc}^* \propto \exp(-E_a^*/k_B T)$, где τ_{esc}^* и E_a^* – некоторые эффективные время жизни и энергия активации процесса эмиссии носителей из КТ. В интервале температур 230 – 290 К (для кривой 1) достигается насыщение фоточувствительности, это означает, что при $T > 230$ К $\tau_{esc}^* \ll \tau_{rec}$ и значение квантовой эффективности эмиссии

электронно-дырочных пар из КТ приближается к единице ($\eta \approx 1$). При температурах выше 290 К наблюдается спад фоточувствительности от КТ. Это падение мы связываем не с уменьшением эффективности эмиссии носителей из КТ, а с усилением рекомбинации в матрице полупроводника, поскольку при высоких температурах падение фоточувствительности наблюдается и в области собственного поглощения объемного GaAs (кривая 4). В разных структурах падение фоточувствительности в области высоких температур, связанное с рекомбинацией в матрице, проявляется в разной степени, что вероятно связано с разным уровнем легирования и дефектностью структур.

В структуре с тремя КЯ фоточувствительность в области экситонного поглощения КЯЗ слабо зависит от температуры (кривая 3). Это связано с более низким, чем в КТ, значением высоты эмиссионного барьера в КЯ (≈ 80 мэВ [106]), при котором $\tau_{esc}^* \ll \tau_{rec}$ и $\eta \approx 1$ даже при 77 К. Аналогичный результат наблюдался и для соседней КЯ2, а также при построении температурной зависимости фоточувствительности в области межзонного поглощения этих КЯ. Высокотемпературный спад фоточувствительности в этой структуре наблюдается при $T > 230$ К.

В области собственного поглощения GaAs фоточувствительность в области низких температур практически не зависит от температуры (кривая 4), поскольку электронно-дырочные пары генерируются в самой матрице GaAs.

По наклону низкотемпературной части зависимости логарифма фоточувствительности от обратной температуры в структурах с КТ и КЯ/КТ (кривые 1, 2) определена энергия активации процесса эмиссии фотовозбужденных носителей из основного состояния в КТ в матрицу полупроводника, которая составила $E_a^* \approx 130$ и 145 мэВ соответственно. В таблице № 3.1 приведены значения E_a^* для некоторых исследованных структур с КТ, выращенных в режиме с легированием слоя КТ висмутом.

Экспериментальные энергетические характеристики КТ

| № | 3498 | 4593 | 5318 | 5320 | 5325 | 5327 | 5329 |
|----------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Тип структуры | КТ | КЯ/КТ | КТ | КТ | КЯ/КТ | КЯ/КТ | КТ |
| d_c , нм | 30 | 50 | 20 | 20 | 20 | 200 | 200 |
| E_0 (300 К), эВ | 0.964 | 0.924 | 0.935 | 0.934 | 0.892 | 0.889 | 0.941 |
| E_1 (300 К), эВ | 1.043 | 1.010 | 1.020 | 1.020 | 0.972 | 0.968 | 1.019 |
| E_2 (300 К), эВ | 1.122 | 1.091 | 1.098 | 1.097 | 1.052 | 1.053 | 1.099 |
| $E_1 - E_0$, мэВ | 79 | 86 | 85 | 86 | 80 | 79 | 78 |
| $E_2 - E_0$, мэВ | 158 | 167 | 163 | 163 | 160 | 164 | 158 |
| E_a^* , мэВ для E_0 | 80 | 125 | 130 | 125 | 145 | 140 | 85 |

Во всех структурах полученные значения E_a^* для основного перехода меньше высот эмиссионных барьеров, как для электронов, так и для дырок, которые в КТ с энергией основного перехода < 1 эВ при 300 К по оценкам должны составлять не менее 170 мэВ [25, 107]. Заметим, что подобный результат наблюдался также в работах [20, 38] для структур с КТ InAs/GaAs, выращенных МЛЭ. Таким образом, следуя [20, 38], можно сделать предположение о том, что в наших структурах при пониженных температурах в относительно слабых электрических полях существенный вклад в эмиссию носителей из КТ вносит не только надбарьерная термическая эмиссия, но и другие механизмы эмиссии, например, термоактивированная туннельная через промежуточный уровень возбуждения. Заметим, что способ, основанный на определении некоторой

средней энергии активации по низкотемпературному участку, позволяет определить только доминирующий механизм эмиссии и только в случае, если его эффективность значительно превосходит эффективность всех других механизмов. Для того чтобы судить о вкладе всех возможных электронных процессов в эмиссию при различных условиях (температура и напряженность электрического поля), нами была развита теория, описанная в следующем разделе.

Обычно температурная зависимость фоточувствительности КРС измеряется в режиме фототока [38, 41]. Однако в нашей работе для измерения спектров фоточувствительности КРС наиболее удобным в отношении максимальной величины фотосигнала и соотношения сигнал/шум оказался режим фотоэдс. В связи с этим нами был проведен сравнительный анализ температурных зависимостей фототока и фотоэдс, полученных на одном и том же Au-контакте к КРС с КТ (рис. 3.4). Из рис. 3.4 видно, что температурные зависимости фотоэдс (кривая 1) и фототока (кривая 2) в области максимума основного перехода в КТ отличаются лишь на постоянный множитель. Хорошее соответствие кривых 1 и 2 представляет возможность использования режима фотоэдс для адекватного анализа температурных зависимостей. В связи с этим в экспериментах без подачи внешнего напряжения обычно использовался именно режим измерения фотоэдс.

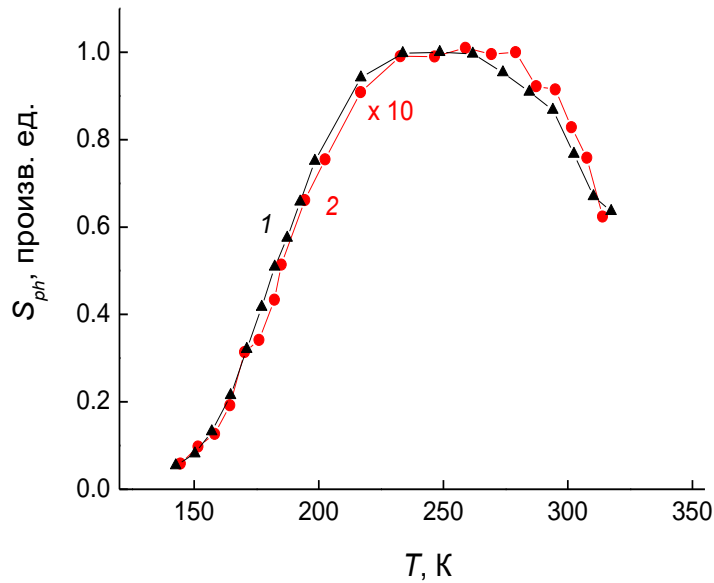


Рис. 3.4. Температурные зависимости величины фотоэдс (1) и фототока (2) в области максимума основного перехода в КТ в структуре с одиночным слоем КТ (№ 5318).

3.2. Моделирование эффективности эмиссии носителей из КТ InAs/GaAs

Ранее в [108] выражение для эффективности эмиссии носителей из КТ InAs в матрицу GaAs было получено при учете лишь основных электронных и дырочных состояний. В нашей работе расчет эффективности эмиссии проводился для КТ, содержащих два электронных (E_{e0} и E_{e1}) и один дырочный уровень (E_{hh0}). Необходимость учета первого возбужденного электронного состояния была обусловлена, во-первых, тем, что полученные значения энергии активации фоточувствительности для некоторых структур (таблица № 3.1) оказались близки к расстоянию между основным и первым возбужденным электронными состояниями ($E_{e1} - E_{e0} \approx 70$ мэВ); во-вторых, тем, что в данной работе исследовались температурные зависимости фоточувствительности при фотогенерации не только в основное, но и в первое возбужденное состояние.

Для электронов и дырок, находящихся на уровнях E_{e0} , E_{e1} и E_{hh0} , учитывались следующие механизмы эмиссии:

1. термическая эмиссия в матрицу,
2. термическая эмиссия в 2D-состояния смачивающего слоя в структурах с КТ или гибридной КЯ в комбинированных структурах КЯ/КТ,
3. туннельная эмиссия в матрицу,
4. термоактивированная туннельная эмиссия в матрицу через виртуальные состояния с участием продольных оптических фононов.

Учитывался электронный обмен между E_{e0} и E_{e1} .

Считалось, что рекомбинация может произойти только, если оба носителя находятся в основном состоянии. Рекомбинация из возбужденного состояния в данной модели не учитывалась, так как вероятность данного процесса очень мала по сравнению с межуровневой релаксацией электрона (т.е. электрон, находящийся на возбужденном состоянии, намного быстрее (1-10 пс) релаксирует в основное состояние, чем рекомбинирует непосредственно из возбужденного). Рекомбинационное время жизни принималось не зависящим от температуры и напряженности электрического поля.

На рис. 3.5 показаны все возможные состояния КТ при низком уровне оптического возбуждения, для которого можно пренебречь образованием биэкситонов. Это приближение справедливо, поскольку в эксперименте использовалось монохроматическое излучение с интенсивностью $I_0 \sim 10^{16}$ квант/см² · с. Учитывая коэффициент поглощения слоя КТ $\alpha \sim 10^{-4}$ [42] и результирующее время жизни электронов в КТ, которое при условии, что эмиссия электронов происходит быстрее эмиссии дырок [108], не может превышать $\tau_{rec} \sim 10^{-9}$ с [30, 31, 32, 33], можно показать, что стационарное число КТ, в которых находятся фотовозбужденные электроны, не превышает $\alpha I_0 \tau_{rec} = 10^3$ см⁻², что существенно меньше $N_{QD} \sim 10^{10}$ см⁻² – общего числа КТ. Таким образом, процессом повторного поглощения излучения уже фотовозбужденными квантовыми точками можно пренебречь.

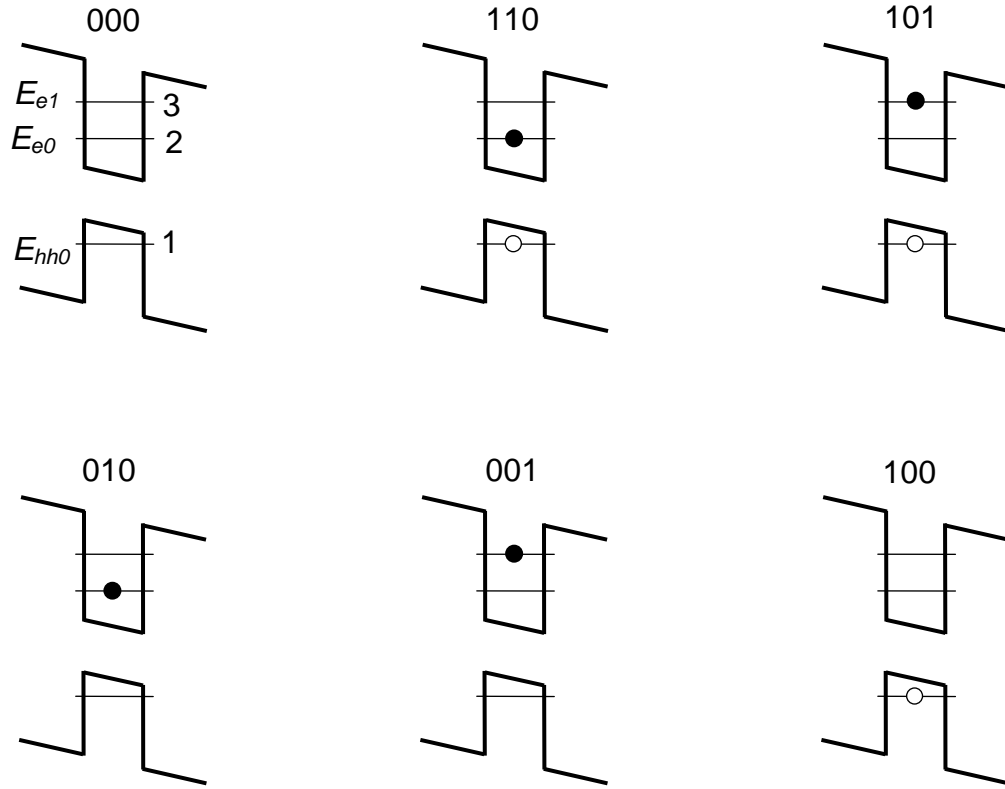


Рис. 3.5. Возможные состояния КТ при низком уровне оптического возбуждения.

Рассмотрим случай низкого уровня фотовозбуждения, при котором число КТ, находящихся в состояниях n_{110} , n_{101} , n_{010} , n_{001} , n_{100} , много меньше N_{QD} (общего числа КТ), а $n_{000} \approx N_{QD}$. В этом случае скорости изменения числа КТ в каждом из этих состояний при фотовозбуждении в области основного оптического перехода описываются следующими уравнениями

$$\frac{dn_{110}}{dt} = G + n_{101} \frac{1}{\tau_{32}} - n_{110} \left(\frac{1}{\tau_{rec}} + \frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{1esc}} + \frac{1}{\tau_{2esc}} \right), \quad (3.1)$$

$$\frac{dn_{101}}{dt} = n_{110} \frac{1}{\tau_{23}} - n_{101} \left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{1esc}} + \frac{1}{\tau_{3esc}} \right), \quad (3.2)$$

$$\frac{dn_{010}}{dt} = n_{110} \frac{1}{\tau_{1esc}} + n_{001} \frac{1}{\tau_{32}} - n_{010} \left(\frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{2esc}} \right), \quad (3.3)$$

$$\frac{dn_{001}}{dt} = n_{010} \frac{1}{\tau_{23}} + n_{101} \frac{1}{\tau_{1esc}} - n_{001} \left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3esc}} \right), \quad (3.4)$$

$$\frac{dn_{100}}{dt} = n_{110} \frac{1}{\tau_{2esc}} + n_{101} \frac{1}{\tau_{3esc}} - n_{100} \frac{1}{\tau_{1esc}}, \quad (3.5)$$

где G – скорость фотогенерации электронно-дырочных пар в КТ; τ_{32} – время межуровневой релаксации электронов; τ_{23} – время перехода электрона из основного в возбужденное состояние; τ_{rec} – результирующее рекомбинационное время жизни электронно-дырочных пар, находящихся в основном состоянии; τ_{1esc} – результирующее эмиссионное время жизни дырок; τ_{2esc} (τ_{3esc}) – результирующее эмиссионное время жизни электронов на основном (возбужденном) состоянии. Времена τ_{1esc} , τ_{2esc} и τ_{3esc} определяются по формулам

$$\frac{1}{\tau_{1esc}} = \frac{1}{\tau_{hh}^{term}} + \frac{1}{\tau_{hh}^{term \rightarrow 2D}} + \frac{1}{\tau_{hh}^{tun}} + \frac{1}{\tau_{hh}^{tp}}, \quad (3.6)$$

$$\frac{1}{\tau_{2esc}} = \frac{1}{\tau_{e0}^{term}} + \frac{1}{\tau_{e0}^{term \rightarrow 2D}} + \frac{1}{\tau_{e0}^{tun}} + \frac{1}{\tau_{e0}^{tp}}, \quad (3.7)$$

$$\frac{1}{\tau_{3esc}} = \frac{1}{\tau_{e1}^{term}} + \frac{1}{\tau_{e1}^{term \rightarrow 2D}} + \frac{1}{\tau_{e1}^{tun}} + \frac{1}{\tau_{e1}^{tp}}, \quad (3.8)$$

где

τ_{e0}^{term} , τ_{e1}^{term} , τ_{hh}^{term} – времена жизни электронов и дырок по отношению к термической надбарьерной эмиссии в матрицу, вычисляются по формуле (1.2);

τ_{e0}^{tun} , τ_{e1}^{tun} , τ_{hh}^{tun} – времена жизни электронов и дырок, определяемые туннельной компонентой эмиссии, вычисляются по формуле (1.6);

τ_{e0}^{tp} , τ_{e1}^{tp} , τ_{hh}^{tp} – времена жизни электронов и дырок по отношению к термоактивированной туннельной эмиссии в матрицу через виртуальные состояния, вычисляются по формуле (1.8);

$\tau_{e0}^{term \rightarrow 2D}$, $\tau_{e1}^{term \rightarrow 2D}$, $\tau_{hh}^{term \rightarrow 2D}$ – времена жизни электронов и дырок по отношению к термической эмиссии в 2D-состояния смачивающего слоя или гибридной КЯ. Выражение для скорости этого процесса может быть получено по

аналогии с формулой (1.2) для термической эмиссии носителей в матрицу путем замены 3D-величин на соответствующие 2D: эффективной плотности состояний $2M_c \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$ на $M_c \frac{m_e^{2D} k_B T}{\pi \hbar^2}$ (m_e^{2D} – эффективная масса электронов в материале смачивающего слоя InAs либо гибридной КЯ), сечения захвата σ_n на $\sqrt{\sigma_n}$, среднеквадратичной тепловой скорости $\sqrt{\frac{3k_B T}{m_e}}$ на $\sqrt{\frac{2k_B T}{m_e^{2D}}}$. Таким образом, для электронов:

$$e_n^{term \rightarrow 2D} = \frac{1}{\tau_n^{term \rightarrow 2D}} = \frac{\sqrt{2m_e^{2D} k_B^3}}{\pi \hbar^2} M_c \frac{g_0}{g_1} T^{3/2} \sqrt{\sigma_n} \exp\left(-\frac{E_{0c} - E_{e0}^{2D}}{k_B T}\right), \quad (3.9)$$

где E_{0c} – расстояние от уровня размерного квантования основного состояния до дна зоны проводимости (E_c) матрицы, E_{e0}^{2D} – энергия дна нижней электронной подзоны размерного квантования в смачивающем слое (гибридной КЯ). Заметим, что в данном выражении, в отличие от термической эмиссии в 3D-состояния GaAs, не следует учитывать эффект Пула-Френкеля, т.к. электрическое поле направлено перпендикулярно плоскости квантово-размерных слоев, а эмиссия носителей происходит в латеральном направлении.

При расчете времен жизни изменением высоты эмиссионного барьера вследствие экситонных эффектов пренебрегалось. Также не учитывалось различие во времени межуровневой релаксации электрона в зависимости от присутствия в КТ дырки.

Для электронов некоторые из этих процессов схематически изображены на рис. 3.6.

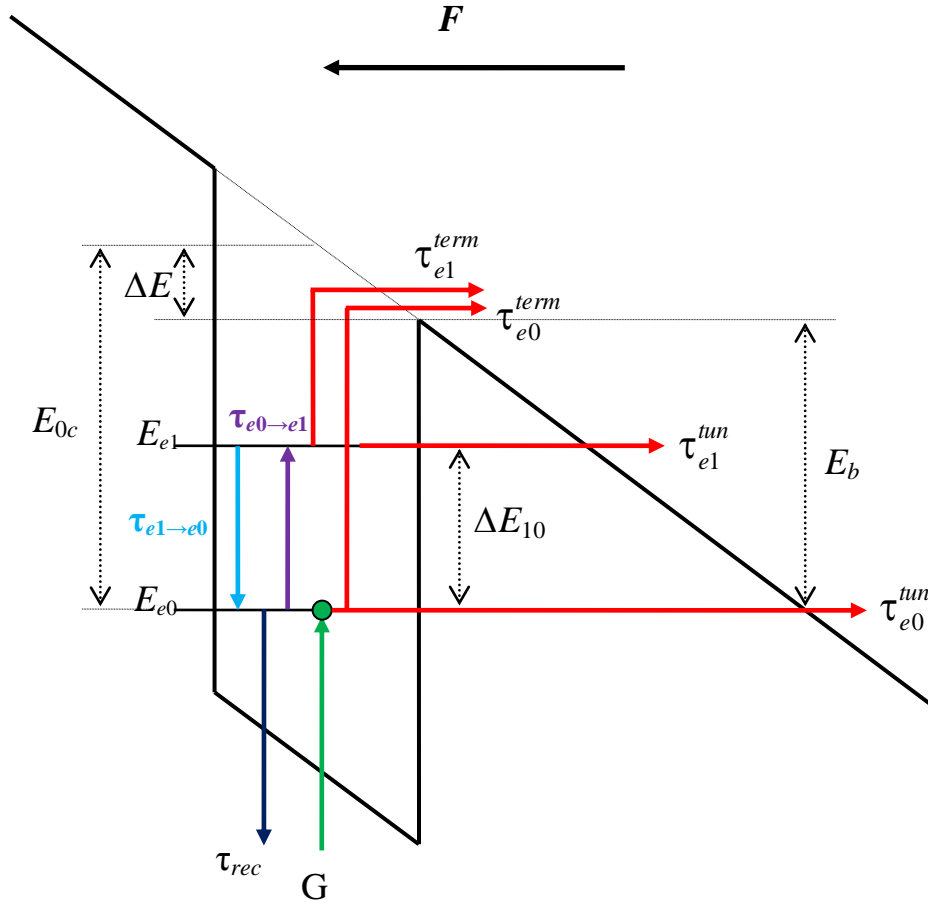


Рис. 3.6. Некоторые из возможных динамических процессов фотовозбужденного электрона в КТ InAs/GaAs, находящейся в электрическом поле.

Времена $\tau_{23} \equiv \tau_{e0 \rightarrow e1}$ и $\tau_{32} \equiv \tau_{e1 \rightarrow e0}$ с учетом того, что уровни E_{e0} и E_{e1} двукратно и четырехкратно вырождены [42, 109], связаны соотношением

$$\tau_{e0 \rightarrow e1} = \frac{1}{2} \tau_{e1 \rightarrow e0} \exp\left(\frac{\Delta E_{10}}{k_B T}\right), \quad (3.10)$$

где ΔE_{10} – расстояние между уровнями размерного квантования электронов.

Считалось, что эмиссия происходит при уходе одного из фотовозбужденных носителей из КТ, поскольку рекомбинация оставшегося носителя практически невозможна из-за затрудненности электронного обмена между кластерами в слое КТ. Считалось, что уход одного из носителей в смачивающий слой (КЯ) в итоге также приведет к эмиссии в матрицу и возникновению фотосигнала. Это утверждение справедливо в условии низкого уровня фотовозбуждения, при котором вероятность

повторного захвата ушедшего в смачивающий слой электрона (дырки) квантовой точкой, занятой дыркой (электроном), много меньше вероятности эмиссии в матрицу либо захвата в пустую квантовую точку. В последнем случае уменьшение эффективности эмиссии не происходит, поскольку рекомбинация пространственно разделенных носителей невозможна. Таким образом, эффективность эмиссии носителей η из КТ в матрицу можно определить из следующего выражения

$$\eta = \frac{\left(\frac{n_{010}}{\tau_{2esc}} + \frac{n_{001}}{\tau_{3esc}} + \frac{n_{100}}{\tau_{1esc}} \right)}{G}. \quad (3.11)$$

В стационарном случае производные по времени в уравнениях (3.1) – (3.5) равны нулю, и для эффективности эмиссии может быть получено аналитическое выражение

$$\eta = \frac{\frac{1}{\tau_{1esc}^2} + \frac{1}{\tau_{23}} \frac{1}{\tau_{3esc}} + \frac{1}{\tau_{2esc}} \left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3esc}} \right) + \frac{1}{\tau_{1esc}} \left(\frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{2esc}} + \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3esc}} \right)}{\frac{1}{\tau_{1esc}^2} + \frac{1}{\tau_{23}} \frac{1}{\tau_{3esc}} + \frac{1}{\tau_{2esc}} \left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3esc}} \right) + \frac{1}{\tau_{1esc}} \left(\frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{2esc}} + \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3esc}} + \frac{1}{\tau_{rec}} \right) + \frac{1}{\tau_{32}} \frac{1}{\tau_{rec}} + \frac{1}{\tau_{rec}} \frac{1}{\tau_{3esc}}}. \quad (3.12)$$

При фотогенерации в возбужденное состояние в системе (3.1) – (3.5) первые два уравнения изменятся на следующие

$$\frac{dn_{110}}{dt} = n_{101} \frac{1}{\tau_{32}} - n_{110} \left(\frac{1}{\tau_{rec}} + \frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{1esc}} + \frac{1}{\tau_{2esc}} \right), \quad (3.13)$$

$$\frac{dn_{101}}{dt} = G + n_{110} \frac{1}{\tau_{23}} - n_{101} \left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{1esc}} + \frac{1}{\tau_{3esc}} \right), \quad (3.14)$$

и эффективность эмиссии будет определяться выражением

(3.15)

$$\eta = \frac{\frac{1}{\tau_{1esc}^2} + \frac{1}{\tau_{2esc}} \left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3esc}} \right) + \frac{1}{\tau_{3esc}} \left(\frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{rec}} \right) + \frac{1}{\tau_{1esc}} \left(\frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{2esc}} + \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3esc}} + \frac{1}{\tau_{rec}} \right)}{\frac{1}{\tau_{1esc}^2} + \frac{1}{\tau_{23}} \frac{1}{\tau_{3esc}} + \frac{1}{\tau_{2esc}} \left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3esc}} \right) + \frac{1}{\tau_{1esc}} \left(\frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{2esc}} + \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3esc}} + \frac{1}{\tau_{rec}} \right) + \frac{1}{\tau_{32}} \frac{1}{\tau_{rec}} + \frac{1}{\tau_{rec}} \frac{1}{\tau_{3esc}}}$$

3.3. Применение теории квантовой эффективности эмиссии для описания температурных зависимостей фоточувствительности в области основного и первого возбужденного переходов в КТ

На рис. 3.7 точками показаны температурные зависимости величины фоточувствительности, измеренной в режиме фототока, в области основного и первого возбужденного переходов в КТ (общий спектр данной структуры № 5318 приведен на рис. 3.1). На обеих зависимостях при высоких температурах наблюдался хорошо выраженный участок насыщения, по которому фоточувствительность нормировалась на единицу для сравнения с теорией.

Напряженность электрического поля в слое КТ при нулевом внешнем смещении на барьере Шоттки $F = 70$ кВ/см вычислялась по формуле (2.5) при значении концентрации $n_0 = 3.1 \cdot 10^{16}$ см⁻³, определенной из эффекта Холла, и высоте барьера $\psi_0 = 0.7$ В, определенной по величине фотоэдс насыщения.

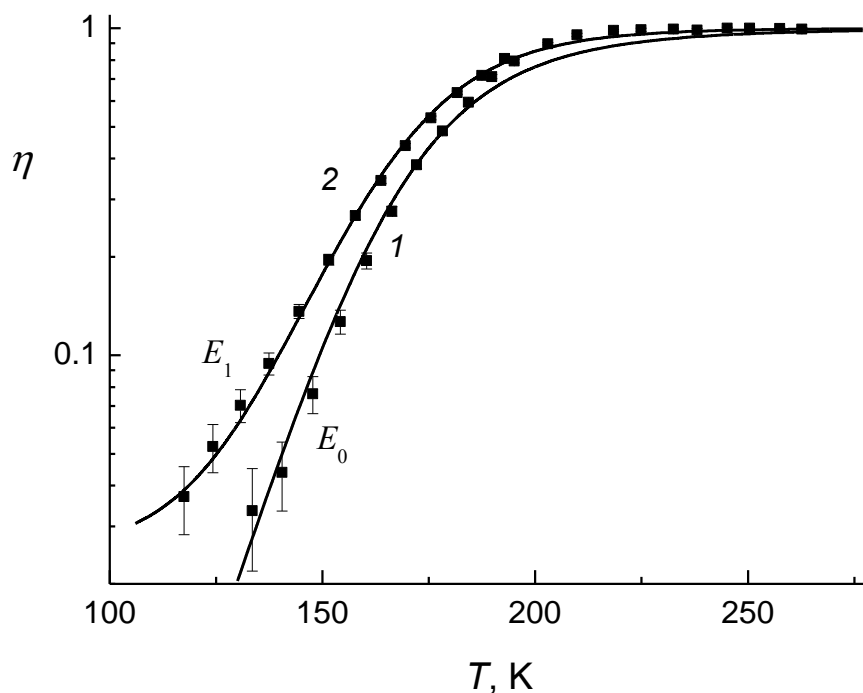


Рис. 3.7. Температурные зависимости фоточувствительности в области основного (1) и первого возбужденного (2) переходов в КТ InAs/GaAs (структура № 5318). Сплошные кривые – теоретический расчет, точки – экспериментальные значения из фотоэлектрических спектров.

Хорошее согласие теории с экспериментом получено при следующих значениях подгоночных параметров: $\tau_{rec} = 0.4$ нс, $\tau_{e1 \rightarrow e0} = 3.55$ пс, $\Delta E_{10} = 72$ мэВ, $\Delta E_{0c} = 190$ мэВ, $L = 8$ нм, $\sigma_n = 10^{-11}$ см², $\sigma_{hh} = 1.1 \cdot 10^{-11}$ см², $E_{e0}^{2D} = 29$ мэВ, $S_{HR} = 0.05$. Значения этих параметров находятся в согласии с литературными данными. Обычно время жизни экситона в КТ по отношению к излучательной рекомбинации составляет ~ 1 нс [30, 31, 32, 33]; меньшее время жизни может быть связано с вкладом безызлучательной рекомбинации, возникающей при наличии в структуре дефектов. Действительно, уменьшение τ_{rec} наблюдалось в КТ, выращенных МЛЭ при понижении температуры роста [110]. Межуровневая релаксация электронов при наличии в КТ дырок, как показано в [36], осуществляется весьма быстро за время $\sim 1 - 10$ пс. Величины эмиссионных барьеров для электронов и

дырок 190 и 300 мэВ (последний рассчитывался с учетом энергии основного перехода в КТ $E_0 = 0.935$ эВ при 300 К), согласуются с данными теоретической работы [109], а также с результатами экспериментальных исследований динамического эффекта поля, выполненных на структурах с КТ, выращенных в НИФТИ ННГУ методом ГФЭ МОС [111]. Высота КТ находится в согласии с данными, полученными методом просвечивающей электронной микроскопии на поперечном срезе структур с КТ, выращенных ГФЭ МОС [112]; сечение захвата – с данными [21]. Расстояние ΔE_{10} согласуется с разностью энергий оптических переходов E_0 и E_1 , учитывая, что энергетический зазор между соседними уровнями размерного квантования тяжелых дырок в зависимости от размера основания КТ составляет 5 - 20 мэВ [40]. Для параметра Хуанга-Риса в КТ InAs/GaAs приводятся значения $\sim 0.01 - 0.5$ [28, 29]. Примерное значение E_{e0}^{2D} вычислялось в рамках модели эффективной массы с помощью программного пакета Nextnano⁺⁺ [113] с учетом энергии края поглощения в смачивающем слое InAs ≈ 1.36 эВ.

Теоретические температурные зависимости эффективности эмиссии для определенных выше параметров, рассчитанные по формулам 3.12 и 3.15, показаны на рис. 3.7 сплошными кривыми.

Определить доминирующий механизм эмиссии носителей из КТ при разных температурах можно путем анализа температурных зависимостей времен жизни по отношению к различным процессам. По результатам расчета время жизни дырки по отношению к прямому туннелированию составляет $\tau_{hh}^{tun} \sim 10^{28}$ с, а по отношению к термоактивированному туннелированию – $\tau_{hh}^{tp} \sim 10^3$ с даже при 350 К, поэтому этими процессами для дырок можно пренебречь. Температурные зависимости остальных времен жизни показаны на рис. 3.8. Видно, что из основного состояния (рис. 3.8, а) термическая эмиссия электрона происходит быстрее эмиссии дырки во всем температурном диапазоне. Прямое и термоактивированное туннелирование

электрона с основного состояния также не дает существенного вклада в эмиссию в температурном диапазоне, в котором фотоэлектрический сигнал от КТ удается наблюдать экспериментально ($T > 130$ К). При температурах ниже 150 К рекомбинация из основного состояния является наиболее вероятным процессом. С ростом температуры увеличивается вероятность термического заброса электрона с основного на возбужденное состояние, из которого темп эмиссии существенно выше, чем из основного. Термическая активация в 2D-состояния смачивающего слоя InAs происходит в $\approx 2 - 4$ раза медленнее надбарьерной эмиссии в матрицу GaAs. Следовательно, при данных условиях, из всего набора подгоночных параметров сильнее всего на характер температурной зависимости эффективности эмиссии влияют высота эмиссионного барьера в зоне проводимости, сечение захвата для электронов и рекомбинационное время жизни.

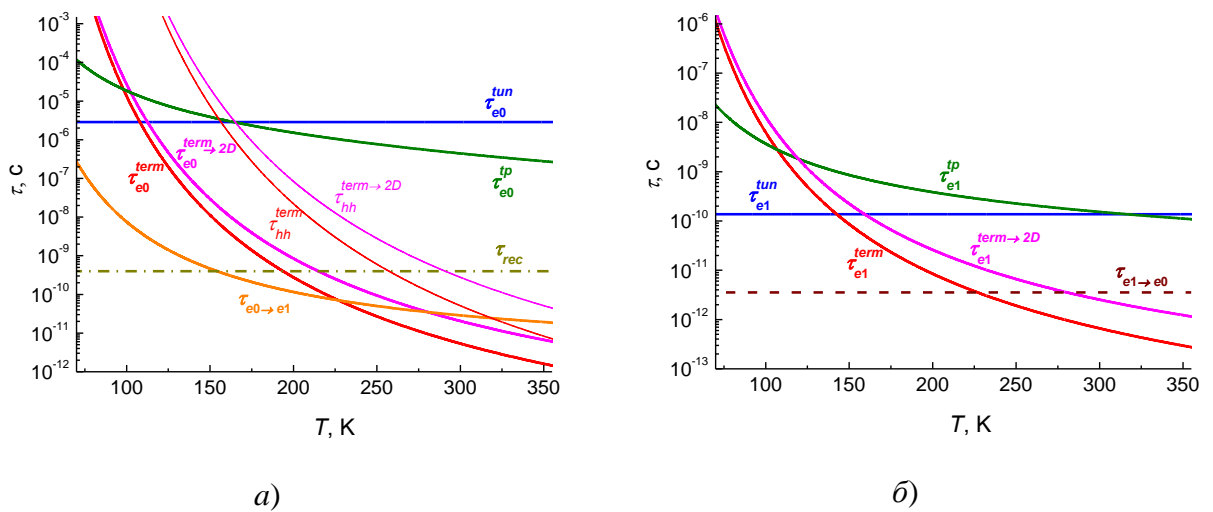


Рис. 3.8. Температурные зависимости времени жизни носителей на основных E_{e0} и E_{hh0} (a) и возбужденном состоянии E_{e1} (б) в КТ InAs/GaAs при $F = 70$ кВ/см.

Часть электронов, изначально генерируемых светом на возбужденный электронный уровень (E_{e1}), могут успеть эмитировать с него до релаксации в основное состояние (E_{e0}). Это приводит к тому, что в области низких температур (130 К) появляется заметная разность величин

фоточувствительности при фотогенерации в области основного и первого возбужденного оптических переходов (рис. 3.7), которая определяется конкуренцией процессов эмиссии с возбужденного состояния и межуровневой релаксации. Количественно эта разность (4 %) может быть также оценена путем анализа соответствующих времен жизни. Действительно видно, что до релаксации в основное состояние ($\tau_{e1 \rightarrow e0} = 3.55$ пс) примерно 2.5 % возбужденных электронов (рис. 3.8, б) успевают эмитировать путем прямого туннелирования ($\tau_{e1}^{tun} = 137$ пс), 1 % – термически в матрицу ($\tau_{e1}^{term} = 334$ пс) и 0.5 % – в смачивающий слой ($\tau_{e1}^{term \rightarrow 2D} = 800$ пс).

3.4. Влияние электрического поля на температурные зависимости фотоэлектрических спектров КТ

На рис. 3.9 приведены спектральные зависимости фоточувствительности в области поглощения КТ (структура № 5318), полученные в режиме измерения фототока, при 77 К при различных значениях обратного смещения на барьере Шоттки. При нулевом смещении фотосигнал от КТ отсутствует (на рисунке не показано), а при достаточно больших обратных смещениях наблюдаются хорошо выраженные пики от основного перехода в КТ при $h\nu \approx 0.99$ эВ и от первого возбужденного перехода при $h\nu \approx 1.08$ эВ. С ростом напряженности электрического поля в окрестности слоя КТ происходит увеличение фоточувствительности от КТ, связанное с возрастанием эффективности эмиссии, и небольшое красное смещение (≈ 8 мэВ при увеличении напряжения от 1.5 до 3 В), обусловленное квантово-размерным эффектом Штарка [114, 115].

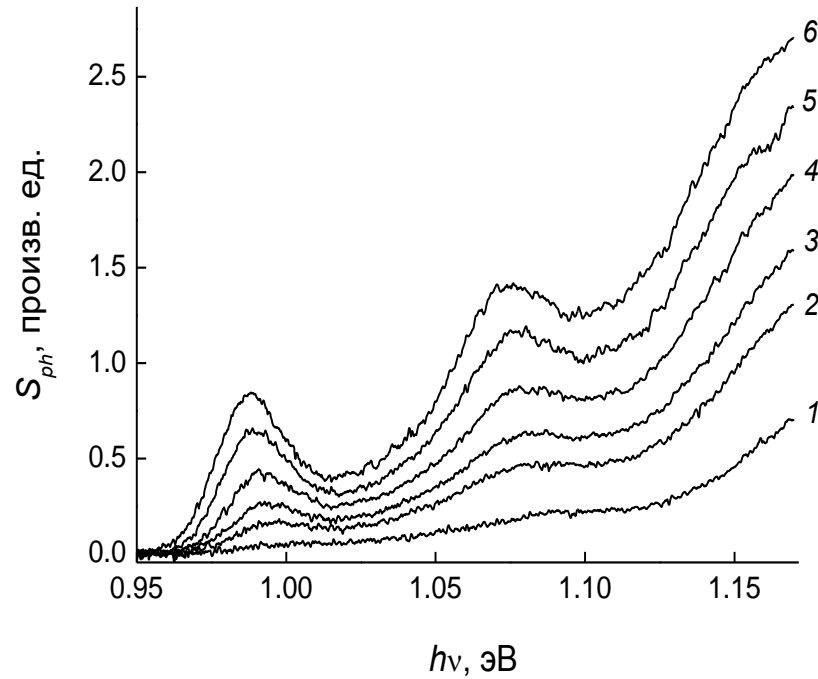


Рис. 3.9. Влияние обратного смещения на барьере Шоттки на спектры фототока от КТ при 77 К. V , В: 1 -- 1, 2 -- 1.5, 3 -- 1.7, 4 -- 2, 5 -- 2.5, 6 -- 3.

На рис. 3.10 и 3.11 показано влияние электрического поля на температурную зависимость фоточувствительности в области основного и первого возбужденного переходов в КТ соответственно. В отсутствие смещения на барьере Шоттки (кривая 1) при низких температурах наблюдается сильное уменьшение эффективности эмиссии носителей из КТ вплоть до полного ее исчезновения при температурах ниже 120 К. При увеличении обратного смещения на барьере Шоттки происходит ослабление температурной зависимости фоточувствительности (кривые 2 – 6) в результате роста вклада в фоточувствительность туннельных компонент эмиссии. При достаточно больших смещениях и низких температурах туннельные механизмы эмиссии становятся доминирующими, о чем свидетельствует появление участка, на котором фоточувствительность не зависит от температуры. Качественно подобные зависимости эмиссии от напряженности поля и температуры наблюдались в $p-i-n$ диодах на основе структур с КТ InAs/GaAs, выращенных МЛЭ [38, 45].

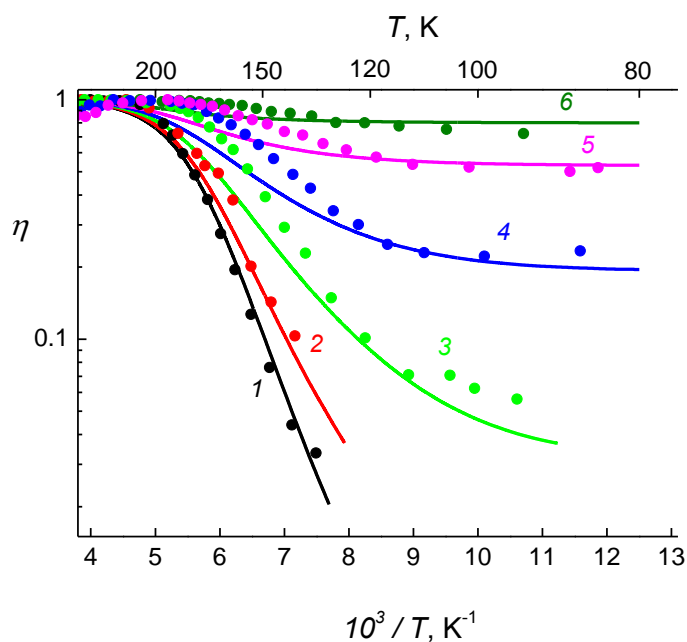


Рис. 3.10. Влияние электрического поля на температурную зависимость фоточувствительности в области основного перехода в КТ ($h\nu = 0.935$ эВ при 300 К). Обратное смещение на барьере Шоттки V , В: 1 – 0, 2 – 0.5, 3 – 1, 4 – 1.5, 5 – 2, 6 – 2.5. Сплошные кривые – теоретический расчет, точки – экспериментальные значения из фотоэлектрических спектров.

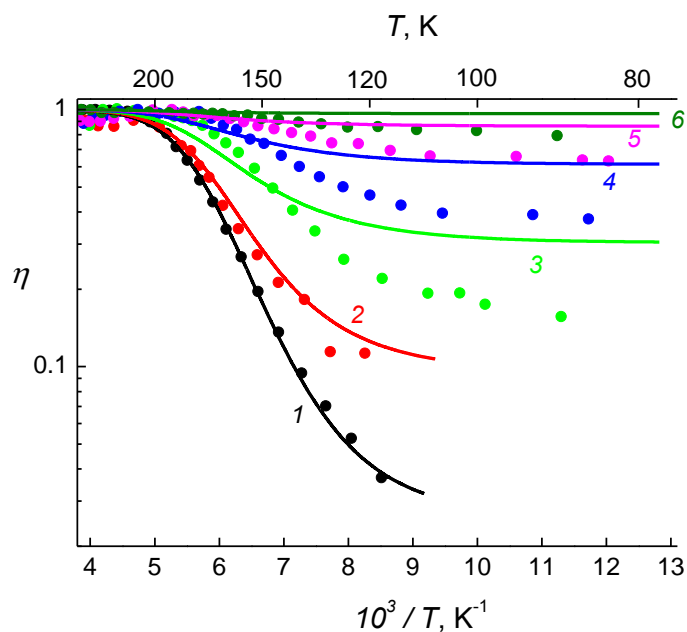


Рис. 3.11. Влияние электрического поля на температурную зависимость фоточувствительности в области первого возбужденного перехода в КТ ($h\nu = 1.02$ эВ при 300 К). Обратное смещение на барьере Шоттки V , В: 1 – 0, 2 – 0.5, 3 – 1, 4 – 1.5, 5 – 2, 6 – 2.5. Сплошные кривые – теоретический расчет, точки – экспериментальные значения из фотоэлектрических спектров.

Теоретические температурные зависимости эффективности эмиссии при разных напряжениях на барьере, рассчитанные по формулам 3.12, 3.15, показаны на рис. 3.10 и 3.11 сплошными кривыми. Для сравнения теории и эксперимента фоточувствительность нормировалась на единицу по высокотемпературному участку насыщения, который в данной структуре наблюдался при всех значениях приложенного напряжения. При построении всех теоретических кривых использовались значения параметров КТ, при которых наблюдалось хорошее согласие теории и эксперимента (рис. 3.7), при нулевом смещении на барьере Шоттки ($F = 70$ кВ/см, см. предыдущий раздел). Учитывался эффект Штарка (рис. 3.9): красное смещение энергий основного и первого возбужденного переходов при приложении обратного смещения 0.5 В составило 3 мэВ; 1 В – 6 мэВ; 1.5 В – 9 мэВ; 2 В – 12 мэВ; 2.5 В – 14 мэВ. Считалось, что половина штарковского смещения обусловлена сдвигом E_{e0} и половина – E_{hh0} . Напряженности электрического поля $F_2 - F_6$ при подаче смещения на барьер в данной задаче являлись подгоночными параметрами, поскольку исследованная структура была выращена на полуизолирующей подложке, и при приложении внешнего обратного смещения происходило частичное смыкание ОПЗ поверхностного барьера с ОПЗ барьера на границе буферного слоя n -типа с полуизолятором, о чем свидетельствовал вид CV-характеристики. При $F_2 = 81$ кВ/см, $F_3 = 95$ кВ/см, $F_4 = 109$ кВ/см, $F_5 = 123$ кВ/см, $F_6 = 137$ кВ/см было получено хорошее согласие теории с экспериментом для основного состояния (рис. 3.10) и удовлетворительное для возбужденного (рис. 3.11). Существенное расхождение теории и эксперимента при обратном смещении ≥ 1 В для возбужденного состояния в области низких температур (в 1.3 – 1.8 раза) можно объяснить тем, что в данных условиях (сильное электрическое поле и малая высота эмиссионного барьера < 80 мэВ) определяющий вклад в эмиссию электронов из КТ начинает вносить туннельный процесс. Скорость этого процесса рассчитывалась приближенно с применением формулы (1.6), справедливой для туннелирования с глубокого примесного центра в

полупроводнике, которая, по-видимому, не достаточно точно описывает туннелирование носителей из квантовой точки. Туннельное время жизни электрона на E_{e0} , E_{e1} и дырки на E_{hh0} , вычисленное по (1.6) при различных напряженностях электрического поля, приведено в таблице № 3.2.

Таблица № 3.2

| F , кВ/см | 70 | 81 | 95 | 109 | 123 | 137 |
|------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| τ_{e0}^{tun} , с | $2.85 \cdot 10^{-6}$ | $1.8 \cdot 10^{-7}$ | $1.2 \cdot 10^{-8}$ | $1.7 \cdot 10^{-9}$ | $3.5 \cdot 10^{-10}$ | $9.9 \cdot 10^{-11}$ |
| τ_{e1}^{tun} , с | $1.4 \cdot 10^{-10}$ | $3.5 \cdot 10^{-11}$ | $9.1 \cdot 10^{-12}$ | $3.3 \cdot 10^{-12}$ | $1.5 \cdot 10^{-12}$ | $7.6 \cdot 10^{-13}$ |
| τ_{hh0}^{tun} , с | $1.4 \cdot 10^{28}$ | $1.1 \cdot 10^{22}$ | $1.8 \cdot 10^{16}$ | $9 \cdot 10^{11}$ | $4.2 \cdot 10^8$ | $8.9 \cdot 10^5$ |

Температурные зависимости времен жизни электронов и дырок при повышенном значении напряженности электрического поля, например при $F = 109$ кВ/см, приведены на рис. 3.12. По сравнению с $F = 70$ кВ/см (рис. 3.8) в данном случае возрастает роль прямого туннелирования электрона, которое обеспечивает заметную фоточувствительность даже при самых низких температурах. Также наблюдается некоторое увеличение надбарьерной термической эмиссии, обусловленное эффектом Пула-Френкеля.

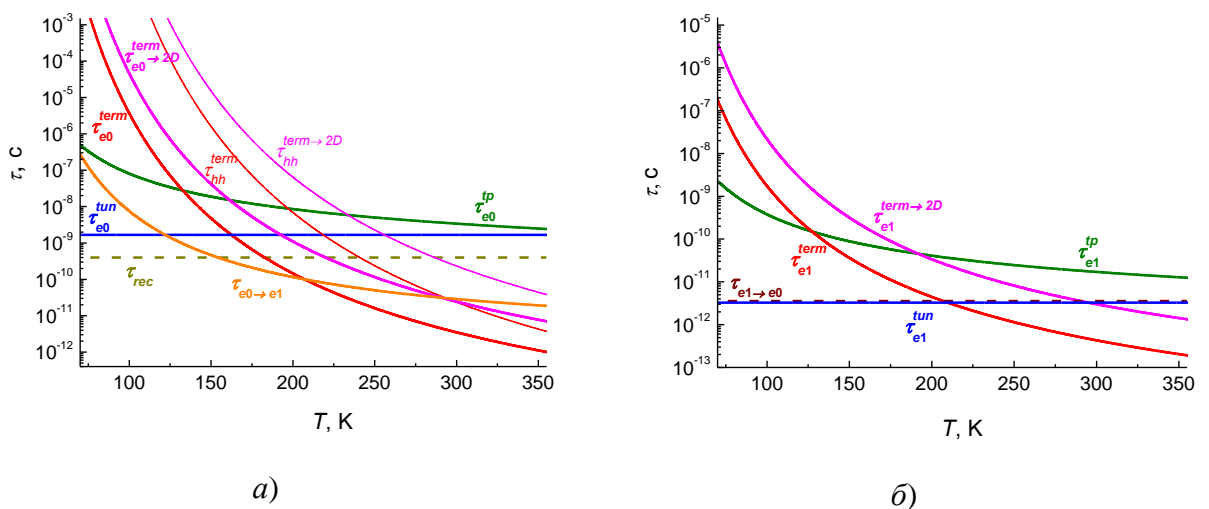


Рис. 3.12. Температурные зависимости времени жизни носителей на основных E_{e0} и E_{hh0} (а) и возбужденном состоянии E_{e1} (б) в КТ InAs/GaAs при $F = 109$ кВ/см.

По температурным зависимостям времен жизни носителей можно дать оценку максимальной концентрации фотовозбужденных дырок в массиве КТ. В тех КТ, в которых произошла рекомбинация, а не эмиссия (их число пропорционально $1-\eta$), время жизни дырок совпадает со временем жизни электронов, поскольку оба этих времени определяются общим для электрона и дырки процессом – процессом рекомбинации ($\tau_e = \tau_{hh} = \tau_{rec} = 0.4$ нс). В таких КТ дырки накапливаться, естественно, не могут. Накопление дырок возможно в тех КТ, из которых происходит эмиссия, причем электрон эмитирует раньше дырки. Рекомбинация оставшихся в КТ дырок невозможна, и, следовательно, их время жизни определяется только процессом эмиссии. Существенное накопление дырок будет происходить только при большом их времени жизни, т. е. при низких температурах. Как видно из рис. 3.13 при $T < 200$ К результирующее эмиссионное время жизни электронов (τ_e^{esc}) как минимум на 2 порядка меньше, чем для дырок (τ_{hh}^{esc}) при всех напряженностях электрического поля. Следовательно, в этих условиях практически все КТ, из которых происходит эмиссия носителей, проходят через состояние, когда электрон уже эмитировал, а дырка еще остается в потенциальной яме КТ. Таким образом, скорость генерации долгоживущих некомпенсированных дырок может быть записана как $G\eta$, и их концентрация при заданной температуре и напряженности электрического поля найдена из следующего уравнения

$$N_{hh}^{QD}(F, T) = G \cdot \eta(F, T) \cdot \tau_{hh}(F, T), \quad (3.16)$$

где $\tau_{hh}(F, T)$ – результирующее время жизни дырок (в наших экспериментах скорость генерации электронно-дырочных пар $G = I_0 \cdot \alpha = 10^{16} \frac{\text{квант}}{\text{см}^2 \text{с}} \cdot 10^{-4} = 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$).

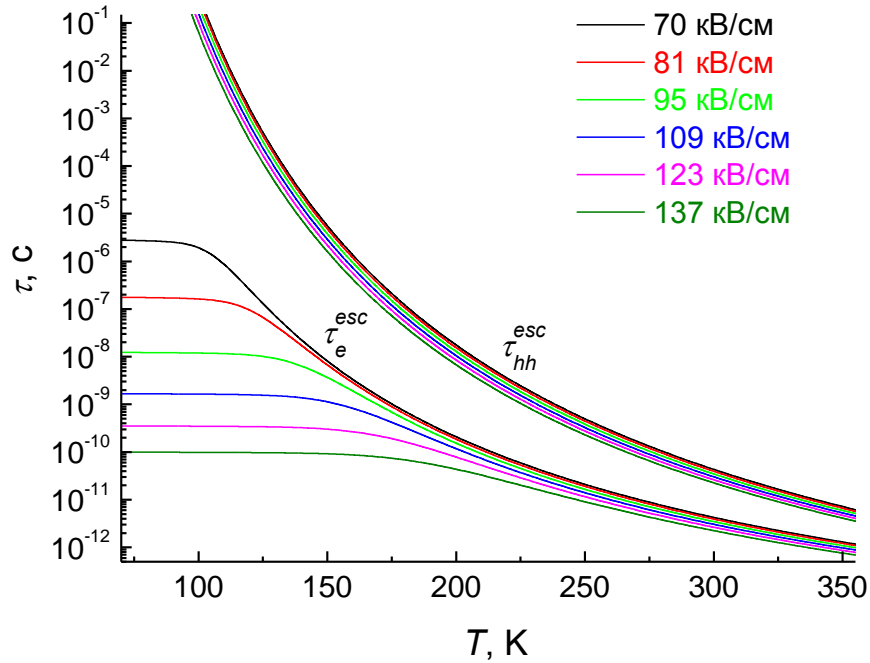


Рис. 3.13. Результирующее эмиссионное время жизни электронов τ_e^{esc} и дырок τ_{hh}^{esc} , находящихся в основном состоянии, при различных напряженностях электрического поля.

Появление этих неравновесных дырок должно приводить к уменьшению коэффициента поглощения слоя КТ, т. е. в условиях, когда значительная часть КТ занята неравновесными дырками, уже нельзя считать, что скорость генерации электронно-дырочных пар (G) не зависит от уровня фотовозбуждения, т.е. от степени заполнения массива КТ носителями, как предполагалось при построении теоретической модели (3.1 – 3.5). Условия, при которых предположение о постоянстве G выполнено с точностью до 1 и 10 % (N_{hh}^{QD} составляет 1 и 10 % от общего числа КТ $N^{QD} = 10^{10} \text{ см}^{-2}$), показаны на рис. 3.14 (кривые 7, 8).

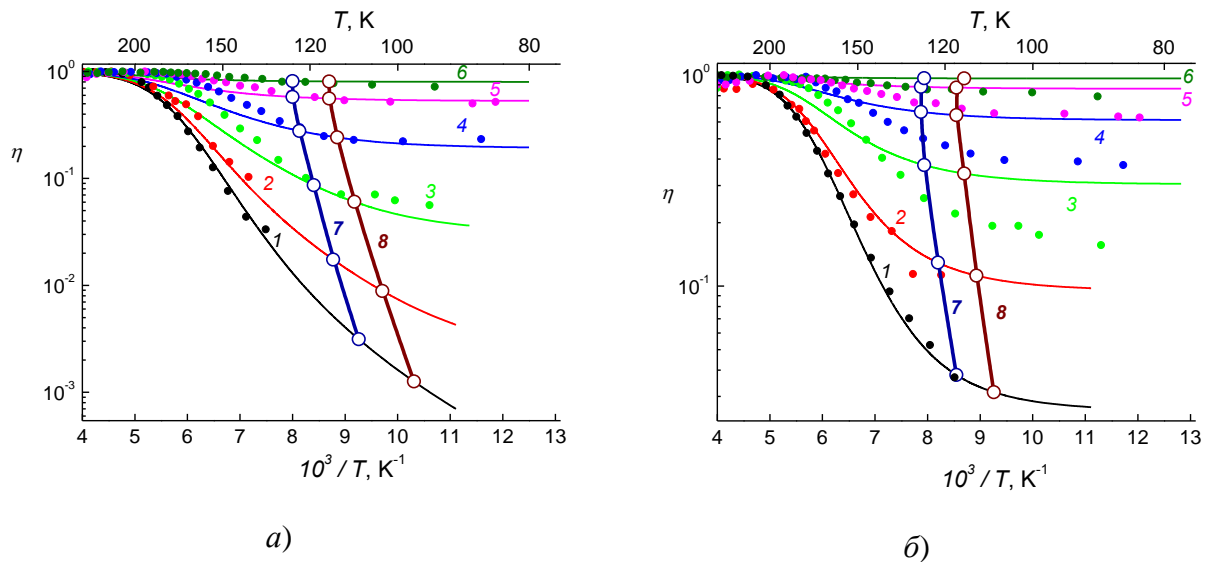


Рис. 3.14. Границы применимости предположения о низком уровне фотовозбуждения: *а)* – для основного состояния в КТ, *б)* – для первого возбужденного состояния. Кривые 1 – 6 соответствуют кривым рис. 3.10 и 3.11. На точках кривой 7 – $N_{hh}^{QD} = 0.01 \cdot N^{QD}$; на точках кривой 8 – $N_{hh}^{QD} = 0.1 \cdot N^{QD}$.

Из рис. 3.14 видно, что предположение о низком уровне фотовозбуждения, принятое при построении теоретической модели (рис. 3.5, формулы 3.1 – 3.5), не нарушается и в отношении дырок при не слишком высоких напряженностях электрического поля и не слишком низких температурах.

Заметим, что при создании дополнительного потенциального барьера для дырок, увеличивающего их эмиссионное время жизни, и применении лазерного уровня фотовозбуждения, в [108] наблюдался эффект «выжигания дыры» в неоднородно уширенном спектре поглощения массива самоорганизованных КТ, выращенных МЛЭ, связанный с увеличением числа КТ, заполненных неравновесными дырками до величины сравнимой с общей концентрацией КТ.

3.5. Фотоэлектрические явления в структурах с КТ InAs/GaAs, выращенными в режиме с прерыванием роста

Метод газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений при атмосферном давлении имеет несколько технологических режимов выращивания гетеронаноструктур с КТ InAs/GaAs [94, 95, 116]. Как было показано ранее [95, 96, 116], в некоторых ростовых режимах распределение КТ по размерам имеет ярко выраженный бимодальный характер.

3.5.1. Фотоэлектрические свойства бимодальных массивов КТ InAs/GaAs

На структурах с КТ, выращенными в режиме с прерыванием роста ($t_m = 12$ с) без легирования висмутом, наблюдалось два типа фотоэлектрических спектров (рис. 3.15, кривые 1, 2). Один тип спектров (кривая 1) близок к спектрам структур, выращенных с легированием слоя КТ висмутом (кривая 3). На втором типе спектров (кривая 2) второй пик fotocувствительности (при $h\nu \approx 1.0$ эВ) более размыт и значительно превышает по высоте первый узкий пик (при $h\nu \approx 0.9$ эВ). Еще больше эти различия проявляются на спектрах ФЛ при 77 К этих двух типов структур (рис. 3.16, кривые 1, 2). Для сравнения приведен типичный спектр ФЛ КТ, легированных висмутом (кривая 3).

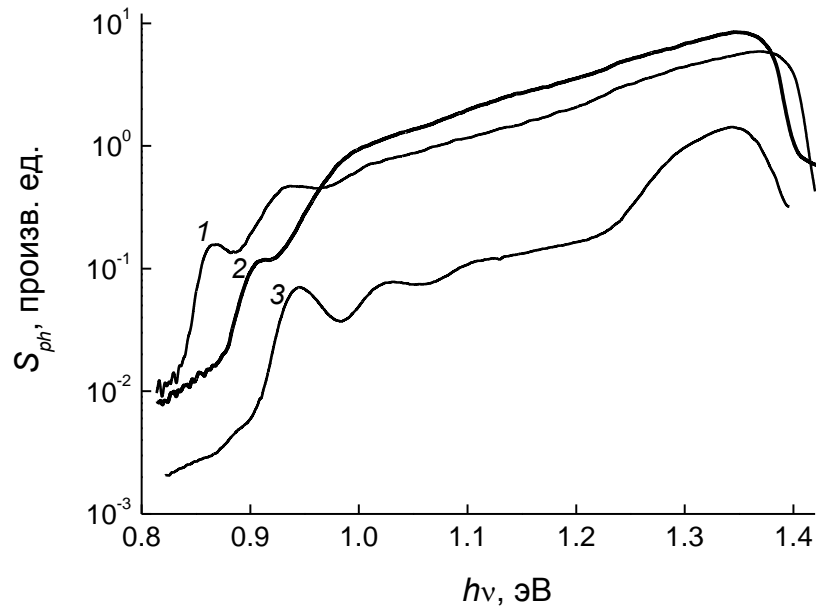


Рис. 3.15. Спектры фоточувствительности при 300 К от КТ, выращенных в разных режимах: 1, 2 – с прерыванием роста 12 с без легирования слоя КТ висмутом (структуры № 5594 и № 5590 соответственно), 3 – с легированием слоя КТ висмутом (структура № 3316).

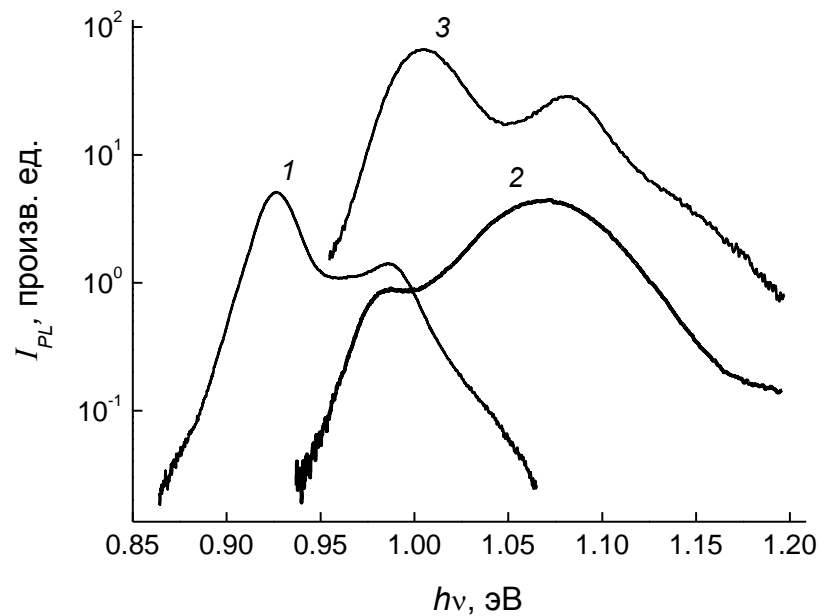


Рис. 3.16. Спектры фотолуминесценции при 77 К КТ, выращенных в разных режимах: 1, 2 – с прерыванием роста 12 с без легирования слоя КТ висмутом, 3 – с легированием слоя КТ висмутом. Номера кривых соответствуют структурам, приведенным на рис. 3.15.

Выполненные ранее А.В. Здоровейцевым исследования морфологии вскрытых селективным травлением слоев КТ, выращенных в режиме с прерыванием роста [95, 96], свидетельствуют о возможности образования в таких структурах двух массивов КТ: массива крупных КТ и массива мелких КТ [95]. Очевидно, что низкоэнергетический пик в обоих типах структур (кривые 1, 2) обусловлен основным оптическим переходом в массиве крупных КТ. Высота и ширина второго пика фоточувствительности и ФЛ определяется вкладом в него перехода между первыми возбужденными состояниями электрона и дырки в массиве крупных КТ и основным переходом в массиве мелких КТ, энергия которого близка к энергии первого возбужденного перехода в массиве крупных КТ. Большая высота этого пика свидетельствует о ярко выраженной бимодальности массива КТ и высокой концентрации мелких КТ. Заметим, что в структуре, для которой получена кривая 1, по-видимому, так же имеется массив более мелких КТ, но с более низкой концентрацией точек. Таким образом, мы считаем, что основной вклад во второй пик на кривой 1 дает возбужденное состояние в массиве крупных КТ, а на кривой 2 – основное состояние в массиве мелких КТ.

В структурах с выраженным одним массивом КТ (№ 5594) температурные зависимости фоточувствительности при фотовозбуждении в области первого и второго пиков от КТ практически совпадают (рис. 3.17, точки). Это означает, что эмиссия электронов из КТ в матрицу в обоих случаях происходит преимущественно из основного состояния, так как большинство носителей, изначально сгенерированных в возбужденное состояние, при $T < 190$ К успевает до эмиссии релаксировать в основное.

При расчете времен жизни носителей напряженность электрического поля в слое КТ $F = 77$ кВ/см вычислялась по стандартной теории барьера Шоттки с высотой 0.7 В и концентрацией $3.7 \cdot 10^{16}$ см⁻³, полученной из измерений эффекта Холла. Остальные параметры определялись из условия наилучшего согласия теоретического расчета эффективности эмиссии (рис. 3.17, сплошные кривые) с экспериментальными данными и составили:

$\tau_{rec} = 4.07$ нс, $\tau_{e1 \rightarrow e0} = 2.5$ пс, $\Delta E_{10} = 60$ мэВ, $E_{0c} = 226$ мэВ, $L = 10$ нм,
 $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-11}$ см², $\sigma_{hh} = 2 \cdot 10^{-11}$ см², $E_{e0}^{2D} = 32$ мэВ, $S_{HR} = 0.05$.

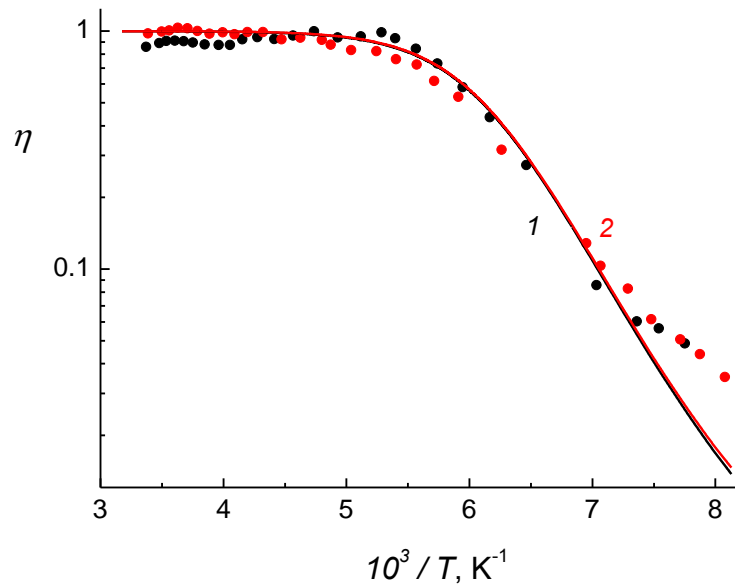


Рис. 3.17. Температурные зависимости фоточувствительности при фотовозбуждении в области первого (1) и второго (2) пиков от КТ в структуре с одномодальным массивом КТ (№ 5594). Сплошные кривые – теоретический расчет квантовой эффективности эмиссии, точки – экспериментальные значения из фотоэлектрических спектров.

Вывод о быстрой релаксации носителей также подтверждается результатами анализа температурных зависимостей времен жизни носителей в КТ (рис. 3.18). В области температур ($T < 165$ К), где фоточувствительность еще далека от насыщения ($\eta < 0.5$), результирующее эмиссионное время жизни электронов на возбужденном состоянии в соответствии с (3.8) $\tau_{esc} > 220$ пс, что при времени межуровневой релаксации $\tau_{e1 \rightarrow e0} = 2.5$ пс может обеспечить эмиссию не более 1 % электронов, сгенерированных изначально в первое возбужденное состояние.

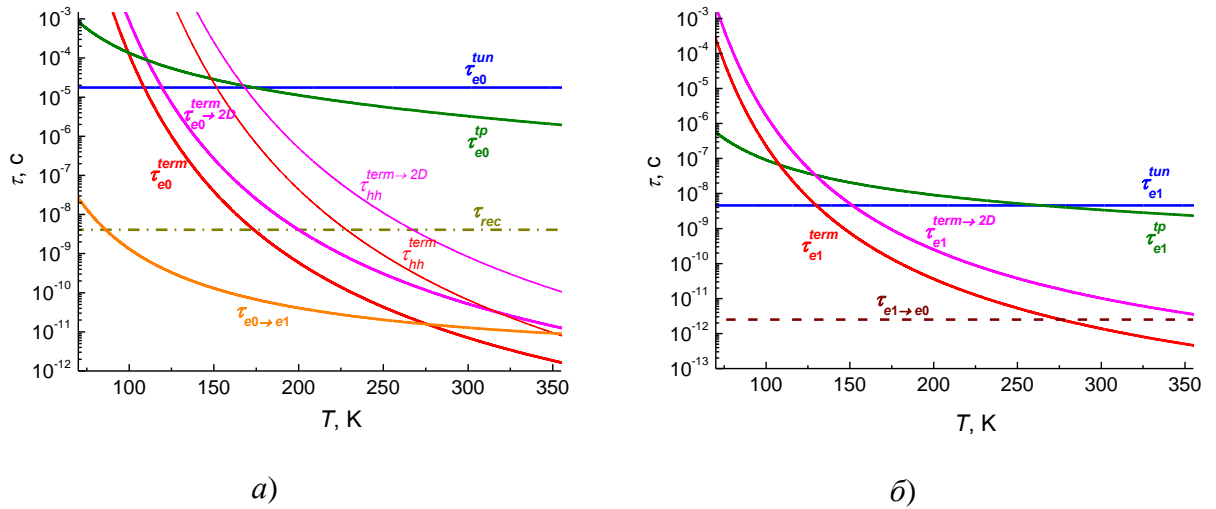


Рис. 3.18. Температурные зависимости времен жизни носителей в КТ структуры с одним массивом КТ (№ 5594) при $F = 77$ кВ/см. *а)* – для основного состояния в КТ, *б)* – для первого возбужденного состояния в КТ.

Заметим, что в структуре № 5318 (с энергией основного оптического перехода $E_0 = 0.935$ эВ при 300 К) в отличие от данной структуры (с $E_0 = 0.866$ эВ) ход температурных зависимостей фоточувствительности в области основного и первого возбужденного состояний различался (рис. 3.7). Это объясняется меньшей высотой эмиссионного барьера для электронов в КТ структуры № 5318 (в № 5318 расстояние $E_{0c} - E_{e1} = 118$ мэВ; в № 5594 – 166 мэВ), и как следствие большей эффективностью эмиссии из возбужденного состояния.

В структуре с выраженным бимодальным массивом КТ (№ 5590) температурные зависимости фоточувствительности при оптическом возбуждении в области основного перехода мелких КТ и в области основного перехода крупных КТ существенно различаются (рис. 3.19). Это свидетельствует об отсутствии перехода неравновесных носителей из массива мелких КТ в массив крупных. Удовлетворительное согласие теории и эксперимента наблюдалось при следующих параметрах: для крупных КТ – $\tau_{rec} = 1.44$ нс, $\tau_{e1 \rightarrow e0} = 3.16$ пс, $\Delta E_{10} = 70$ мэВ, $\Delta E_{0c} = 200$ мэВ, $L = 9$ нм, $\sigma_n = 1.1 \cdot 10^{-11}$ см², $\sigma_{hh} = 1.1 \cdot 10^{-11}$ см², $E_{e0}^{2D} = 28$ мэВ, $S_{HR} = 0.05$; для мелких

$\underline{КТ} - \tau_{rec} = 1.2$ нс, $\tau_{e1 \rightarrow e0} = 5$ пс, $\Delta E_{10} = 80$ мэВ, $\Delta E_{0c} = 160$ мэВ, $L = 7$ нм, $\sigma_n = 8 \cdot 10^{-12}$ см², $\sigma_{hh} = 8 \cdot 10^{-12}$ см², $E_{e0}^{2D} = 28$ мэВ, $S_{HR} = 0.05$. Напряженность поля составляла 67 кВ/см (определена по концентрации $n_0 = 2.8 \cdot 10^{16}$ см⁻³ из CV-измерений). Расхождение теории и эксперимента для мелких КТ, вероятно, связано с тем, что в данной спектральной области в фоточувствительность вносит вклад и возбужденное состояние массива крупных КТ, что не было учтено при моделировании.

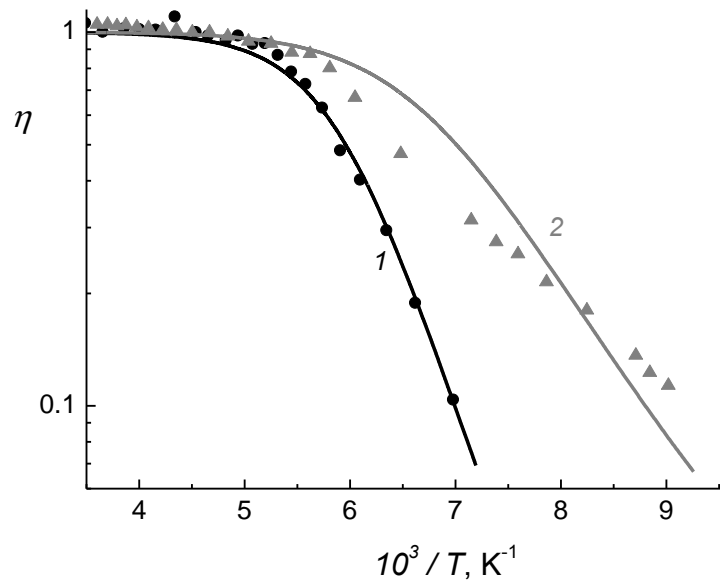


Рис. 3.19. Температурные зависимости фоточувствительности в области основного перехода в массиве крупных КТ (1) и мелких КТ (2) (структура № 5590). Сплошные кривые – теоретический расчет квантовой эффективности эмиссии, точки – экспериментальные значения из фотоэлектрических спектров.

Заметим, что в области низких температур (145 К) в данной структуре значения эффективности эмиссии на кривых 1 и 2 рис. 3.19 различаются значительно сильнее (30 %), чем для структуры № 5318 (4 %, рис. 3.7). Это свидетельствует в пользу гипотезы о бимодальности массива КТ и не позволяет объяснить высокоэнергетический пик на спектре фоточувствительности (рис. 3.15, кривая 2) возбужденным состоянием массива крупных КТ, поскольку даже в более мелких КТ одного массива

(№ 5318, $E_0 = 0.935$ эВ) наблюдается гораздо более слабое расхождение температурных зависимостей фоточувствительности при фотогенерации в области основного и первого возбужденного оптического перехода.

3.5.2. Влияние нанесения КЯ InGaAs на энергетический спектр КТ

Длина волны основного оптического перехода в КТ определяется их размером, составом и упругими напряжениями, возникающими из-за рассогласования параметров постоянных решеток InAs и GaAs ($a_{\text{InAs}} = 0.6058$ нм, $a_{\text{GaAs}} = 0.5653$ нм при 300 К). Упругие напряжения сжатия в InAs приводят к увеличению ширины запрещенной зоны и как следствие к уменьшению длины волны излучения. Наиболее длинноволновым излучением обладают поверхностные КТ, поскольку в этом случае нанокластеры испытывают сжатие только со стороны подложки GaAs. Однако структуры с поверхностными КТ непригодны для создания на их основе светоизлучающих приборов с электрической инжекцией. Необходимое для приборных применений наращивание слоя КТ InAs покровным слоем GaAs приводит к уменьшению длины волны излучения. Таким образом, для создания оптоэлектронных приборов на КТ, излучающих в окне максимальной прозрачности оптического волокна (1.55 мкм), необходимо получение структур с КТ, встроенными в матрицу полупроводника, но при этом обладающими достаточно длинноволновым спектром излучения, максимально приближенным к спектру излучения поверхностных КТ. Для решения этой задачи было предложено наращивание КТ комбинированным покровным слоем, состоящим из тонкой прослойки твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и внешнего слоя GaAs [103, 104, 105, 117], а также непосредственное встраивание слоя КТ InAs в слой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [118].

Величина красного смещения энергии основного перехода в КТ E_0 , достигаемая при наращивании КТ InAs слоем КЯ InGaAs, существенно

зависит от метода их получения. В структурах с КЯ/КТ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{InAs}$ (при ширине КЯ 5 нм), выращенных методом МЛЭ, красное смещение составило ≈ 100 мэВ [103]. В подобных структурах, выращенных в НИФТИ ННГУ методом ГФЭ МОС с легированием слоя КТ висмутом, при тех же параметрах КЯ наблюдалось смещение 40 мэВ [119] и 70 мэВ [104]. Меньшая величина красного смещения E_0 , по мнению авторов, связана с диффузионным перемешиванием In и Ga на гетерогранице InAs/GaAs с образованием прослойки твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, снижающей упругие напряжения в КТ, т.е. действующей также как специально наносимая внешняя КЯ. Доказательством этого предположения может являться очень низкое значение энергии $E_0 \sim 0.85$ эВ (при 300 К) в структурах с одиночным слоем КТ [119]. В этом случае нанесение дополнительного внешнего слоя КЯ уже не может сильно повлиять на энергетический спектр КТ.

Эффект красного смещения, обусловленный релаксацией упругих напряжений, наблюдался и при уменьшении толщины покровного слоя. Разность энергий основного перехода для встроенных в матрицу и поверхностных КТ составляла 290 мэВ [120] и 200 мэВ [121] в структурах, выращенных МЛЭ и ГФЭ МОС с легированием висмутом соответственно.

Режим с прерыванием роста позволяет выращивать массивы КТ InAs, энергетический спектр которых еще менее чувствителен к изменениям толщины покровного слоя GaAs и наличию в нем квантовой ямы InGaAs.

На рис. 3.20 представлены спектры фоточувствительности при 300 К и ФЛ при 77 К структур с одиночным слоем КТ InAs (кривые 1, 3) и с комбинированным слоем КЯ/КТ InAs/InGaAs (кривые 2, 4), выращенных в режиме с увеличенным временем прерывания роста (№ 6743 и 6749 соответственно). В данных структурах практически не наблюдается эффекта красного смещения энергетического спектра КТ при нанесении на них слоя КЯ. Уменьшение толщины покровного слоя GaAs от 30 до 5 нм в результате анодного окисления (рис. 3.21) приводит лишь к очень небольшому красному смещению спектра КТ (20 мэВ, кривые 3, 4). В структурах, легированных

висмутом, при уменьшении толщины покровного слоя от 20 до 7 нм энергия основного перехода КТ смещалась на 60 мэВ (кривые 1, 2).

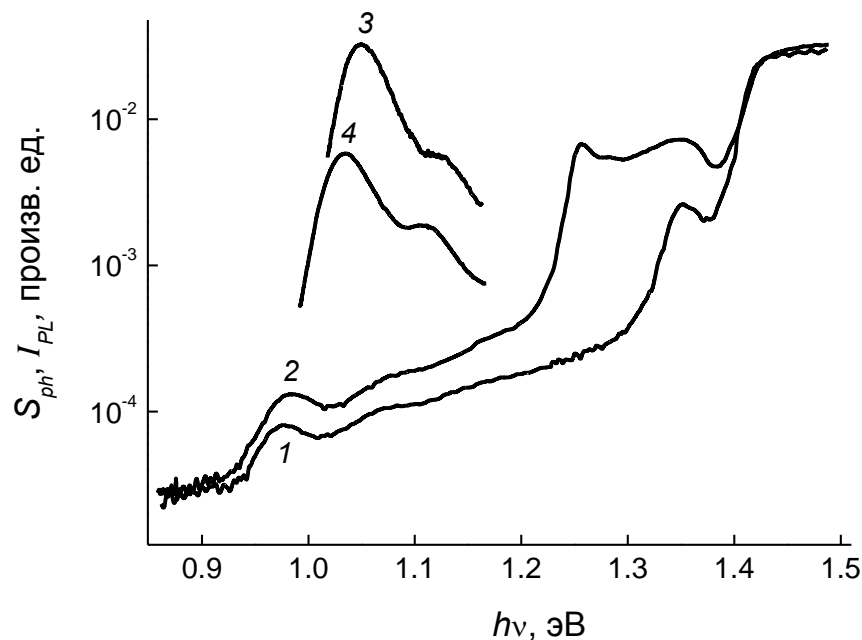


Рис. 3.20. Влияние покрытия слоя КТ InAs слоем КЯ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ на спектры фоточувствительности S_{ph} и ФЛ I_{PL} . КТ выращены без легирования Вi в режиме с увеличенным временем прерывания роста. 1, 2 – спектры фоточувствительности при 300 К; 3, 4 – спектры ФЛ при 77 К. 1, 3 – структура с одиночным слоем КТ; 2, 4 – структура с комбинированным слоем КЯ/КТ.

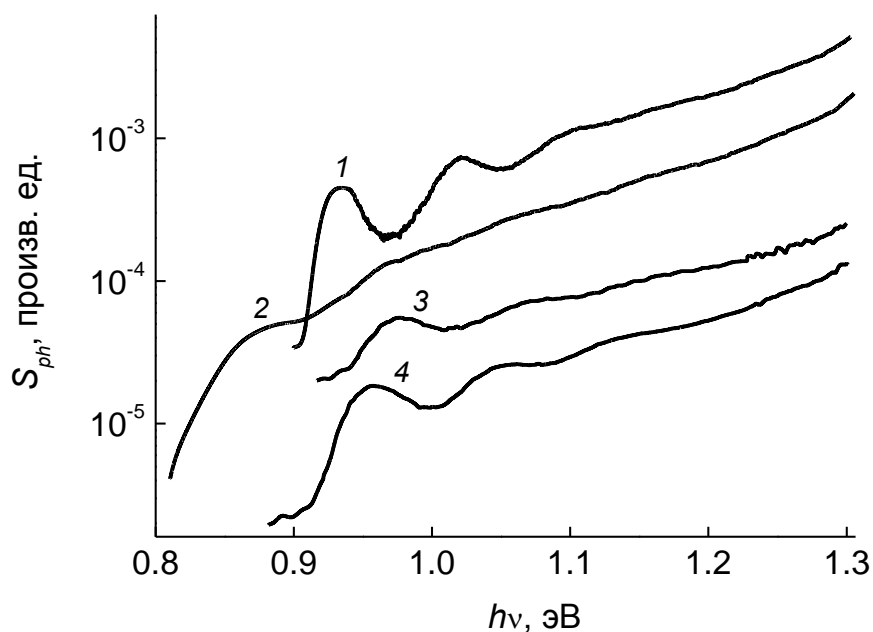


Рис. 3.21. Влияние анодного окисления на спектры фоточувствительности структур с одиночным слоем КТ. 1, 2 – структура с КТ, легированными Вi (№ 5320); 3, 4 – структура с КТ, выращенными без легирования Вi в режиме с увеличенным временем прерывания роста (№ 6743). 1, 3 – до окисления; 2, 4 – после окисления.

Меньшую чувствительность энергетического спектра к изменениям толщины и состава покровного слоя для структур, выращенных с прерыванием роста, можно объяснить более сильным диффузионным перемешиванием атомов In и Ga на гетерогранице InAs/GaAs.

3.5.3. Влияние КЯ на эффективность эмиссии фотовозбужденных носителей из КТ

Одним из возможных и, как видно из рис. 3.8, весьма эффективным механизмом эмиссии из КТ является термическая активация электронов с уровней размерного квантования в 2D-состояния непрерывного спектра квантовой ямы смачивающего слоя. В комбинированных структурах КЯ/КТ роль этого механизма эмиссии должна возрасти, поскольку по сравнению со смачивающим слоем в гибридной КЯ дно основной электронной подзоны

лежит глубже относительно края зоны проводимости GaAs [104]. Сравнительный экспериментальный анализ эффективности эмиссии через смачивающий слой и через гибридную КЯ возможен только в том случае, если нанесение КЯ не изменяет энергетический спектр КТ, т.е. только в структурах, выращенных с увеличенным временем прерывания роста.

На рис. 3.22 приведены температурные зависимости фоточувствительности в области основного перехода КТ в структурах с одиночным слоем КТ (кривая 1, точки) и с комбинированным слоем КЯ/КТ (кривая 2, точки). В структуре с комбинированным слоем КЯ/КТ фоточувствительность от КТ сохраняется до более низких температур (~ 130 К) по сравнению со структурой с одиночным слоем КТ (~ 160 К). Таким образом, встраивание квантовой ямы снижает эффективную высоту эмиссионного барьера в КТ, вследствие увеличения эмиссии носителей в 2D-состояния. Сплошными кривыми на рис. 3.22 приведены результаты теоретического расчета эффективности эмиссии в структурах с КТ и КЯ/КТ при следующих параметрах: $\tau_{rec} = 0.1$ нс, $\tau_{e1 \rightarrow e0} = 10$ пс, $\Delta E_{10} = 86$ мэВ, $\Delta E_{0c} = 167$ мэВ, $L = 6$ нм, $\sigma_n = 8 \cdot 10^{-12}$ см², $\sigma_{hh} = 8 \cdot 10^{-12}$ см², $E_{e0}^{2D(WL)} = 28$ мэВ, $E_{e0}^{2D(QW)} = 54$ мэВ, $S_{HR} = 0.05$. Напряженности электрического поля $F_{КТ} = 70$ кВ/см и $F_{КЯ/КТ} = 71$ кВ/см – определены из анализа CV-характеристик; приблизительные значения энергий дна электронной подзоны в гибридной КЯ $E_{e0}^{2D(QW)}$ и в смачивающем слое $E_{e0}^{2D(WL)}$ – из расчетов программного комплекса Nextnano⁺⁺ [113]. Остальные параметры КТ в обеих структурах принимались одинаковыми и определялись из условия наилучшего согласия с экспериментом.

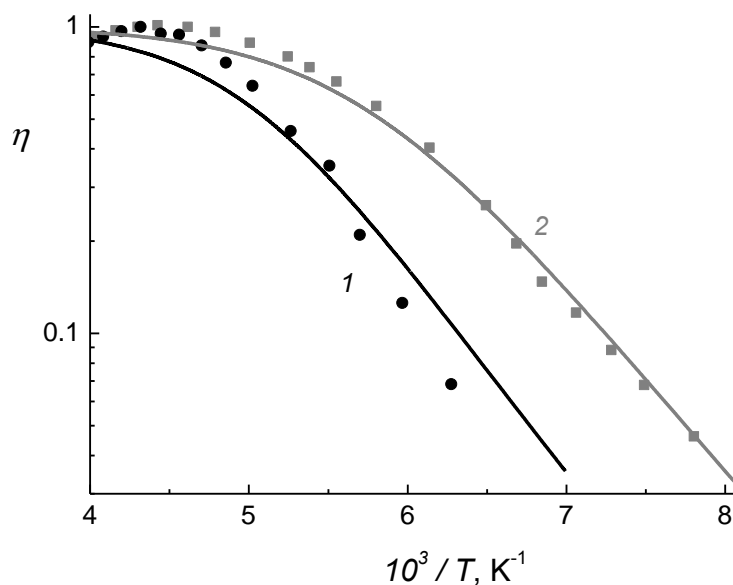


Рис. 3.22. Влияние покрытия слоя КТ InAs слоем КЯ $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ на температурную зависимость фоточувствительности в области основного перехода в КТ, выращенных без легирования Bi в режиме с увеличенным временем прерывания роста. 1 – структура с одиночным слоем КТ (№ 6743); 2 – структура с комбинированным слоем КЯ/КТ (№ 6749). Сплошные кривые – теоретический расчет квантовой эффективности эмиссии, точки – экспериментальные значения из фотоэлектрических спектров.

Из температурных зависимостей времен жизни носителей в КТ (рис. 3.23 и 3.24) видно, что в структурах с комбинированным слоем КЯ/КТ (рис. 3.24) эмиссия электронов и дырок из КТ в 2D-состояния гибридной КЯ во всем температурном диапазоне (77 – 350 К) происходит намного быстрее, чем в состоянии смачивающего слоя в структурах с одиночным слоем КТ (рис. 3.23). И при температуре выше 100 К (рис. 3.24) именно термическая активация электронов в состоянии гибридной КЯ является доминирующим механизмом эмиссии.

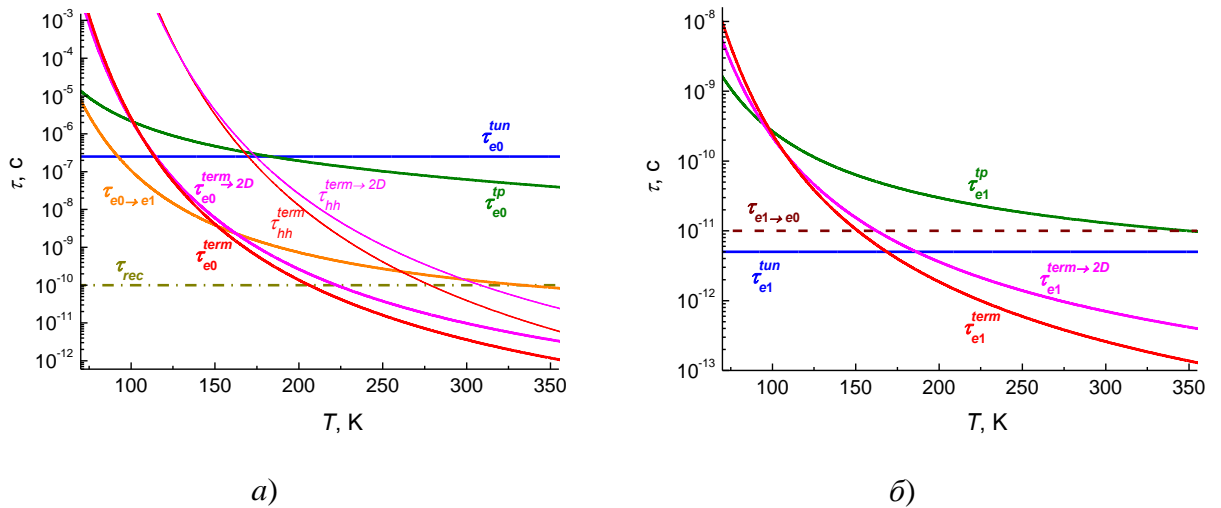


Рис. 3.23. Температурные зависимости времен жизни носителей в КТ структуры с одиночным слоем КТ (№ 6743). *a*) – в основном состоянии, *б*) – в первом возбужденном состоянии.

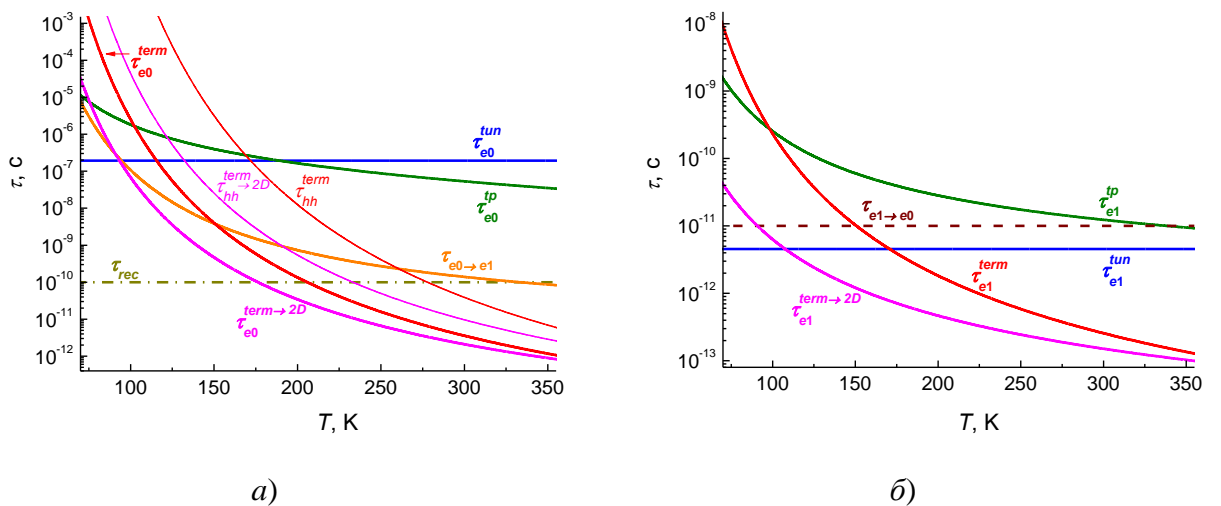


Рис. 3.24. Температурные зависимости времен жизни носителей в КТ структуры с комбинированным слоем КЯ/КТ (№ 6746). *a*) – в основном состоянии, *б*) – в первом возбужденном состоянии.

3.6. Влияние дополнительного потенциального барьера на эмиссию носителей из КЯ InGaAs/GaAs

Управлять эмиссионным временем жизни носителей можно не только изменением электрического поля и температуры, но и созданием в структуре дополнительных потенциальных барьеров. Поскольку на эмиссию дырок

вследствие их большей эффективной массы повлиять легче, в данной работе исследовалось влияние на фоточувствительность дополнительного барьера в валентной зоне, создаваемого донорным δ -слоем Si. Однако как было показано в разделе 3.2, структуры с квантово-размерными слоями, находящимися в сильном электрическом поле, не пригодны для исследования эмиссии дырок, поскольку в таких структурах фотосигнал возникает при эмиссии любого из носителей до их рекомбинации, а электроны эмитируют значительно быстрее. В связи с этим для исследования эмиссии дырок были созданы структуры на полуизолирующей подложке с буферным слоем n -типа, в которых квантовая яма располагалась на границе квазинейтральной области и области пространственного заряда. Как видно из схематической зонной диаграммы рис. 3.25, пространственное разделение фотовозбужденных носителей, необходимое для возникновения фотоэлектрических эффектов, может произойти только в случае эмиссии дырок по направлению к поверхности.

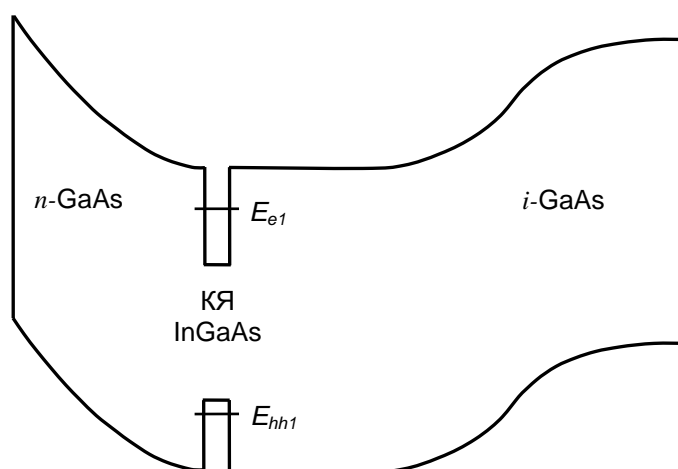


Рис. 3.25. Схематическое изображение зонной диаграммы структуры с КЯ на i -GaAs подложке.

Исследовались структуры с различным взаимным расположением КЯ $\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{As}$ шириной 10 нм и δ -слоя Si (рис. 3.26), выращенные методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений при пониженном давлении на установке AIX 200RF в НИФТИ ННГУ А. А. Бирюковым. В одном случае КЯ находилась над δ -слоем, т. е. ближе к поверхности

(структура А, № 590); в другом – под δ -слоем (структура В, № 591). В обеих структурах расстояние между КЯ и δ -слоем составляло 10 нм, толщина покровного слоя GaAs – 200 нм, поверхностная концентрация электронов в δ -слое – 10^{12} см^{-2} .

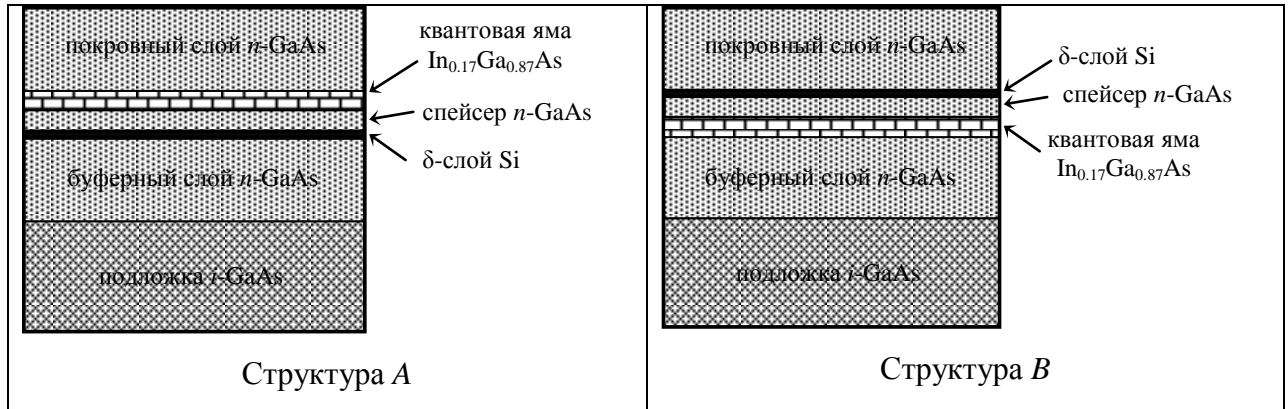


Рис. 3.26. Схематическое изображение структур с КЯ и δ -слоем Si.

Исследовались спектры фототока и фотолюминесценции при 77 К (рис. 3.27, экспериментальные данные по ФЛ получены с.н.с. НИФТИ ННГУ Н. В. Байдусем). На спектре фототока структуры А (кривая 1) наблюдалась полоса с красной границей ~ 1.37 эВ, связанная с межзонным оптическим поглощением излучения в КЯ. В структуре В фотосигнал в данной спектральной области практически отсутствовал (кривая 2). Спектральные зависимости фотолюминесценции в структурах А и В практически не различаются (кривые 3, 4), т. е. интенсивность фотолюминесценции от положения δ -слоя не зависит, что свидетельствует о примерно равных рекомбинационных временах жизни в этих структурах.

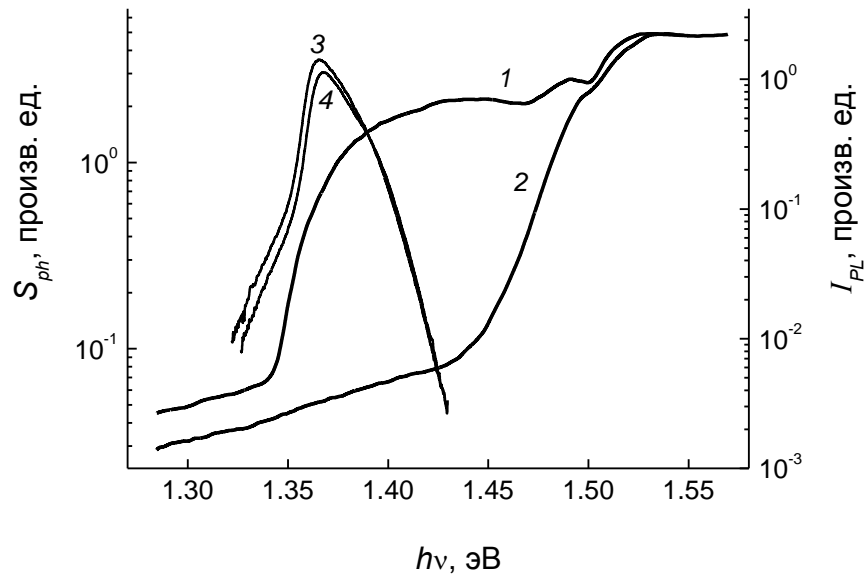


Рис. 3.27. Спектральные зависимости фоточувствительности S_{ph} (1, 2), фотолуминесценции I_{PL} (3, 4) при 77 К. 1, 3 – структура А; 2, 4 – структура В.

На рис. 3.28, а и б изображены профили валентной зоны и уровни размерного квантования тяжелых дырок (E_{hh1} , E_{hh2} , E_{hh3}), полученные из самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона для структур с различным расположением δ -слоя (расчеты выполнены к.ф.-м.н., доцентом кафедры ЭТТ физического факультета ННГУ Хазановой С.В. и аспирантом кафедры ЭТТ В.Е. Дегтяревым). В структуре А (рис. 3.28, а) расположение δ -слоя относительно КЯ не препятствует эмиссии дырок к поверхности. В структуре В (рис. 3.28, б) для дырок возникает дополнительный потенциальный барьер ~ 100 мэВ, расположенный между КЯ и поверхностью, что затрудняет процесс выброса дырок из КЯ в поверхностный слой GaAs. Этим объясняется отсутствие фотосигнала от КЯ в данной структуре, по крайней мере, при температуре измерений 77 К. Вероятность термического выброса дырок в буферный слой хоть и значительно выше, но не приводит к возникновению фотосигнала.

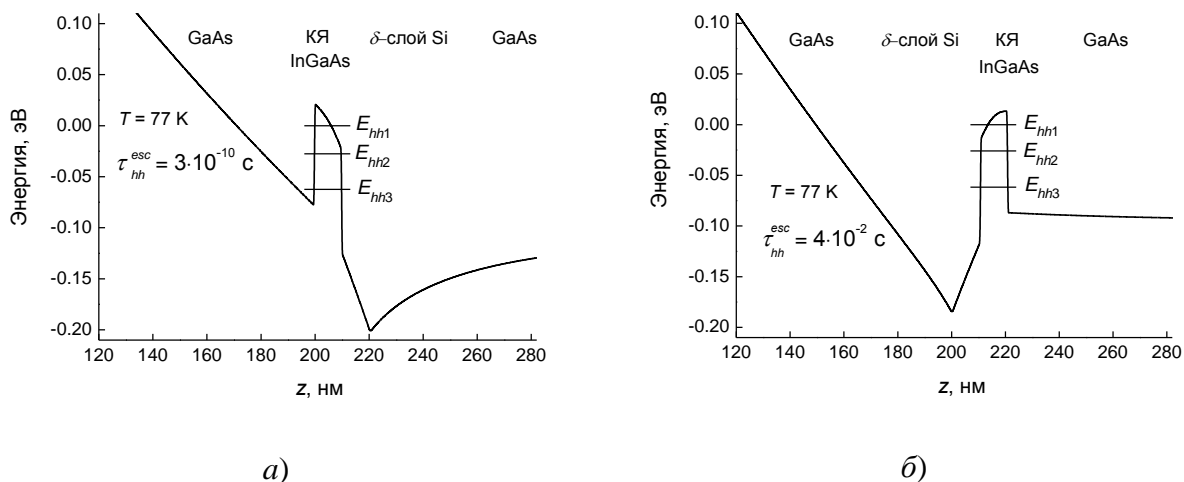


Рис. 3.28. Энергетическая диаграмма валентной зоны и положения подзон размерного квантования тяжелых дырок в структурах *A* (*a*) и *B* (*б*).

Различия в спектрах фоточувствительности структур *A* и *B* подтверждаются результатами теоретического расчета эмиссионного времени жизни дырок τ_{hh}^{esc} по формулам (1.11 – 1.13). При 77 К в структуре *A* $\tau_{hh}^{esc} = 3 \cdot 10^{-10}$ с оказывается меньше рекомбинационного времени жизни $\tau_{rec} \sim 10^{-9}$ с [106]. Таким образом, большинство фотовозбужденных дырок до рекомбинации успевает эмитировать из КЯ по направлению к поверхности. В структуре *B* эмиссия происходит на несколько порядков медленнее рекомбинации ($\tau_{hh}^{esc} = 4 \cdot 10^{-2}$ с), чем и объясняется отсутствие фототока в этой структуре.

3.7. Выводы к главе 3

1. Предложена модель процесса эмиссии неравновесных носителей из КТ InAs/GaAs для случая низкого уровня фотовозбуждения. В модели было учтено два электронных и один дырочный уровень размерного квантования, с каждого из которых рассматривались следующие механизмы эмиссии: термическая активация в 3D-состояния GaAs и в 2D-состояния смачивающего слоя InAs, прямое и термоактивированное туннелирование в

матрицу GaAs. Также учитывался электронный обмен между основным и первым возбужденным состояниями электрона в КТ.

2. Получены аналитические выражения для эффективности эмиссии, позволяющие описывать температурные зависимости фоточувствительности при фотогенерации в области основного и первого возбужденного оптических переходов в КТ. Показано хорошее согласие с экспериментом при согласующихся с литературными данными параметрах КТ InAs/GaAs.

3. Вклад каждого механизма эмиссии при различных температурах и напряженностях электрического поля может быть определен из анализа температурных зависимостей времен жизни носителей по отношению к различным процессам.

4. Эмиссия электрона из основного состояния КТ InAs/GaAs, выращенных ГФЭ МОС, происходит быстрее эмиссии дырки во всем температурном диапазоне (77 – 300 К). Это означает, что фоточувствительность от КТ и ее температурная зависимость в основном определяются эмиссией электронов.

5. Установлено, что увеличение напряженности электрического поля в окрестности слоя КТ приводит к ослаблению температурной зависимости фоточувствительности в области основного и первого возбужденного состояний КТ в результате роста вклада в фоточувствительность туннельных механизмов эмиссии, которые при достаточно больших напряженностях поля и низких температурах становятся доминирующими. Определены условия (температура, напряженность электрического поля), при которых для данных КТ можно пренебречь накоплением в массиве КТ дырок, т. е. считать уровень фотовозбуждения низким.

6. Показано, что анализ формы фотоэлектрического спектра и температурной зависимости фоточувствительности от КТ позволяют выявлять образование бимодальных массивов КТ.

7. Показано, что метод ГФЭ МОС в режиме с прерыванием роста позволяет получать гетероструктуры с КТ InAs/GaAs, энергетический спектр

которых слабо чувствителен к изменениям толщины и состава покровного слоя GaAs/InGaAs. Поскольку в данных структурах наличие квантовой ямы InGaAs не изменяет энергетический спектр КТ InAs, сравнительное исследование структур с КТ и КЯ/КТ позволило обнаружить эффективный канал эмиссии фотовозбужденных носителей из КТ в матрицу GaAs через промежуточное состояние КЯ.

8. Установлено, что встраивание δ -слоя Si между КЯ InGaAs/GaAs и поверхностью структуры приводит к подавлению фоточувствительности от КЯ. Это объясняется тем, что дополнительный кулоновский барьер δ -слоя эффективно препятствует эмиссии дырок из КЯ к поверхности структуры. Результат подтвержден расчетом эмиссионного времени жизни дырок в КЯ.

4. ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВО- РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР In(Ga)As/GaAs

Эффективность эмиссии и, следовательно, величина фоточувствительности, зависит от соотношения времен жизни носителей по отношению к процессам эмиссии и рекомбинации. Рекомбинационное время жизни меняется при образовании в структуре дефектов. Таким образом, фотоэлектрическая спектроскопия может применяться для диагностики дефектообразования в квантово-размерных структурах и оценки степени его влияния на оптоэлектронные характеристики КРС. В [87, 88, 89] исследовалось влияние дефектообразования на фоточувствительность КРС при 77 и 300 К. В нашей работе исследование фотоэлектрических спектров проводится в широком диапазоне температур (77 – 350 К). Это обусловлено тем, что фотосигнал наиболее чувствителен к дефектообразованию при примерном равенстве рекомбинационного и эмиссионного времен жизни фотовозбужденных носителей. Дефекты влияют на рекомбинационное, а температура – на эмиссионное время жизни. Поэтому варьируя температуру измерений можно добиться равенства этих времен в структурах с различной концентрацией дефектов.

4.1. Влияние анодного окисления на оптоэлектронные свойства КРС

Анодное окисление является простым и доступным методом введения в приповерхностную область полупроводниковых структур точечных дефектов [122]. Также оно может быть применено для постростового изменения толщины покровного слоя GaAs [123].

4.1.1. Структуры с КТ InAs/GaAs

На рис. 4.1 показано влияние анодного окисления на спектр фоточувствительности при 300 К структуры с одиночным слоем КТ (№ 5320), выращенной в режиме с легированием слоя КТ висмутом. После окисления структуры происходит смещение спектра КТ в низкоэнергетическую область примерно на 60 мэВ (кривая 2) и размытие тонкой структуры спектра. Сдвиг спектра обусловлен релаксацией упругих напряжений в КТ в результате уменьшения толщины покровного слоя GaAs [123]. В данной структуре его толщина уменьшается от 20 нм в исходной структуре до ≈ 7 нм в окисленной структуре. Аморфный слой анодного окисла, по-видимому, легко деформируется и не создает значительных напряжений в КТ. Уширение фотоэлектрических пиков, вероятно, связано с неоднородностью толщины окисного слоя. Механизм этого явления заключается в следующем: в КТ, покровный слой над которыми окислился на большую глубину, происходит большая релаксация упругих напряжений и, следовательно, более значительное красное смещение. Уменьшение фоточувствительности в области основного перехода в КТ свидетельствует о снижении эффективности эмиссии неравновесных носителей из КТ в матрицу, в результате образования дефектов, которые увеличивают скорость рекомбинации в КТ.

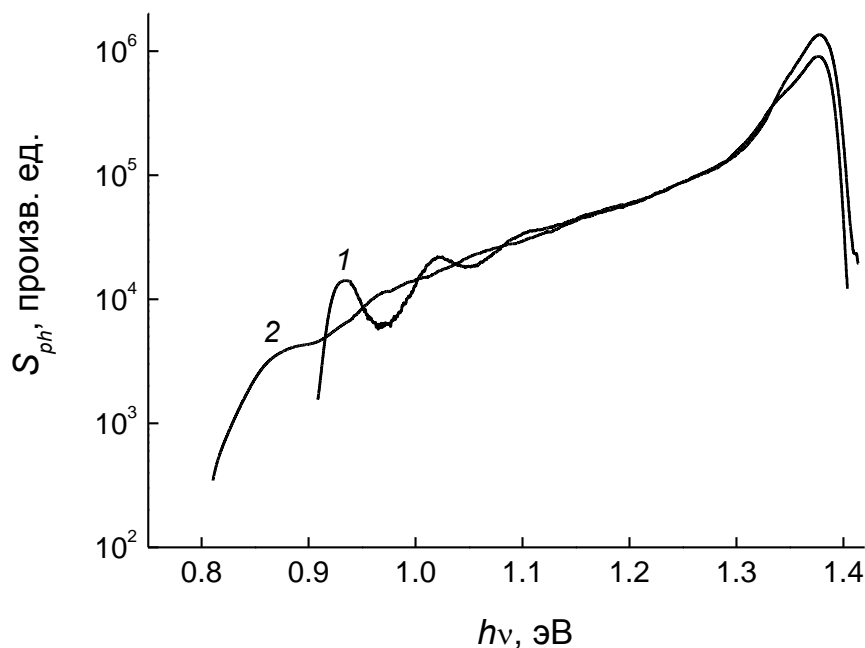


Рис. 4.1. Влияние анодного окисления на спектр фоточувствительности КРС со слоем КТ (структура № 5320) при 300 К: 1 – до окисления (толщина покровного слоя GaAs – 20 нм), 2 – после окисления (толщина анодного окисла $d_{ox} = 20$ нм).

Температурная зависимость фоточувствительности в области основного перехода в КТ в окисленной структуре смещается примерно на 50 К в область более высоких температур (рис. 4.2). В данном случае уменьшение эффективности эмиссии при низких температурах и сдвиг температурной зависимости фоточувствительности может быть обусловлен как уменьшением рекомбинационного времени жизни носителей в КТ вследствие дефектообразования, так и увеличением высоты эмиссионного барьера в КТ вследствие изменения энергетического спектра КТ из-за релаксации упругих напряжений. Для данной структуры не наблюдается участка насыщения фоточувствительности, что не позволяет однозначно судить об абсолютном значении квантовой эффективности эмиссии. В этих условиях представляется возможным для η дать лишь оценку сверху, учитывая, что значение фоточувствительности в максимуме (при $T = 290$ К) соответствует $\eta \leq 1$. Эти обстоятельства затрудняют количественную оценку степени влияния дефектообразования на время рекомбинации носителей в КТ.

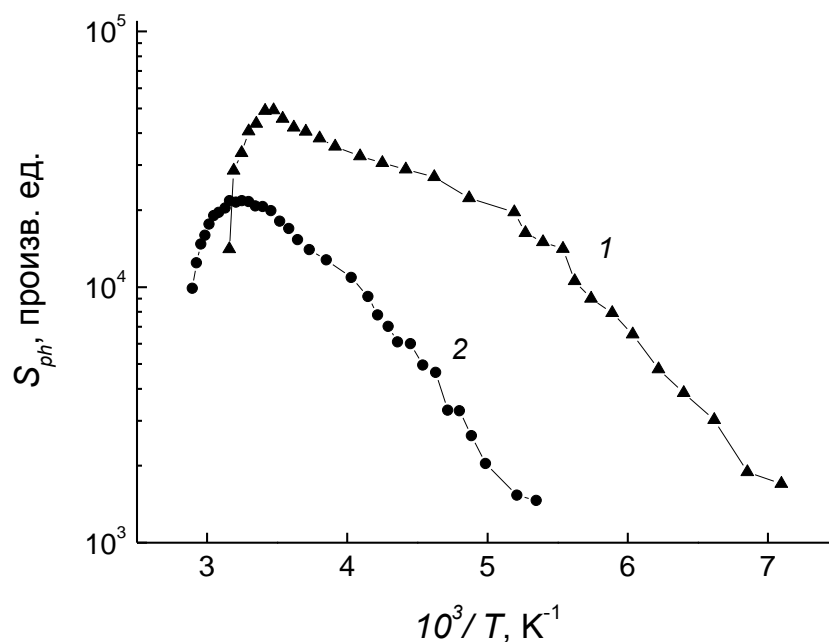


Рис. 4.2. Температурная зависимость фоточувствительности в области основного перехода в КТ: 1 – до окисления, 2 – после окисления ($d_{ox} = 20$ нм).

4.1.2. Структуры с КЯ InGaAs/GaAs

Подобные исследования были проведены на КРС с тремя встроенными у поверхности КЯ $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ разной ширины (структура № 5500). После анодного окисления поверхности покровного слоя GaAs толщиной 15 нм ($d_{ox} = 5$ нм) форма спектра фоточувствительности от квантовых ям при комнатной температуре практически не изменилась (рис. 4.3, кривая 2). Это означает, что дефектообразование при таком слабом окислении не оказывает существенного влияния на эффективность эмиссии носителей из квантовых ям при 300 К. Однако при 77 К фоточувствительность от ближайшей к поверхности КЯ3 ($h\nu = 1.34$ эВ) существенно уменьшается, тогда как фоточувствительность от КЯ2 ($h\nu = 1.38$ эВ) и КЯ1 ($h\nu = 1.43$ эВ) в пике экситонного поглощения изменяется мало (кривая 4). Таким образом, после окисления рекомбинационное время жизни в КЯ3 стало меньше эмиссионного при 77 К, а в КЯ2 и КЯ1 по-прежнему $\tau_{rec} > \tau_{esc}$.

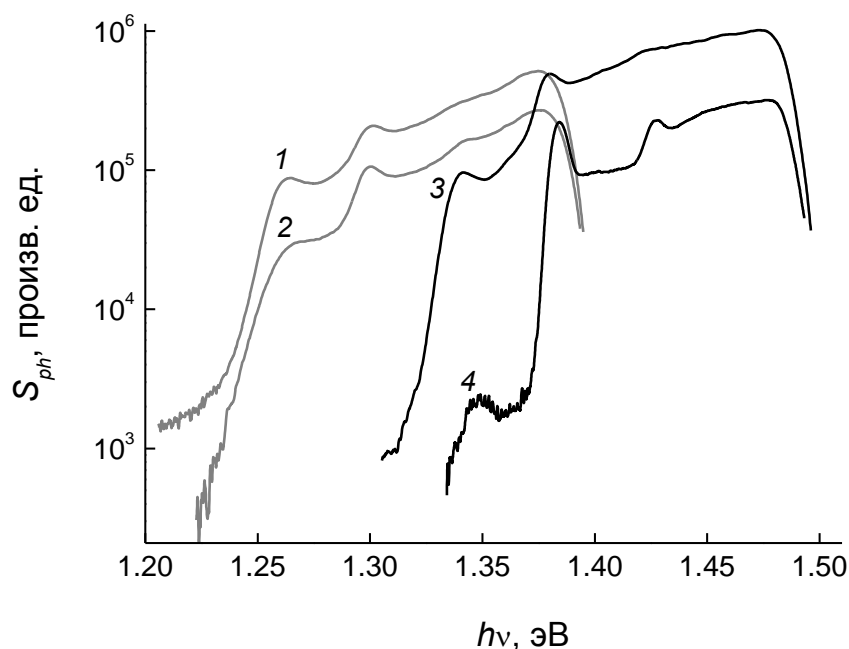


Рис. 4.3. Влияние анодного окисления на спектр fotocувствительности КРС с тремя КЯ (№ 5500) при 300 К (1, 2) и 77 К (3, 4): 1, 3 – до окисления; 2, 4 – после окисления ($d_{ox} = 5$ нм).

На рис. 4.4 представлены температурные зависимости fotocувствительности в области экситонного поглощения КЯ3 и КЯ2 до и после окисления поверхности КРС. Видно, что до окисления fotocувствительность от обеих КЯ слабо зависит от температуры (кривые 1, 3), это означает, что во всем температурном диапазоне выполняется соотношение $\tau_{rec} \gg \tau_{esc}$. После анодного окисления появляется активационная зависимость fotocувствительности в области поглощения ближайшей к поверхности КЯ3 (кривая 4). Заметное падение fotocувствительности, связанное с дефектообразованием, начинается при $T < 220$ К.

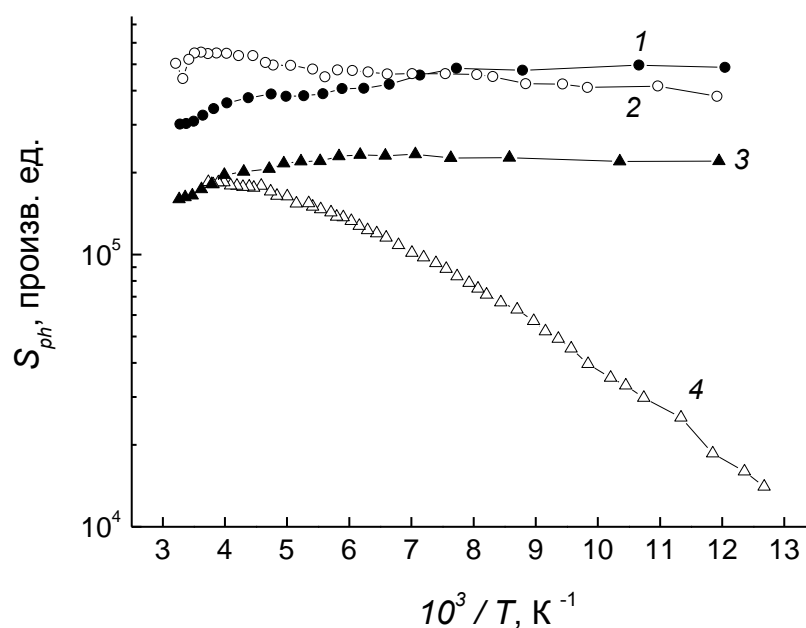


Рис. 4.4. Температурная зависимость фоточувствительности в области экситонного поглощения средней КЯ2 (1, 2) и ближайшей к поверхности КЯ3 (3, 4): 1, 3 – до окисления; 2, 4 – после окисления ($d_{ox} = 5$ нм).

Отсутствие заметного влияния дефектообразования при окислении на величину и температурную зависимость фоточувствительности от КЯ1 и КЯ2 можно объяснить меньшим, чем в КЯ3, эмиссионным временем жизни и тем, что упруго-напряженный слой КЯ3 задерживает распространение дефектов в глубь структуры [87].

4.1.3. Структуры с комбинированным слоем КЯ/КТ

Покрытие КТ слоем КЯ может быть использовано для защиты КТ от проникновения в них дефектов, возникающих при различных технологических воздействиях на поверхность КРС (окисление, травление, нанесение химически активных металлов и др.).

В данном разделе исследовались структуры с одиночным слоем КТ (№ 6743) и с комбинированным слоем КЯ/КТ, в которых слой КЯ наносился либо непосредственно на слой КТ (№ 6746), либо они разделялись

спейсерным слоем GaAs толщиной $d_s = 3$ и 12 нм (№ 6749, 6751). На рис. 4.5 представлены спектры фоточувствительности S_{ph} исследованных структур при 300 К. На всех спектрах наблюдается пик основного перехода в КТ при $h\nu \approx 0.99$ эВ и полоса фоточувствительности с красной границей около 1.25-1.34 эВ от квантовой ямы $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ и КЯ смачивающего слоя InAs . При толщине $d_s \approx 3$ нм они туннельно связаны и образуют единую гибридную КЯ [104] (кривая 2), как и при $d_s = 0$ нм (кривая 1), а при толщине спейсерного слоя 12 нм проявляются как отдельные КЯ (кривая 3).

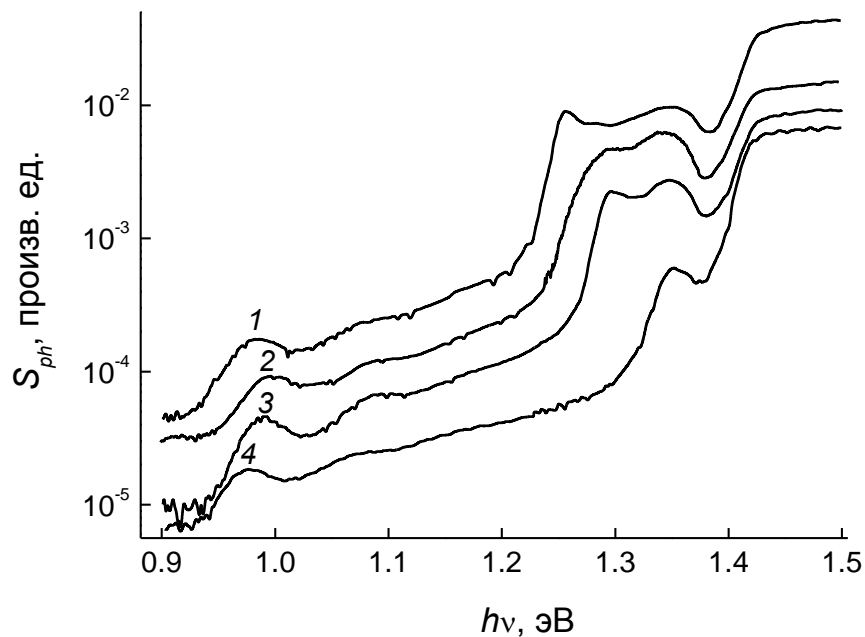


Рис. 4.5. Спектры фоточувствительности при 300 К структур с комбинированным слоем КЯ/КТ при разной толщине спейсерного слоя d_s (1 – 3) и с одиночным слоем КТ (4). d_s , нм: 1 – 0, 2 – 3, 3 – 12.

На спектрах ФЛ I_{PL} этих структур при 77 К (рис. 4.6) пик основного перехода КТ наблюдается при $h\nu \approx 1.04$ эВ (экспериментальные данные по ФЛ получены с.н.с. НИФТИ ННГУ О. В. Вихровой). Пик ФЛ от КЯ (при $h\nu \approx 1.36$ эВ) присутствует только на спектре структуры КЯ/КТ с $d_s \approx 12$ нм (кривая 3). При толщине спейсера $d_s = 0$ и 3 нм ФЛ от КЯ не наблюдается (кривые 1 и 2, соответственно), поскольку все фотовозбужденные носители быстро захватываются из КЯ в КТ и рекомбинируют в них. Такой результат

свидетельствует об эффективном электронном обмене между КЯ и КТ при туннельно-тонком спейсерном слое.

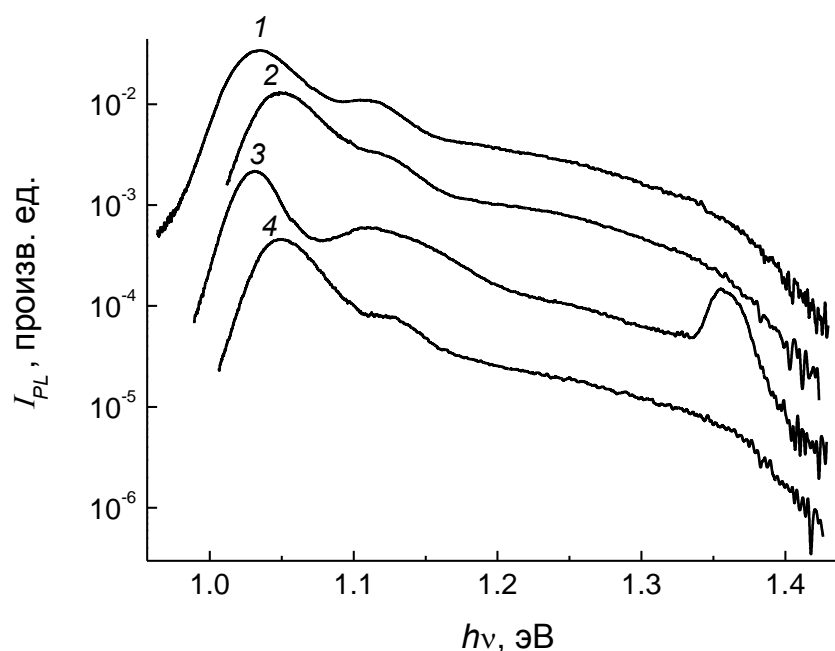


Рис. 4.6. Спектры ФЛ при 77 К структур с комбинированным слоем КЯ/КТ при разной толщине спейсерного слоя d_s (1 – 3) и с одиночным слоем КТ (4). d_s , нм: 1 – 0, 2 – 3, 3 – 12.

На рис. 4.7 показано влияние анодного окисления на спектры фоточувствительности исследованных структур при 300 К. После анодирования при напряжении $V_a = 30$ В наблюдалось связанное с дефектообразованием подавление фотоэлектрической чувствительности от КТ, обусловленное усилением рекомбинации фотовозбужденных носителей. Предполагалось, что расположенный перед слоем КТ упруго-напряженный слой КЯ будет препятствовать распространению дефектов вглубь структуры и, следовательно, уменьшать их влияние на фоточувствительность от КТ. Однако оказалось, что КЯ эффективно защищает КТ от проникновения дефектов только при достаточно толстом спейсерном слое (кривая 3). При $d_s = 0$ и 3 нм пики фоточувствительности от КТ полностью исчезают (кривые 1, 2). Таким образом, при малой толщине спейсера в структуре КЯ/КТ

влияние дефектов проявляется даже сильнее, чем при отсутствии КЯ. По-видимому, это связано с тем, что задержка дефектов квантовой ямой приводит к повышению в ней их концентрации, что при туннельно-тонком спейсерном слое может усиливать эффект подавления фоточувствительности от КТ.

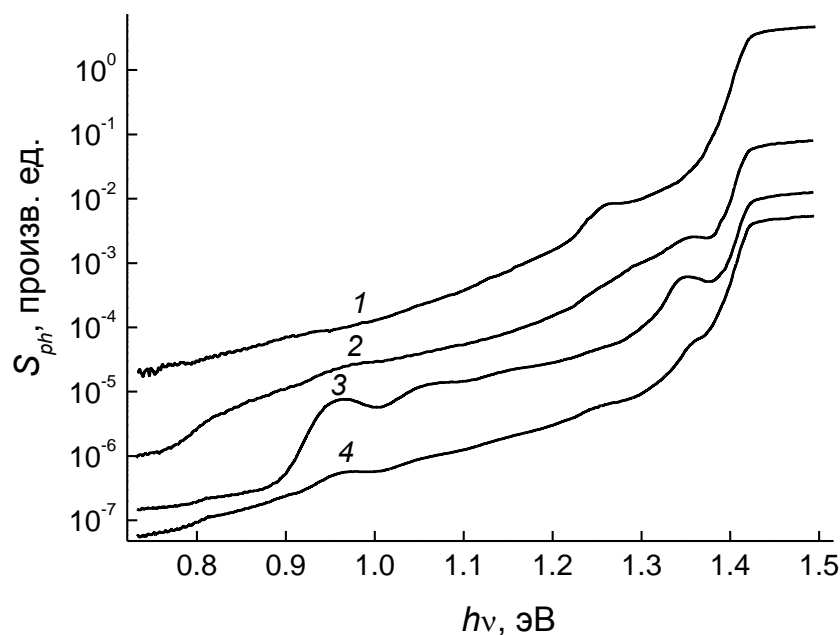


Рис. 4.7. Влияние анодного окисления покровного слоя ($V_a = 30$ В) на фотоэлектрические спектры структур с комбинированным слоем КЯ/КТ при разной толщине спейсерного слоя d_s (1 – 3) и с одиночным слоем КТ (4). d_s , нм: 1 – 0, 2 – 3, 3 – 12.

4.2. Влияние имплантации ионов гелия на оптоэлектронные свойства КТ

Образование дефектов при имплантации ионов He^+ в структуры с КТ (№ 3498) приводит к подавлению фоточувствительности от КТ при комнатной температуре (рис. 4.8, кривая 2) вплоть до полного ее исчезновения при дозе 10^{11} $см^{-2}$ (кривая 3) и смещению температурной зависимости в область более высоких температур (рис. 4.9, кривая 2), подобного смещению при анодном окислении (рис. 4.2). Однако в данном случае сдвиг температурной зависимости может быть обусловлен только

увеличением скорости рекомбинации носителей в КТ, поскольку имплантация не вызывает изменения энергетического спектра КТ, и следовательно, высот эмиссионных барьеров.

Полоса фоточувствительности от КЯ смачивающего слоя с порогом около 1.3 эВ оказывается менее чувствительной к дефектообразованию, чем полоса от КТ, поскольку эмиссионное время жизни фотовозбужденных носителей в КЯ много меньше, чем в КТ. Но и она исчезает при дозе 10^{12} см⁻² (рис. 4.8, кривая 4). Остаточная фоточувствительность на кривых 3 и 4 при энергии фотонов меньше ≈ 1.3 эВ имеет примесную природу.

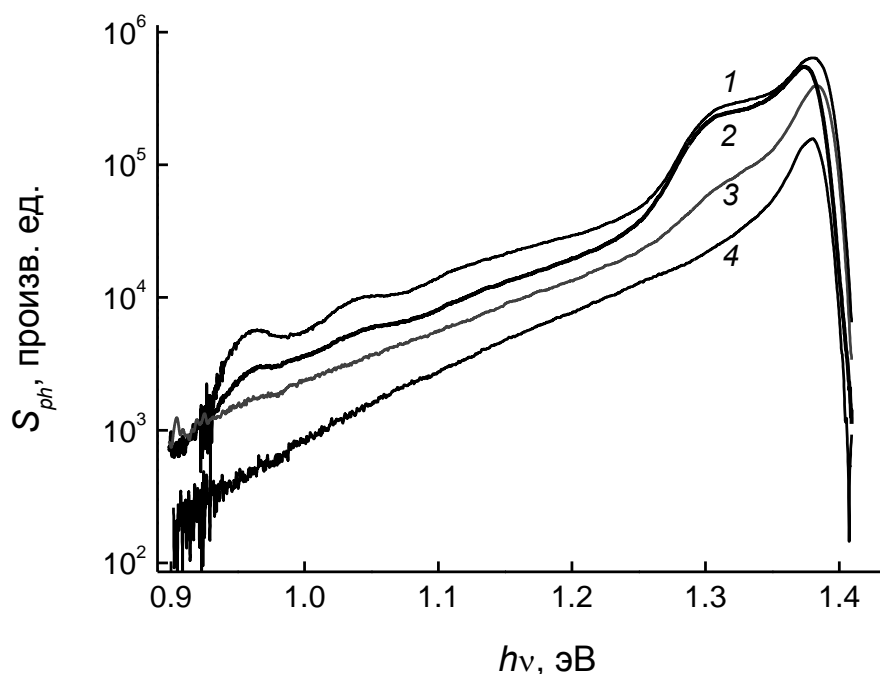


Рис. 4.8. Влияние имплантации ионов гелия с энергией 10 кэВ на спектр фоточувствительности структуры с КТ (№ 3498) при 300 К. Доза облучения, см⁻²: 1 – 0, 2 – 10^{10} , 3 – 10^{11} , 4 – 10^{12} .

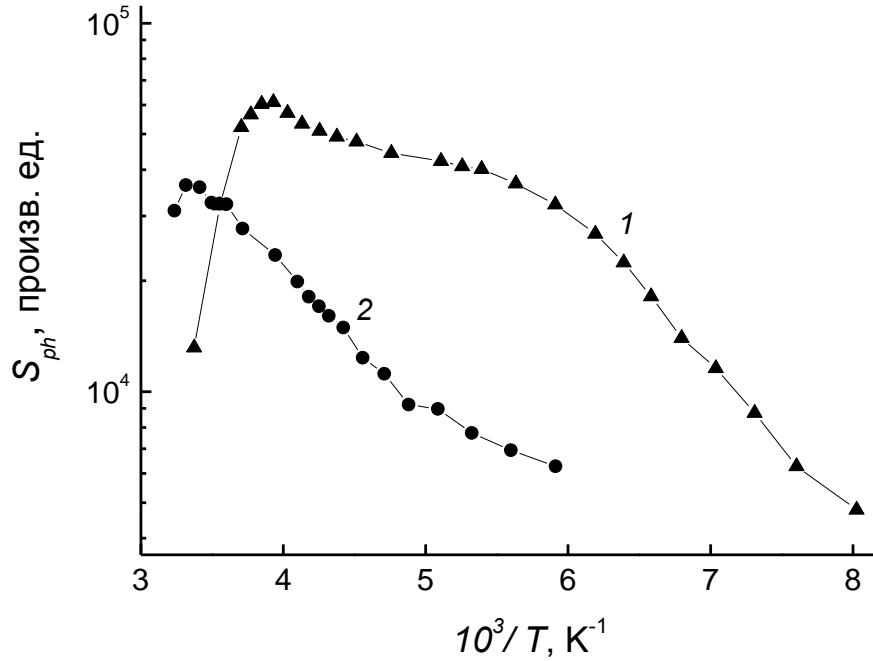


Рис. 4.9. Влияние имплантации ионов гелия с энергией 10 кэВ и дозой 10^{10} см^{-2} на температурную зависимость фоточувствительности в области основного перехода в КТ. Структура с КТ (№ 3498): 1 – до имплантации, 2 – после имплантации.

Как показывают оценки, при энергии ионов гелия 10 кэВ и дозе облучения $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в покровном слое GaAs и в слое КТ концентрация вакансий Ga и As составляет $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 2.8), что соответствует поверхностной концентрации в слое толщиной 5 нм $\sim 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

На температурных зависимостях фоточувствительности в данном случае, как и в случае анодного окисления (рис. 4.2), не наблюдается участка насыщения, что затрудняет количественный анализ рекомбинационного времени жизни носителей в исходной и облученной структурах. Грубые оценки показывают, что для сдвига температурной зависимости фоточувствительности на 50 К в область высоких температур при параметрах КТ, близких к параметрам КТ образца № 5318 ($E_0 = 0.935 \text{ эВ}$), определенным в разделе 3.3, необходимо уменьшение рекомбинационного времени жизни в 30 раз (с 0.4 нс в исходной структуре до 12 пс в облученной структуре).

4.3. Влияние нанесения химически активного металла (кобальта) на оптоэлектронные свойства КРС

Дефекты в GaAs и квантово-размерных слоях могут возникать при нанесении химически активных к GaAs металлов. Одним из таких металлов является Co, применяемый в спинтронике для создания спиновых инжекторов [64].

В данной работе исследовалось влияние условий нанесения Co в структурах с КТ InAs/GaAs (№ 6876, 6877) на их оптоэлектронные свойства. Варьировалась температура нанесения Co ($T_{Co} = 90$ и 160°C) и толщина покровного слоя GaAs ($d_c = 15$ и 30 нм). Также была исследована структура с $d_c = 15$ нм, в которой слой Co отделялся от поверхности GaAs слоем Al_2O_3 толщиной 3 нм. Спектры фоточувствительности структур при 300 К приведены на рис. 4.10. Видно, что для всех структур фоточувствительность в области оптических переходов КТ и смачивающего слоя сохраняется. Таким образом, по спектрам фоточувствительности, измеренным при 300 К, затруднительно судить о влиянии дефектообразования на оптоэлектронные свойства КТ при сравнительно низкой концентрации дефектов.

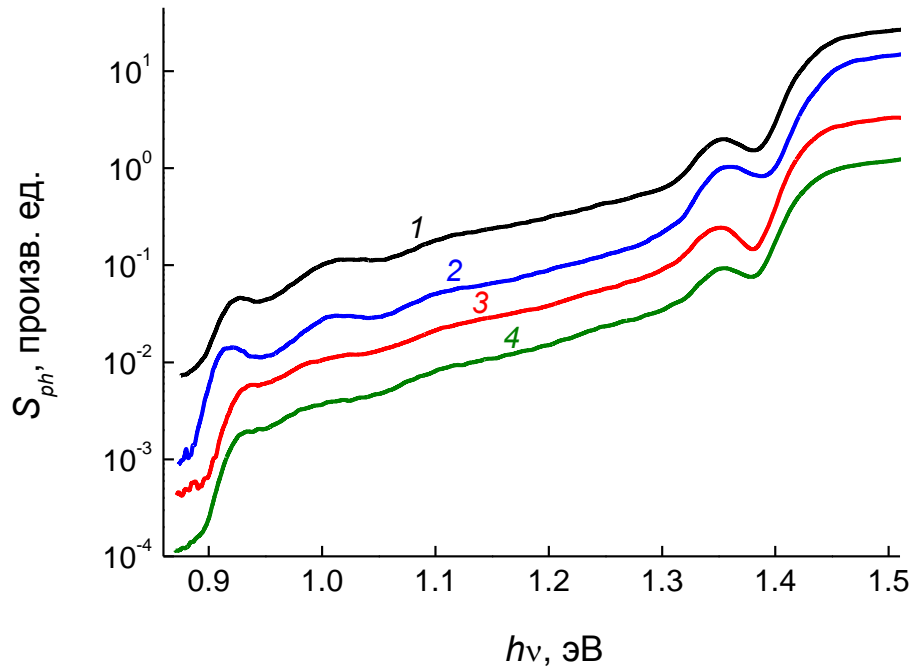


Рис. 4.10. Спектры фоточувствительности структур с КТ при 300 К. 1 – $d_c = 30$ нм, $T_{Co} = 90^\circ\text{C}$; 2 – $d_c = 15$ нм, $T_{Co} = 160^\circ\text{C}$; 3 – $d_c = 15$ нм, $T_{Co} = 90^\circ\text{C}$; 4 – $d_c = 15$ нм, $T_{Co} = 90^\circ\text{C}$, с промежуточным слоем Al_2O_3 .

Метод, основанный на анализе температурных зависимостей фоточувствительности, обладает большей информативностью. При увеличении температуры напыления Co и приближении слоя КТ к поверхности наблюдается смещение температурной зависимости фоточувствительности в область высоких температур (рис. 4.11, кривые 2 и 3, точки), свидетельствующее об увеличении концентрации дефектов в окрестности КТ, снижающих рекомбинационное время жизни.

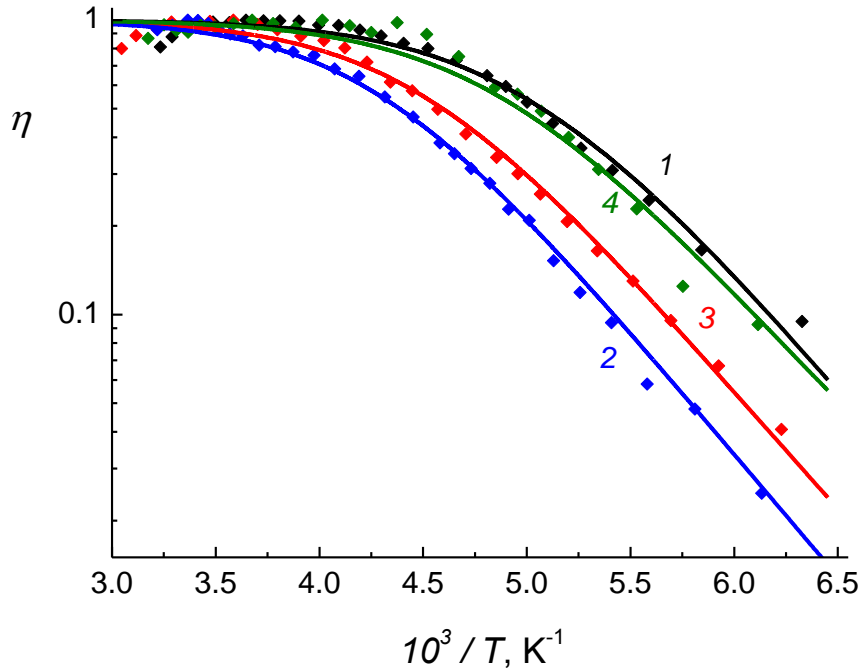


Рис. 4.11. Температурные зависимости фоточувствительности в области основного перехода в КТ (точки). 1 – $d_c = 30$ нм, $T_{Co} = 90^\circ\text{C}$; 2 – $d_c = 15$ нм, $T_{Co} = 160^\circ\text{C}$; 3 – $d_c = 15$ нм, $T_{Co} = 90^\circ\text{C}$; 4 – $d_c = 15$ нм, $T_{Co} = 90^\circ\text{C}$, с промежуточным слоем Al_2O_3 . Сплошные кривые – теоретический расчет квантовой эффективности эмиссии.

В данных структурах за исключением самой дефектной ($d_c = 15$ нм и $T_{Co} = 160^\circ\text{C}$) на температурных зависимостях фоточувствительности при $T > 270$ К наблюдался участок насыщения, свидетельствующий о достижении эффективности эмиссии $\approx 100\%$, что позволило провести количественные оценки рекомбинационного времени жизни носителей (τ_{rec}) в этих КТ. В структуре с $d_c = 15$ нм и $T_{Co} = 160^\circ\text{C}$ фоточувствительность на рис. 4.11 (кривая 2) нормировалась на единицу по максимальному значению, что позволяет дать для τ_{rec} лишь оценку сверху (поскольку в максимуме кривой можно утверждать только то, что $\eta \leq 100\%$). Напряженность электрического поля в структурах с $d_c = 15$ и 30 нм составила 68 и 57 кВ/см соответственно. Небольшой разброс значений энергии основного перехода КТ (< 9 мэВ), связанный с неоднородностью структур, также был учтен в

теоретическом расчете. Наилучшее согласие экспериментальных данных и расчетных кривых было получено при следующих значениях τ_{rec} :

- 170 пс для структуры с $d_c = 30$ нм и $T_{Co} = 90^\circ\text{C}$,
- 60 пс для структуры с $d_c = 15$ нм и $T_{Co} = 90^\circ\text{C}$,
- меньше 45 пс для структуре с $d_c = 15$ нм и $T_{Co} = 160^\circ\text{C}$,
- 90 пс в структуре с $d_c = 15$ нм, $T_{Co} = 90^\circ\text{C}$ и слоем Al_2O_3 .

Следующие параметры расчета: $\tau_{e1 \rightarrow e0} = 10$ пс, $\Delta E_{10} = 82$ мэВ, $L = 9$ нм, $\sigma_n = 1.3 \cdot 10^{-11}$ см², $\sigma_{hh} = 1.3 \cdot 10^{-11}$ см², $E_{e0}^{2D} = 30$ мэВ, $S_{HR} = 0.05$ принимались для всех зависимостей одинаковыми. Для структуры с $d_c = 30$ нм и $T_{Co} = 90^\circ\text{C}$ ($E_0 = 0.928$ эВ) величина ΔE_{0c} составила 190 мэВ; для других структур в значение высоты эмиссионного барьера для электронов вносилась поправка в соответствии со сдвигом энергии основного перехода.

Заметим, что промежуточный слой Al_2O_3 уменьшает дефектообразование, на что указывает увеличение τ_{rec} от 60 пс в структуре с $d_c = 15$ нм и $T_{Co} = 90^\circ\text{C}$ (рис. 4.11, кривая 3) до 90 пс в структуре с теми же параметрами, но содержащей слой Al_2O_3 (кривая 4).

В структуре с тремя квантовыми ямами InGaAs/GaAs (№ 7138, $d_c = 30$ нм) влияние дефектообразования при нанесении Co ($T_{Co} = 90^\circ\text{C}$) установить не удалось. В данной структуре фоточувствительность при 77 К полностью сохранялась даже от ближайшей к поверхности КЯ (рис. 4.12, кривая 2, пик при $h\nu \approx 1.29$ эВ).

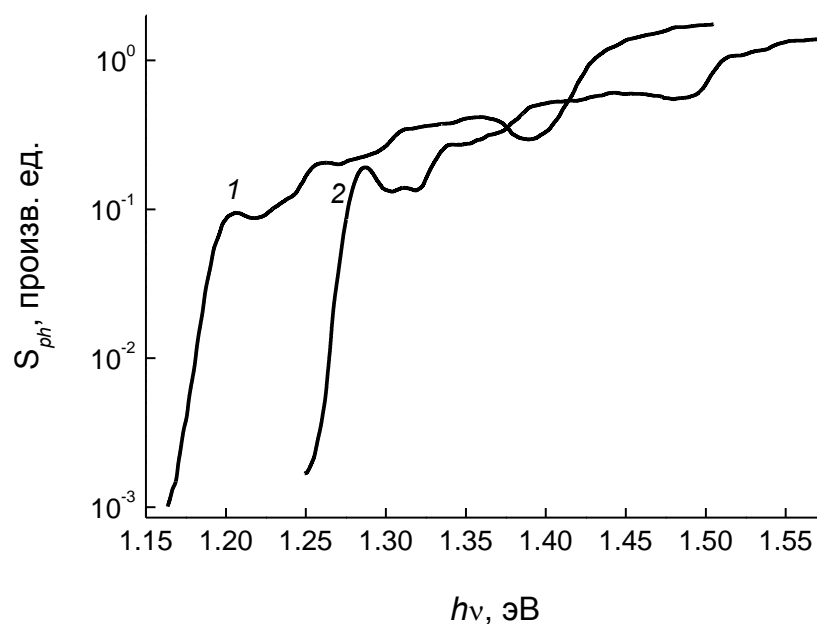


Рис. 4.12. Спектры фоточувствительности структуры с тремя КЯ InGaAs/GaAs (№ 7138) при: 1 – 300 К, 2 – 77 К. Толщина покровного слоя $d_c = 30$ нм, $T_{Co} = 90^\circ\text{C}$.

4.4. Влияние нейтронного облучения на оптоэлектронные свойства КРС

Возможности применения полупроводниковых приборов на основе квантово-размерных структур в устройствах специального назначения связаны с сохранением их работоспособности в условиях повышенного радиационного воздействия. Таким образом, необходимо исследование влияния различных видов ионизирующих излучений на физические свойства таких структур.

В работе изучалось влияние дефектообразования при гамма-нейтронном облучении наноструктур In(Ga)As/GaAs на их оптоэлектронные свойства. Исследовались структуры с КТ InAs (№ 6996) и структуры с тремя КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (№ 6693). Содержание In (x) в КЯ шириной 10 нм составляло 0.25, 0.14 и 0.07 для ближней КЯ3, средней КЯ2 и дальней от поверхности КЯ1 соответственно.

После облучения структур с КЯ нейтронами наблюдалось красное смещение длинноволнового края поглощения КЯ на ≈ 25 мэВ (рис. 4.13, кривые 2 и 3). Подробно данный эффект исследован методом фотолюминесцентной спектроскопии в [124] и связывается авторами данной работы с релаксацией упругих напряжений в квантовых ямах вследствие радиационно-стимулированной диффузии дефектов. При флюенсе 10^{15} н/см² наблюдалось уменьшение фоточувствительности при 300 К от КЯ3 и КЯ2 в 4 и 1.5 раза соответственно (рис. 4.13, а). При 77 К фоточувствительность от КЯ2 уменьшается в 2 раза, а от КЯ3 полностью исчезает (рис. 4.13, б). В облученной структуре появляется активационная зависимость фоточувствительности в области поглощения КЯ3 (рис. 4.14). Величина фоточувствительности от более мелкой КЯ2 практически не зависит от температуры.

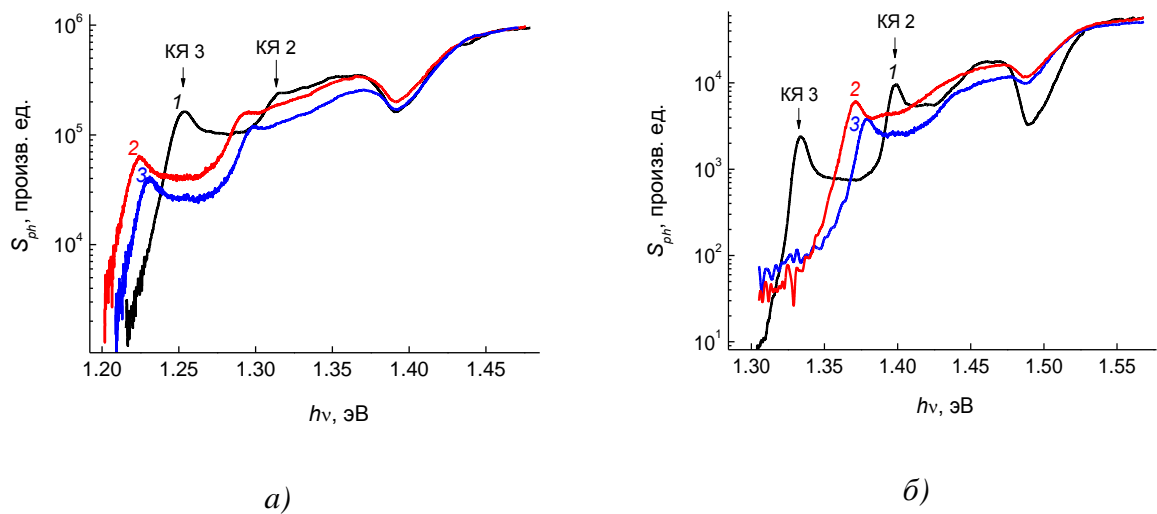


Рис. 4.13. Влияние нейтронного облучения на спектры фоточувствительности структуры с КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (№ 6693) при 300 К (а) и 77 К (б). 1 – до облучения; 2 – флюенс нейтронов $5 \cdot 10^{14}$ н/см²; 3 – флюенс нейтронов 10^{15} н/см².

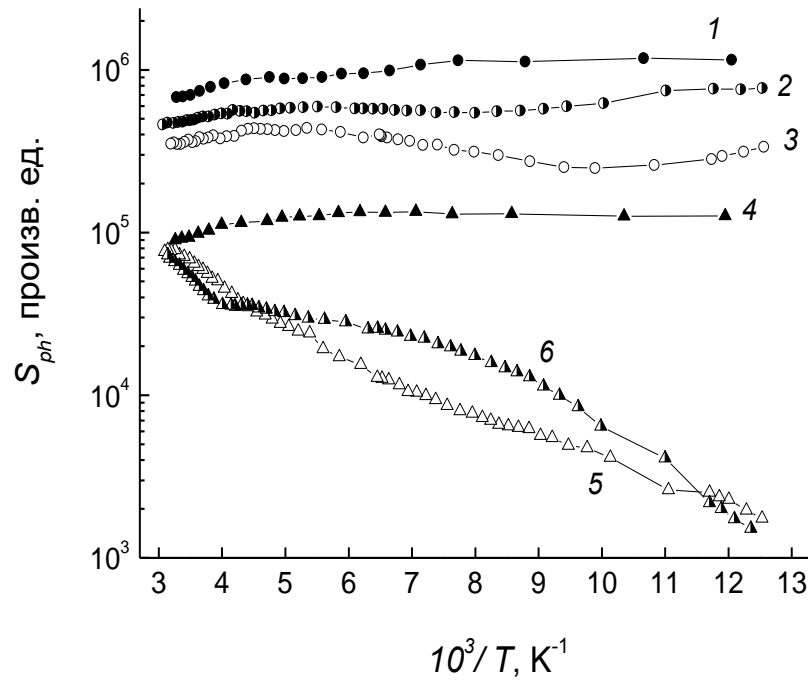


Рис. 4.14. Температурная зависимость фоточувствительности в области экситонного поглощения КЯ2 (1 – 3) и КЯ3 (4 – 6): 1, 4 – до облучения нейтронами; 2, 5 – флюенс $5 \cdot 10^{14}$ н/см²; 3, 6 – флюенс 10^{15} н/см².

После облучения структур с КТ (флюенс $1.5 \cdot 10^{15}$ н/см²) наблюдалось равномерное по всему спектру падение фоточувствительности примерно в 2.5 раза (рис. 4.15).

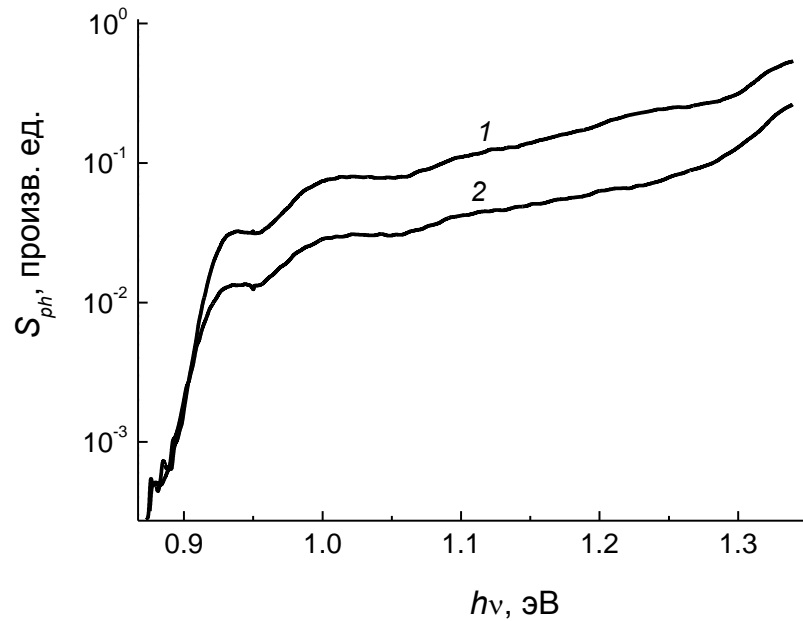


Рис. 4.15. Влияние нейтронного облучения на спектр фоточувствительности структуры с КТ (№ 6696) при 300 К. 1 – до облучения; 2 – флюенс нейтронов $1.5 \cdot 10^{15}$ н/см².

Характер температурной зависимости в области основного перехода в КТ после облучения не изменился (рис. 4.16). Заметим, что в случае анодного окисления и ионной имплантации наблюдался сильный сдвиг температурной зависимости фоточувствительности в область высоких температур. Это различие связано с разным характером образования дефектов. При анодном окислении по всей площади структуры создается равномерная концентрация дефектов. При нейтронном воздействии в структуре образуются сильно дефектные области с концентрацией дефектов $\sim 10^{20}$ см⁻³ [125], но они компактны (радиус области примерно 20 нм [125]) и находятся на значительном расстоянии друг от друга. Эти разупорядоченные дефектные зоны не могут подавить фоточувствительность от всего массива КТ. Фотосигнал полностью исчезает (даже при 300 К) только от тех КТ, которые непосредственно попадают в эти сильно дефектные области. Таким образом, пространственное ограничение латерального движения носителей в слое КТ является положительным фактором, который обеспечивает неизменность

характера температурной зависимости до и после облучения. Для квантовой ямы такое пространственное ограничение отсутствует, и фотовозбужденные носители могут свободно перемещаться в эти дефектные зоны и рекомбинировать в них. Поэтому, если при понижении температуры эмиссионное время жизни фотовозбужденных носителей станет больше времени, необходимого для их перемещения к сильно дефектным областям, будет наблюдаться падение фоточувствительности, что и имеет место в эксперименте для КЯЗ (рис. 3.14, кривые 5 и 6).

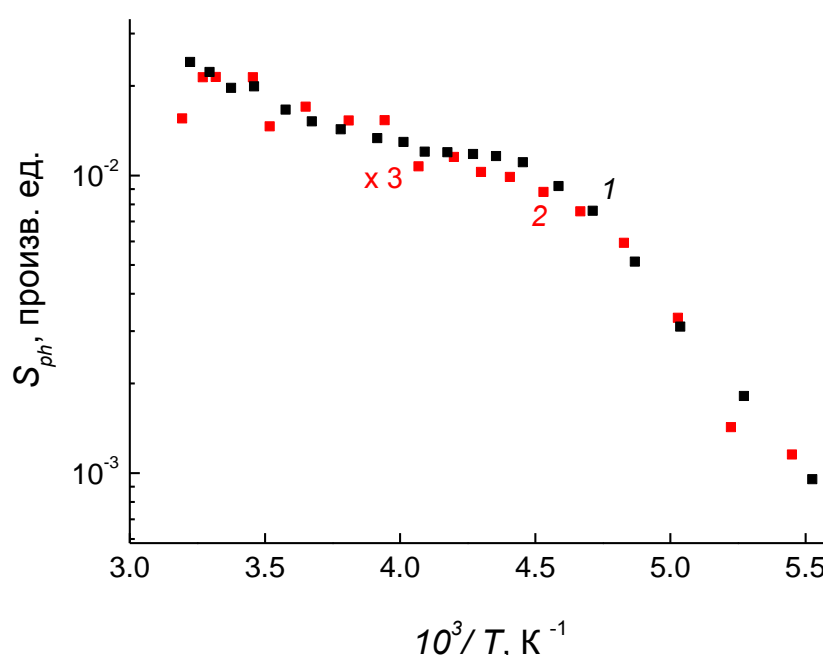


Рис. 4.16. Влияние нейтронного облучения на температурную зависимость фоточувствительности в области основного перехода в КТ: 1 – до облучения, 2 – после облучения (флюенс $1.5 \cdot 10^{15}$ н/см²).

4.5. Выводы к главе 4

1. Установлено, что образование дефектов при имплантации ионов He^+ и анодном окислении поверхности КРГ приводит к уменьшению фоточувствительности от КТ и сдвигу температурной зависимости в область более высоких температур. Этот эффект объясняется генерацией в структуре

дефектов, уменьшающих результирующее рекомбинационное время жизни носителей в КТ.

2. Показано, что в структурах с несколькими КЯ после анодного окисления появляется активационная зависимость фоточувствительности в области поглощения ближайшей к поверхности самой глубокой КЯ. В других, более мелких КЯ фоточувствительность практически не зависит от температуры. Этот эффект объясняется как зависимостью эмиссионного времени жизни от глубины КЯ, так и задержкой распространения дефектов упруго-напряженной первой КЯ в глубь структуры.

3. Показано, что встраивание слоя КЯ перед слоем КТ при толщинах спейсерного слоя между ними, превышающих эффективную длину туннелирования носителей заряда, существенно уменьшает влияние поверхностного дефектообразования на фоточувствительность от КТ в результате задержки распространения дефектов слоем КЯ. Это явление может быть использовано для защиты активного слоя КТ от проникновения дефектов при некоторых технологических операциях.

4. Исследовано влияние условий нанесения Со-контакта в структурах с КТ на рекомбинационное время жизни. Увеличение температуры напыления Со и приближение слоя КТ к поверхности приводит к снижению рекомбинационного времени жизни носителей в КТ из-за увеличения концентрации дефектов. Встраивание промежуточного слоя Al_2O_3 уменьшает дефектообразование.

5. Показано, что после нейтронного облучения флюенсом $1.5 \cdot 10^{15}$ н/см² характер температурной зависимости фоточувствительности от КТ InAs/GaAs не меняется, несмотря на то, что дефектообразование в слое КТ присутствует. Эффект объясняется затруднением перемещения фотовозбуждённых носителей в слое квантовых точек к центрам рекомбинации, возникающим при облучении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении кратко приведем основные результаты диссертации.

В работе предложена модель процесса эмиссии фотовозбужденных электронов и дырок из массива КТ InAs в матрицу GaAs. Для эффективности эмиссии получено аналитическое выражение, учитывающее термическую эмиссию носителей в матрицу GaAs и в 2D-состояния смачивающего слоя InAs, туннельную и термоактивированную туннельную эмиссию, а также электронный обмен между уровнями размерного квантования в зоне проводимости InAs. Показано, что эта модель хорошо описывает фотоэлектрические явления в структурах с КТ InAs/GaAs при согласующихся с литературными данными параметрах КТ и позволяет количественно оценить вклад каждого из механизмов эмиссии при различных температурах и напряженностях электрического поля.

Проведено сравнительное исследование оптоэлектронных свойств КТ InAs/GaAs, выращенных ГФЭ МОС в разных технологических режимах. Показано, что режим с прерыванием роста позволяет выращивать КТ, энергетический спектр которых слабо чувствителен к изменениям толщины покровного слоя GaAs и наличию в нем квантовой ямы InGaAs. Это позволило экспериментально обнаружить усиление эмиссии из КТ в 2D-состояния КЯ в структурах с комбинированным слоем КЯ/КТ.

Разработан метод оценки влияния дефектообразования на оптоэлектронные свойства КЯ и КТ, основанный на анализе температурной зависимости фоточувствительности. Показано, что этот метод обладает высокой чувствительностью и позволяет оценить степень влияния дефектообразования, даже когда на фотоэлектрическом спектре при комнатной температуре оно непосредственно не проявляется. С помощью данного метода установлены основные закономерности влияния дефектов при анодном окислении, ионной имплантации, нанесении химически активного металла (Co) и нейтронном облучении.

Автор выражает глубокую благодарность научному руководителю Алексею Павловичу Горшкову и Игорю Алексеевичу Карповичу, под руководством которого начиналось выполнение данной работы. Также автор благодарен Б. Н. Звонкову за выращивание структур; О. В. Вихровой и Н. В. Байдусю за измерения спектров фотолюминесценции; С. В. Тихову и А. В. Здравейцеву за создание диодов Шоттки; Д. О. Филатову, Д. С. Абрамкину, В. Я. Алешкину и Д. В. Гусейнову за обсуждение результатов и полезные консультации.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

A1. Волкова, Н. С. Влияние анодного окисления структур с квантовыми точками InAs/GaAs на температурные зависимости фотоэлектрических спектров / Н. С. Волкова, А. П. Горшков // Материалы одиннадцатой всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике, г. Санкт-Петербург, 30 ноября – 4 декабря 2009 г. – С. 76.

A2. Павлова, Е. Д. Влияние электрического поля на фотоэлектрические спектры гетеронаноструктур с квантовыми точками InAs/GaAs / Е. Д. Павлова, Н. С. Волкова, А. П. Горшков // Материалы XIV Нижегородской сессии молодых ученых. Естественнонаучные дисциплины. Нижний Новгород, 2009 г. – С. 30.

A3. Волкова, Н. С. Влияние анодного окисления арсенидных гетероструктур с квантовыми точками на температурные зависимости фотоэлектрических спектров / Н. С. Волкова, А. П. Горшков // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Серия физико-математические науки. – 2010. – Т. 3. – С. 63–65.

A4. Волкова, Н. С. Влияние модификации покровного слоя структур с квантовыми точками InAs/GaAs на температурные зависимости фотоэлектрических спектров / Н. С. Волкова, А. П. Горшков // Материалы XV Нижегородской сессии молодых ученых. Естественнонаучные дисциплины. Нижний Новгород, 19 – 23 апреля 2010 г. – С. 101.

A5. Волкова, Н. С. Влияние физико-химической модификации покровного слоя структур с квантовыми точками InAs/GaAs на температурные зависимости фотоэлектрических спектров / Н. С. Волкова, А. П. Горшков // Материалы 17-й Всероссийской межвузовской научно-технической конференции студентов и аспирантов «Микроэлектроника и информатика – 2010», г. Зеленоград, 28 – 30 апреля 2010 г. – С. 32.

А6. Волкова, Н. С. Влияние электрического поля и температуры на процессы эмиссии неравновесных носителей из квантовых точек InAs/GaAs / Н. С. Волкова, А. П. Горшков // Материалы двенадцатой всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике, г. Санкт-Петербург, 25 – 29 октября 2010 г. – С. 44.

А7. Горшков, А. П. Влияние электрического поля, температуры, дефектообразования на процесс эмиссии неравновесных носителей из квантовых точек InAs/GaAs / А. П. Горшков, И. А. Карпович, Н. С. Волкова // Нанопизика и наноэлектроника. XV Международный симпозиум, Нижний Новгород: ИФМ РАН, 14 – 18 марта 2011 г. – Т. 2. – С. 467–468.

А8. Волкова, Н. С. Влияние электрического поля и температуры на фотоэлектрические спектры гетеронаноструктур с квантовыми точками InAs/GaAs / Н. С. Волкова, А. П. Горшков // Материалы 18-й Всероссийской межвузовской научно-технической конференции студентов и аспирантов «Микроэлектроника и информатика – 2011», г. Зеленоград, 19 – 21 апреля 2011 г. – С. 31.

А9. Волкова, Н. С. Фотоэлектрические спектры бимодальных массивов квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией / Н. С. Волкова, А. П. Горшков, И. А. Карпович // Материалы тринадцатой всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике, г. Санкт-Петербург, 21 – 25 ноября 2011 г. – С. 61.

А10. Павлова, Е. Д. Влияние имплантации ионами He^+ на спектры фоточувствительности структур с квантовыми ямами и точками In(Ga)As/GaAs / Е. Д. Павлова, А. П. Горшков, Н. С. Волкова // Тезисы докладов XXX Научных чтений имени академика Николая Васильевича Белова, Нижний Новгород: ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 20 – 21 декабря 2011 г. – С. 151.

А11 Фотоэлектрические свойства бимодальных массивов квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией / А. П. Горшков,

Н. С. Волкова, И. А. Карпович, А. В. Здоровейщев, И. А. Полова // Нанофизика и нанoeлектроника. XVI Международный симпозиум, Нижний Новгород: ИФМ РАН, 12 – 16 марта 2012 г. – Т. 1. – С. 219–220.

A12. Влияние облучения ионами He^+ на спектры фоточувствительности структур с квантовыми ямами и точками In(Ga)As/GaAs / А. П. Горшков, И. А. Карпович, Е. Д. Павлова, Н. С. Волкова // Нанофизика и нанoeлектроника. XVI Международный симпозиум, Нижний Новгород: ИФМ РАН, 12 – 16 марта 2012 г. – Т. 1. – С. 221–222.

A13. Волкова, Н. С. Влияние поверхностного дефектообразования на фотоэлектрические спектры квантово-размерных гетеронаноструктур In(Ga)As/GaAs, выращенных газofазной эпитаксией / Н. С. Волкова, А. П. Горшков, И. А. Карпович // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия физическая. – 2012. – № 2 (1). – С. 34–38.

A14. Волкова, Н.С. Влияние поверхностного дефектообразования на фотоэлектронные свойства квантово-размерных гетеронаноструктур In(Ga)As/GaAs / Н. С. Волкова, А. П. Горшков, И. А. Карпович // Материалы XVII Нижегородской сессии молодых ученых. Естественнонаучные дисциплины. Нижний Новгород, 28 – 31 мая 2012 г. – С. 53–56.

A15. Горшков, А. П. Влияние электрического поля, температуры, дефектообразования на процесс эмиссии неравновесных носителей из квантовых точек InAs/GaAs / А. П. Горшков, И. А. Карпович, Н. С. Волкова // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2012. – № 6. – С. 59–61.

A16. Волкова, Н. С. Исследование эмиссии фотовозбужденных носителей из квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газofазной эпитаксией / Н. С. Волкова, А. П. Горшков // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия физическая. – 2012. – № 4 (1). – С. 88–90.

A17. Волкова, Н. С. Оптоэлектронные свойства гетеронаноструктур с комбинированными слоями квантовых ям и точек In(Ga)As/GaAs /

Н. С. Волкова, А. П. Горшков // Материалы четырнадцатой всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике, г. Санкт-Петербург, 26 – 30 ноября 2012 г. – С. 57.

A18. Влияние облучения ионами He^+ на спектры фоточувствительности структур с квантовыми ямами и точками In(Ga)As/GaAs / А. П. Горшков, И. А. Карпович, Е. Д. Павлова, Н. С. Волкова // ФТП. – 2012. – Т. 46, вып. 12. – С. 1542–1545.

A19. Фотоэлектрические свойства бимодальных массивов квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией / А. П. Горшков, Н. С. Волкова, И. А. Карпович, А. В. Здоровейщев, И. А. Полова // Известия РАН. Серия физическая. – 2013. – № 77. – С. 61–63.

A20. Оптоэлектронные свойства гетеронаноструктур с комбинированными слоями квантовых ям и точек In(Ga)As / Н. С. Волкова, А. П. Горшков, А. В. Здоровейщев, О. В. Вихрова // Нанофизика и наноэлектроника. XVII Международный симпозиум, Нижний Новгород: ИФМ РАН, 11 – 15 марта 2013 г. – Т. 2. – С. 339–340.

A21. Влияние режима выращивания слоев квантовых точек InAs/GaAs в методе газофазной эпитаксии на их оптоэлектронные свойства / С. Б. Левичев, Н. С. Волкова, А. П. Горшков, О. В. Вихрова, А. В. Здоровейщев, Л. А. Истомин // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия физическая. – 2013. – № 4 (1). – С. 33–37.

A22. Влияние нейтронного облучения на фотоэлектрические свойства квантово-размерных гетеронаноструктур In(Ga)As/GaAs / Н. С. Волкова, А. П. Горшков, Н. В. Байдусь, О. В. Вихрова, Б. Н. Звонков, А. Н. Труфанов // Материалы XVIII Нижегородской сессии молодых ученых. Естественные, математические науки. Нижний Новгород, 28 – 31 мая 2013 г. – С. 17–18.

A23. Влияние нейтронного облучения на оптоэлектронные свойства квантово-размерных гетеронаноструктур In(Ga)As/GaAs / Н. С. Волкова, А. П. Горшков, Н. В. Байдусь, О. В. Вихрова, Б. Н. Звонков, А. Н. Труфанов // Тезисы докладов XV Всероссийской молодежной конференции по физике

полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике, г. Санкт-Петербург, 25 – 29 ноября 2013 г. – С. 39.

A24. Оптоэлектронные свойства гетеронаноструктур с комбинированными слоями квантовых ям и точек In(Ga)As/GaAs / Н. С. Волкова, А. П. Горшков, А. В. Здравейцев, О. В. Вихрова, Б. Н. Звонков // ФТП. – 2013. Т. 47, вып. 12. – С. 1609–1612.

A25. Comparison of optoelectronic properties of InAs/GaAs quantum dots grown under different conditions by metalorganic vapor phase epitaxy / S. Levichev, N. S. Volkova, A. P. Gorshkov, A. V. Zdoroveishev, O. V. Vikhrova, E. V. Utsyna, L. A. Istomin, B. N. Zvonkov // Journal of Luminescence. – 2014. – Vol. 147. – P. 59–62.

A26. Влияние пространственного расположения δ -слоя Si на оптоэлектронные свойства гетеронаноструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs / Н. С. Волкова, С. В. Тихов, А. П. Горшков, Н. В. Байдусь, А. А. Бирюков, В. Е. Дегтярев // Нанопизика и наноэлектроника. XVIII Международный симпозиум, Нижний Новгород: ИФМ РАН, 10 – 14 марта 2014 г. – Т. 2. – С. 421–422.

A27. Эмиссия фотовозбужденных носителей из квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией / Н. С. Волкова, А. П. Горшков, Д. О. Филатов, Д. С. Абрамкин // Письма в ЖЭТФ. – 2014. – Т. 100, № 3. – С. 175–180.

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алфёров, Ж. И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Ж. И. Алфёров // ФТП. – 1998. – Т. 32, вып. 1. – С. 3–18.
2. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор / Н. Н. Леденцов, В. М. Устинов, В. А. Щукин и др. // ФТП. – 1998. – Т. 32, вып. 4. – С. 385–410.
3. Bhattacharya, P. Quantum dot opto-electronic devices / P. Bhattacharya, S. Ghosh, and A. D. Stiff-Roberts // Annu. Rev. Mater. Res. – 2004. – Vol. 34. – P. 1–40.
4. Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials /Safa Kasap, Peter Capper (Eds.) // Springer Science + Business Media, Inc., 2007. – 1406 p.
5. 1.58 μm InGaAs quantum well laser on GaAs / I. Tångring, H. Q. Ni, B. P. Wu et al. // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 91. – P. 221101-3.
6. A 1.33 μm InAs/GaAs quantum dot laser with a 46 cm^{-1} modal gain / M. V. Maximov, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov et al. // Semicond. Sci. Technol. – 2008. – Vol. 23. – P. 105004-4.
7. Stiff-Roberts, A. D. Quantum-dot infrared photodetectors: a review / A. D. Stiff-Roberts // J. Nanophoton. – 2009. – Vol. 3. – P. 031607-17.
8. Downs, C. Progress in Infrared Photodetectors Since 2000 / C. Downs and T. E. Vandervelde // Sensors. – 2013. – Vol. 13. – P. 5054–5098.
9. Self-assembled quantum-dot superluminescent light-emitting diodes / Z. Y. Zhang, R. A. Hogg, X. Q. Lv, and Z. G. Wang // Adv. Opt. Photon. – 2010. – Vol. 2. – P. 201–228.
10. Chiu, H.-C. Microwave performance of AlGaAs/InGaAs pseudomorphic HEMTs with tuneable field-plate voltage / H.-C. Chiu, C.-S. Cheng, and C.-C. Wei // Semicond. Sci. Technol. – 2006. – Vol. 21. – P. 1432–1436.
11. Photoluminescence decay time measurements from self-organized InAs/GaAs quantum dots / P. D. Buckle, P. Dawson, S. A. Hall et al. // J. Appl. Phys. – 1999. – Vol. 86, № 5. – P. 2555–2562.

-
12. Deep level transient spectroscopy characterization of InAs self-assembled quantum dots / V. V. Ilchenko, S. D. Lin, C. P. Lee et al. // *J. Appl. Phys.* – 2001. – Vol. 89, № 2. – P. 1172–1174.
 13. Influence of structure and defects on the performance of dot-in-well laser structures / M. Gutiérrez, M. Hopkinson, H. Y. Liu et al. // *Proc. SPIE, Photonic Materials, Devices, and Applications.* – 2005. – Vol. 5840. – P. 486–496.
 14. Quantum dot lasers: From promise to high-performance devices / P. Bhattacharya, Z. Mi, J. Yang et al. // *J. Cryst. Growth.* – 2009. – Vol. 311. – P. 1625–1631.
 15. InAs/GaAs p-type quantum dot infrared photodetector with higher efficiency / Y.-F. Lao, S. Wolde, A. G. Unil Perera et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – Vol. 103. – P. 241115-4.
 16. In(Ga)As/GaAs quantum dot based electro-optic modulation at 1.55 μm / G. Moreau, A. Martinez, D.-Y. Cong et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91. – P. 091118-3.
 17. Kapteyn, C. Carrier emission and electronic properties of self-organized semiconductor quantum dots. Dissertation, Mensch & Buch Verlag, Berlin, 2001. – 156 p. [Technische Universität Berlin].
 18. Geller, M. Investigation of carrier dynamics in self-organized quantum dots for memory devices. Dissertation, Technical University of Berlin, 2007. – 140 p.
 19. Lang, D. V. Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors / D. V. Lang // *J. Appl. Phys.* – 1974. – Vol. 45, № 7. – P. 3023–3032.
 20. Hole and electron emission from InAs quantum dots / C. M. A. Kapteyn, M. Lion, R. Heitz et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – Vol. 76, № 12. – P. 1573–1575.
 21. Electron capture cross sections of InAs/GaAs quantum dots / O. Engström, M. Kaniewska, Y. Fu et al. // *Appl Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 85, № 14. – P. 2908–2910.

-
22. Король, Э. Н. Ионизация примесных состояний в полупроводниках электрическим полем / Э. Н. Король // ФТТ. – 1977. – Т. 19, № 8. – С. 1266–1272.
23. Electron escape from InAs quantum dots / C. M. A. Kapteyn, F. Heinrichsdorff, O. Stier et al. // Phys. Rev. B. – 1999. – Vol. 60, N. 20. – P. 14265–14268.
24. Tunneling carrier escape from InAs self-assembled quantum dots / J. Ibáñez, R. Leon, D. T. Vu et al. // Appl Phys. Lett. – 2001. – Vol. 79, N. 13. – P. 2013–2015.
25. Thermally assisted tunneling processes in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dot structures / M. Gonschorek, H. Schmidt, J. Bauer et al. // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 74, N. 11. – P. 115312-13.
26. Hole capture into self-organized InGaAs quantum dots / M. Geller, A. Marent, E. Stock et al. // Appl Phys. Lett. – 2006. – Vol. 89, N. 23. – P. 232105-3.
27. Makram-Ebeid, S. Electric-Field-Induced Phonon-Assisted Tunnel Ionization from Deep Levels in Semiconductors / S. Makram-Ebeid and M. Lannoo // Phys. Rev. Lett. – 1982. – Vol. 48, N. 18. – P. 1281–1284.
28. Electronic structure and phonon-assisted luminescence in self-assembled quantum dots / A. Garcia-Cristobal, A. W. Minnaert, V. M. Fomin et al. // Phys. Stat. Sol. (b). – 1999. – Vol. 215. – P. 331–336.
29. Enhanced polar exciton-LO-phonon interaction in quantum dots / R. Heitz, I. Mukhametzhanov, O. Stier et al. // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83, N. 22. – P. 4654–4657.
30. Radiative recombination lifetime of excitons in self-organized InAs/GaAs quantum dots / A. Melliti, M. A. Maaref, F. Hassen et al. // Solid State Commun. – 2003. – Vol. 128. – P. 213–217.
31. Radiative lifetimes in undoped and p-doped InAs/GaAs quantum dots / E. Harbord, P. Spencer, E. Clarke, and R. Murray // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 80. – P. 195312-6.

-
32. MBE growth and properties of low-density InAs/GaAs quantum dot structures / G. Trevisi, L. Seravalli, P. Frigeri et al. // *Cryst. Res. Technol.* – 2011. – Vol. 46, N. 8. – P. 801–804.
33. Kim, H. Y. Luminescence properties of InAs quantum dots formed a modified self-assembled method / H. Y. Kim, M.-Yi Ryu, J. S. Kim // *J. Lumin.* – 2012. – Vol. 132. – P. 1759–1763.
34. Electric field modulation of exciton recombination in InAs/GaAs quantum dots emitting at 1.3 μm / T. Miyazawa, T. Nakaoka, T. Usuki et al. // *J. Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 104, N. 1. – P. 013504-8.
35. Оптические свойства полупроводниковых квантовых точек / А. В. Федоров, И. Д. Рухленко, А. В. Баранов, С. Ю. Кручинин. – СПб.: Наука, 2011. – 188 с.
36. Narvaez, G. A. Carrier relaxation mechanisms in self-assembled (In, Ga)As/GaAs quantum dots: Efficient $P \rightarrow S$ Auger relaxation of electrons / G. A. Narvaez, G. Bester, and A. Zunger // *Phys. Rev. B.* – 2006. – Vol. 74, N. 7. – P. 075403-7.
37. Карпович, И.А. Диагностика гетероструктур с квантовыми ямами методом спектроскопии конденсаторной фотоэдс / И. А. Карпович, Д. О. Филатов // *ФТП.* – 1996. – Т. 30, вып. 10. – С.1745–1755.
38. Photocurrent spectroscopy of InAs/GaAs self-assembled quantum dots / P. W. Fry, I. E. Itskevich, S. R. Parnell et al. // *Phys. Rev. B.* – 2000. – Vol. 62, N. 24. – P. 16784–16791.
39. Energy relaxation by multiphonon processes in InAs/GaAs quantum dots / R. Heitz, M. Veit, N. N. Ledentsov et al. // *Phys. Rev. B.* – 1997. – Vol. 56, N. 16. – P. 10435–10445.
40. Stier, O. Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band $k \cdot p$ theory / O. Stier, M. Grundmann, and D. Bimberg // *Phys. Rev. B.* – 1999. – Vol. 59, N. 8. – P. 5688–5701.
41. Photocurrent studies of the carrier escape process from InAs self-assembled quantum dots / W. H. Chang, T. M. Hsu, C. C. Huang et al. // *Phys. Rev. B.* – 2000. – Vol. 62, N. 11. – P.6959–6962.

-
42. Charged Excitons in Self-Assembled Semiconductor Quantum Dots / R. J. Warburton, C. Bödefeld, C. S. Dürr et al. // *Phys Rev. Lett.* – 1997. – Vol. 79. – P. 5282–5285.
43. Conduction-band offset of single InAs monolayers on GaAs / Raffaele Colombelli, Vincenzo Piazza, Antonio Badolato et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – Vol. 76. – P. 1146–1148.
44. Эмиссия электронов из многослойных ансамблей вертикально связанных квантовых точек InAs в матрице n-GaAs / А. А. Гуткин, П. Н. Брунков, А. Ю. Егоров и др. // *ФТП.* – 2008. – Т. 42, вып. 9. – С. 1122–1125.
45. Анализ механизмов эмиссии носителей в $p-i-n$ -структурах с квантовыми точками In(Ga)As / Е. С. Шаталина, С. А. Блохин, А. М. Надточий и др. // *ФТП.* – 2010. – Т. 44, вып. 10. – С. 1352–1356.
46. Steady-state carrier escape from single quantum wells / J. Nelson, M. Rahman, K. W. J. Barnham et al. // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1993. – Vol. 29, N. 6. – P. 1460–1468.
47. Temperature dependence of the radiative and nonradiative recombination time in GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum-well structures / M. Gurioli, A. Vinattieri, M. Colocci et al. // *Phys. Rev. B.* – 1991. – Vol. 44, N. 7. – P. 3115–3124.
48. Pandey, S. K. Temperature dependence of exciton life-time in GaAs/AlGaAs quantum wells / S. K. Pandey, M. Ramrakhiani, and B.P. Chandra // *Indian J. Pure & Appl. Phys.* – 2003. – Vol. 41. – P. 719–722.
49. Quantum dot integration in heterostructure solar cells / S. Suraprapich, S. Thainoi, S. Kanjanachuchai, and S. Panyakeow // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* – 2006. – Vol. 90. – P. 2968–2974.
50. Kurtz, S. Multijunction solar cells for conversion of concentrated sunlight to electricity / S. Kurtz, J. Geisz // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18, N. S1. – P. A73–A78.
51. Андреев, В. М. Гетероструктурные солнечные элементы / В. М. Андреев // *ФТП.* – 1999. – Т. 33, вып. 9. – С. 1035–1038.

-
52. Фотоэлектрические преобразователи AlGaAs/GaAs с массивом квантовых точек InGaAs / С. А. Блохин, А. В. Сахаров, А. М. Надточий и др. // ФТП. – 2009. – Т. 43, вып. 4. – С. 537–542.
53. Improved performance of multilayer InAs/GaAs quantum-dot solar cells using a high-grown-temperature GaAs spacer layer / F. K. Tutu, I. R. Sellers, M. G. Peinado et al. // J. Appl. Phys. – 2012. – Vol. 111. – P. 046101-3.
54. Defect mediated extraction in InAs/GaAs quantum dot solar cells / S. M. Willis, J. A. R. Dimmock, F. Tutu et al. // Sol. Energy Mater. Sol. Cells. – 2012. – Vol. 102. – P. 142–147.
55. Electron-hole recombination properties of In_{0.5}Ga_{0.5}As/GaAs quantum dot solar cells and the influence on the open circuit voltage / G. Jolley, H. F. Lu, L. Fu et al. // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 97. – P. 123505-3.
56. Влияние промежуточного окисного слоя в гетероструктурах металл-квантово-размерный полупроводник In(Ga)As/GaAs на эффективность электролюминесценции / Н. В. Байдусь, П. Б. Демина, М. В. Дорохин и др. // ФТП. – 2005. – Т. 39, вып. 1. – С. 25–29.
57. Инжекционная электролюминесценция в квантово-размерных структурах InGaAs/GaAs с контактом металл/полупроводник и металл/оксид/полупроводник / М. В. Дорохин, П. Б. Демина, Н. В. Байдусь и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2010. – № 5. – С. 34–39.
58. Hazdra, P. InAs/GaAs quantum dot structures emitting in the 1.55 μm band / P. Hazdra, J. Oswald, and V. Komarnitsky // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2009. – Vol. 6. – P. 012007–012010.
59. Исследование эффектов спиновой инжекции носителей заряда из ферромагнитного контакта шоттки Ni(Co)/GaAs / М. В. Дорохин, С. В. Зайцев, Н. В. Байдусь и др. // Известия РАН. Серия физическая. – 2008. – Т. 72, № 2. – С. 180–183.
60. Родерик, Э. Х. Контакты металл-полупроводник / Э. Х. Родерик. – М.: Радио и связь, 1982. – 209 с.

-
61. Перестройки дефектов структуры полупроводников, стимулированные химическими реакциями на поверхности кристалла / А. Ф. Вяткин, А. Г. Итальянцев, Н. В. Конечкий и др. // Поверхность. – 1986. – № 11. – С. 67–72.
62. Влияние водорода на свойства диодных структур с квантовыми ямами Pd/GaAs/InGaAs / И. А. Карпович, С. В. Тихов, Е. Л. Шоболов, Б. Н. Звонков // ФТП. – 2002. – Т. 36, вып. 5. – С. 582–586.
63. Comparison of Fe/Schottky and Fe/Al₂O₃ tunnel barrier contacts for electrical spin injection into GaAs / O. M. J. van't Erve, G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki et al. // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 84, N. 21. – P.4334–4336.
64. Electrical spin injection into *p*-doped quantum dots through a tunnel barrier / L. Lombez, P. Renucci, P. F. Braun et al. // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 90, N. 8. – P.081111-3.
65. Holub, M. Spin-polarized light-emitting diodes and lasers / M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – Vol. 40. – P. R179–R203.
66. Исследование свойств границы раздела Ni/GaAs, Co/GaAs в светоизлучающих диодах на основе квантово-размерных гетероструктур In(Ga)As/GaAs / Е. А. Ускова, М. В. Дорохин, Б. Н. Звонков и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2006. – № 2. – С. 89–95.
67. Анодные оксидные пленки на поверхности полупроводников группы АЗВ5 / Н. Р. Аигина, Л. Е. Гатько, В. З. Петрова, И. Н. Сорокин // Зарубежная электронная техника – М.: ЦНИИ «Электроника», 1979. – вып. 14 (209).
68. Риссел Х., Руге И. Ионная имплантация: Пер. с нем. В. В. Климова, В. Н. Пальянова / Под ред. М. И. Гусевой. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1983. – 360 с.
69. Souza, J. P. Electrical isolation in GaAs by light ion irradiation: The role of antisite defects / J. P. de Souza, I. Danilov, and H. Boudinov // Appl. Phys. Lett. – 1996. – Vol. 68, N. 4. – P. 535–537.

70. Effect of heavy ion implantation on self-assembled single layer InAs/GaAs quantum dot / R. Sreekumar, A. Mandal, S. Chakrabarti, and S. K. Gupta // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2010. – Vol. 43. – P. 505302-10.

71. Influence of high particle radiation on GaAs/AlGaAs quantum well infrared photodetectors / L. Li, H. C. Liu, P. H. Wilson et al. // *Semicond. Sci. Technol.* – 1997. – N. 12. – P. 947–952.

72. Enhanced degradation resistance of quantum dot lasers to radiation damage / P. G. Piva, R. D. Goldberg, I. V. Mitchell et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – Vol. 77, N. 5. – P. 624–626.

73. Changes in carrier dynamics induced by proton irradiation in quantum dots / S. Marcinkevičius, R. Leon, B. Čechavičius et al. // *Physica B.* – 2002. – Vol. 314. – P. 203–206.

74. Effect of proton-irradiation on photoluminescence from self-assembled InAs/GaAs quantum dots / C. Y. Cheng, H. Niu, C. H. Chen et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B.* – 2007. – Vol. 261. – P. 1171–1175.

75. Шалимова, К.В. Физика полупроводников / К. В. Шалимова – 4-е изд., стер. – Спб.: Издательство «Лань», 2010. – 400 с.

76. Guillot, G. EL-2 studies in irradiated and implanted GaAs / G. Guillot // *Revue Phys. Appl.* – 1988. – Vol. 23. – P. 833–846.

77. Графутин, В.И. Применение позитронной аннигиляционной спектроскопии для изучения строения вещества / В. И. Графутин, Е. П. Прокопьев // *Успехи физических наук.* – 2002. – Т. 172, № 1. – С. 67–83.

78. Ga vacancies in low-temperature-grown GaAs identified by slow positrons / J. Gebauer, R. Krause-Rehberg, S. Eichler et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 1997. – Vol. 71, N. 5. – P. 638–640.

79. 0.8-eV photoluminescence of GaAs grown by molecular-beam epitaxy at low temperatures / P. W. Yu, G. D. Robinson, J. R. Sizelove, and C. E. Stutz // *Phys. Rev. B.* – 1994. – Vol. 49, N. 7. – P. 4689–4694.

80. Bondarenko, V. Positron annihilation study of equilibrium point defects in GaAs. Dissertation, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Halle, 2004. – 103 p.

-
81. Баграев, Н. Т. EL2-центр в GaAs: симметрия и метастабильность / Н. Т. Баграев // ЖЭТФ. – 1991. – Т. 100, вып. 4(10). – С. 1378–1391.
82. Desnica, U. V. EL2 related deep traps in semi-insulating GaAs / U. V. Desnica, D. I. Desnica, and B. Santic // Appl. Phys. Lett. – 1991. – Vol. 58, N. 3. – P. 278–280.
83. Bourgoin, J.C. The defect responsible for non-radiative recombination in GaAs materials / J. C. Bourgoin and N. De Angelis // Semicond. Sci. Technol. – 2001. – Vol. 16. – P. 497–501.
84. Воробкало, Ф.М. Гашение атомами меди обусловленной дефектами EL2 люминесценции в арсениде галлия / Ф. М. Воробкало, К. Д. Глинчук, А. В. Прохорович // ФТП. – 1997. – Т. 31, вып. 9. – С. 1045–1048.
85. Stievenard, D. Irradiation-induced defects in p-type GaAs / D. Stievenard, X. Boddaert, and J. C. Bourgoin // Phys. Rev. B. – 1986. – Vol. 34, N. 6. – P. 4048–4058.
86. Behavior of electron-irradiation-induced defects in GaAs / D. Stievenard, X. Boddaert, J. C. Bourgoin and H. J. von Bardeleben // Phys. Rev. B. – 1990. – Vol. 41, N. 8. – P. 5271–5279.
87. Применение размерно-квантовых структур для исследования дефектообразования на поверхности полупроводников / И. А. Карпович, А. В. Аншон, Н. В. Байдусь и др. // ФТП. – 1994. – Т. 28, вып. 1. – С. 104–112.
88. Карпович, И.А. Образование и пассивация дефектов в гетероструктурах с напряженными квантовыми ямами GaAs/InGaAs при обработке в водородной плазме / И. А. Карпович, А. В. Аншон, Д. О. Филатов // ФТП. – 1998. – Т. 32, вып. 9. – С. 1089–1093.
89. Образование дефектов в GaAs и Si при осаждении Pd на поверхность / И. А. Карпович, С. В. Тихов, Е. Л. Шоболов, И. А. Андрющенко // ФТП. – 2006. – Т. 40, вып. 3. – С. 319–323.
90. Chen, Y. C. Suppression of defect propagation in semiconductors by pseudomorphic layers / Y. C. Chen, J. Singh, and P. K. Bhattacharya // J. Appl. Phys. – 1993. – Vol. 74. – P. 3800–3804.

91. Ziegler, J.F. The stopping and range of ions in solids / J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark. – N. Y.: Pergamon Press, 1985. – 321 p.

92. Процессы твердотельной перекристаллизации в структурах Ni-GaAs, Pd-GaAs / Л. М. Красильникова, И. В. Ивонин, М. П. Якубеня и др. // Известия ВУЗов. Физика. – 1989. – № 3. – С. 60–65.

93. Звонков, Б. Н. Выращивание полупроводниковых гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений: Описание лабораторной работы / Б. Н. Звонков, Н. В. Байдусь. – Нижний Новгород: ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2001. – 18 с.

94. Влияние легирования слоя квантовых точек InAs висмутом на морфологию и фотоэлектронные свойства гетероструктур GaAs/InAs, полученных газовой эпитаксией / Б. Н. Звонков, И. А. Карпович, Н. В. Байдусь и др. // ФТП. – 2001. – Т. 35, вып. 1. – С. 92–97.

95. Здоровейщев, А.В. Влияние периодического прерывания роста квантовых точек InAs/GaAs на их морфологию и оптоэлектронные спектры в методе газовой эпитаксии при атмосферном давлении / А. В. Здоровейщев, П. Б. Демина, Б. Н. Звонков // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35, № 2. – С. 15–20.

96. Здоровейщев, А.В. Диагностика распределения массива квантовых точек InAs/GaAs по высотам путем обработки тетрахлоридом углерода в условиях газовой эпитаксии / А. В. Здоровейщев, П. Б. Демина, И. А. Карпович // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2011. – № 1. – С. 62–65.

97. Two-color quantum dot laser with tunable wavelength gap / S. G. Li, Q. Gong, Y. F. Lao et al. // Appl. Phys. Lett. – 2009. – Vol. 95. – P. 251111-3.

98. Одновременная генерация мод TE_1 и TE_2 с разными длинами волн в полупроводниковом лазере с туннельным переходом / В. Я. Алешкин, Т. С. Бабушкина, А. А. Бирюков и др. // ФТП. – 2011. – Т. 45, вып. 5. – С. 652–656.

-
99. Фотоэлектрические свойства эпитаксиальных гетероструктур GaAs/InGaAs с квантовой ямой / И. А. Карпович, В. Я. Алешкин, А. В. Аншон и др. // ФТП. – 1990. – Т. 24, вып. 12. – С. 2172–2176.
100. Datta, Sh. Electroreflectance and surface photovoltage spectroscopies of semiconductor structures using an indium–tin–oxide-coated glass electrode in soft contact mode / Sh. Datta, S. Ghosh, and B. M. Arora // Rev. Sci. Instrum. – 2001. – Vol. 72, N. 1. – P. 177–183.
101. Фотоэлектрическая спектроскопия гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs в системе полупроводник/электролит / И. А. Карпович, А. П. Горшков, С. Б. Левичев и др. // ФТП. – 2001. – Т. 35, вып. 5. – С. 564–570.
102. Карпович, И.А. Фотоэлектрическая спектроскопия квантово-размерных гетеронаноструктур In(Ga)As/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией / И. А. Карпович // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2010. – № 5 (2). – С. 233–242.
103. A narrow photoluminescence linewidth of 21 meV at 1.35 μm from strain-reduced InAs quantum dots covered by In_{0.2}Ga_{0.8}As grown on GaAs substrates / K. Nishi, H. Saito, S. Sugou et al. // Appl. Phys. Lett. – 1999. – Vol. 74, N. 8. – P. 1111–1113.
104. Управление энергетическим спектром квантовых точек InAs/GaAs изменением толщины и состава тонкого двойного покровного слоя GaAs/InGaAs / И.А. Карпович, Б. Н. Звонков, С. Б. Левичев и др. // ФТП. – 2004. – Т. 38, вып. 4. – С. 448–454.
105. Redshift and discrete energy level separation of self-assembled quantum dots induced by strain-reducing layer / Y. Gu, T. Yang, H. Ji et al. // J. Appl. Phys. – 2011. – Vol. 109. – P. 064320-5.
106. Пикосекундная динамика фотолюминесценции гетероструктуры InGaAs/GaAs с квантовыми ямами / В. Я. Алешкин, А. А. Дубинов, Л. В. Гавриленко и др. // ФТП. – 2012. – Т. 46, вып. 7. – С. 940–943.

107. Photocurrent and capacitance spectroscopy of Schottky barrier structures incorporating InAs/GaAs quantum dots / P. N. Brunkov, A. Patane, A. Levin et al. // *Phys. Rev. B.* – 2002. – Vol. 65. – P. 085326-6.

108. Брунков, П.Н. Емкостная спектроскопия электронных состояний в гетероструктурах с квантовыми ямами и квантовыми точками. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук: 01.04.10: Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, 2007. – 315 с.

109. Grundmann, M. InAs/GaAs pyramidal quantum dots: Strain distribution, optical phonons, and electronic structure / M. Grundmann, O. Stier, and D. Bimberg // *Phys. Rev. B.* – 1995. – Vol. 52, N. 16. – P. 11969–11981.

110. Optimization of InAs/GaAs quantum-dot structures and application to 1.3- μm mode-locked laser diodes / Li Mi-Feng, Ni Hai-Qiao, Ding Ying et al. // *Chin. Phys. B.* – 2014. – Vol. 23, N. 2. – P. 027803-6.

111. Карпович, И.А. Динамический эффект поля в гетероструктурах с квантовыми точками InAs/GaAs / И. А. Карпович, С. В. Тихов, Л. А. Истомин // *Нанопизика и наноэлектроника. XII Международный симпозиум, Нижний Новгород: ИФМ РАН, 10 – 14 марта 2008 г.* – Т. 2. – С. 319–320.

112. Исследование гетероструктур с комбинированным слоем квантовых точек/квантовой ямы In(Ga)As/GaAs и delta-слоем Mn / Е. Д. Павлова, А. П. Горшков, А. И. Бобров и др. // *ФТП.* – 2013. – Т. 47, вып. 12. – С. 1617–1620.

113. <http://www.nextnano.com/nextnanoplus>.

114. Inverted Electron-Hole Alignment in InAs-GaAs Self-Assembled Quantum Dots / P. W. Fry, I. E. Itskevich, D. J. Mowbray et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol. 84. – P. 733–736.

115. Горшков, А. П. Исследование эффекта Штарка в гетеронаноструктурах с квантовыми точками и ямами In(Ga)As/GaAs методом фотоэлектрической спектроскопии / А. П. Горшков, И. А. Карпович, А. В. Кудрин // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* – 2006. – №5. – С. 25–29.

116. Управление самоорганизацией массива квантовых точек InAs при росте методом газофазной эпитаксии на δ -легированном сурьмой буферном слое GaAs / А. В. Здравейщев, Н. В. Байдусь, Б. Н. Звонков, П. Б. Демина // Известия РАН. Серия физическая. – 2011. – Т. 75, № 1. – С. 31–33.

117. Photoluminescence studies of InAs/GaAs quantum dots covered by InGaAs layers / C. W. Shu, J. S. Wang, J. L. Shen et al. // Mater. Sci. Eng. B. – 2010. – Vol. 166, N. 1. – P. 46–49.

118. Chen, R. Electronic energy levels and carrier dynamics in InAs/InGaAs dots-in-a-well structure investigated by optical spectroscopy / R. Chen, H. Y. Liu, and H. D. Sun // J. Appl. Phys. – 2010. – Vol. 107. – P. 013513-5.

119. Исследование морфологии и фотоэлектронных свойств гетеронаноструктур GaAs/InGaAs с комбинированными слоями квантовых ям и самоорганизованных квантовых точек / И. А. Карпович, С. Б. Левичев, Б. Н. Звонков и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2000. – Т. 11. – С. 27 – 31

120. Saito, H. Influence of GaAs capping on the optical properties of InGaAs/GaAs surface quantum dots with 1.5 μm emission / H. Saito, K. Nishi, and Sh. Sugou // Appl. Phys. Lett. – 1998. – Vol. 73, N. 19. – P. 2742–2744.

121. Tuning the Energy Spectrum of the InAs/GaAs Quantum Dot Structures by Varying the Thickness and Composition of a Thin Double GaAs/InGaAs Cladding Layer / I. A. Karpovich, B. N. Zvonkov, N. V. Baidus' et al. // Trends in Nanotechnology Research ed. By Eugene V. Dirote. Nova Science Publisher, New York, 2004. – P. 173–208 (глава в книге).

122. Влияние анодного окисления на глубокие уровни в арсениде галлия / С. В. Тихов, А. П. Касаткин, С. И. Карпович, Н. В. Кудрявцева // ФТП. – 1989. – Т. 32, вып. 9. – С. 1694–1696.

123. Влияние электрохимической модификации тонкого покровного слоя Ga(In)As на энергетический спектр квантовых точек InAs/GaAs / И. А. Карпович, А. В. Здравейщев, С. В. Тихов и др. // ФТП. – 2005. – Т. 39, вып. 1. – С. 45–48.

124. Особенности излучательных характеристик гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками, облученных нейтронами / Н. В. Байдусь, О. В. Вихрова, Б. Н. Звонков и др. // Нанопизика и наноэлектроника. XVII Международный симпозиум, Нижний Новгород: ИФМ РАН, 11 – 15 марта 2013 г. – Т. 2. – С. 394–395.

125. Взаимодействие арсенида галлия с ионизирующим излучением и проблемы радиационной стойкости арсенидогаллиевых приборов / А. В. Бобыль, Р. В. Конакова, В. К. Кононов и др. // Электронная техника. Сер. Управление качеством. – 1992.– Вып. 4(151) – 5(152). – С. 31–40.