

На правах рукописи



Харченко Антон Александрович

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ИЗЛУЧЕНИЕ В ВОЛНОВОДНЫХ  
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GaAs/AlGaAs С АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ НА ОСНОВЕ  
КВАНТОВЫХ ЯМА-ТОЧЕК InGaAs

1.3.11 Физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2026

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»

**Научный руководитель:**

**Надточий Алексей Михайлович**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории нанофотоники СПбАУ РАН им. Ж. И. Алферова

**Официальные оппоненты:**

**Зубков Василий Иванович**, доктор физико-математических наук, профессор, Факультет электроники, Кафедра микро- и наноэлектроники, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

**Винниченко Максим Яковлевич**, кандидат физико-математических наук, доцент, Высшая инженерно-физическая школа, Институт электроники и телекоммуникаций, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

**Ведущая организация:**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур Российской академии наук


Защита диссертации состоится «10» сентября 2026 г. В \_\_:\_\_ на заседании диссертационного совета АУ 02.01 СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова по адресу: 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8, корп. 3, литер А.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова и на сайте университета [www.spbau.ru](http://www.spbau.ru) в разделе «Диссертационный совет» - «Информация о защитах».

Отзывы на автореферат в одном экземпляре, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8, корп. 3, литер А на имя ученого секретаря диссертационного совета АУ 02.01

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2026 года.

Ученый секретарь диссертационного совета АУ 02.01

 к.ф.-м.н. Шубина К. Ю.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы

Полупроводниковые наногетероструктуры являются крайне перспективной областью для научных исследований, результаты которых помогают создавать такие приборы, как светодиоды, лазеры, фотодетекторы, солнечные батареи, устройства для оптической передачи информации.

Ключевым элементом оптоэлектронных приборов на основе гетероструктур является активная область – место, в котором осуществляется поглощение или излучение света. Активные области различаются по химическому составу, размерам и форме. Настоящее исследование посвящено приборам с низкоразмерной активной областью на основе тройного соединения InGaAs (арсенида индия-галлия) на подложке GaAs, работающим в ближнем инфракрасном диапазоне, востребованном для оптических интегральных схем, медицинских приборов и солнечных элементов.

Наиболее хорошо изученными в данной системе материалов являются приборы с активными областями на основе квантовых ям InGaAs/GaAs (КЯ) и квантовых точек InAs/GaAs (КТ). Квантовые ямы представляют собой слои полупроводникового материала, толщиной в несколько нанометров. Они способны ограничивать движение носителя заряда в одном направлении – перпендикулярно плоскости слоя. Квантовые точки представляют собой островки полупроводника таких же малых размеров и ограничивают движение носителей заряда во всех направлениях. Одна из причин большого интереса к данным структурам – технологические возможности: совместимость с GaAs-подложками и отработанные технологии роста, позволяющие выращивать как двумерные КЯ, так и трёхмерные КТ. Ключевой особенностью квантоворазмерных структур является возможность управлять функцией плотности состояний [1]. Это позволяет гибко варьировать длину волны поглощения или излучения, что практически недостижимо в приборах с объёмными активными областями. Кроме того, модификация плотности состояний привела к радикальному снижению пороговой плотности тока лазерной генерации от  $\sim 10^4$  А/см<sup>2</sup> для объёмных гетероструктур

до  $50 \text{ А/см}^2$  и рекордных  $8\text{--}13 \text{ А/см}^2$  для КЯ и КТ соответственно [1,2]. В то же время, структуры как на основе КЯ, так и на основе КТ имеют свои ограничения. Квантовые точки, как правило, обладают невысокой поверхностной плотностью, что приводит к невысокому усилению (поглощению) света в приборах на их основе. КЯ обладают значительно более высоким усилением, однако их формирование сопряжено с появлением полей упругих напряжений, что приводит к образованию дислокаций при увеличении доли индия или числа последовательно осаждаемых КЯ [3].

Таким образом, актуальной задачей является создание наноструктур, которые сочетали бы в себе преимущества КЯ и КТ. Ряд исследовательских групп ведёт разработку таких структур. Среди них можно выделить квантовые проволоки [4], «проволоки на яме» [5], модулированные квантовые ямы [6].

Настоящее исследование посвящено недавно разработанному новому типу квантоворазмерных гетероструктур InGaAs/GaAs – квантовым яма-точкам (КЯТ) [7], формируемым осаждением слоя  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$  на вицинальных подложках GaAs, что способствует созданию модуляций по толщине слоя. Возникающие при этом поля упругих напряжений способствуют миграции атомов индия к утолщённым областям, что стимулирует формирование трёхмерных In-обогащённых островков внутри In-обеднённой КЯ. Таким образом квантовые яма-точки с одной стороны можно рассматривать как InGaAs/GaAs КЯ со значительными модуляциями по толщине и составу, а с другой – как сверхплотный массив мелких КТ, представляющих собой In-обогащенные области внутри КЯ. Было показано, что этот новый тип гетероструктур лишен некоторых недостатков как КЯ, так и КТ, но сохраняет их ключевые преимущества. В частности, есть возможность последовательно выращивать более 15 слоев КЯТ без образования дислокаций, что невозможно для КЯ InGaAs/GaAs без применения сложных технологий компенсации упругих напряжений [8]. Применение КЯТ в однопереходных солнечных элементах на основе GaAs позволило расширить их спектральную чувствительность от 870 нм до 1100 нм и получить рекордный прирост фототока ( $4,6 \text{ мА/см}^2$  для наземных солнечных спектров) [7]. В торцевых лазерах с активной

областью на основе КЯТ достигнуты низкие внутренние потери ( $0,7 \text{ см}^{-1}$ ), высокий внутренний квантовый выход ( $\sim 80 \%$ ) [9].

Однако многие свойства и особенности квантовых яма-точек еще не изучены в полной мере, что отчасти объясняется их относительной новизной, а также трудностью теоретического моделирования. Так, структура энергетических уровней КЯТ на момент начала работы не была исследована. Кроме того, были неизвестны такие параметры, как показатель поглощения и максимальное (насыщенное) усиление в КЯТ. Указанные обстоятельства подчёркивают высокую актуальность экспериментальных исследований КЯТ, результаты которых позволят глубже понять фундаментальные физические процессы в КЯТ, а также проектировать и создавать более совершенные приборы на их основе.

**Целью** диссертационной работы является определение оптических и оптоэлектронных свойств квантовых яма-точек, характеристик приборов на их основе, а также сопоставление по этим параметрам квантовых яма-точек с квантовыми ямами и квантовыми точками.

Для достижения этой цели проводились сравнительные исследования волноводных гетероструктур GaAs/AlGaAs с квантовыми яма-точками InGaAs, квантовыми ямами InGaAs и квантовыми точками InAs, сформированными по механизму Странского-Крастанова, и решались следующие **задачи**:

1. Оценка коэффициента насыщенного усиления в  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$  квантовых яма-точках.
  - Экспериментальное исследование волноводных *p-i-n*-фотодиодов с активными областями на основе квантовых яма-точек, и квантовых точек методом спектроскопии фоточувствительности.
  - Расчёт величины модального поглощения для различных оптических переходов на основании экспериментальных данных фоточувствительности волноводных фотодиодов различных длин.
  - Разработка и применение аналитического подхода для отдельного учёта вклада конструкции волновода и свойств активной области в значение модального поглощения или усиления.

2. Исследование поляризационной анизотропии фоточувствительности квантовых яма-точек в волноводной геометрии.
  - Экспериментальное исследование волноводных *p-i-n*-фотодиодов с активными областями на основе квантовых яма-точек, квантовых ям и квантовых точек методом спектроскопии фоточувствительности с поляризационным разрешением.
  - Анализ межзонных оптических переходов в квантовых яма-точках.
  - Численное моделирование преобразования интенсивности и поляризации излучения при взаимодействии с КЯТ.
3. Исследование явления переключения лазерной генерации на возбуждённый оптический переход в полосковых лазерах с квантовыми яма-точками.
  - Исследование лазерных диодов с активной областью на основе квантовых ям и квантовых яма-точек методом спектроскопии электролюминесценции.
  - Анализ волноводных мод лазерных диодов с КЯТ методом исследования распределения интенсивности излучения в дальнем поле.
  - Исследование влияния конструкции лазерных диодов с активной областью на основе квантовых яма-точек на лазерную генерацию.

### **Научная новизна**

1. Предложен новый аналитический подход для отдельного учёта вклада конструкции волновода и свойств активной области в значение модального поглощения или усиления без необходимости вычисления точного значения материального усиления.
2. Впервые осуществлено сопоставление квантовых яма-точек и квантовых точек по насыщенному модальному усилению в сопоставимых волноводах.
3. Впервые для фотодиодов с активной областью на основе квантовых яма-точек исследована поляризационная анизотропия фоточувствительности на длинах волн различных оптических переходов.
4. Впервые показано, что структура оптических переходов в квантовых яма-точках соответствует таковой в квантовых ямах InGaAs сопоставимой длины волны.

5. Впервые для лазеров с активной областью на основе квантовых яма-точек определены условия генерации через основной оптический переход и переключения генерации на другие оптические переходы.

### **Теоретическая и практическая значимость**

1. Установлена природа оптических переходов в квантовых яма-точках, что позволяет заложить основу для теоретического моделирования их энергетического спектра и оптических свойств.
2. Предложен аналитический подход, который открывает возможность рассчитывать модальное поглощение или усиление, а также сравнивать различные активные среды, без точного вычисления фактора оптического ограничения, которое может быть затруднено для неоднородных или несимметричных сред.
3. Установлено, что волноводные гетероструктуры с квантовыми яма-точками InGaAs обладают примерно на порядок более высоким насыщенным модальным усилением (поглощением), чем структуры с квантовыми точками InAs, выращенными по механизму Странского–Крастанова в сопоставимом волноводе. Это демонстрирует перспективность применения квантовых яма-точек в качестве активной области для приборов, требующих высоких значений усиления или поглощения, таких как: мощные торцевые лазеры, микролазеры (микродисковые/кольцевые или вертикально-излучающие лазеры), суперлюминесцентные диоды, или фотоэлектрические преобразователи.
4. Показано, что увеличение числа слоёв квантовых яма-точек или длины волновода снижает поляризационную анизотропию фоточувствительности в волноводных фотодиодах. Данный эффект представляет практический интерес как инструмент управления (не-)чувствительностью фотодиодов к поляризации падающего излучения.
5. Показано, что торцевые лазеры на основе квантовых яма-точек InGaAs демонстрируют генерацию через основной оптический переход в условиях высокой электрической накачки, при которой в аналогичных лазерах на основе

квантовых ям InGaAs возникает двухуровневая генерация. Это демонстрирует перспективность лазеров с квантовыми яма-точками для практических применений, требующих стабильной генерации на основном оптическом переходе.

### **Методы исследования**

Исследуемые гетероструктуры выращивались методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ). В постростовой обработке применялись стандартные методики: фотолитография, сухое травление, напыление диэлектрических покрытий и металлических контактов. Зеркала лазерных диодов и входные окна фотодетекторов формировались путем скалывания. Монтаж фотодиодов и лазерных диодов происходил методом пайки на медные теплоотводы с использованием индиевого припоя.

Исследования спектроскопии фоточувствительности с поляризационным разрешением проводились с использованием экспериментальной установки, включающей источник излучения с широким спектральным диапазоном (галогенную лампу), монохроматор, собирающие линзы, поляризатор, поверенный детектор InGaAs для проведения калибровки, а также оптический модулятор и синхронный усилитель для измерений фототока на частоте модуляции.

Спектры электролюминесценции с температурными зависимостями исследовались с помощью экспериментальной установки, состоящей из монохроматора, охлаждаемого до 78К Ge-фотодетектора, гелиевого криостата замкнутого цикла, оптического модулятора и синхронного усилителя lock-in для измерений в режиме синхронного детектирования.

Спектры лазерной генерации и ватт-амперные характеристики измерялись в импульсном режиме работы лазера с использованием калиброванных фотодетекторов, монохроматора и стробируемого интегратора.

Внутренние оптические потери лазеров были получены методом анализа зависимости внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора.

Модовый состав излучения лазеров определялся методом измерения диаграмм углового распределения интенсивности лазерного излучения на большом расстоянии от лазера с использованием двухосевой угловой платформы.

### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Максимальный коэффициент оптического усиления одного слоя квантовых яма-точек, полученных путем роста 8 монослоев  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ , на длине волны основного оптического перехода составляет  $1,0037 \pm 0,0008$ , что обеспечивает примерно на порядок большее насыщенное модальное усиление, чем у самоорганизованных по механизму Странского-Крастанова квантовых точек  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}$  с поверхностной плотностью порядка  $10^{10} \text{ см}^{-2}$  в сопоставимых волноводах.
2. Основной оптический переход в квантовых яма-точках, сформированных путем роста слоя  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$  толщиной 4–8 монослоев, происходит между зоной проводимости и подзоной тяжёлых дырок, а коротковолновый переход – между зоной проводимости и подзоной лёгких дырок.
3. Фоточувствительность волноводных фотодиодов из  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$  с квантовыми яма-точками, сформированными путем роста слоя  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$  толщиной 8 монослоев, на длине волны основного оптического перехода имеет ТЕ-поляризационную анизотропию, спадающую с 99% до 30% с увеличением произведения длины волновода и числа слоев квантовых яма-точек с 0,3 до 20 мм.
4. Использование квантовых яма-точек, полученных путем роста 8 монослоев  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ , в качестве активной области торцевых лазеров с волноводом  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$  толщиной менее 450 нм приводит к реализации лазерной генерации на основном оптическом переходе вплоть до переключения на генерацию в волноводном слое  $\text{GaAs}$  без появления генерации на коротковолновом переходе квантовых яма-точек как при увеличении оптических потерь при пороговых условиях, так и при увеличении тока накачки выше порога.

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается выполнением экспериментов на высокоточном лабораторном оборудовании, а также использованием широко распространённых методов и подходов. Воспроизводимость результатов на большой выборке образцов и с использованием различных методик, а также согласие полученных в работе данных с работами других групп, дополнительно подтверждает достоверность результатов. Полученные результаты прошли апробацию на всероссийских и международных научных конференциях и опубликованы в российских и зарубежных рецензируемых научных изданиях.

### **Апробация результатов работы**

Основные результаты работы были представлены в виде докладов на конференциях:

1. Харченко А.А., Надточий А.М., Минтаиров С.А., Максимов М.В. «Исследование поглощения в волноводных InGaAs гетероструктурах квантовые яма-точки». Физика.СПб, 19-23 октября 2020 г., Санкт-Петербург.
2. Харченко А.А., Надточий А.М., «Энергетические состояния гетероструктур квантовые яма-точки». 21-я всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто-и наноэлектронике в Санкт-Петербурге. 25-29 ноября 2019 г., Санкт-Петербург.
3. Kharchenko A.A., Nadtochiy A.M., Maximov M.V. «Bimodality in the electroluminescence spectra in waveguiding InGaAs heterostructures "quantum well-dots"». Конференция с международным участием SPb.Open 27-30 апреля 2021 г., Санкт-Петербург.
4. А.А. Бекман, Г.О. Корнышов, Ю.М. Шерняков, А.С. Паюсов, А.А. Харченко, Н.Ю. Гордеев, М.В. Максимов, «Двухуровневая генерация в лазерах с квантовыми яма-точками», 2-ая Международная конференция ЛАЗЕРЫ, ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ И СИСТЕМЫ НА ИХ ОСНОВЕ. 20 – 24 мая 2024 г., Минск, Беларусь.

5. А.А. Бекман, Г.О. Корнышов, Ю.М. Шерняков, А.С. Паюсов, А.А. Харченко, Н.Ю. Гордеев, М.В. Максимов, «Влияние дизайна волновода и модального усиления на двухуровневую генерацию в лазерах на квантовых яма-точках», Фотоника 2025, 8-12 сентября 2025 г., Новосибирск.

### **Личный вклад автора**

Диссертационная работа является обобщением научных результатов, полученных автором во время обучения в аспирантуре СПбАУ им. Ж. И. Алфёрова РАН в лаборатории нанофотоники под руководством к.ф.-м.н. Надточего Алексея Михайловича. Автор принимал участие в разработке и юстировке экспериментальных установок и самостоятельно проводил измерения спектров fotocувствительности волноводных фотодиодов, спектров электролюминесценции лазерных диодов, измерения с разрешением по поляризации, а также измерения угловых диаграмм направленности излучения лазеров. Также автор самостоятельно выполнял обработку полученных данных, включая аппроксимацию экспериментальных данных. Автор принимал участие в подготовке публикаций, а также выступал на конференциях с докладами по результатам данной работы.

### **Публикации**

Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 публикациях в журналах, входящих в базы Web of Sciences/Web of Knowledge/Scopus и входящих в перечень ВАК. Список публикаций приведён в конце автореферата.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка литературы и приложения. Общий объём диссертации составляет 127 страниц, включая 44 рисунка и 2 таблицы. Список литературы содержит 139 источников.

## **Содержание работы**

**Во введении** обоснована актуальность темы исследования, определена цель и поставлены задачи работы, а также содержится информация о научной новизне и практической значимости полученных результатов.

**Первая глава** содержит обзор литературы по теме исследования.

В первых двух разделах проведен сравнительный анализ гетероструктур на основе квантовых ям InGaAs (КЯ), квантовых точек InAs (КТ) и других низкоразмерных структур гибридного типа, включая квантовые яма-точки  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$  (КЯТ).

В третьем разделе проведён обзор экспериментальных методов исследования оптического поглощения и усиления в полупроводниковых гетероструктурах. Показано, что величину насыщенного усиления в волноводной гетероструктуре можно принять равной поглощению в отсутствии накачки [10, с. 588]. Продемонстрировано, что исследование оптического поглощения с поляризационным разрешением позволяет идентифицировать типы оптических переходов.

В четвертом разделе первой главы рассмотрено явление двухуровневой генерации в лазерных диодах на основе КЯ и КТ, включая два условия возникновения данных явлений: увеличение внешних оптических потерь и увеличение тока накачки.

**Вторая глава** посвящена сопоставлению КЯТ InGaAs и КТ InAs по величине насыщенного усиления. Основные результаты опубликованы в [A2, A3].

Исследуемые образцы представляли собой волноводные фотодиоды на основе двойной гетероструктуры GaAs/AlGaAs (рисунок 1, а). Активная область фотодиодов с КЯТ состояла из слоя квантовых яма-точек  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ . Активная область фотодиодов с КТ состояла из двух слоёв квантовых точек InAs, сформированных по механизму Странского-Крастанова и встроенных в квантовую яму  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ . Для образцов различных длин были получены спектры относительной фоточувствительности - фототока на единицу падающей мощности (рисунок 1, б).

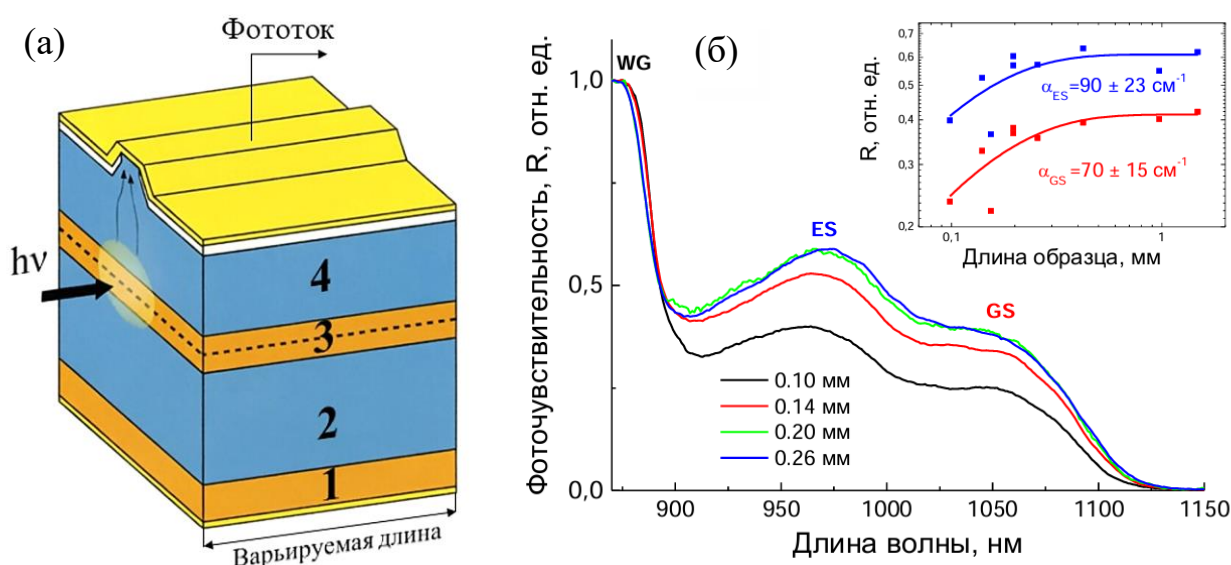


Рисунок 1. Схематическое изображение волноводного фотодиода (а), где 1 – подложка GaAs, 2 - n-AlGaAs, 3 – GaAs с активной областью в центре, 4 – p-AlGaAs. Спектры фоточувствительности фотодиодов с КЯТ (б). На вставке показаны зависимости фоточувствительности от длины и их аппроксимация выражением (1).

Два широких пика, обусловленные межзонными оптическими переходами в КЯТ, были обозначены как GS (основной оптический переход) и ES (возбуждённый оптический переход) по аналогии с обозначениями, используемыми для КТ [11]. Максимум на длине волны 875 нм связан с межзонным оптическим поглощением в волноводном слое GaAs. Вследствие высокого оптического поглощения GaAs, фоточувствительность на данной длине волны не зависит от длины волноводного фотодиода. Нормировка на данное значение

позволила сравнить фоточувствительности фотодиодов различных длин, исключив влияние коэффициента ввода излучения. Зависимость фоточувствительности от длины волновода на длинах волн переходов GS и ES, (рисунок 1, б, вставка) была аппроксимирована выражением, полученным на основе закона Бугера:

$$R(\lambda) = A(\lambda) \frac{1 - e^{-\alpha L}}{1 - r e^{-\alpha L}} \quad (1)$$

Где  $R$  – фоточувствительность,  $A$  – параметр аппроксимации, включающий в себя эффективность ввода света в волновод и эффективность экстракции носителей из активной области,  $L$  – длина образца,  $\alpha$  – модальное поглощение – параметр аппроксимации. Его можно представить как  $\alpha = N\alpha_1 + \alpha_{in}$ , где  $\alpha_{in}$  – внутренние оптические потери, которые были определены по методике, изложенной в [9],  $N$  – число слоёв активной области,  $\alpha_1$  – модальное поглощение одного слоя активной области.

По вышеизложенной методике модальное поглощение было определено и для волноводных фотодиодов, содержащих в качестве активной области InAs квантовые точки, выращенные в режиме Странского-Крастанова.

Полученные значения  $\alpha_1 = 69 \text{ см}^{-1} \pm 15$  для КЯТ  $\alpha_1 = 13 \text{ см}^{-1} \pm 2$  для КТ были приняты в качестве оценки насыщенного модального усиления на один слой активной области  $g_1$  на основном оптическом переходе.

Поскольку модальное поглощение зависит как от активной области, так и от конструкции волновода, его можно представить как произведение материального усиления  $G$  и фактора оптического ограничения  $\Gamma$ ,  $g_1 = \Gamma * G$ , тем самым разделив вклады волновода и активной области. Однако в таких структурах, как КЯТ и КТ, расчёт точного значения  $\Gamma$ -фактора довольно сложен, в силу модуляций толщины и состава в КЯТ и неоднородностей КТ. Поэтому вместо вычисления точного значения  $G$  мы предложили использовать произведение материального усиления  $G$  на толщину слоя  $d$  как единый параметр  $dG$  – показатель усиления слоя. Он характеризует усиление слоя среды при нормальном падении излучения (рисунок 2, а). Для сред неоднородных по толщине, как КТ или КЯТ,  $d$  представляет собой среднее значение толщины слоя и  $dG$  сохраняет свой физический смысл. Данную

величину можно использовать и для волноводных структур. Если активная область расположена в центре волноводного слоя, значение показателя усиления слоя можно связать с модальным усилением слоя  $g_1$  через эффективную ширину моды  $d/\Gamma$  в волноводном слое (рисунок 2, б):

$$dG = \frac{d}{\Gamma} g \quad (2)$$

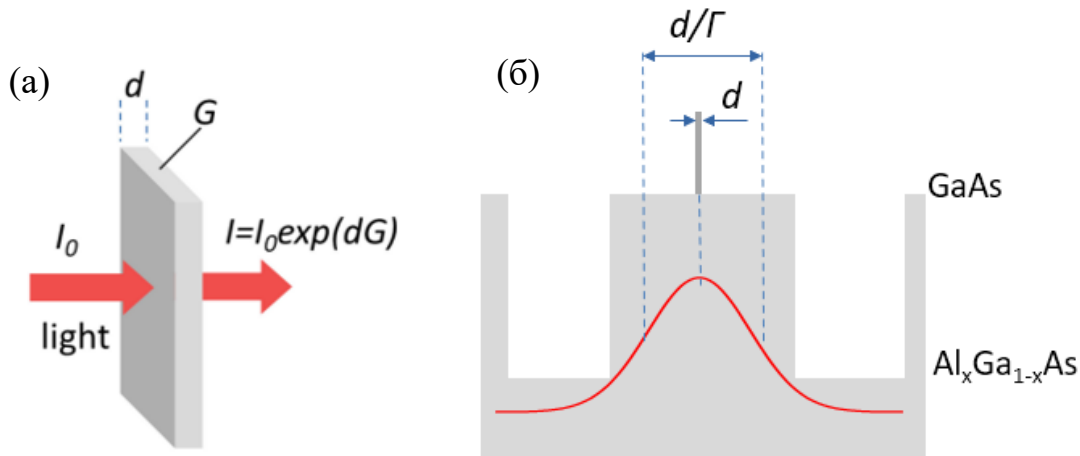


Рисунок 2. Иллюстрация физического смысла показателя усиления слоя  $dG$  (а).  $I$  и  $I_0$  – интенсивность излучения до и после прохождения слоя среды. Иллюстрация эффективной ширины моды (б).

Эффективная ширина моды не связана с используемой активной областью и может быть легко вычислена через параметры волновода. Преимущество такого группирования величин состоит в том, что экспериментально верифицируемую величину модального усиления можно разделить на независимые вклады волновода ( $d/\Gamma$ ) и активной области ( $dG$ ).

Для КЯТ и КТ были получены значения  $dG$ , равные  $(3,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$  и  $(4,1 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$  соответственно. Максимальные значения коэффициентов усиления при нормальном прохождении света через слой,  $\exp(dG)$ , составили  $1,0037 \pm 0,0008$  и  $1,00041 \pm 0,000005$  для КЯТ и КТ соответственно.

Исходя из сравнения результатов, полученных в рамках данного исследования, а также опубликованных ранее [12–14], было установлено, что

показатель усиления слоя КЯТ превышает таковой для КТ в  $9 \pm 2$  раз. Это означает, что волноводные гетероструктуры с активной областью на основе КЯТ обладают примерно на порядок большим насыщенным модальным усилением, чем структуры КТ в сопоставимых волноводах. На основе этих данных было сформулировано положение №1.

**Третья глава** посвящена характеристике оптических переходов в КЯТ. Основные результаты опубликованы в работах [A1, A2, A4]. Для этого были измерены спектры фоточувствительности (рисунок 3) при двух поляризациях вводимого излучения: ТЕ (вектор электрического поля параллелен плоскости гетерослоёв) и ТМ (вектор электрического поля направлен вдоль оси роста).

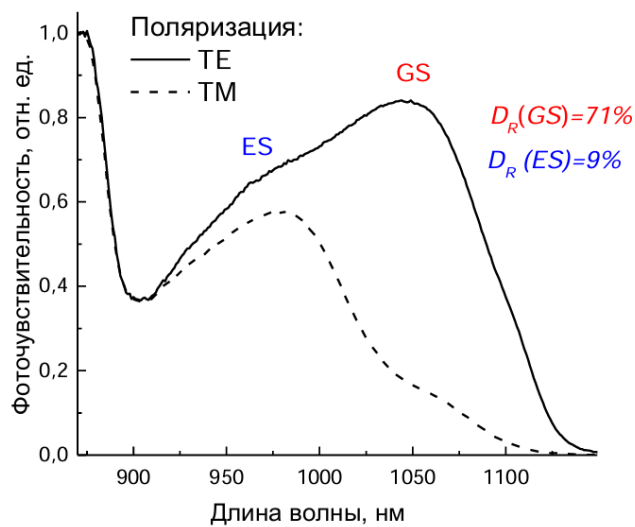


Рисунок 3. Спектры фоточувствительности волноводного фотодиода длиной 2 мм с одним слоем КЯТ при ТЕ- и ТМ-поляризациях падающего излучения.

Фоточувствительность на длинах волн оптического перехода GS сильно зависит от поляризации падающего света, тогда как для перехода ES эта зависимость выражена намного слабее. Количественной мерой данной зависимости является степень поляризационной анизотропии фоточувствительности  $D_R$ , определяемая выражением [15].

$$D_R = \frac{R_{max} - R_{min}}{R_{max} + R_{min}} \quad (3)$$

Где  $R_{max}$  и  $R_{min}$  – наибольшее и наименьшее значения фоточувствительности на фиксированной длине волны, достигаемые при падающем ТЕ и ТМ излучениях соответственно.

Гетероструктуры с КЯ InGaAs/GaAs демонстрируют похожие поляризационные зависимости фоточувствительности, что подтверждается как в ранее опубликованных [16], так и в настоящем исследовании [A1], где фоточувствительность с поляризационным разрешением была измерена для структур с КЯ и КЯТ сопоставимой длины волны оптического перехода (рисунок 4).

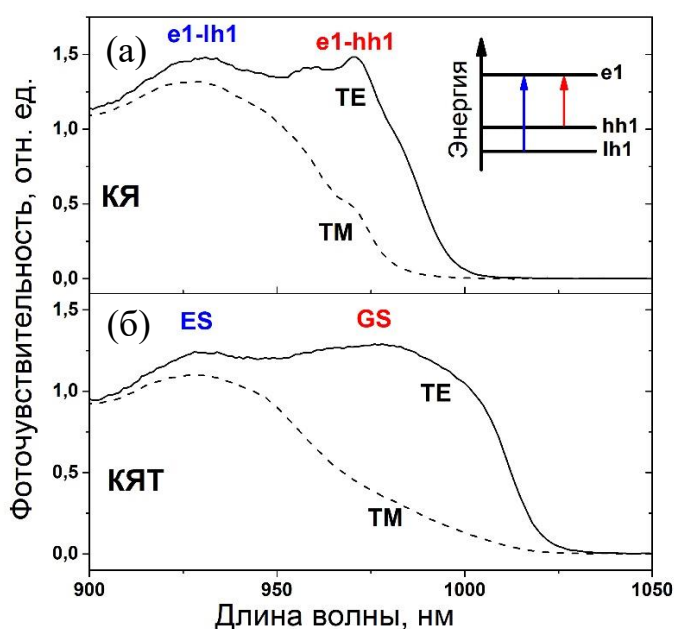


Рисунок 4 Спектры фоточувствительности волноводных фотодиодов с КЯ (а) и КЯТ (б) при линейных ТЕ- и ТМ-поляризациях падающего излучения. На вставке схематично показаны оптические переходы в КЯ.

Известно, что в таких КЯ валентная зона расщепляется на подзоны тяжёлых и лёгких дырок. Межзонный оптический переход с участием тяжелых дырок ( $e1-hh1$ ) имеет наименьшую энергию, является основным (GS) и взаимодействует только с ТЕ-поляризованным излучением. Переходы с участием легких дырок ( $e1-lh1$ ) имеют более высокую энергию и взаимодействуют преимущественно с ТМ-поляризованным излучением. Однако на спектрах фоточувствительности основной

оптический переход имеет ступенчатый вид и перекрывается с коротковолновым переходом, что в итоге приводит к наблюдаемой малой ТЕ-поляризации последнего. Таким образом, можно сделать вывод, что переход GS в КЯТ происходит с участием тяжелых дырок, а переход ES – с участием лёгких дырок.

Этот экспериментально установленный факт послужил основанием для численных расчётов энергий переходов в КЯТ в рамках модели Van de Walle [17] для симметричной квантовой ямы. Учет модуляций, характерных для КЯТ заключался в том, что толщина слоя и доля индия в составе КЯТ варьировались вблизи номинальных значений, как параметры аппроксимации энергий переходов для волноводных фотодиодов, а также солнечных элементов на основе КЯТ, описанных в [A1] (рисунок 5).

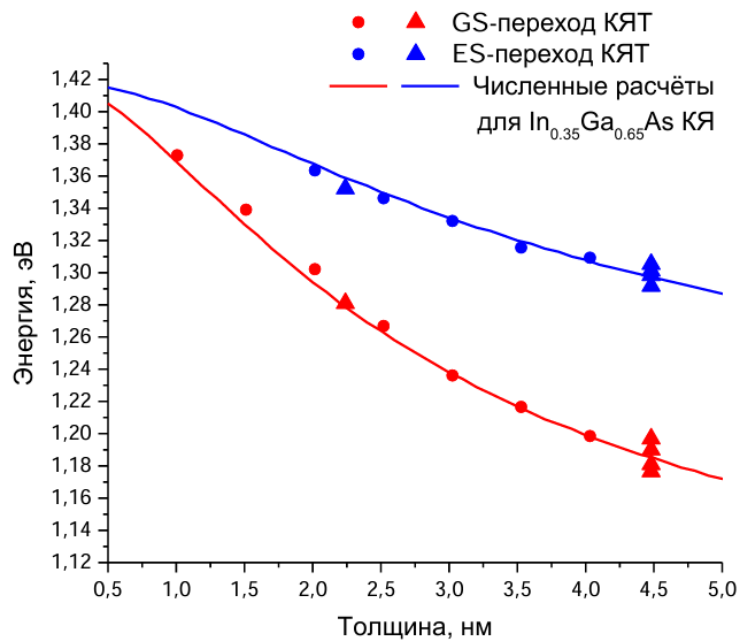


Рисунок 5 Расчетные зависимости энергии оптических переходов с участием тяжелой дырки (e1-hh1) и легкой дырки (e1-lh1) и спектральное положение максимумов пиков волноводных фотодиодов (треугольники) и солнечных элементов (квадраты) с КЯТ [A1].

Таким образом, несмотря на то что КЯТ представляют собой неоднородную систему с модуляцией толщины и состава, их оптические переходы соответствуют переходам в симметричной КЯ с эффективной толщиной и составом, что

подтверждается как численными расчётами, так и экспериментом. На основании этих результатов было сформулировано положение №2.

В ходе проводимых исследований фоточувствительности с поляризационным разрешением для волноводных фотодиодов длиной 0,1-2 мм, содержащих 1, 2, 5 или 10 слоёв КЯТ было установлено, что степень поляризационной анизотропии  $D_R$  на длинах волн перехода GS уменьшается с ростом как длины волновода, так и числа слоёв активной области, однако сохраняется при постоянстве их произведения. Таким образом, была получена зависимость  $D_R$  от эффективной длины: произведения длины на количество слоёв ( $L * N$ ) (рисунок 6).

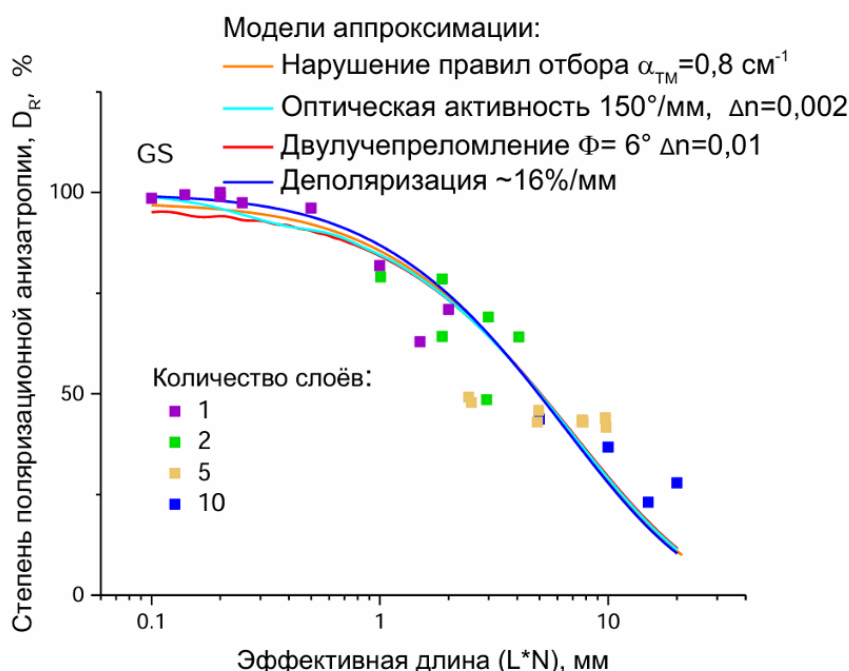


Рисунок 6 Степень поляризационной анизотропии фоточувствительности  $D_R$  на длине волны перехода GS в зависимости от эффективной длины (символы) и их аппроксимации в рамках различных моделей.

Такая зависимость  $D_R(L_{эфф})$  указывает на то, что наблюдаемое уменьшение степени поляризационной анизотропии с увеличением эффективной длины обусловлено взаимодействием излучения непосредственно с КЯТ. Этот результат стал основой для положения №3.

Рассмотрены 4 механизма такого взаимодействия: малое поглощение ТМ-поляризованного излучения, и трансформация поляризации за счёт гиротропии, двулучепреломления с наклоном оптических осей или деполяризации. Моделирование зависимости  $D_R(L_{эфф})$  для каждого из случаев в одинаковой степени согласуется с экспериментом (рисунок 6) и не позволяет однозначно определить механизм взаимодействия излучения с КЯТ. Для его определения были установлены оптимальные условия эксперимента: измерения состояния поляризации излучения, проходящего через фотодиоды длинами от 0,1 до 1 мм при входных ТЕ- и ТМ-поляризациях. Его проведение может стать продолжением настоящего исследования.

**В четвертой главе** описано сравнительное исследование лазерных диодов на основе КЯТ и КЯ на предмет возникновения двухуровневой генерации. Основные результаты опубликованы в работах [А5, А6]. Объектами исследования являются лазерные диоды на основе трёх структур, состав которых схематично представлен на рисунке 7.

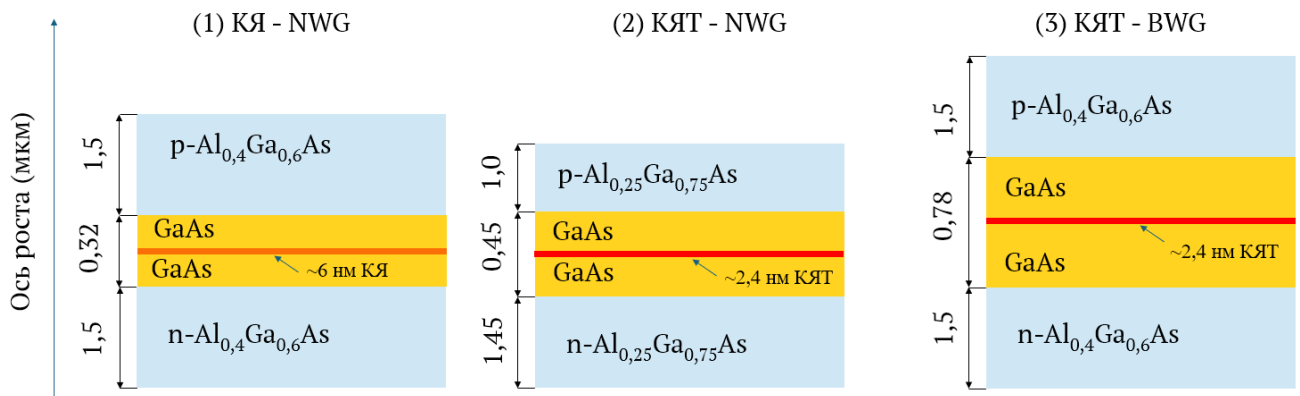


Рисунок 7. Схематическое изображение исследуемых структур с указанием состава и толщин слоёв. КЯ-NWG - структура с квантовой ямой и узким волноводом (1), КЯТ-NWG - структура с квантовыми яма-точками и узким волноводом (2), КЯТ-BWG структура с квантовыми яма-точками и широким волноводом (3).

Структура первого типа содержит в качестве активной области одиночную

КЯ  $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ , а две другие структуры - слой КЯТ  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ . Измерения спектров лазерной генерации проводились при импульсной электрической накачке (длительность - 200 нс, частота следования - 1 кГц).

Была исследована зависимость длины волны лазерной генерации от длины резонатора вблизи пороговых значений тока накачки (рисунок 8).

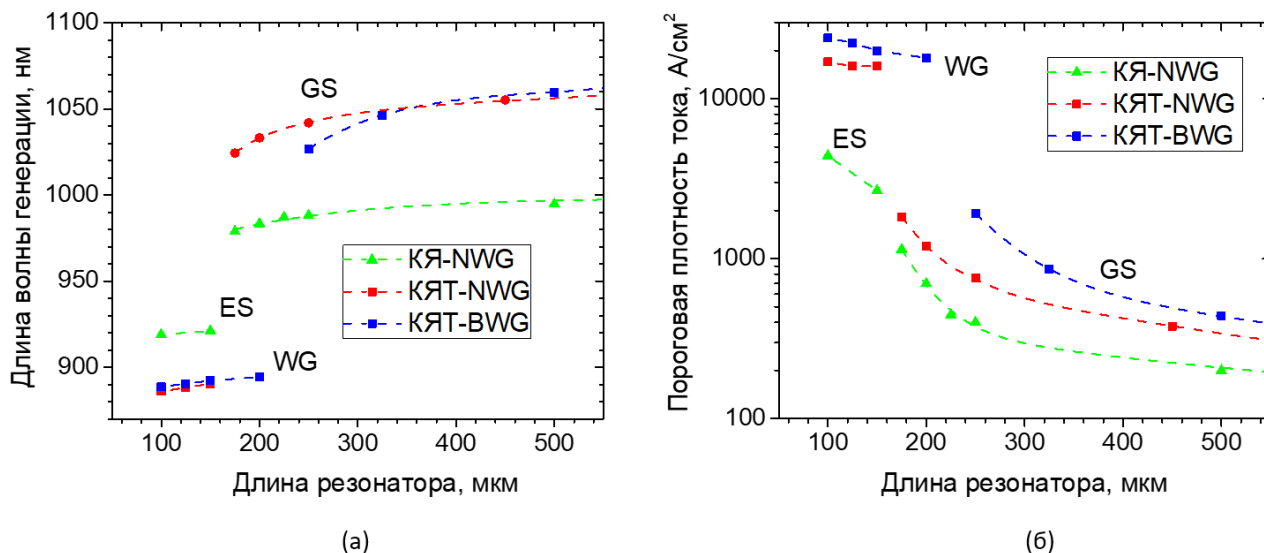


Рисунок 8. Длина волны генерации (а) и пороговая плотность тока (б) в зависимости от длины резонатора для исследуемых трёх типов лазеров с широким полосковым контактом.

В лазере на основе КЯ при уменьшении длины резонатора до 150 мкм происходит скачкообразное смещение длины волны генерации, что вызвано переключением с основного оптического перехода (GS) на возбуждённый (ES). Данный эффект хорошо изучен для лазеров на КЯ и КТ. С уменьшением длины резонатора возрастают внешние оптические потери. Это приводит к повышению плотности порогового тока. С ростом тока усиление на основном оптическом переходе достигает насыщенного значения. Если внешние оптические потери превышают усиление на длинах волн перехода GS, генерация переключается на переход ES, где усиление больше и условие лазерной генерации ещё выполняется [18].

Однако в лазерах на основе КЯТ с уменьшением длины резонатора

переключение режима генерации происходит сразу на межзонный оптический переход в волноводном слое GaAs (WG), минуя генерацию на переходе ES. Это объясняется одновременным насыщением усиления на переходах GS и ES в КЯТ с ростом тока накачки, в отличие от КЯ, где насыщенное усиление на переходе ES продолжает расти с насыщением усиления на GS [A5, A6].

Спектры лазерной генерации для трёх типов лазеров исследовались так же при накачках, значительно превышающих пороговые значения (рисунок 9).

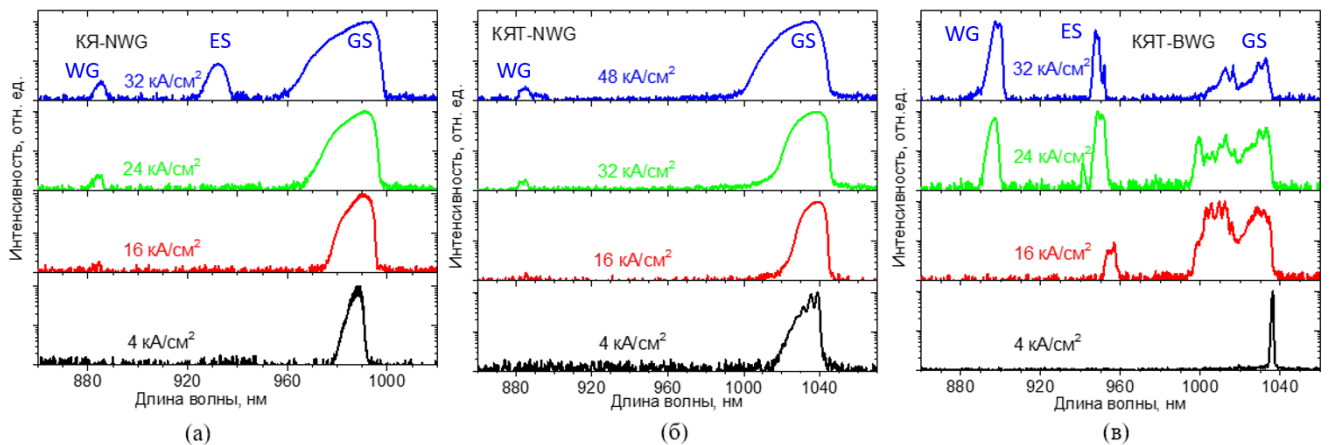


Рисунок 9. Спектры генерации лазеров с широким полосковым контактом (50 мкм) и длиной резонатора 250 мкм при различных плотностях тока накачки. КЯ-NWG (а), КЯТ-NWG (б) и КЯТ- BWG (в).

В лазерах на основе КЯ при плотности тока накачки  $32 \text{ кА/см}^2$  генерация происходит на переходах и GS, и ES. Для лазеров на основе КЯ и КТ данное явление объясняется недостаточной скоростью релаксации носителей с возбужденных энергетических состояний на основное и накоплению на возбужденном состоянии, что приводит к росту усиления вплоть до выполнения условия генерации [19].

Лазеры КЯТ-NWG (сопоставимые с КЯ-NWG по размерам волновода) демонстрируют генерацию только через переход GS в условиях высокой электрической накачки ( $48 \text{ кА/см}^2$ ) вплоть до появления генерации из волноводного слоя (рисунок 9, б).

Однако в лазерах КЯТ-BWG (с большей толщиной волноводного слоя) при повышении тока накачки возникает генерация на переходе ES, а затем и генерация

из волноводного слоя. Анализ волноводных мод показал, что появление генерации через переход ES в КЯТ-BWG лазерах сопровождается появлением вертикальной моды второго порядка [A5, A6]. Она имеет более низкие оптические потери, чем фундаментальная мода, за счёт большего коэффициента отражения от граней резонатора, что облегчает возникновение лазерной генерации на переходе ES.

Узкие волноводы (в лазерах КЯ-NWG и КЯТ-NWG ) были спроектированы так, что в них существует только фундаментальная мода. Это объясняет наличие генерации на переходе ES в лазерах КЯТ-BWG при отсутствии её в КЯТ-NWG.

Таким образом, лазеры с КЯТ демонстрируют генерацию на основном оптическом переходе как с ростом внешних потерь, так и при увеличении тока накачки, в отличие от лазеров с КЯ, где в данных условиях происходит переключение на более коротковолновый оптический переход. На основе этого результата сформулировано положение №4.

**В заключении** приводятся основные результаты диссертационной работы.

1. Предложен аналитический подход для отдельного учёта вклада конструкции волновода и свойств активной области в значение модального поглощения или усиления. Это позволяет рассчитывать характеристики волноводных оптоэлектронных приборов инвариантно относительно типа используемой в качестве активной области квантоворазмерной гетероструктуры.
2. Установлено, что волноводные гетероструктуры GaAs/AlGaAs с квантовыми яма-точками  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$  обладают в  $9 \pm 2$  раз более высоким насыщенным модальным усилением (или поглощением в отсутствие накачки), чем аналогичные структуры с квантовыми точками InAs, выращенными по механизму Странского–Крастанова.
3. Показана применимость модели КЯ с эффективными значениями содержания In и толщины для расчёта энергий оптических переходов в КЯТ.
4. Найден способ управления поляризационной чувствительностью волноводных фотодетекторов на основе КЯТ варьированием длины волновода и числа слоёв КЯТ.

5. Определены условия эксперимента для установления механизма снижения поляризационной чувствительности волноводных фотодиодов с КЯТ.
6. Показано, что торцевые лазеры на основе квантовых яма-точек InGaAs демонстрируют генерацию через основной оптический переход как в условиях высокой электрической накачки, так и при высоких внешних потерях, когда лазеры с сопоставимым волноводом на основе квантовых ям InGaAs демонстрируют переключение генерации на возбужденный оптический переход.
7. Показано, что генерация на возбужденном оптическом переходе в КЯТ возможна только на волноводных модах высших порядков.

#### **Список публикаций по теме исследования:**

- A1. Минтаиров С.А. Экспериментальное и теоретическое исследование спектров фоточувствительности структур с квантовыми ямами-точками  $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$  оптического диапазона 900–1050 нм / С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, М.В. Максимов, А.М. Надточий, А.А. Харченко, М.З. Шварц, А.Е. Жуков // Письма в журнал технической физики. — 2020. — Т. 46, №3. — С. 3-6.
- A2. Kharchenko A.A. Study of waveguide absorption in InGaAs "quantum well-dots" heterostructures / A.A. Kharchenko, A.M. Nadtochiy, S.A. Mintairov, Y.M. Shernyakov, A.A. Serin, N.Y. Gordeev, M.V. Maximov, A.E. Zhukov // Nano-Structures and Nano-Objects. — 2021. — Vol. 25. — Art. 100628.
- A3. Nadtochiy A.M. Saturated layer gain in waveguides with InGaAs quantum well-dot heterostructures / A.M. Nadtochiy, N.Y. Gordeev, A.A. Kharchenko, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, Y.M. Shernyakov, M.V. Maximov, A.E. Zhukov, Y. Berdnikov // Journal of Lightwave Technology. — 2021. — Vol. 39. — P. 7479-7485.
- A4. Харченко А.А. Бимодальность в спектрах электролюминесценции InGaAs квантовых ям-точек / А.А. Харченко, А.М. Надточий, А.А. Серин, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, S. Breuer // Физика и техника полупроводников. — 2022. — Т. 56, № 1. — С. 97-100.

- A5. Maximov M.V. Impact of modal gain and waveguide design on two-state lasing in quantum well-dot lasers / M.V. Maximov, Y.M. Shernyakov, G.O. Kornyshev, A.A. Beckman, F.I. Zubov, A.A. Kharchenko, A.S. Payusov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, V.G. Dubrovskii, N.Y. Gordeev // *Optics Letters*. — 2024. — Vol. 49. — P. 6213-6216.
- A6. Beckman A.A. Two-State Lasing in Quantum Well and Quantum Well-Dot Lasers / A.A. Beckman, G.O. Kornyshev, Y.M. Shernyakov, N.Y. Gordeev, A.S. Payusov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, O.I. Simchuk, A.A. Kharchenko, M.V. Maximov // *Journal of Applied Spectroscopy*. — 2025. — Vol. 92. — P. 76–82.

### **Литература:**

1. Алферов Ж.И. Двойные гетероструктуры: концепция и применения в физике, электронике и технологии / Ж.И. Алферов // *Успехи физических наук*. — 2002. — Т. 172, № 9. — С. 1068-1086.
2. Жуков А.Е. Приборные характеристики длинноволновых лазеров на основе самоорганизующихся квантовых точек: обзор / А.Е. Жуков, М.В. Максимов, А.Р. Ковш // *Физика и техника полупроводников*. — 2012. — Т. 46, № 10. — С. 1249–1273.
3. Hou X. Effect of InAs insertion layer on the structural and optical property improvement of InGaAs/InAlAs multiple quantum wells / X. Hou, Y. Kang, F. Lin, B. Meng, K. Li, J. Tang, Z. Wei, Q. Hao // *Journal of Alloys and Compounds*. — 2024. — Vol. 984. — Art. 173910.
4. Al Saqri N.A. Investigation of electrically active defects in InGaAs quantum wire intermediate-band solar cells using deep-level transient spectroscopy technique / N.A. Al Saqri, J.F. Felix, M. Aziz, V.P. Kunets, D. Jameel, D. Taylor, M. Henini, M.S. Abd El-Sadek, C. Furrow, M.E. Ware, M. Benamara, M. Mortazavi, G. Salamo // *Nanotechnology*. — 2017. — Vol. 28, № 4. — Art. 045707.
5. Cho H. Stability and controllability of InGaAs/GaAsP wire-on-well (WoW) structure for multi-junction solar cells / H. Cho, K. Toprasertpong, H. Sodabanlu, K. Watanabe, M. Sugiyama, Y. Nakano // *Journal of Crystal Growth*. — 2017. — Vol. 464. — P.

- 86–93.
6. Yu Q. InGaAs-Based Well–Island Composite Quantum-Confined Structure with Superwide and Uniform Gain Distribution for Great Enhancement of Semiconductor Laser Performance / Q. Yu, X. Li, Y. Jia, W. Lu, M. Zheng, X. Zhang, Y. Ning, J. Wu // *ACS Photonics*. — 2018. — Vol. 5, № 12. — P. 4896–4902.
  7. Mintairov S.A. Hybrid InGaAs quantum well–dots nanostructures for light-emitting and photo-voltaic applications / S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S. Rouvimov, A.E. Zhukov // *Nanotechnology*. — 2015. — Vol. 26, № 38. — Art. 385202.
  8. Baidus N.V. On the Application of Strain-Compensating GaAsP Layers for the Growth of InGaAs/GaAs Quantum-Well Laser Heterostructures Emitting at Wavelengths above 1100 nm on Artificial Ge/Si Substrates / N.V. Baidus, V.Y. Aleshkin, A.A. Dubinov, Z.F. Krasilnik, K.E. Kudryavtsev, S.M. Nekorkin, A.V. Novikov, A.V. Rykov, D.G. Reunov, M.V. Shaleev, P.A. Yunin, D.V. Yurasov // *Semiconductors*. — 2018. — Vol. 52, № 12. — P. 1547–1550.
  9. Жуков А.Е. Внутренние потери в инжекционных лазерах на основе квантовых яма-точек / А.Е. Жуков, А.М. Надточий, Н.В. Крыжановская, Ю.М. Шерняков, Н.Ю. Гордеев, А.А. Серин, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, А.С. Паюсов, Г.О. Корнышов, М.В. Максимов, Y. Wang // *Физика и техника полупроводников*. — 2022. — Т. 56, № 9. — С. 922–927.
  10. Coldren L.A. Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits / L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Mashanovitch. — 2nd ed. — Hoboken: Wiley, 2012.
  11. Жуков А.Е. Влияние возбуждённого оптического перехода на фактор уширения спектральной линии лазеров на квантовых точках / А.Е. Жуков, А.В. Савельев, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Е.М. Аракчеева // *Физика и техника полупроводников*. — 2012. — Т. 46, № 2. — С. 235–240.
  12. Salhi A. Enhanced modal gain of multilayer InAs/InGaAs/GaAs quantum dot lasers emitting at 1300 nm / A. Salhi, L. Fortunato, L. Martiradonna, R. Cingolani, M. De Vittorio, A. Passaseo // *Journal of Applied Physics*. — 2006. — Vol. 100, № 12. — Art. 123111.

13. Zhukov A.E. Gain characteristics of quantum dot injection lasers / A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Y. Egorov, N.N. Ledentsov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, Y.M. Shernyakov, V.I. Kopchatov, A.V. Lunev, P.S. Kop'ev, D. Bimberg, Z.I. Alferov // *Semiconductor Science and Technology*. — 1999. — Vol. 14, № 1. — P. 118–123.
14. Salhi A. High efficiency and high modal gain InAs/InGaAs/GaAs quantum dot lasers emitting at 1300 nm / A. Salhi, L. Fortunato, L. Martiradonna, M.T. Todaro, R. Cingolani, A. Passaseo, M. De Vittorio // *Semiconductor Science and Technology*. — 2007. — Vol. 22, № 4. — P. 396–398.
15. Yu Y. Photocurrent polarization anisotropy of randomly oriented nanowire networks / Y. Yu, V. Protasenko, D. Jena, H. Xing, M. Kuno // *Nano Letters*. — 2008. — Vol. 8, № 5. — P. 1352–1357.
16. Карпович И.А. Фотоэлектрическая спектроскопия полупроводников / И.А. Карпович // *Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского*. — 2010. — № 5. — С. 233–242.
17. Van de Walle C.G. Theoretical study of band offsets at semiconductor interfaces / C.G. Van de Walle, R.M. Martin // *Physical Review B*. — 1987. — Vol. 35, № 15. — P. 8154–8165.
18. Maximov M.V. Gain and threshold characteristics of long wavelength lasers based on InAs/GaAs quantum dots formed by activated alloy phase separation / M.V. Maximov, L.V. Asryan, Y.M. Shernyakov, A.F. Tsatsul'nikov, I.N. Kaiander, V.V. Nikolaev, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Z.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 2001. — Vol. 37, № 5. — P. 676–683.
19. Korenev V.V. Effect of modulation p-doping level on multi-state lasing in InAs/InGaAs quantum dot lasers having different external loss / V.V. Korenev, A.V. Savelyev, M.V. Maximov, F.I. Zubov, Y.M. Shernyakov, M.M. Kulagina, A.E. Zhukov // *Applied Physics Letters*. — 2017. — Vol. 111, № 23. — Art. 132103.