

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

На правах рукописи

Лысак Владимир Валерьевич

**РАЗРАБОТКА ЭЛЕМЕНТОВ СВЕРХКОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ  
СОЕДИНЕНИЙ С УЧЕТОМ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ И  
ТРАНСПОРТА НОСИТЕЛЕЙ В МИКРОРЕЗОНАТОРАХ И  
НАНОСТРУКТУРАХ**

**01.04.01 - Приборы и методы экспериментальной физики**

**01.04.10 – Физика полупроводников**

Диссертация на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Санкт Петербург– 2016

# **РАЗРАБОТКА ЭЛЕМЕНТОВ СВЕРХКОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ С УЧЕТОМ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ И ТРАНСПОРТА НОСИТЕЛЕЙ В МИКРОРЕЗОНАТОРАХ И НАНОСТРУКТУРАХ**

## **СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	8
1.1 Актуальность темы диссертации	8
1.2 Цель и задачи исследований	11
1.3 Объект исследований	14
1.4 Методы исследований	14
1.5 Научная новизна полученных результатов	15
1.6 Научная и практическая значимость полученных результатов	16
1.7 Основные положения, выносимые на защиту	17
1.8 Апробация результатов диссертации	18
2. Основные характеристики элементов высокоскоростных сверхкоротких оптических соединений	19
2.1 Современное состояние и перспективные направления развития протоколов ввода/вывода систем обработки информации следующего поколения	19
2.2 Преимущества оптических соединений	23
2.3 Элементы и характеристики сверхкоротких оптических соединений	25
2.3.1 Источники излучения	25
2.3.2 Фотоприемники	31
2.3.3 Полупроводниковые оптические усилители	36

2.4 Модель взаимодействия процессов в оптоэлектронном приборе и постановка задачи	43
2. 4. 1 Математическое представление оптического излучения	45
2. 4. 2 Математическое представление переноса носителей в структуре	47
2. 4. 3 Распределение температуры и источники тепла	49
2. 4. 4 Интегральная модель усиления	50
Выводы	51
3. Вертикально излучающие лазеры с внутриврезонаторными контактами	53
3.1 Структуры вертикально излучающих лазеров с внутриврезонаторными контактами и оксидным ограничивающим окном	53
3.2 Описание структуры	58
3.3 Численное моделирование	60
3.3.1 Температурная фокусировка зеркал	60
3.3.2 Глубина проникновения поля и эффективный показатель преломления	65
3.4 Анализ результатов расчета	69
3.4.1 Отношение радиуса верхнего зеркала и оксидного окна	69
3.4.2 Толщина градиентного слоя	75
3.4.3 Толщина контактного слоя	80
3.4.4 Активная область с разнесенными квантовыми ямами	84
3.5 Анализ модуляционных характеристик	90
3.6 Повышение эффективности выхода излучения из светодиодов	98

Выводы	101
4. Резонансный фотодиод	103
4.1 Исследуемая структура	104
4.2 Модели квантовой эффективности резонансного фотодиода	106
4.2.1 Метод матриц переноса	106
4.2.2 Аналитический метод	107
4.3 Результаты моделирования	110
4.4 Совмещение длин волн	113
4.4.1 Неравномерность распределения выращенной слоистой структуры по плоскости подложки	116
4.4.2 Температурное смещение длины волны в область больших длин волн	118
4.4.3 Регулировка длины волны резонансного фотодиода	120
4.4.4 Смещение резонансной частоты 980-нм резонансного фотодиода	124
4.5 Сравнительные характеристики зависимости полосы модуляции от толщины поглощаемого слоя p-i-n фотодиода и резонансного фотодиода	127
4.5.1 Модуляционные свойства стандартного p-i-n фотодиода	
4.5.2 Модуляционные свойства резонансного фотодиода	127
Выводы	131
5. Полупроводниковые оптические усилители на основе многослойный асимметричных квантово-размерных структур	134
	135

5.1 Лазерная система с полупроводниковым оптическим усилителем	135
5.1.1 Анализ процессов переноса носителей в асимметричной структуре со многими квантовыми ямами	135
5.1.2 Времена переноса носителей	140
5. 2. Динамика температуры носителей	141
5.3 Прохождение оптических импульсов через активную область полупроводниковых оптических усилителей	144
5.4 Анализ оптических свойств	144
5.5 Расчет энергетических зон и определение материальных параметров	150
5.6 Определение времен переноса в полупроводниковых оптических усилителях	154
5.6.1 Эффективность захвата	154
5.6.2 Время туннелирования	159
5.7 Спектральные характеристики	163
5.8 Характеристики насыщения	166
5.9 Лазерная система для передачи и обработки сверхкоротких оптических импульсов	170
5.9.1 Прохождение оптического импульса	170
5.9.2 Динамика распределения носителей	170
5.9.3 Динамика температуры носителей	173
5.9.4 Изменение импульсом накачки условий прохождения пробного импульса	176
Выводы	179
6. Методы изготовления и измерения основных характеристик элементов сверхкоротких оптических соединений	181

6.1	Процесс изготовления вертикально излучающего лазера с оксидным ограничением и асимметричными контактами	181
6.1.1	Слоистая структура лазера для его эпитаксиального роста	181
6.1.2	Метод травления с помощью индуктивно связанной плазмы	186
6.1.3	Метод избирательного окисления во влажной среде	188
6.1.4	Напыление контактов	192
6.2	Измерение характеристик вертикально излучающего лазера	194
6.2.1	Вольт – и ватт амперные характеристики лазера с различным значением диаметра оксидного окна	196
6.2.2	Спектральные характеристики лазера	198
6.2.3	Измерение скоростных характеристик лазера	201
6.3	Изготовление структуры резонансного фотодиода	204
6.4	Экспериментальные характеристики резонансного фотодиода	204
6.4.1	Измерение тока утечки	207
6.4.2	Измерение ёмкостной характеристики	210
6.4.3	Оптические характеристики структуры	210
6.4.4	Измерение фототока	214
6.4.5	Измерение отклика резонансного фотодиода	214
6.4.6	Динамические характеристики резонансного фотодиода	217
6.5	Объединение элементов сверхкоротких оптических соединений	221
6.5.1	Волоконно-оптическое соединение	221

6.5.2 Интегрированный волновод со скошенными 45° зеркальными краями	226
6.6 Измерение характеристик полупроводниковых опти- ческих усилителей	229
6.7 Технология увеличения эффективности выходного излучения светодиодов	232
Выводы	235
7. Общие выводы	238
Список использованных источников	245
Список источников автора	262
Список условных обозначений	275

# **1.ВВЕДЕНИЕ**

## **1.1 Актуальность темы диссертации**

Компьютеры и информационные технологии уже прочно вошли в повседневную жизнь современного человека. Также поражает воображение разнообразности техники и ее функциональность – от карманных компьютеров размером с мобильный телефон, до огромных кластеров суперкомпьютеров. Кроме того, появляются новые теории создания оптических компьютеров, где в качестве переносчиков информации будут служить не электроны, а фотоны, что, в конечном счете, приведет к последовательной замене проводных соединений оптическими. Глобализация общества привела к объединению с помощью Интернета, что дало сильный толчок в развитии систем связи.

Волоконно-оптические линии связи доминируют над проводными в высокоскоростных системах длиной больше 100 метров вследствие более широкой полосы модуляции оптического канала. Уже сегодня скорость передачи 10 Гбит/с стал промышленным стандартом [1]. Однако для более коротких расстояний (локальные и периферийные соединения) проводные соединения все еще являются основной технологией из-за ее простоты и дешевизны исполнения.

Проводные соединения достигнут своего максимума модуляции в 15 ГГц уже к концу 2015 года[2]. Переход от проводных соединений к оптическим должен быть гибким и зависеть не только от специфических требований к реальным системам, но также и от того, как быстро будет снижаться стоимость элементов вследствие улучшения технологии сборки, увеличиваться количество конечных потребителей, а также более высокой степени интеграции систем и развития стандартов. В этом случае наиболее вероятным видится переход в виде гибридных оптоэлектронных систем, в которых основные вычислительные функции выполняют электронные элементы, а их соединение обеспечивают оптические системы.

Для увеличения полосы пропускания будущих поколений систем приёма- передачи может быть использован информационный оптический соединительный модуль, включающий в себя передающий и приемный блоки и волоконно-оптический (для расстояний от десятка сантиметров до 1 метра) [3], интегрально-оптический или беспроводный волноведущий канал (для более коротких расстояний), который в случае малых расстояний между приемником и передатчиком получили название сверхкороткого оптического соединения (СКОС) [4].

Сверхкороткие оптические соединения представляют сегодня одну из наименее развитых областей оптоэлектроники. Поэтому необходимы новые методы и инструменты для моделирования, основанные на хорошем понимании физических процессов и точных знаниях об исходных параметрах, для создания широкого класса систем оптической связи и используемых в них полупроводниковых квантоворазмерных приборов.

Важнейшими элементами оптоэлектроники являются полупроводниковые лазеры. Их потребность для современной науки и техники будущего подтверждается присуждением Нобелевской премии по физике в 2000 году Ж. И. Алферову [5] и Х. Кремеру [6] за вклад в создание и развитие полупроводниковых гетероструктур и их использование в высокоскоростных электронных и оптоэлектронных системах. В физике лазеров уже сформировалась новая область полупроводниковых лазерных гетероструктур с квантовым ограничением, которая обеспечила прорыв во многих направлениях оптоэлектроники, в том числе и в оптоволоконных системах передачи данных.

Квантово-размерные (КР) технологии [7] с использованием многочисленных слоев толщиной, сравнимой с длиной волны де Бройля, позволяют изготовить лазеры с чрезвычайно широкой полосой модуляции. К пионерским работам в этой области, заложившим фундаментальные основы, следует отнести работы, выполненные группами ученых России [8-11], США [12, 13], Японии [14], европейских университетов [15-18] и др.

Существующие приборы в настоящее время не удовлетворяют требованиям СКОС ввиду таких как недостатков, как сложность интегрирования элементов на малой

площади платы, пока еще высокого энергопотребление и существенное влияние температуры на изменение длины волны и величины порогового тока и др.

Это определяет наличие проблемы создания активных и пассивных элементов СКОС с требуемым быстродействием, шириной спектра, энергопотреблением и адекватного теоретического описания физических процессов и наблюдаемых мощностных, модуляционных и спектральных характеристик данных систем.

Прежде всего, стоит проблема адекватного теоретического описания физических процессов переноса носителей заряда в полупроводниковой структуре при разных режимах работы лазера и их взаимодействия между собой и с полем излучения. Это позволит с большей степенью точности объяснить причины ограничения ширины полосы модуляции и дать практические рекомендации по совершенствованию технологии и конструкций гетеролазеров. Кроме того, целесообразно обеспечить совместимость методов анализа для разных типов конструкций гетеролазеров и создать универсальные и удовлетворительные средства их моделирования.

Таким образом, важная научная проблема будет заключаться *в разработке новых и развитии существующих методов анализа указанных элементов, адекватном теоретическом описании процессов генерации, усиления и передачи оптического излучения в высокоскоростных сверхкоротких оптических соединениях, получении новых данных, характеризующих работу этих систем и определении путей улучшения их характеристик.*

В такой совокупности перечисленные задачи еще не ставились, а в отдельной постановке практически ни одна из них не имеет законченного решения.

Качественный анализ физических аспектов, опыт предшествующих отечественных и зарубежных исследований и практических разработок показывает, что перспективным для решения указанной совокупности задач, а также развития теории и технологии активных и пассивных элементов современной оптоэлектроники является применение методов комплексного моделирования статических и динамических процессов с учетом влияния неравномерного распределения носителей в сложных микро- и наноструктурах.

Решение проблемы, в целом, требует обширного теоретического и экспериментального исследования процессов переноса носителей заряда, генерации фотонов в многослойных симметричных и асимметричных квантово-размерных полупроводниковых структурах и распространения оптического сигнала через оптические каналы малой длины и формирования новых принципов построения эффективных источников оптического излучения для СКОС. Результаты этих исследований могут найти применение в развитии разработок полупроводниковых приемо-передатчиков и сверхскоростных суперкомпьютеров нового поколения.

Связь работы с научными программами, планами, темами - Диссертация выполнена на кафедре физических основ электронной техники Харьковского национального университета радиоэлектроники (ХНУРЭ) и Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук (ФТИ), соответствует научному направлению кафедры и по своей тематике отвечает паспорту специальностям 01.01.01 - Приборы и методы экспериментальной физики и 01.04.10 –Физика полупроводников. Полученные в работе результаты были использованы в ходе выполнения хоздоговорных НИР, а также инициативных НИР, проводимых на кафедре физических основ электронной техники ХНУРЭ, и ФТИ. Кроме того, некоторые результаты по моделированию полупроводниковых систем и сравнения с экспериментальными данными получены в рамках международного сотрудничества с королевским технологическим институтом (Швеция), университетом Ямагата (Япония) и научно-исследовательского института города Гвангджу (Южная Корея), национального университета Чонбук, г. Джонджу (Южная Корея), университета ИТМО и ФТИ г. Санкт- Петербург (Россия).

## **1. 2 Цель и задачи исследований**

Цель диссертационной работы состоит в том, чтобы создать элементную базу для высокоскоростных сверхкоротких оптических соединений, и адекватно

описать статические и динамические процессы в таких структурах.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить такие основные задачи:

- Определить основные закономерности, связанные с ограничением предельных частотных возможностей элементов СКОС (длина соединения от нескольких метров до нескольких миллиметров) с частотой передачи выше 10 Гбит/с по одному каналу.
- Развить теорию неравномерного распределения носителей заряда в структуре полупроводникового лазера с вертикальным излучением и резонансного фотодиода и с ее помощью проанализировать влияние геометрических параметров на рабочие характеристики элементов СКОС.
- Развить методы геометрического и частотного совмещения приемопередатчика с целью уменьшения потерь в канале связи.
- Сформулировать модели и алгоритмы для описания полупроводниковых лазеров со сложной конфигурацией с учетом геометрических особенностей и температурных факторов на скоростные свойства прибора и с их помощью сформулировать решения, направленные на улучшение динамических свойств элементов СКОС
- Развить теоретическую модель и исследовать возможность включения в данную систему полупроводникового оптического усилителя оригинальной конструкции в качестве элемента управления сверхкоротких оптических импульсов фемтосекундной длительности для обработки сверхмассивных баз данных (аэрокосмические исследования, моделирование, прогноз и предупреждение атмосферных катаклизмов) в суперкомпьютерах нового поколения
- Развить модель распределения оптического излучения в высокоэффективных светодиодах с нижним зеркалом со встроенными дефектами
- Обобщить анализ потерь, и передающих характеристик волоконно-оптического, и интегрально-оптического волноводного канала для

соединений различной длины

### **1.3 Объект исследований**

Объектами исследования являются активные полупроводниковые инжекционные гетероструктуры с симметричными и асимметричными квантово-размерными активными слоями и пассивные каналы передачи оптического сигнала.

*Предмет исследований* - динамические процессы переноса носителей заряда и их взаимодействия с оптическим полем в активной области полупроводникового лазера при высокоскоростной модуляции и влиянии свойств пассивного канала на динамические характеристики СКОС.

### **1.4 Методы исследований**

В работе были использованы известные методы теоретической физики. При исследовании переноса в КРС структурах использованы уравнения Шредингера, Пуассона, уравнения непрерывности. Для исследования линейного и нелинейного усиления применены методы матрицы плотности и эффективные уравнения Блоха. Анализ динамических характеристик гетеролазеров и амплитудно-фазовой связи в активных и пассивных элементах выполнен на основе методов эквивалентных схем, приближения скоростных уравнений, уравнений теплопроводности, уравнения Гельмгольца и метода лучевого распространения.

### **1.5 Научная новизна полученных результатов**

1. Усовершенствован метод анализа транспортных эффектов распределения носителей заряда в сложной структуре вертикально излучающих лазеров с внутрирезонаторными контактами (ВИЛВК) и изменении характера и длительности процессов накопления и распределения носителей в области квантовой ямы.

2. Впервые, на основе малосигнального анализа полупроводниковых ВИЛВК, выполнены оценки влияния температуры, уровня мощности накачки и глубины модуляции на выходные характеристики. Доказана возможность достижения полосы модуляции лазера при аналоговом малосигнальном режиме модуляции до 10 ГГц.
3. Впервые сформулирована и обоснована численная динамическая модель квантово - размерного полупроводникового оптического усилителя с асимметричными квантовыми ямами в виде неоднородной системы дифференциальных уравнений с учетом эффекта температурной релаксации и переноса носителей в каждом слое.
4. Впервые теоретически обоснована частотная зависимость насыщения оптического усиления при прохождении сверхкороткого оптического сигнала через активную область, что позволило сформулировать новый принцип переключателя частоты в системах связи будущего поколения.
5. Предложен новый метод описания усиления в полупроводниковом оптическом усилителе с учетом туннелирования электронов через тонкие барьеры и зависимости эффективности захвата от концентрации носителей в квантовой яме, что позволило обосновать способ получения спектра усиления с шириной 160 нм и улучшенной равномерности.

### **1.6 Научная и практическая значимость полученных результатов**

- Предложены новые модели, которые более точно описывают наблюдаемые стационарные и динамические характеристики оптоэлектронных приборов. Предложены методы оптимизации геометрических параметров элементов СКОС с улучшенными динамическими характеристиками.
- Разработаны программы расчета основных характеристик полупроводниковых лазеров, оптических усилителей и фотодиодов с квантово-размерной активной структурой. Предложены новые эффективные алгоритмы для анализа распределения носителей и оптического излучения в

структурах со сложной геометрией.

- Получены практические рекомендации по выбору конструкций полупроводниковых лазеров с вертикальным резонатором с внутренними контактами и даны рекомендации для увеличения квантовой эффективности резонансного фотодиода.
- Определена и объяснена частотная зависимость времени восстановления усиления при прохождении через оптический усилитель проходящего типа оптического сигнала длительностью 100 фс.
- Основываясь на новых представлениях об особенностях динамического поведения высокоскоростных СКОС разработаны новые методы описания и алгоритмы анализа полупроводниковых приборов с квантово-размерной активной областью разной конфигурации, которые могут быть использованы для решения широкого круга проблем оптоэлектроники и лазерной физики.

Результаты работы использованы при подготовке учебных планов и программ новой специальности "Лазеры и оптоэлектронная техника" в Харьковском национальном университете радиоэлектроники, при чтении новых курсов лекций "Основы волоконной и интегральной оптики", "Полупроводниковые лазеры", "Квантово-размерные структуры", "Волоконно-оптические системы", "Современные направления в квантовой электронике".

### **1.7. Основные положения, выносимые на защиту**

1. Управление эффектом скопления тока и сопротивления высокоскоростных полупроводниковых вертикально излучающих лазеров с внутриврезонаторными контактами позволяет получить приборы с улучшенными модуляционными характеристиками.
2. Сопряжение рабочей длины волны резонансного фотодиода с вертикально излучающим лазером и перестройка частоты вследствие неравномерности роста структуры по площади подложки и за счет управления фазой

коэффициента отражения позволяет снизить чувствительность приемника с 4 дБ до 0.3 дБ.

3. Адекватный учет эффектов переноса и нагрева носителей в каждой квантовой яме в динамической модели полупроводникового оптического усилителя с квантоворазмерными активными слоями различного состава в виде неоднородной системы дифференциальных уравнений, позволил правильно трактовать частотно зависимый отклик усилителя в режиме воздействия ультракороткого сигнала фемтосекундной длительности.
4. Учет насыщения эффективности захвата в зависимости от концентрации носителей позволил более корректно описать изменение спектра усилителя в широком диапазоне изменения тока накачки в диапазоне от 10 до 200 мА с погрешностью менее 3 %.
5. Учет эффекта туннелирования между квантовыми ямами различного состава позволил описать экспериментальные времена медленного восстановления динамической характеристики усилителя с погрешностью мене 5%.

## **1.8 Апробация результатов диссертации**

Результаты работы докладывались на ряде международных, всеукраинских и российских отраслевых конференций, и семинаров, в том числе:

"IEEE/LEOS Int. Workshop on Laser and Fibre-Optical Networks Modeling, LFNМ" (2001, 2002, 2004, 2006, 2003, 2005, 2011, 2013), "Microcavity light sources" (Padeborn, 2001), Int. Conference on Transparent Optical Networks ICTON (Poland 2001, 2002, 2004, 2007), 6-th Int. Conf. CADSM 2001 (Львов, 2001), Int. Conf. IQEC/LAT (Москва 2002), IV International Scientific Technical Conference on Quantum Electronics (Минск, 2002), "Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, ММЕТ" (2000, 2002, 2008, 2012), International Conference Nonlinear Optics of Liquid and Photorefractive Crystals (NOLPC'2002) (Алушта 2002), Int. Conference on lasers and Electro-optics (CLEO/Europe 2003) (Германия 2003), III Intern. Conference «*Optics - 2003*» (Санкт-Петербург 2003), JAPAM - 2003 Autumn JSAP

annual meeting, (Nagoya, Japan, 2003), The 2003 Institute of Electronics, Information and Communication Engineering (IEICE) Society Conference (Niigata, Japan, 2003), IEEE/LEOS International Conference on Numerical Simulation of Semiconductor Optoelectronic Devices (NUSOD), (2003, 2006, 2008, 2009), 2<sup>nd</sup> Meeting on "Creation of Ultrahigh-Speed Optical Buffer Memory with Shift Register," Yamagata University, (Yonezawa, Japan, 2003), 7<sup>th</sup> International Symposium on Contemporary Photonics Technology (CPT'2004) (Tokyo, Japan, 2004), Photonics Conference 2004 (Danyang, Republic of Korea, 2004), 10<sup>th</sup> Opto-Electronics and Communications Conference (OECC 2005) (Seoul, Korea, 2005), Frontiers in Optics 2006 (New York 2006), Int. Workshop on Optoelectronic Physics and Technology (Kharkov, Ukraine, 2007), CLEO®/Pacific Rim 2007 (Seoul, Korea), 7<sup>th</sup> Belarusian-Russian Workshop Semiconductor lasers and systems, (Minsk, 2009), 8<sup>th</sup> Int. Conference on nitride semiconductors, (South Korea, 2009), Nanotechnology (IEEE-NANO) (2010), High-Capacity Optical Networks and Enabling Technologies (HONET) (2010), Int. Conference State of art trends of scientific research of artificial and natural nanoobjects (STRANN 2016) (Россия, 2016), 17<sup>th</sup> Int. Conference "Laser Optics 2016" (Россия, 2016).

Работа была рассмотрена на НТС Харьковского национального университета радиоэлектроники (ХНУРЭ) и ФТИ им. А.Ф.Иоффе г. Санкт Петербург; расширенных семинарах кафедры "Физических основ электронной техники" ХНУРЭ.

Достоверность результатов, полученных в диссертации, обеспечивается глубиной анализа проблем, применением строгих квантово-механических методов и зонной теории полупроводников и методов полуклассической теории лазеров, а также адекватных граничных условий и соответствующих методов решения; экспериментальной проверкой основных теоретических результатов, полученных для различных типов исследуемых элементов, тестированием программных продуктов и сравнением с экспериментальными и теоретическими результатами других авторов, в том числе в рамках совместных работ с международными партнерами.

Все основные результаты диссертации получены лично автором. В работах, опубликованных с соавторами, автору принадлежит постановка задач, разработка физических и математических моделей и методов решения. Разработка алгоритмов и проведение численных расчетов, а также обсуждение результатов выполнено совместно.

Основные результаты диссертации опубликованы в 45 статьях [A1-A45] в профильных научных изданиях и рецензируемых зарубежных журналах и сборниках, - в 57 трудах международных и всероссийских научных конференций, и семинаров [A46-A102].

Диссертация состоит из введения, шести разделов, заключения, списка использованных источников из наименования, приложения и примечания. Полный объем работы составляет 274 страниц и содержит 99 рисунков и 11 таблиц.

## РАЗДЕЛ 2

### ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕМЕНТОВ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ СВЕРХКОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

#### 2. 1 Современное состояние и перспективные направления развития протоколов ввода/вывода систем обработки информации следующего поколения

Стремительный рост количества интернет пользователей, а также увеличивающаяся популярность таких сетевых приложений, как телевидение высокой четкости, виртуализация, VoD (Video on Demand – видео по запросу), и интернет-телефонии, приводит к более высоким требованиям к системам передачи данных. На рисунке 2.1 представлена история развития протоколов ввода вывода и соответствующих скоростей передачи данных для проводных соединений на материнских платах современных компьютеров. Протоколы соединений Industry Standard Architecture (ISA) (частота 8.33 МГц, 16-ти разрядная шина) [20] и Peripheral Component Interconnect (PCI) (частота 33 МГц) [21] были преобладающими технологиями в 1980-х и в 1990-х годах соответственно. В технологии PCI была использована 32-х разрядная шина для объединения периферийных устройств в компьютере. Увеличение полосы модуляции PCI шины требовало увеличения количества микросхем на плате, что привело к увеличению ее стоимости и размеров. Параллельно развивались и другие стандарты, такие как EISA (extended ISA – расширенная 32-х разрядная ISA), MCA (Micro Channel Architecture – микроканальная архитектура выпущенных корпорацией IBM компьютеров PS/2), VESA (Video Electronics Standards Association – ассоциация по стандартам в видеоэлектронике), VLB (VESA Local Bus – локальная шина VESA) и др. Когда появились графические ускорители и, соответственно, трехмерные игры, пропускной способности PCI

стало не хватать. Чтобы исправить сложившуюся ситуацию, специалисты разработали стандарт AGP (Accelerated Graphics Port - Порт ускоренной графики), работающий на частоте 66 МГц. Позднее появились AGP 2-х, 4-х и 8-и канальные, а пропускная способность перевалила за 2 ГГц. На данный момент, протокол 3-го поколения PCIE (PCI express – ускоренный PCI), разработанный консорциумом Signal Interest Group (SIG) является промышленным стандартом [22]. PCIE, как ожидается, будет основным стандартом объединения периферийных устройств в настольных компьютерах, использующих структуру шины точка-точка (point-to-point). PCIE – шина последовательная, что в нынешних условиях предполагает более высокую производительность [23]. Каждый канал работает на частоте 250 МГц в каждую сторону, что почти вдвое больше пропускной способности обычной PCI. Всего каналов может быть 32, а суммарная пропускная способность достигать 16 ГГц.

Однако выше 15 ГГц использование проводных соединений является проблематичным из-за частотно зависимых потерь, таких как поверхностный эффект (skin effect) [24-26] проводящих материалов соединений и диэлектрических материалов подложки [27]. В этом случае, основная часть подвижных носителей зарядов располагается у поверхности токопроводящего слоя. Отрицательное действие поверхностного эффекта проявляется в том, что электроны не распространяются в середине токопроводящего слоя, что увеличивает реактивное сопротивление проводника.

Реактивная составляющая плоского проводника (дорожка на печатной плате) определяется формулой (2.1):

$$R_{AC} = \frac{2.61 \cdot 10^{-7} \sqrt{f \rho_r}}{2(w + h)}, \quad (2.1)$$

где  $R_{AC}$  - реактивное сопротивление, Ом/мм;

$f$  - частота, Гц;

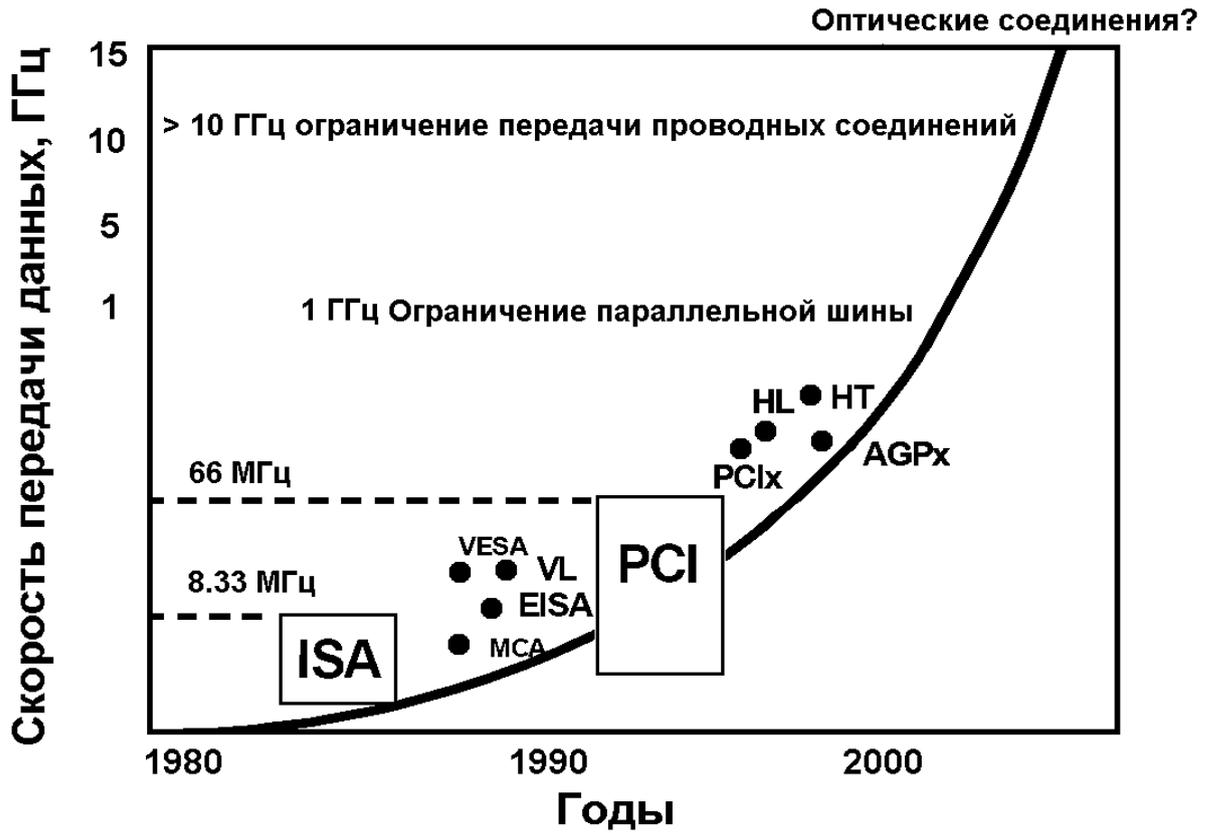


Рис. 2.1. История развития протоколов ввода вывода и соответствующих скоростей передачи данных для проводных соединений

$\rho_r = 1$  – удельное сопротивление меди;

$w$  и  $h$  – ширина и толщина проводника (в миллиметрах), соответственно.

Из этой формулы следует, что при частоте сигнала в 15 ГГц типовая дорожка печатной платы шириной 0.15 мм и толщиной 0.04 мм имела бы реактивное сопротивление 2.66 Ом/мм. Удвоение толщины дорожки уменьшит реактивное сопротивление всего на 17%, тогда как удвоение ширины дорожки уменьшит сопротивление на 44%. Таким образом, очевидно, что на высоких частотах общая площадь поверхности проводника важнее, чем площадь его поперечного сечения, но, в то же время, должны увеличиваться и размеры платы.

Кроме того, химические соединения металла токопроводящего слоя с кислородом и азотом воздуха, образующиеся на поверхности провода в результате коррозии, обладают диэлектрическими и полупроводниковыми свойствами, что, в свою очередь, способствует росту потерь и искажений. Уменьшение потерь при частоте 15 ГГц возможно за счет применения новых материалов проводников [28], использования технологий многоуровневого декодирования [29] или охлаждения соединений до криогенных температур с целью уменьшения сопротивления (данная технология используется в некоторых видах суперкомпьютеров). Однако подобные технологии существенно увеличивают стоимость конечного оборудования. Такие разработки не согласуются с законом Мура, согласно которому новое поколение компьютеров должно обладать более высоким уровнем сложности обработки данных без существенного увеличения стоимости оборудования.

Т.о., на данный момент возможности проводных соединений уже не удовлетворяют современным требованиям увеличения скорости обработки данных из-за влияния паразитных емкостей на частотах свыше 15 ГГц.

Единственно приемлемым решением проблемы увеличения полосы пропускания оборудования является использование оптических линий для соединения электронных устройств обработки данных. Первое предложение об использовании оптических соединений было выдвинуто Леонбергером более 20 лет назад [30]. Однако, одним из решающих вопросов развития подобных систем является стоимость оптических элементов.

## 2. 2 Преимущества оптических соединений

Преимущества оптических соединений над проводными вытекают из общих преимуществ оптических кабелей и систем связи и состоят в следующем:

- Широкая полоса пропускания, которая обусловлена чрезвычайно высокой частотной несущей в  $10^{14}$  Гц. Это дает потенциальную возможность передачи по одному оптическому волокну СКОС потока информации в несколько терабит в секунду. Большая полоса пропускания - это одно из наиболее важных преимуществ оптического волокна над медной или любой другой средой передачи информации.
- Низкий уровень шумов в волоконно-оптическом кабеле (ВОК) позволяет увеличить полосу пропускания, путем передачи с использованием различной модуляции сигналов без защиты и контролировать правильность принятой информации только в оконечных терминалах. Это упрощает алгоритмы обработки и еще больше увеличивает реальную скорость передачи.
- Высокая помехозащищенность. Поскольку оптическая линия изготовлена из диэлектрического материала, она невосприимчива к электромагнитным помехам со стороны окружающих проводных соединений. Это особенно важно, к примеру, для канала задающего генератора частоты на плате СКОС. Кроме того, в параллельных волоконных каналах также не возникает проблемы перекрестного влияния электромагнитного излучения, присущей электрическим соединениям.
- Высокая защищенность от несанкционированного доступа, поскольку ВОК практически не излучает в радиодиапазоне.
- Экономичность ВОК. Волокно изготовлено из кварца, основу которого составляет двуокись кремния, широко распространенного, а потому недорогого материала, в отличии от меди, стоимость которой дорожает год от года.

- Длительный срок эксплуатации. Несмотря на наличие деградации материала оптических волокон, современные технологии обеспечивают срок службы ВОК примерно 25 лет. За это время может смениться несколько поколений/стандартов приемо-передающих систем.

Тем не менее, существующие промышленные образцы оптоэлектронных приборов не удовлетворяют требованиям СКОС ввиду таких недостатков как:

- Сложность интегрирования элементов на малой площади платы.
- Высокая себестоимость элементов в сравнении с проводными соединениями из-за использования компонентов на основе арсенида галлия и германия – более дорогостоящих, чем кремний.
- Высокое энергопотребление.
- Существенное влияние температуры на изменение длины волны и величину порогового тока
- Технология оптических проводников по сравнению с традиционной методикой требует более тонкой юстировки (т. е. взаимного выравнивания интегральных компонентов оптической подсистемы), что значительно усложняет разработку и производство оптического оборудования.

Таким образом, можно констатировать, что оптические межкомпонентные соединения смогут повсеместно заменить электрические проводники тогда, когда будет достигнут приемлемый показатель цена/производительность, а также более высокий уровень производственных возможностей. Вследствие этого, текущие исследования в данной области главным образом сосредоточены на повышении экономической эффективности технологии, особенно с точки зрения производства.

В силу сказанного можно заключить, что в первую очередь, СКОС технологии будут актуальны для производителей суперкомпьютеров, в которых в цену конечного оборудования заложены значительные средства на внедрение новых разработок, но которые, впоследствии, подтолкнут развитие более дешевых систем серверного оборудования и персональных компьютеров.

Для того чтобы определить потенциальные возможности, области применения и основные проблемы, препятствующие развитию СКОС, рассмотрим его структуру и основные характеристики.

## **2.3 Элементы и характеристики сверхкоротких оптических соединений**

Любую передающую систему можно схематически представить в виде четырех функциональных групп [31]:

- Передатчик
- Линия передачи
- Переключатель/усилитель
- Приемник

### **2.3.1 Источники излучения**

В качестве источника излучения СКОС лучше всего подходят полупроводниковые лазеры из-за их малых размеров и низкого энергопотребления. Полупроводниковые лазеры можно разделить на два основных класса: лазеры с торцевым излучением (ЛТИ) (Edge emitting lasers) [14] (рис. 2.2а) и с вертикальным излучением (ВИЛ) (Vertical cavity surface emitting lasers) [32] (рис. 2.2б).

Наибольший интерес представляет «поверхностно излучающий лазер с вертикальным резонатором» т. е. полупроводниковый лазер, излучающий свет в направлении, перпендикулярном поверхности кристалла, в отличие от обычных лазерных диодов, излучающих в плоскости, параллельной поверхности.

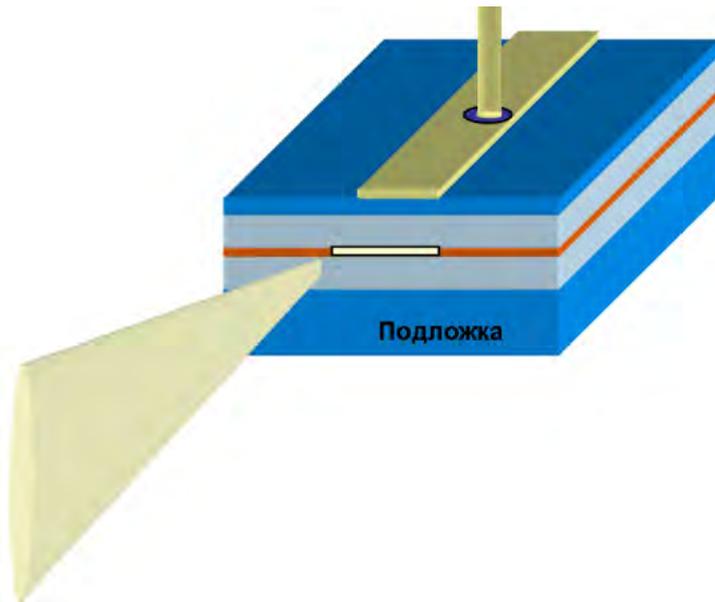
Основные преимущества ВИЛ в сравнении с ЛТИ следующие:

- Более низкий пороговый ток за счет меньшего объема активной области.
- Высокий коэффициент полезного действия за счет применения зеркал с коэффициентом отражения близким к 100%.

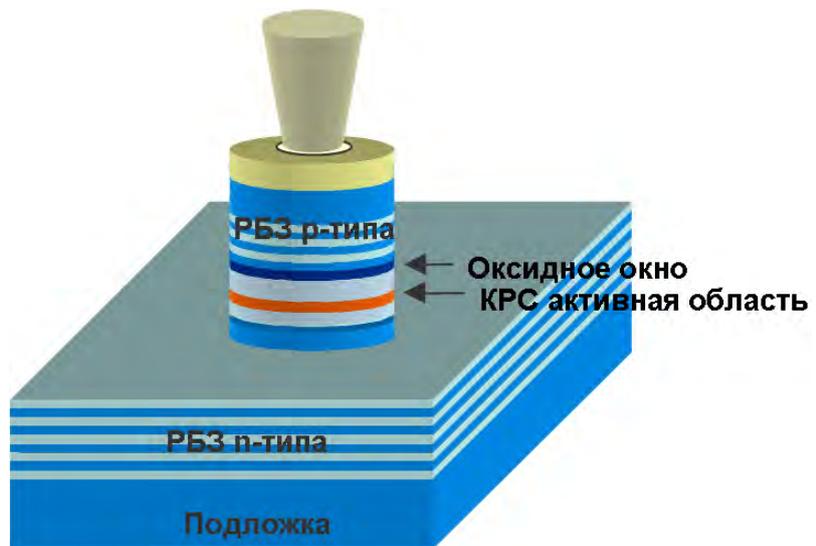
- Одномодовый режим работы из-за меньшей длины резонатора.
- Более узкая ширина спектра излучения.
- Круговая форма выходного излучения не требует применения коллиматоров для фокусировки излучения в волновод.
- Более простая технология изготовления плотно упакованных двумерных матриц лазеров.
- Возможность проведения тестирования непосредственно после изготовления.
- Относительно низкое влияние температуры на изменение длины волны и величины порогового тока.

Впервые лазер с направлением излучения перпендикулярно плоскости электродов был продемонстрирован И. Мелнгайлисом в Масачусетском технологическом институте в 1965 году [33]. В качестве активной области был использован материал InSb и излучение было получено при температуре 10 К в сильном магнитном поле. В 1979 году в Токийском технологическом институте впервые лазерное излучение в вертикальном направлении было получено при температуре 77 К для GaInAsP/InP материалов [34].

Зеркала в этом лазере сформированы на плоскости кристалла и противоположной стороне подложки. Поскольку характеристики данного лазера были намного хуже популярных в то время EEL, эта работа не привлекла должного внимания. Последующие работы в этом направлении [35-38] показали возможности дальнейшего улучшения свойств прибора, что, в конечном счете, привело к первому ВИЛ, работающему при комнатной температуре в постоянном режиме оптической накачки [39].



а)



б)

Рис. 2.2. Схематическое представление полупроводникового лазера: а) с торцевым излучением; б) с вертикальным излучением

Другие важные усовершенствования привели к повышению внимания к данным приборам, среди них наиболее важным явилась разработка полупроводниковых отражателей Брэгга(ПБО) с абсолютным коэффициентом отражения на заданной длине волны [40].

Последующие разработки велись с целью улучшения характеристик приборов и использования различных материалов активной области и зеркал для получения различных рабочих частот. ВИЛ на данный момент может работать в широком диапазоне частот от ультрафиолетового (320 нм) [41] до дальнего инфракрасного излучения (более 4 мкм) [42]. Также значительно улучшились и пороговые характеристики лазера от десятков ампер до единиц микроампер. С 1992 года GaAsВИЛ и связанные с этим материалом тройных соединений являлись объектом пристального изучения и развития, что привело к появлению коммерческих продуктов с рабочими длинами волн 0.98 мкм (InGaAs/GaAs), 0.85 мкм и 0.78 мкм (GaAs/AlGaAs структуры). В 1993 году группа исследователей под руководством Кеничи Ига продемонстрировали GaInAsP/InP ВИЛ с рабочей частотой 1.3 мкм, работающий при комнатной температуре [43], а применение технологии послойного склеивания [44] позволило создать приборы с длиной волны 1.55 мкм.

Аналогично лазерам с торцевым излучением, ВИЛ имеет два типа ограничения тока: с помощью управления значением коэффициента преломления и с управлением коэффициента усиления. Первый тип ограничивает ток и оптическую моду за счет вытравливания части структуры [45], таким образом, регулируя размер волновода. Для получения устройств второго типа используют технологии протонного имплантирования [46] или оксидирования части структуры [47] для ограничения распределения тока. Технология оксидирования, или получения оксидного окна, на данный момент является самой простой и относительно дешевой, что дает ей большие преимущества для коммерческого применения [48].

ВИЛ по месту размещения контактов могут быть разделены на 2 типа: с внешними контактами [49] и внутриврезонаторными контактами [50]. В первом

случае носители инжектируются в активную область через распределенные зеркала Брэгга (РЗБ). Чтобы уменьшить сопротивление РЗБ и, соответственно, улучшить квантовую эффективность лазера, необходимо изготавливать зеркала с градиентным изменением состава материала с технологически сложной процедурой легирования. Такие технологии, в свою очередь, приводят к увеличению оптических потерь на РЗБ и стоимости конечного устройства. В ВИЛ с внутриврезонаторными контактами (ВИЛВК) носители инжектируются через высоколегированные слои, расположенные непосредственно с активной областью. В этом случае носители не проходят через РЗБ и подложку, что позволяет использовать нелегированные зеркала с минимальными оптическими потерями и максимальными отражательными свойствами.

Модуляционные свойства ВИЛ можно оценить с помощью параметра частоты релаксационных колебаний. Для тока накачки выше порогового при эффективном ограничении носителей частота резонанса может быть представлена в виде [32]:

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\eta_i \frac{\Gamma v_g}{qV} g'(I - I_{th})} \quad (2.2)$$

где  $\eta_i$  – внутренняя квантовая эффективность,

$\Gamma$  - коэффициент оптического ограничения;

$q$  - заряд электрона;

$V$  – эффективный объем резонатора, включающий глубину проникновения оптического поля в РЗБ;

$g'$  – дифференциальное усиление;

$I$  – ток накачки

$I_{th}$  – пороговый ток.

С другой стороны, частота может быть определена паразитной емкостью и сопротивлением [49] в виде:

$$f_R \sim (R_{\text{tot}} C_{\text{par}})^{-0.5} \quad (2.3)$$

где  $R_{\text{tot}}$  - полное сопротивление прибора,

$C_{\text{par}}$  - паразитная ёмкость.

В ВИЛ с внешними контактами ток движется практически в вертикальном направлении через множественные слои РЗБ, что приводит к более эффективному растеканию тока по структуре и более равномерному распределению носителей по активной области. В ВИЛВК ток течет в горизонтальном направлении из-за тонких контактных слоев. В этом случае носителям не хватает достаточно места для равномерного перераспределения по активной области и ток, в основном протекает по краю оксидного окна. Такое поведение называется эффектом скопления тока (ЭСТ)[50].

Эффективное подавление этого феномена достигается следующими способами:

1. Разделение верхнего дырочного контактного слоя – с большой концентрацией примесей у контакта малого вблизи оксидного окна [50]. Следовательно, чем меньше концентрация примесей в слое возле активной области, тем больше его сопротивление, тем более равномерно распределяются носители под оксидным окном. Но с другой стороны, слишком большое сопротивление слоя приведет к увеличению общего сопротивления прибора, что также ухудшает характеристики (см. формулу (2.3)). Таким образом, необходимо найти оптимальную величину сопротивления, удовлетворяющую всем вышеуказанным требованиям.
2. Изготовление металлических контактов в виде полуколец, находящихся друг против друга [51]. При этом достигается перекрестное движение носителей через активную область, что и приводит к более равномерному распределению носителей в активной области, а также к уменьшению паразитной емкости слоев контактов.

Вышеперечисленные способы позволяют увеличить усиление и улучшить модуляционные свойства прибора. Дополнительно к этому, теоретический анализ

геометрических параметров показывает, что при увеличении диаметра активной области увеличивается объем резонатора, но, с другой стороны уменьшение активной области приводит к увеличению сопротивления прибора. Согласно уравнениям (2.2) и (2.3), оба процесса приводят к уменьшению резонансной частоты при слишком большом и слишком маленьком значениях диаметра активной области. Следовательно, существует область оптимальных значений диаметра, когда величина резонансной частоты должна быть максимальна.

Таким образом, необходимо развить теорию неравномерного распределения носителей заряда в структуре ВИЛ, оценить, какие геометрические параметры можно оптимизировать, чтобы получить полосу модуляции ВИЛ на уровне 10-15 ГГц.

### **2.3.2 Фотоприемники**

В качестве приемника излучения используются полупроводниковые фотодиоды.

Фотовольтаический эффект (разделение электронов и дырок в p- и n-области, за счёт чего образуется заряд)[52], использование которого сыграло значительную роль в развитии фотоприемников, может проявляться в нескольких формах. К ним относятся все виды взаимодействия внешнего излучения с электронами вещества, которые могут быть как связанными с решеточными атомами, так и со свободными.

Фотонные эффекты можно разделить на два типа: внутренние и внешние. К внутрирезонаторным относятся все те явления, при которых возбужденные излучением носители остаются в пределах образца. Существует множество внутренних фотонных эффектов, но только фотопроводимость и фотогальванический эффект нашли широкое применение [53].

Как известно, имеется несколько типов фотопроводимости: с электрическим смещением; собственная; примесная фотопроводимость. Фотогальванический эффект можно реализовать: на p-n переходе; в лавинном диоде; в p-i-диодоме; в диоде с барьером Шоттки; и при объемном фотоэффекте;

По принципу действия можно выделить такие основные типы фотодиодов (ФД):

- Лавинный ФД [52];
- ФД с барьером Шоттки[53].
- p-i-n ФД [54];

Основные параметры для каждого прибора представлены в таблице 2.2.

P-i-n ФД являются наиболее распространенным видом приемников излучения.

Схематическое изображение p-i-n ФД показано на рисунке 2.3а.

Таблица 2.1 - Характеристики ФД, применяемых в ВОЛС [52-54]

Тип ФД	Материал	Чувствительность. R, А/Вт	Кв. Эфф. η, %	G	Быстродействие, с	λ, нм
Лавинный	Si	50-65	60-65	100	$10^{-4} \dots 10^{-5}$	900
	GaInAsP /InP		45			1200
	Ge	$\geq 0.55$	38		$10^{-4} \dots 10^{-6}$	1060 1550
	GaInAsS b	1.1	60		$2.5 \cdot 10^{-7}$	2440 2550
p-i-n	AlGaAs/ GaAs	0.83	65	3-7	$\leq 10^{-7}$	820
	AlInAs/ GaInAs	1-3	40-60	2-7	$\leq 10^{-7}$	1300
	GaInAs/ InP	1,5-3	40-60	3-7	$\leq 10^{-7}$	1350

Излучаемые световые сигналы поглощаются в обедненной области, создавая фототок. Для увеличения быстродействия детектора необходимо,

чтобы обедненная область была как можно уже, что приводит к снижению квантовой эффективности.

Отличие резонансного фотодиода [55, 56] (РФД) (рис. 2.3б) заключается в следующем: активная гетероструктура помещена в оптический резонатор, зеркала которого, являются отражателями Брэгга.

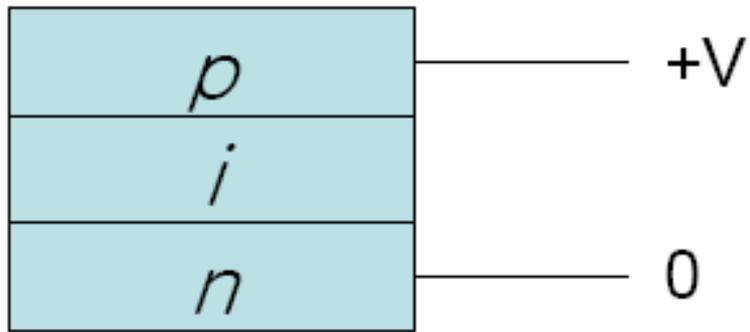
Преимущества такого технического решения над обычными р-і-п ФД состоят в следующем:

- усиление оптического поля на резонансной частоте внутри РФД. Это позволяет при малой обедненной области (порядка десятков нанометров) получить высокую квантовую эффективность (близко к 100%).
- Быстродействие диода (которое прямо зависит от ширины обедненной области) остается высоким.
- Поскольку РФД имеет такую же структуру, как и ВИЛ, они могут быть выращены на одной подложке, что значительно упрощает требования совместимости приемника и передатчика и позволяет создавать интегрированные системы (Рис. 2.4).

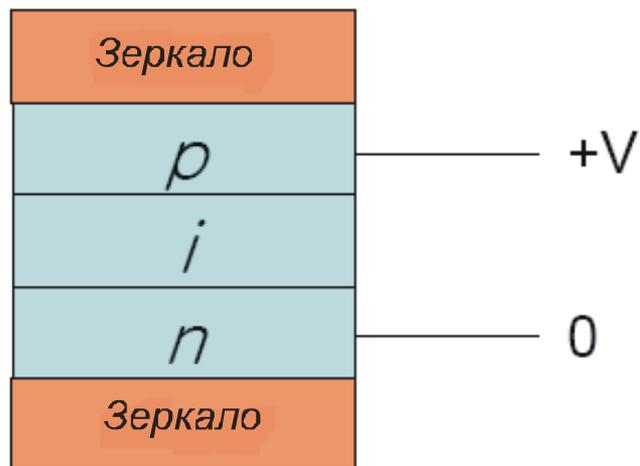
Наряду с преимуществами РФД, существует один значительный недостаток - более узкий спектр пропускания РФД (порядка  $10^{-9}$  м) в сравнении с р-і-п ФД (порядка  $10^{-7}$  м) и температурная зависимость частоты может привести к смещению спектров приемника и передатчика и ухудшению качества приема.

Расхождение в значениях длин волн между передатчиком и приемником возможна за счет влияния следующих эффектов:

- Неравномерность распределения длины волны резонатора по плоскости подложки;
- Нагрев чипа с матрицей ВИЛ;
- Разница температур между терминалами (процессор-материнская плата (МП), плата памяти-МП, графический процессор-МП).



а)



б)

Рис. 2.3 Схематическая структура: а) p-i-n фотодетектора; б) РФД p-i-n фотодетектора



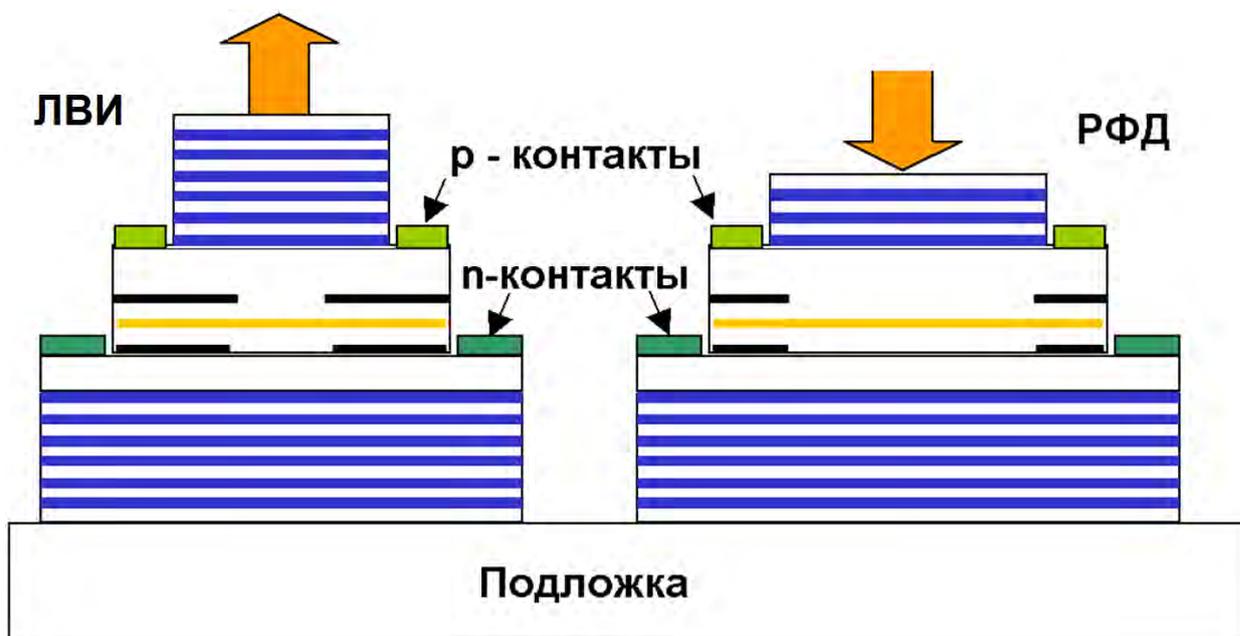


Рис.2.4 Схематическое представление интегрированного устройства ВИЛ (слева) и РФД (справа)

### 2.3.3 Полупроводниковые оптические усилители

Для построения более сложных оптических систем передачи информации с многоуровневой иерархией, в том числе в СКОС, появляется острая необходимость в таких элементах как полностью оптические переключатели, преобразователи длины волны и элементы волнового смещения-разделения, которые бы имели достаточно низкое энергопотребление и коэффициент потерь [57].

Основу элементной базы таких оптических систем обработки и передачи информации составляют полупроводниковые оптические усилители (ПОУ), особенностью которых является возможность работы как в режиме линейного усилителя, так и в нелинейном режиме. Однако, широкое применение ПОУ для усиления и обработки ультракоротких импульсов (УКИ) наталкивается на существенные проблемы. Для усиления, генерации и манипуляции оптическими импульсами фемтосекундного диапазона необходимо иметь широкий и плоский спектр усиления. В полупроводниковой оптоэлектронике такими свойствами обладают, лишь асимметричные многослойные квантово-размерные гетероструктуры (АМКРС). АМКРС представляют собой комплекс квантовых ям (КЯ) различной толщины и/или глубины. В общем случае различные КЯ генерируют на различных длинах волн, что делает АМКРС удобными для применения в широкополосных суперлюминесцентных диодах, лазерах с широкой перестройкой частоты генерации и широкополосных ПОУ. Ширина спектра усиления АМКРС более чем в два раза превышает спектр усиления приборов с симметричными КЯ [58].

По мере увеличения плотности интеграции полупроводниковых элементов и тактовой частоты микропроцессоров (Исследователям из компаний IBM и Georgia Tech удалось создать микрочип с рабочей тактовой частотой в 500 гигагерц [59]) резко возрастают и требования к суммарной пропускной способности каналов обмена данными между микропроцессором следующего поколения и набором микросхем на системной плате компьютера. При этом, электрические схемы восстановления/переключения сигнала ограничены

скоростью в 15-20 ГГц из-за неизбежного на сверхвысоких тактовых частотах ухудшения характеристик сигнала, рассеивания мощности и усиления негативного влияния электромагнитных помех. Следовательно, необходимы новые системы с полностью оптическими методами обработки потоков данных. Элементами таких систем являются ПОУ, способные работать в как в линейном режиме, в качестве усилителей сигнала, так и в нелинейном режиме насыщения в качестве оптических логических элементов [60].

Возможности ПОУ иллюстрируются во многих работах. В работе [61] был продемонстрирован нечувствительный к поляризации демультиплексор с полностью оптическим временным разделением каналов, основанный на эффекте четырехволнового смешивания в ПОУ с ортогональной накачкой. Такой демультиплексор способен обрабатывать потоки данных с битовой скоростью до 40 Гбит/с. Одновременное частотное и временное разделение каналов на основе четырехволнового смешивания в ПОУ было показано недавно в [62], где обрабатывался сигнал с битовой скоростью 160 Гбит/с. Использование технологии асимметричного двойного волновода, продемонстрированной в [63], позволяет создавать компактные приемники в интегральном исполнении, содержащие ПОУ и p-i-n-детектор в одной оптической микросхеме, и способные принимать потоки данных с битовой скоростью 36 Гбит/с.

ПОУ могут выполнять следующие функции оптического контроллера, схематически указанные на рис 2.5.

В первом случае управляющие сигналы с длиной волны  $\lambda_1$  вводят ПОУ в режим насыщения, тем самым изменяя его усилительные свойства, которые впоследствии изменяют постоянное излучение с длиной волны  $\lambda_2$ . На входе получаем модулируемый сигнал  $\lambda_2$  обратно пропорциональный сигналу  $\lambda_1$ . Во втором случае гребенка сигналов с длиной волны  $\lambda_2$  при помощи управляющего сигнала  $\lambda_1$  преобразуется в модулируемый RZ (return to zero) сигнал, т.е., при максимальном значении управляющего сигнала имеем нулевое значение сигнала на выходе, а при минимальном – сигнал  $\lambda_2$  проходит без изменения.

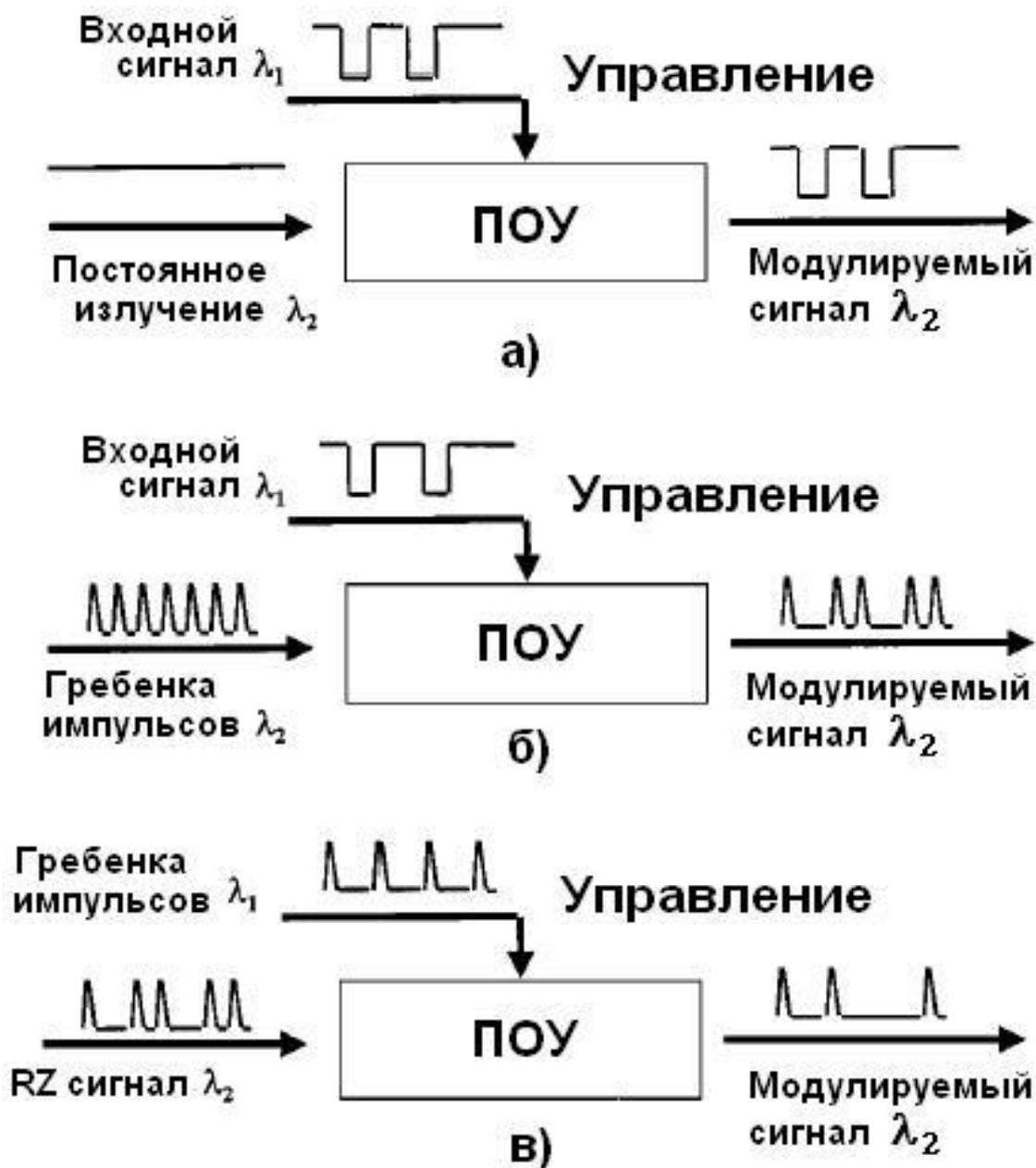


Рис 2.5 Схематическое представление использования ПОУ в качестве: а) преобразователя длины волны при переключении постоянного излучения; б) регенератор и преобразователь длины волны с помощью входного задающего сигнала; в) устройство временного демультиплексирования с помощью задающей гребенки импульсов

Последняя схема является примером устройства временного разделения каналов, с принципом, аналогичным второму случаю.

ПОУ можно разделить на два класса: усилители с резонатором Фабри Перро [64] и усилители бегущей волны [65]. Представитель первого класса, в сущности, являются полупроводниковыми лазерами, на вход которого подается оптический сигнал, который усиливается при прохождении через активную область. Однако зеркала вносят отрицательный эффект обратной связи, что проявляется в наличии резонансных пиков в спектре усиления [66]. Для уменьшения подобного эффекта на края усилителя бегущей волны наносится антиотражающее покрытие [67], которое уменьшает коэффициент отражения зеркал. При этом свет проходит через активную область всего за один проход и спектр усиления при этом не имеет резонансных пиков. Аналогично полупроводниковым лазерам, ПОУ может иметь активную область [68] как с объемной гетероструктурой, так и с квантоворазмерной гетероструктурой

Объемная гетероструктура, толщина активного слоя достаточно большая и состояния энергий носителей распределена равномерно.

Квантоворазмерная гетероструктура – геометрические размеры области ограничены величиной слоя, когда проявляются квантово-размерные эффекты, что позволяет получить более высокие концентрации носителей заряда и высокое значение усиления.

По типу ограничения квантоворазмерные структуры можно разделить на:

- квантово-размерные слои (КРС) [64],
- квантовые проволоки [68]
- квантовые точки [69].

Последние два типа структур на данный момент еще трудно получить технологически, поэтому сосредоточимся на изучении КРС приборов. По количеству слоев такие приборы можно разделить на однослойные КРС и многослойные КРС [70]. Многослойные КРС, в свою очередь, делятся на симметричные КРС (СМКРС) и асимметричные (АМКРС) [71]. В асимметричных КРС КЯ отличаются по толщине и составу материала, что позволяет, при

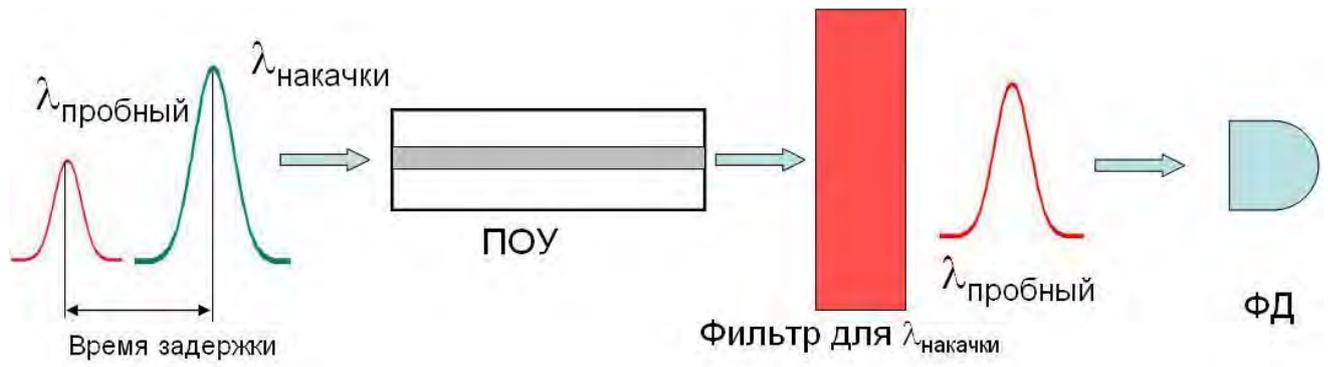
правильном подборе параметров получить ширину спектра усиления, более чем в два раза превышающую спектр усиления приборов с симметричными КЯ [72]. Однако при этом значительно усложняются процессы переноса носителей в КЯ гетероструктуры, что влияет на динамические свойства ПОУ и, в конечном счете, на форму и качество выходного сигнала.

Более тонкая оценка динамических свойств прибора возможна при применении методов исследования изменения характеристик при прохождении через него оптических импульсов сверхмалой длительности. К таким методам можно отнести метод двух-импульсного взаимодействия (pump-probe technique) [73], представленный на рисунке 2.6.

В этом случае на вход ПОУ подаются два импульса: более мощный импульс накачки (мощность должна быть достаточной для выведения прибора в нелинейный режим работы) и менее мощный пробный импульс в диапазоне линейного усиления. Импульсы должны иметь разную несущую частоту, чтобы была возможность разделить их на выходе, и подаваться на вход ПОУ они должны в разное время с переменным временем задержки. На выходе усилителя, импульс накачки фильтруется, а энергия пробного импульса измеряется. После этого вычисляется отношение энергии пробного импульса на входе ПОУ к энергии на его выходе. Путем повторения данной процедуры при изменении временной задержки между импульсом накачки и пробным импульсом, можно воспроизвести динамику восстановления усиления после воздействия на прибор импульса накачки.

Как показывают предыдущие исследования [73], усиление демонстрирует несколько этапов восстановления за счет:

- влияния эффекта спектрального выжигания дыры (spectral hole burning) [74].
- охлаждения нагретых носителей к температуре решетки [75].
- релаксации межзонных переходов и рекомбинационных процессов в активной области [76].



$$E_{\text{накачки}} = 20 \text{ фДж}$$

$$E_{\text{пробный}} = 0.1 * E_{\text{накачки}}$$

$$\tau_{\text{импульс}} = 100 \text{ фс}$$

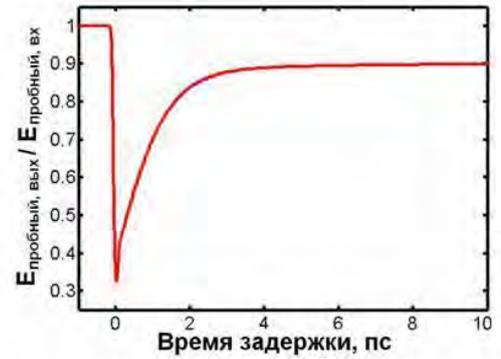


Рис. 2.6 Схематическое представление метода двух-импульсного взаимодействия

Решать задачи разработки таких сложных систем при наличии большого числа линейных и нелинейных эффектов представляет сложную проблему. Эффективным способом разработки элементов и систем оптоэлектроники давно является компьютерное моделирование. При этом, одним из важных направлений моделирования является определение численных значений параметров теоретических моделей, которые бы более точно описывали поведение реальных приборов. Наиболее распространенным методом исследования динамических характеристик ПОУ является метод скоростных уравнений, который позволяет получить достаточно точные результаты для большого числа практических задач [77].

Для учета процессов переноса носителей в АМКРС ПОУ необходимо рассматривать динамику изменения параметров отдельно в каждой КЯ. Нелинейные эффекты усиления и коэффициента преломления в ПОУ обусловлены динамикой свободных носителей в результате межзонных и внутризонных переходов [78]. Межзонные переходы доминируют при воздействии на устройство импульсов пикосекундной длительности. Для импульсов субпикосекундной длительности уже необходимо учитывать более быстрые внутризонные переходы, такие как нагрев носителей и поглощение свободных носителей [79].

Следовательно, для учета влияния вышеперечисленных эффектов на динамику ПОУ, необходимо решить такие основные задачи:

- Развить теоретическую модель для исследования сверхбыстрых процессов в полупроводниковом оптическом усилителе на основе асимметричных квантовых ям при прохождении импульса фемтосекундной длительности и провести детальный анализ влияния переноса носителей и эффектов горячих носителей на динамические свойства данных структур;
- сформулировать модели и алгоритмы для описания полупроводниковых лазеров со сложной конфигурацией с учетом геометрических особенностей и температурных факторов на скоростные свойства прибора и с их помощью сформулировать решения, направленные на улучшение динамических свойств

элементов СКОС;

- исследовать возможность включения в данную систему полупроводникового оптического усилителя оригинальной конструкции в качестве элемента управления сверхкоротких оптических импульсов фемтосекундной длительности для обработки сверхмассивных баз данных (аэрокосмические исследования, моделирование, прогноз и предупреждение атмосферных катаклизмов) в суперкомпьютерах нового поколения.

## **2. 4 Модель взаимодействия процессов в оптоэлектронном приборе и постановка задачи**

Теория полупроводниковых лазеров сводится, в основном, к описанию трех основных явлений в структуре – концентрации носителей, оптической мощности и температуры в устройстве [80], а также процессов их взаимодействия друг с другом, схематически представлена на Рис. 2.7).

Основным связывающим элементом данной системы является оптическое усиление, представленное в виде интегральной модели. Влияние концентрации носителей на температуру происходит через эффект нагрева Джоуля и безызлучательную рекомбинацию. В свою очередь, нагрев носителей приводит к изменению сопротивления, что приводит к изменению электрических свойств прибора. Влияние оптического поля на температуру происходит через эффекты поглощения фотонов, генерируемых при спонтанной и стимулированной рекомбинациях, а обратная реакция – через температурное влияние на диэлектрическую постоянную материала и оптическое усиление. Влияние электронной составляющей на оптическое поле происходит через эффект излучательной рекомбинации и зависимости коэффициента преломления от концентрации носителей. Обратный эффект – за счет эффекта пространственного выжигания спектра (*spatial hole burning*).



Рис 2.7. Описание физических явлений в полупроводниковой структуре и процессов их взаимодействия друг с другом [80].

## 2. 4. 1 Математическое представление оптического излучения

Согласно основным положениям макроскопической электродинамики электромагнитное поле в любой среде в каждый момент времени определяется четырьмя величинами: векторами  $\bar{E}$  и  $\bar{D}$ , характеризующими электрическое поле, и векторами  $\bar{H}$  и  $\bar{B}$ , характеризующими магнитное поле.

Векторы электромагнитного поля зависят от трех пространственных координат (например, от декартовых координат  $x, y, z$ ) и времени  $t$ . Они связаны между собой системой уравнений Максвелла.

Для того чтобы найти электрический  $\bar{E}$  и магнитный  $\bar{H}$  профили поля, резонансную длину волны ( $\lambda$ ), и потери, связанные с рассеиванием и поглощением ( $\alpha^{(\text{рассеиван.})} + \alpha^{(\text{поглощен.})}$ ) для каждой моды резонатора в азимутально-симметричных структурах ВИЛ необходимо решить векторное волновое уравнение, подчиненное соответствующим граничным условиям в каждом слое.

Так как имеются несколько эквивалентных электромагнитных описаний любой системы, то можно написать волновые уравнения для электрического и магнитного полей в представлении скалярных или векторных потенциалов [81]. Наиболее мощный и удобный метод для решения этой задачи состоит в том, чтобы решить её сначала для магнитного  $\bar{A}$  и электрического  $\bar{F}$  векторных потенциалов и, используя их, вычислить поля. В стационарном состоянии временных гармоник векторные потенциалы  $\bar{A}$  и  $\bar{F}$  подчиняются трехмерному векторному уравнению Гельмгольца (в гауссовых единицах):

$$\left\{ \nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\rho, z) \right\} \begin{Bmatrix} \bar{A}(\rho, \phi, z) \\ \bar{F}(\rho, \phi, z) \end{Bmatrix} = 0. \quad (2.4)$$

Здесь  $\nabla^2 f = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial f}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$  - оператор Лапласа функции в

цилиндрических координатах;

$c$  – скорость света;

$\rho, \phi$  и  $z$  - цилиндрические координаты радиус, фаза и высота, соответственно.

$\bar{A}$  и  $\bar{F}$  зависят от времени как  $e^{i\omega t}$ ,

$\omega = 2\pi c / \lambda$  - угловая частота;

$\varepsilon$  - цилиндрически симметричная, комплексная диэлектрическая функция:

$$\sqrt{\varepsilon} = N \equiv n + i \cdot \frac{g\lambda}{4\pi}, \quad (2.5)$$

где  $N$  – комплексный показатель преломления;

$g$  – материальное усиление в активной области [19].

Потери в зеркалах берутся со знаком минус. Мы принимаем  $\mu = 1$  во всех областях.

Для азимутально-симметричной структуры векторные потенциалы разделяются по координате  $\phi$ , и зависят от неё как  $e^{im\phi}$ , где  $m$  – целое положительное число. Кроме того, при выражении потенциалов в цилиндрических координатах, компоненты  $\hat{z}$  подчиняются скалярному уравнению Гельмгольца

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left( \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\rho, z) - \frac{m^2}{\rho^2} \right) \right\} \begin{Bmatrix} A_z(\rho, z) \\ F_z(\rho, z) \end{Bmatrix} = 0 \quad (2.6)$$

Чтобы найти поперечные магнитные моды (ТМ), мы должны решить уравнения для  $A_z$ , в то время как для нахождения поперечных электрических мод (ТЕ), мы должны решить уравнения для  $F_z$ . Так как произвольная мода может быть представлена как суперпозиция ТЕ и ТМ мод, то нам нужно только найти решение для двух неизвестных скалярных функций  $A_z$  и  $F_z$ . Векторы поля вычисляются в виде:

$$\bar{E} = -\frac{ic}{\omega\varepsilon} \nabla \times \nabla \times \begin{pmatrix} \hat{z} A_z \\ \hat{z} F_z \end{pmatrix} - \nabla \times \begin{pmatrix} \hat{z} F_z \\ \hat{z} A_z \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

$$\bar{H} = \nabla \times \left( \hat{z} A_z \right) - \frac{ic}{w\mu} \nabla \times \nabla \times \left( \hat{z} F_z \right) \quad (2.8)$$

и, конечном счете может быть представлено аналитически классическим выражением для слабо-ограниченных волноводов [81]:

$$E_T^{k,m,s} = E_{k,m,s} \exp(ik\phi) \exp(i\beta_s z) * \begin{cases} J_k \left( \frac{ur}{r_A} \right) / J_k(u), & |r| \leq r_A \\ K_k \left( \frac{vr}{r_A} \right) / K_k(v), & |r| \geq r_A \end{cases}, \quad (2.9)$$

где  $E_T^{k,m,s}$  - поперечная компонента электрического поля;

$E_{k,m,s}$  - величина электрического поля при  $r = r_A$ ;

$\beta_s$  - постоянная распространения продольной  $s$ -ой моды.

$J_k(u)$  и  $K_k(u)$  - функции Бесселя и модифицированная функция Ханкеля  $k$  - порядка, соответственно.

Комплексные параметры  $u$  и  $v$  могут быть определены следующими выражениями.

$$u = r_A \sqrt{k_0^2 n_{R1}^2 - \beta_s^2} \quad v = r_A \sqrt{\beta_s^2 - k_0^2 n_{R2}^2}. \quad (2.10)$$

Здесь  $n_{R1}$  и  $n_{R2}$  коэффициенты преломления внутри и вне активной области, соответственно.

#### 2. 4. 2 Математическое представление переноса носителей в структуре

Распределение носителей в структуре ВИЛ может быть описано следующими уравнениями [82]:

Уравнение Пуассона для потенциала электростатического поля

$$\nabla \cdot \varepsilon \nabla V = -e(p - n + N_D^+ - N_A^-), \quad (2.11)$$

где  $V$  – электростатический потенциал;

$p, n, N_D^+$  и  $N_A^-$  – концентрация дырок, электронов, донорных и акцепторных примесей, соответственно.

Уравнение непрерывности для электронов и дырок:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \nabla \cdot j_n + (G - R), \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \nabla \cdot j_p + (G - R). \quad (2.13)$$

Здесь  $j_n$  и  $j_p$  – плотностей электронного и дырочного тока [83]:

$$j_n = -e\mu_n \nabla V + eD_n \nabla n + eD_n^T \nabla T, \quad (2.14)$$

$$j_p = -e\mu_p \nabla V - eD_p \nabla p - eD_p^T \nabla T, \quad (2.15)$$

Первое выражение в правой части уравнений (2.14) и (2.15) описывает процесс дрейфа с коэффициентами подвижности  $\mu_n$  и  $\mu_p$ , а второе и третье выражения учитывают диффузию за счет градиента концентрации и температуры с коэффициентами диффузии  $D_n$ ,  $D_n^T$ ,  $D_p$  и  $D_p^T$ , соответственно.

Скорость генерации носителей  $G$  без учета оптического возбуждения и лавинного процесса генерации носителей, может быть выражена в следующей форме:

$$G = \frac{|j_n|}{eL_z} = \frac{|j_p|}{eL_z}, \quad (2.16)$$

где  $L_z$  - толщина активной области.

Скорость рекомбинации носителей  $R$ , в свою очередь, представлена в виде суммы излучательной и безызлучательной рекомбинаций:

$$R = \underbrace{R_{sp} + R_{st}}_{\text{излучательная}} + \underbrace{R_{SRH} + R_A}_{\text{неизлучательная}}. \quad (2.17)$$

Излучательная рекомбинация может быть спонтанной и стимулированной, а безызлучательная представлена двумя процессами – рекомбинацией Шокли-Рида-Холла и Оже-рекомбинацией [30, 182].

### 2. 4. 3 Распределение температуры и источники тепла

Температурные явления описываются уравнением тепловой проводимости представленном в виде:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left( \frac{\partial}{\partial r} k_r [r, z, T(r, z)] r \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z [r, z, T(r, z)] r \frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \right), \quad (2.18) \\ & = -g_T [r, z, T(r, z)] \end{aligned}$$

где  $k_r$  и  $k_z$  радиальная и пространственная составляющие параметра тепловой проводимости;

$g_T$  - объемная плотность тепловой генерации:

$$g_T = H_J + H_A + H_R. \quad (2.19)$$

$g_T$  представляет собой сумму тепловых источников таких как: источник Джоуля, описывает процесс выделения тепла за счет столкновения носителей с фононами решетки и определяет влияние плотности носителей на температуру в структуре:

$$H_J = j_n^2 / q\mu_n n + j_p^2 / q\mu_p p \quad (2.20)$$

источник, который определяет количество тепла, выделяемого при поглощении материалом с коэффициентом  $\alpha_0$  оптического излучения с энергией  $h\nu$  и плотностью потока  $\Phi_{ph}$  и определяет влияние оптического поля на температуру:

$$H_A = \alpha_0 \Phi_{ph} h\nu; \quad (2.21)$$

источник, который определяет количество тепла, выделенного в процессе безызлучательной рекомбинации и пропорционален разности между квази-уровнями Ферми и определяет влияние плотности носителей на температуру в структуре:

$$H_R = (R_{SRH} + R_A)(E_{Fn} - E_{Fp}). \quad (2.22)$$

Поскольку лазер представляет собой многослойную структуру, необходимо, кроме всего вышперечисленного, учитывать анизотропию температурной проводимости [84], а также зависимость параметра от температуры и состава материала [85].

#### 2. 4. 4 Интегральная модель усиления

Кроме того, материальное усиление в активной области – это еще один важный процесс, связывающий воедино все три явления. Детальная модель усиления (поглощения), позволяющая анализировать любую слоистую КРС, получена из анализа эффективных уравнений Блоха [86] и описана более подробно в работах [20, 37, 38, 45].

В последующем, на основе анализа влияния основных явлений друг на друга, а также учет особенности геометрии прибора будет сформулирована

модель лазера вертикального излучения с оксидным ограничением и внутрирезонаторными контактами, а также резонансного фотодиода, как основных элементов сверхкоротких оптических соединений.

## **Выводы**

1. Современные волоконно-оптические линии связи доминируют в высокоскоростных системах длиной более 100 метров. Однако для более коротких расстояний проводные соединения все еще являются основной технологией из-за ее простоты и дешевизны исполнения. В ближайшее время, скорость передачи информации по одному каналу достигнет 15 ГГц, при которых возможности проводных соединений уже не смогут удовлетворить современным требованиям увеличения скорости обработки данных из-за влияния паразитных емкостей и частотно зависимых потерь, таких как поверхностный эффект. Единственно приемлемым решением является использование оптических линий для соединения элементов электронных устройств обработки данных со скоростью передачи данных 15 Гбит/с по одному каналу.
2. Существующие оптоэлектронные приборы, в настоящее время, не удовлетворяют требованиям сверхкороткого оптического соединения (СКОС) ввиду таких как недостатков, как сложность интегрирования элементов на малой площади платы, пока еще высокого энергопотребления и существенного влияния температуры на изменение длины волны и величины порогового тока. Это определяет наличие проблемы создания активных и пассивных элементов СКОС с требуемым (быстродействием, шириной спектра, энергопотреблением) и адекватного теоретического описания физических процессов и наблюдаемых мощностных, модуляционных и спектральных характеристик данных систем.
3. Анализ элементов СКОС показал, что в качестве источника/приемника излучения лучше всего подходят полупроводниковые структуры с вертикальным излучением из-за их малых размеров и низкого энергопотребления. Однако ЭСТ и сопротивления прибора еще достаточно

сильно влияют на их динамические свойства. Эффективное подавление этого феномена приведет к более равномерному распределению носителей в активной области (основная часть носителей расположена над оксидным кольцом), что приведет к увеличению усиления и улучшению модуляционных свойств прибора.

4. С увеличением плотности интеграции полупроводниковых элементов и тактовой частоты микропроцессоров резко возрастают и требования к суммарной пропускной способности каналов обмена данными между микропроцессором следующего поколения и набором микросхем на системной плате компьютера. Следовательно, необходимы новые системы с полностью оптическими методами обработки потоков данных. В связи с этим, необходимо провести исследования возможности включения в данную систему полупроводникового оптического усилителя оригинальной конструкции в качестве элемента управления сверхкоротких оптических импульсов фемтосекундной длительности для обработки сверхмассивных баз данных
5. Технологии СКОС будут актуальны для производителей суперкомпьютеров, в которых в цену конечного оборудования заложены значительные средства на внедрение новых разработок, но которые, впоследствии, подтолкнут развитие более дешевых систем серверного оборудования, и, в конечном счете, персональных компьютеров.

### **РАЗДЕЛ 3**

## **ВЕРТИКАЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩИЕ ЛАЗЕРЫ С ВНУТРИРЕЗОНАТОРНЫМИ КОНТАКТАМИ**

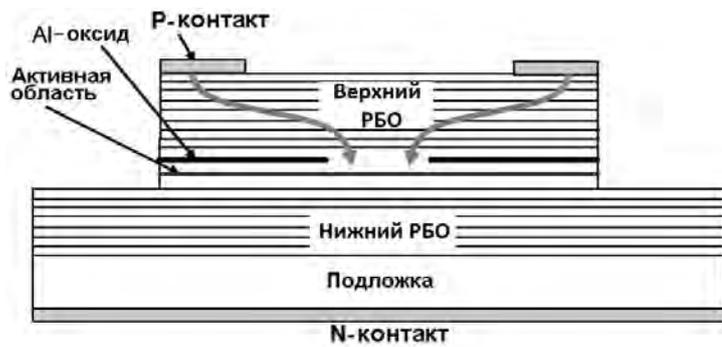
В ходе анализа научных источников было показано, что наиболее подходящим источником излучения для СКОС является лазер с вертикальным резонатором из-за более экономичной технологии изготовления и возможности интегрирования на подложки микросхемы. Кроме того, подобные структуры могут показывать полосу модуляции в 10 ГГц и больше, что соответствует поставленной цели диссертации.

Следовательно, необходимо провести исследования возможных путей улучшения характеристик данного устройства, на основе модели, учитывающей неравномерное распределение носителей заряда в структуре, определить необходимые усовершенствования для разработки модели ВИЛВК и оксидным ограничивающим окном. Кроме того, найти оптимальные значения геометрических параметров лазера с целью получения максимальной полосы модуляции при сохранении одномодового режима излучения.

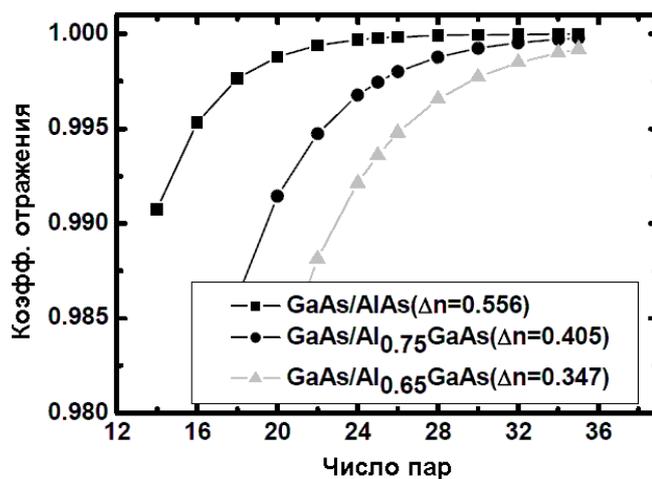
### **3.1. Структура лазера с внутриврезонаторными контактами и оксидным ограничивающим окном**

Как было показано в обзоре, ВИЛ по месту размещения контактов могут быть разделены на 2 типа: с внешними контактами [39] и внутриврезонаторными контактами [50]. В первом случае носители инжектируются в активную область через распределенные Брэгговские отражатели (РБО) (Рис. 3.1а). Коэффициент отражения РБО определяется количеством пар слоёв с большим и малым значением показателя преломления.

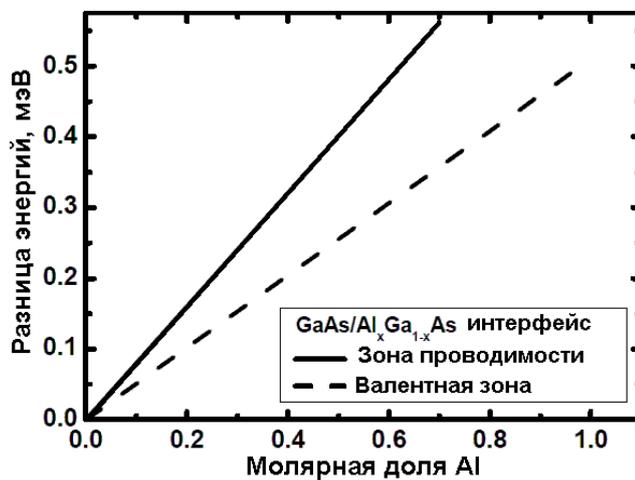
При этом, чем больше разность между ними, тем выше отражательная способность зеркала (Рис. 3.1б). С другой стороны, это приводит к увеличению разности величин энергий запрещенной зоны между слоями, что, в свою очередь, увеличивает сопротивление РБО и всего устройства (Рис. 3.1 в).



а)



б)

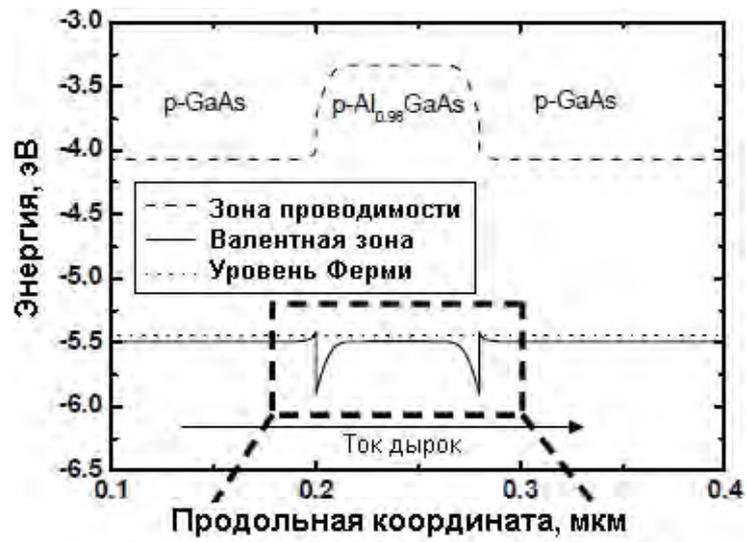


в)

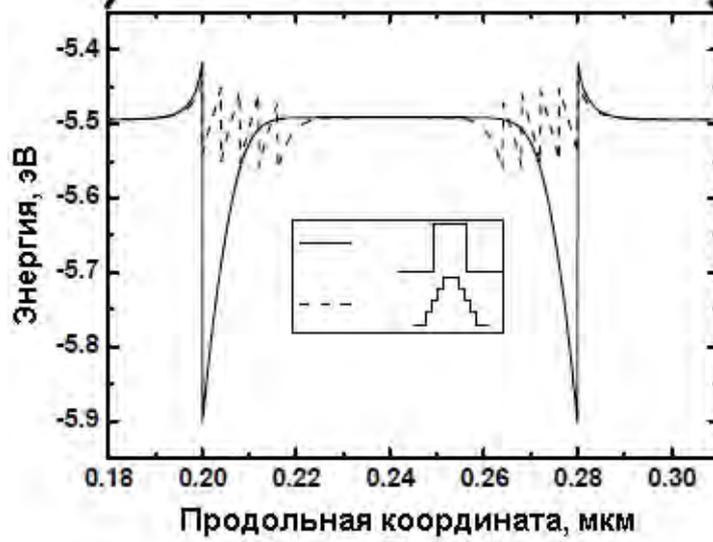
Рис.3.1. а) СтруктураВИЛ с внешними контактами

б) Зависимость коэффициента отражения от количества пар слоев РБО

в) Зависимость разницы энергий на границе перехода сред в зависимости от состава материала.



а)



б)

Рис.3.2 энергетическая диаграмма: а) одного периода р-РБО с одношаговым изменением материала, б) изменение уровня скачка энергий при введении 4-х ступенчатого перехода

На рис. 3.2 а) представлена энергетическая диаграмма одного периода  $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}/\text{GaAs}$  РБО с акцепторным легированием. Как видно из рисунка, резкий переход от одного материала к другому приводит к появлению скачков энергии на границе перехода, которые препятствуют току дырок и, соответственно, увеличивают сопротивление прибора. Чтобы уменьшить сопротивление РБО и, соответственно, улучшить квантовую эффективность лазера, необходимо изготавливать зеркала с градиентным или шаговым изменением состава материала с технологически сложной процедурой легирования [32]. Рис.3.2 б) показывает изменение энергии валентной зоны при 1-о и 4-х шаговом изменении материала (сплошная и прерывистая линии, соответственно). Можно увидеть, что величина скачка значительно уменьшается с увеличением шагов изменения материала на переходе между слоями. Однако, подобная технология приводит к появлению других проблем: повышение концентрации легирования приводит к увеличению оптических потерь свободных носителей, а использование градиентных переходов приводит к ухудшению отражательных свойств РБО и увеличению глубины проникновения поля в зеркало. Чтобы избежать подобных проблем, можно контакты расположить в непосредственной близости от активной области. Такие лазеры называются ВИЛВК. В этом случае носители не проходят через РБО и подложку, что позволяет использовать нелегированные зеркала с минимальными оптическими потерями и максимальными отражательными свойствами (Рис. 3.3).

Если сравнить рисунки 3.1 и 3.3, то можно увидеть, что, в первом случае ток движется практически в вертикальном направлении через зеркала, что приводит к более эффективному растеканию тока по структуре и более равномерному распределению носителей по активной области. Во втором случае, ток движется в горизонтальном направлении через тонкие контактные слои, что приводит к более неравномерному перераспределению тока по активной области и носители, в основном, располагаются по краю оксидных окон. Такое поведение называется эффектом скопления тока (ЭСТ) (current crowding effect) [51].

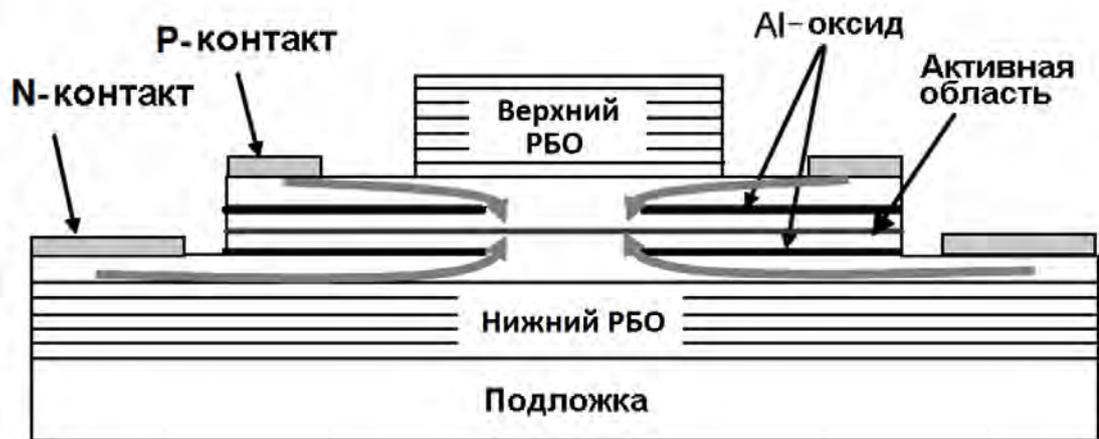


Рис. 3.3 Структура ВИЛВК

Эффективное подавление этого феномена приведет к более равномерному распределению носителей в активной области (основная часть носителей расположена над оксидным кольцом), что позволит увеличить усиление и улучшить модуляционных свойств прибора.

### 3.2 Описание структуры

На основании этого была выбрана конструкция, показанная на рисунке 3.4[A1-A3]. Активная область состоит из трех  $70 \text{ \AA}$   $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  квантовых ям (КЯ), разделенных  $150 \text{ \AA}$   $\text{GaAs}$  барьерами между  $200 \text{ \AA}$   $\text{GaAs}$  ограничивающими слоями. Резонатор составляют два  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  приконтактных слоя. Следующие за ними оксидные окна сформированы с помощью послойно-выборочного окисления  $\text{AlAs}$  для фокусирования тока из кольцевых контактов в центр активной области, а также оптического ограничения моды в радиальном направлении в центре резонатора. Слой с градиентным изменением состава материала расположен между слоем оксидного окна и контактными слоями для уменьшения сопротивления прибора. Ширина контактов равна  $10 \text{ мкм}$ . Диаметр апертуры оксидного окна составляет  $14 \text{ мкм}$  и верхнего РБО –  $20 \text{ мкм}$ . Верхнее и нижнее РБО состоят из 25 периодических слоев  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{GaAs}$  и 27  $\text{AlAs}/\text{GaAs}$ , соответственно.

В отличие от предыдущих моделей ВИЛВК, в которых не учитывались температурные эффекты [50], либо представленная структура упрощалась положением контакта внизу подложки, в представленной модели моделируемая структура была максимально приближена к реально выращенным образцам. Это заметно усложняет расчет характеристик из-за более неравномерного распределения носителей в структуре, однако дает более подробную картину для описания физических явлений.

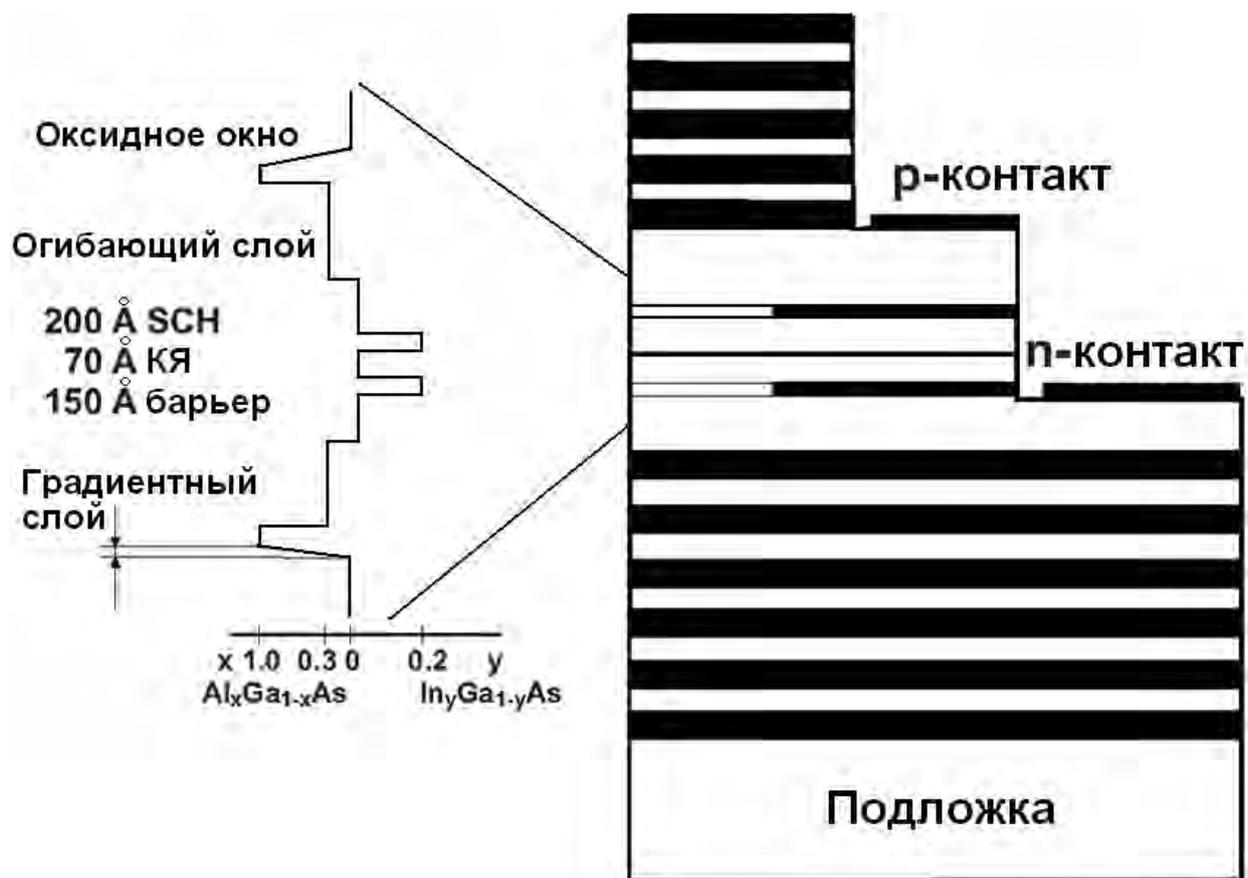


Рис. 3.4 Модель ВЛВК

### **3.3 Численное моделирование**

В данной работе использована модель самосогласованного решения уравнений, описывающих три основных явления в полупроводниковой структуре – концентрацию носителей, оптическую мощность и температуру в устройстве [91-99], а также процессов их взаимодействия друг с другом и с возможностью добавления новых параметров и расчетных алгоритмов и подробно описана в обзоре литературы.

Программа рассчитывает структуру в цилиндрических координатах с учетом симметрии фазовой переменной [A22, A23].

Для учета неравномерности структуры, она была разделена на четыре вертикальные колонки: первая колонка описывает структуру от центра до края оксидного окна; вторая – до края структуры верхнего РБО; третья – верхний p - контакт; четвертая – нижний n - контакт.

При использовании метода конечных разностей использовалась разбивка структуры на сектора методом треугольной сетки [61]. Результат такой разбивки представлен на рис. Это позволяет получать более мелкий шаг сетки на границе перемены слоев, что приводит к более устойчивой работе системы. Достоверность модели будет подтверждена экспериментальными данными в разделе 6.

Кроме того, модель учитывает важные взаимодействия различных явлений на физические параметры, включая температурную фокусировку РБО [48, 61], зависимость показателя преломления от температуры, зависимость величины запрещенной зоны, подвижности носителей от материала, температуры и концентрации носителей [50] и др.

#### **3.3.1 Температурная фокусировка зеркал**

Температурная фокусировка в РБО структуре возможна за счет неравномерного распределения температуры в зеркале при разных значениях тока накачки [A27, A29]. На рисунке представлена продольная зависимость распределения температуры в ВИЛ с диаметром верхнего РБО 14 мкм при наличии в структуре оксидного окна диаметром 10 мкм. Как видно из рисунка 3.7,

при малых токах накачки наблюдается равномерное распределение температуры в структуре. При этом, в центральной части лазера (сплошные линии на рисунке) заметно небольшое увеличение температуры в области расположения активных слоёв за счет нагрева от стимулированной рекомбинации. На уровне оксидного окна (пунктирные линии) следует более высокая разница температур в районе активных слоёв за счет ЭСТ и соответствен, большей величины нагрева Джоуля. С другой стороны, видно значительное уменьшение температуры на уровне края верхнего РБО представленные на рисунке прерывистыми линиями.

Вначале идет равномерное распределение температуры по структуре из-за отсутствия тепловых источников в нижней части прибора. Потом идет резкое уменьшение температуры в области активных слоёв из-за малого значения тока вследствие ограничения оксидным окном. И последующее увеличение тока из-за поперечной диффузии тепла из более горячей центральной части РБО. Такое неравномерное распределение температуры в зеркале, а также зависимость температурная зависимость коэффициента преломления должна привести к изменению отражательных характеристик РБО.

Комплексный коэффициент отражения РБО рассчитывается, как соотношение величин отраженной обратной и падающей прямой составляющей оптического поля и может быть записан в виде:

$$\bar{R}(\omega) = R(\omega)e^{j\varphi(\omega)} \quad (3.1)$$

где  $R(\omega)$  - частотная зависимость функции абсолютной величины коэффициента отражения;

$\varphi(\omega)$  - частотная зависимость фазовой составляющей коэффициента отражения;

Величина коэффициента преломления  $n$  для материалов GaAs и AlAs

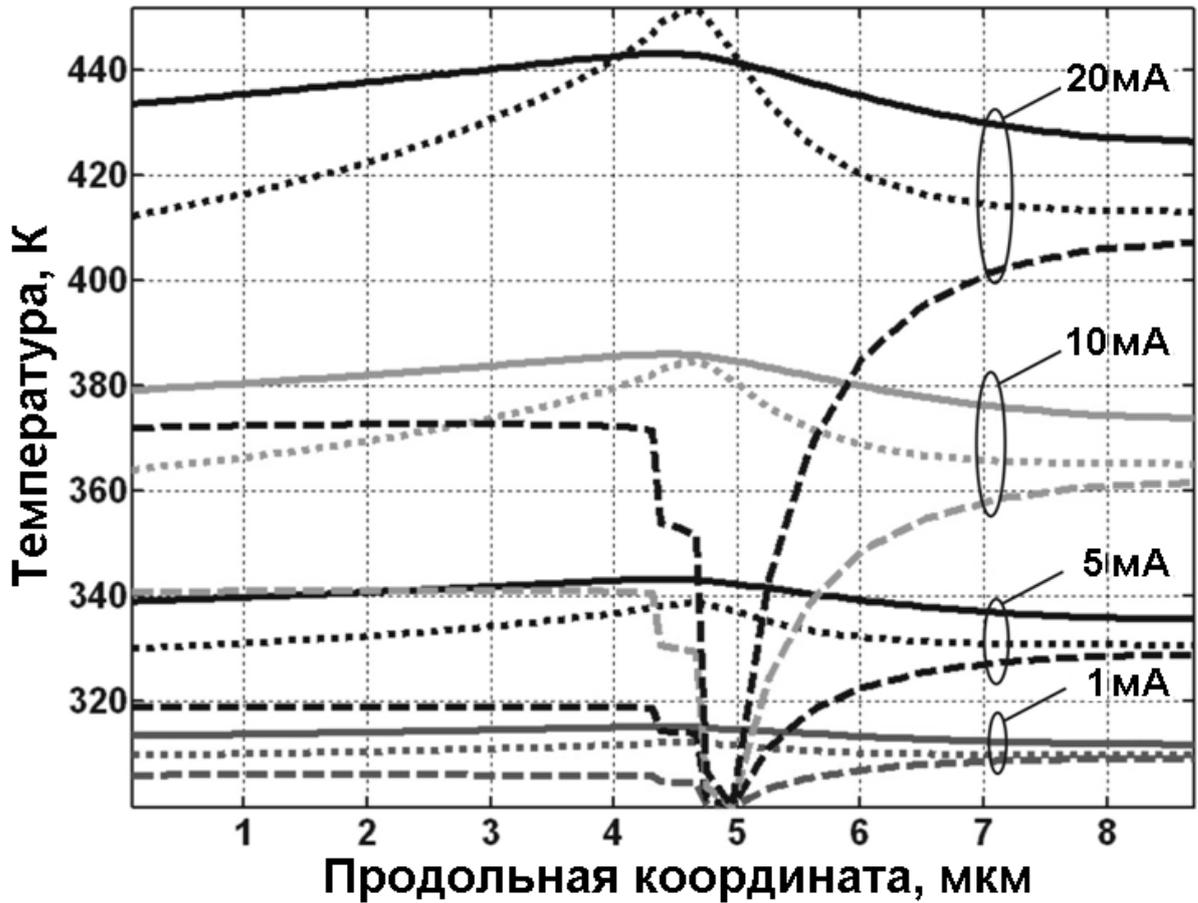


Рис. 3.7 Продольное распределение температуры в верхнем РБО для различных значений диаметра структуры ( $r = 0$  (сплошная линия);  $r = 5 \mu\text{m}$  (пунктирная линия);  $r = 7 \mu\text{m}$  (прерывистая линия)) при различных токах накачки

линейно зависит от температуры [193]:

$$n(T) = n_{300} + C_T \cdot (T - 300), \quad (3.2)$$

где  $n_{300}$  - коэффициент преломления при  $T = 300\text{K}$ ,

$C_T$  - линейно интерполированный температурный коэффициент.

Величины параметров для интересующих материалов представлены в Таблице 3.1.

Результаты расчета спектра коэффициента отражения для различных токов накачки в центре структуры (сплошная линия) и возле оксидного окна (прерывистая линия) представлены на рис. 3. 8.

Таблица 3.1. Величины параметров уравнения для материалов структуры

Материал	Индекс ( $\lambda = 980 \text{ нм}$ ; $T = 300 \text{ K}$ )	Коэффициент $C_T$ , $\text{K}^{-1}$
Воздух	1	0
GaAs	3.446	0.0060
$\text{Al}_{0.375}\text{Ga}_{0.625}\text{As}$	3.1032	0.0038
$\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$	2.9574	0.0031
$\text{p-Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$	2.8661	0.00033
$\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.58}\text{As}$	3.1205	0.0036
$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$	3.342	0.0003

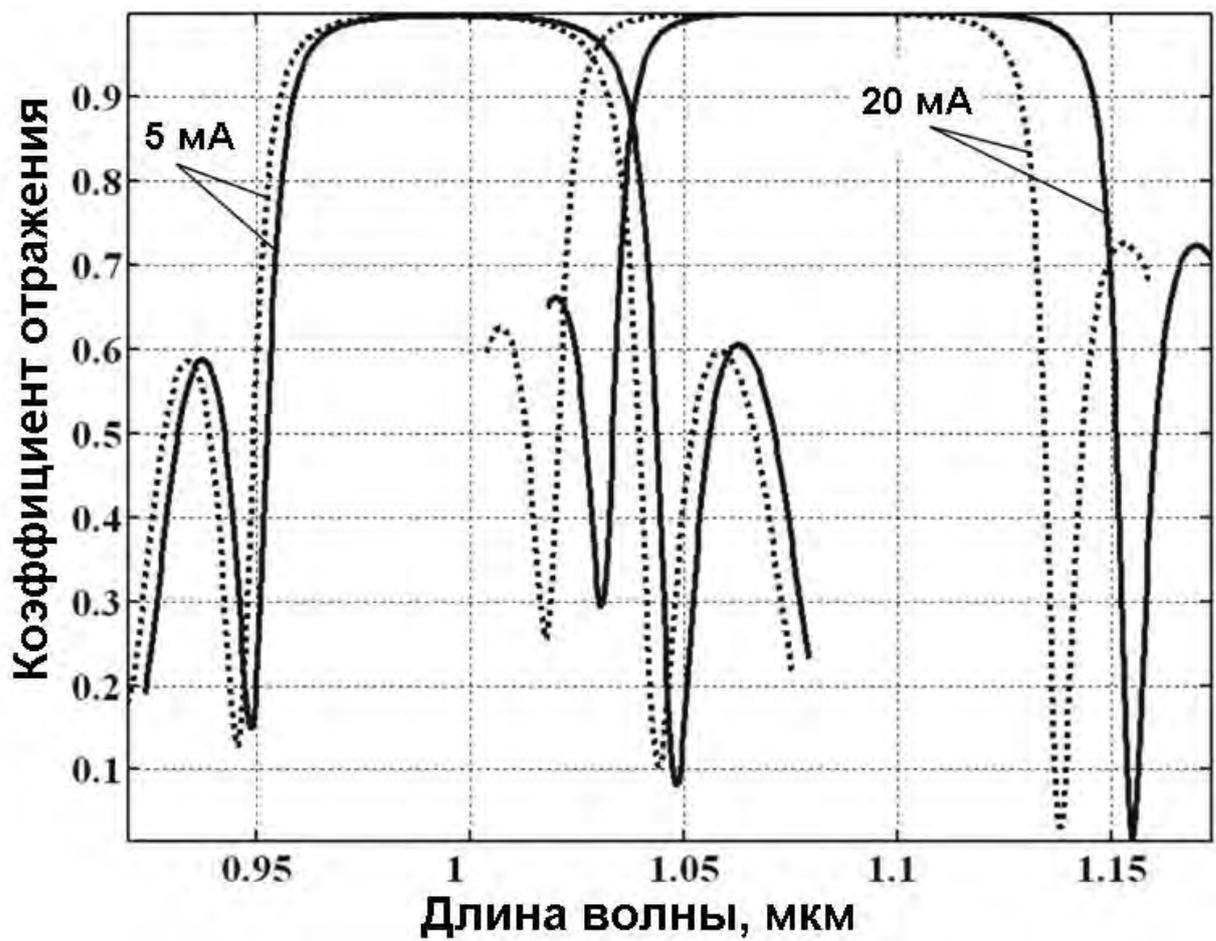


Рис.3.8 спектры отражения верхнего РБО в центре структуры (сплошная линия) и у края оксидного окна (прерывистая линия) при различных значениях тока накачки

### 3.3.2 Глубина проникновения поля и эффективный показатель преломления

Фаза отражения вблизи длины волны Брэгга изменяется линейно. Это позволяет использовать модель эффективного РБО [132]. В этом случае зеркало может быть представлено металлическим зеркалом, смещенным на расстояние  $L_{eff}$ , или эффективную глубину проникновения оптического поля, как это показано на рисунке 3.9.

При этом амплитуда падающей и отраженной волны смещается по фазе на величину  $-\beta L_{eff}$ , где  $\beta$  – постоянная распространения поля в среде. Таким образом, предполагая, что на центральной длине волны фаза отражения равна нулю, можно записать выражение для коэффициента отражения в виде:

$$\bar{R}(\omega) = R(\omega)e^{j\varphi(\omega)} = R(\omega)e^{-2j(\beta-\beta_0)L_{eff}}, \quad (3.3)$$

где  $\beta_0$  – постоянная распространения на длине волны Брэгга  $\lambda_0$ .

Если разложить фазу отражения в виде ряда Тейлора по  $\beta_0$

$$\varphi = \varphi_0 + (\beta - \beta_0) \frac{\partial \varphi}{\partial \beta} + \frac{(\beta - \beta_0)^2}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \beta^2} + \dots \quad (3.4)$$

и сравнить с выражением в правой части (3.3), то можно получить выражение для  $L_{eff}$  в виде

$$L_{eff} = -\frac{1}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial \beta} \approx \frac{\lambda_0}{4(n_h - n_l)}. \quad (3.5)$$

В случае, когда коэффициент отражения близок к 1 [133]. Выражение 3.5 показывает, что чем больше разница между большим и меньшим показателями преломления, тем меньше глубина проникновения поля в зеркало.

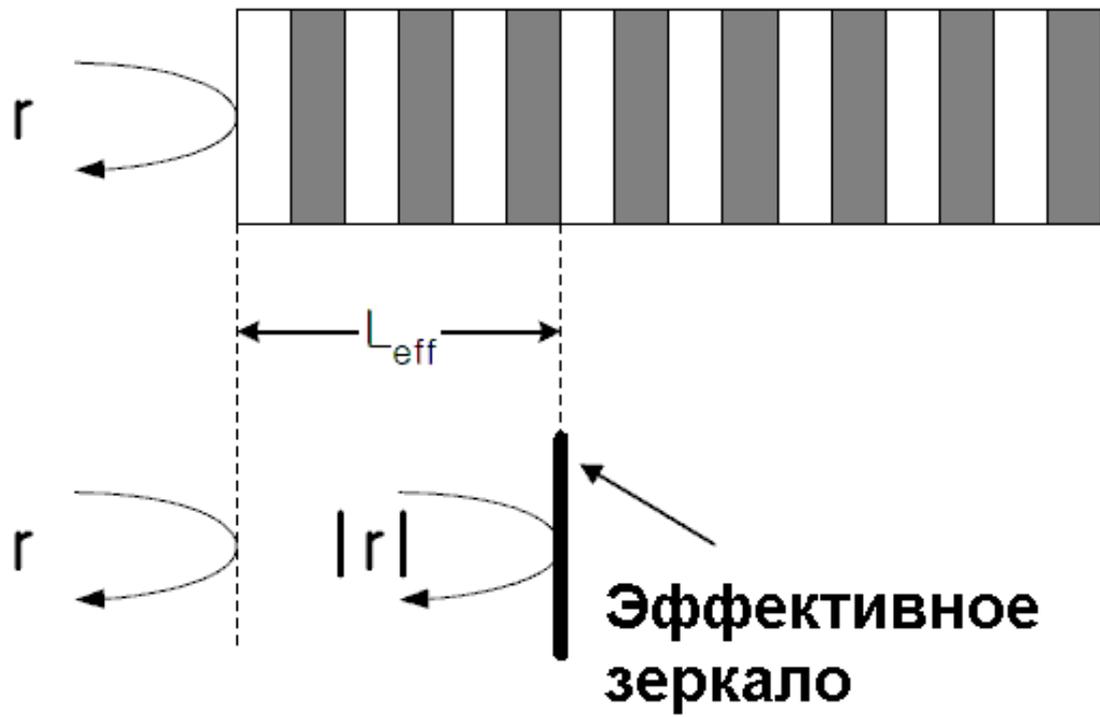


Рис.3. 9 Замена РБО на эффективное зеркало.

Кроме того, как будет показано при исследовании модуляционных свойств ВИЛ, эффективная длина волны увеличивает длину резонатора, что негативно влияет на ширину полосы модуляции прибора.

Эффективный показатель преломления рассчитывается с учетом влияния температуры и величины оптического поля в поперечном направлении структуры:

$$n_{eff} = \frac{\int n(\rho, T) |E(\rho)|^2 d\rho}{\int |E(\rho)|^2 d\rho}. \quad (3.6)$$

Зависимость эффективного показателя преломления и глубины проникновения поля в структуру от радиальной координаты представлена на рисунке 3.10.

В центре показатель преломления выше, чем на краю из-за более высокой температуры и интенсивного излучения. Кроме того, форма распределения напоминает по форме линзу, что, в конечном счете, позволяет слегка фокусировать излучение на выходе. Также глубина проникновения поля увеличивается к краю структуры, что приводит к более эффективному подавлению боковой моды у края оксидного окна.

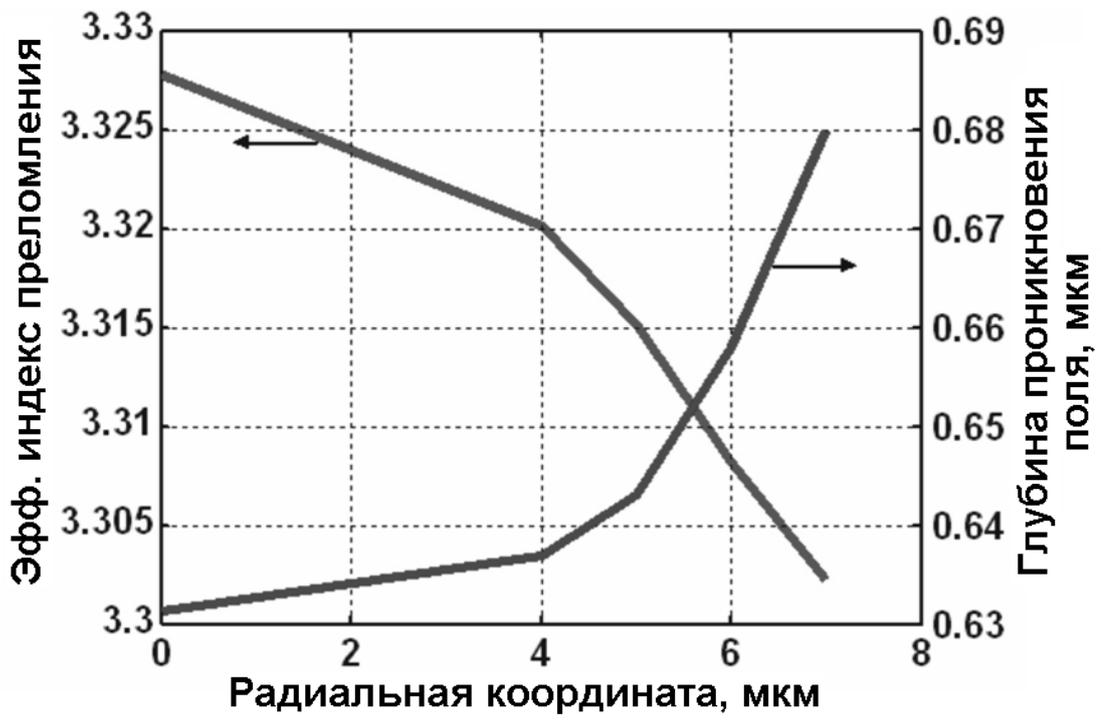


Рис.3. 10. Радиальное распределение  $n_{eff}$  и  $L_{eff}$  на выходе верхнего РВО.

### **3.4 Анализ результатов расчета**

Как было сказано в обзоре, статические и модуляционные характеристики во многом зависят от правильно выбранных геометрических параметров ВИЛ, что определяется конкурентным поведением различных физических аспектов, таких как паразитная емкость прибора и эффект обтекания тока. Данное поведение и показывает последующий анализ результатов моделирования ВИЛ с различными значениями геометрических параметров прибора таких как отношение радиуса верхнего РБО и оксидного окна, толщина градиентного перехода между контактными слоями и оксидным окном и толщины контактных слоев.

#### **3.4.1 Отношение радиуса верхнего РБО и оксидного окна**

На рис. 3.11 представлены ватт-амперная (L-I) и вольт-амперная (V-I) характеристики для прибора радиусом 6 мкм при различных значениях радиуса верхнего РБО [A22].

При уменьшении радиуса зеркала уменьшается эффект растекания тока, что приводит к более неравномерному распределению носителей в радиальной плоскости активной области и, соответственно, уменьшению выходной мощности лазера. Радиальное распределение концентрации электронов для структуры с различными значениями радиуса верхнего зеркала и величины тока накачки представлено на рисунке 3.12. Как видно из рисунка, максимум концентрации располагается под краем оксидного окна, что связано с влиянием ЭСТ. Данный эффект хорошо известен в биполярных транзисторах [16]. При малых значениях тока сопротивление прибора ограничено диодным сопротивлением, поэтому распределение тока относительно равномерно. При увеличении тока накачки, динамическое сопротивление становится очень низким, что приводит к шунтированию тока в контактных слоях. При этом дополнительный ток, в основном, проходит по периметру активного слоя.

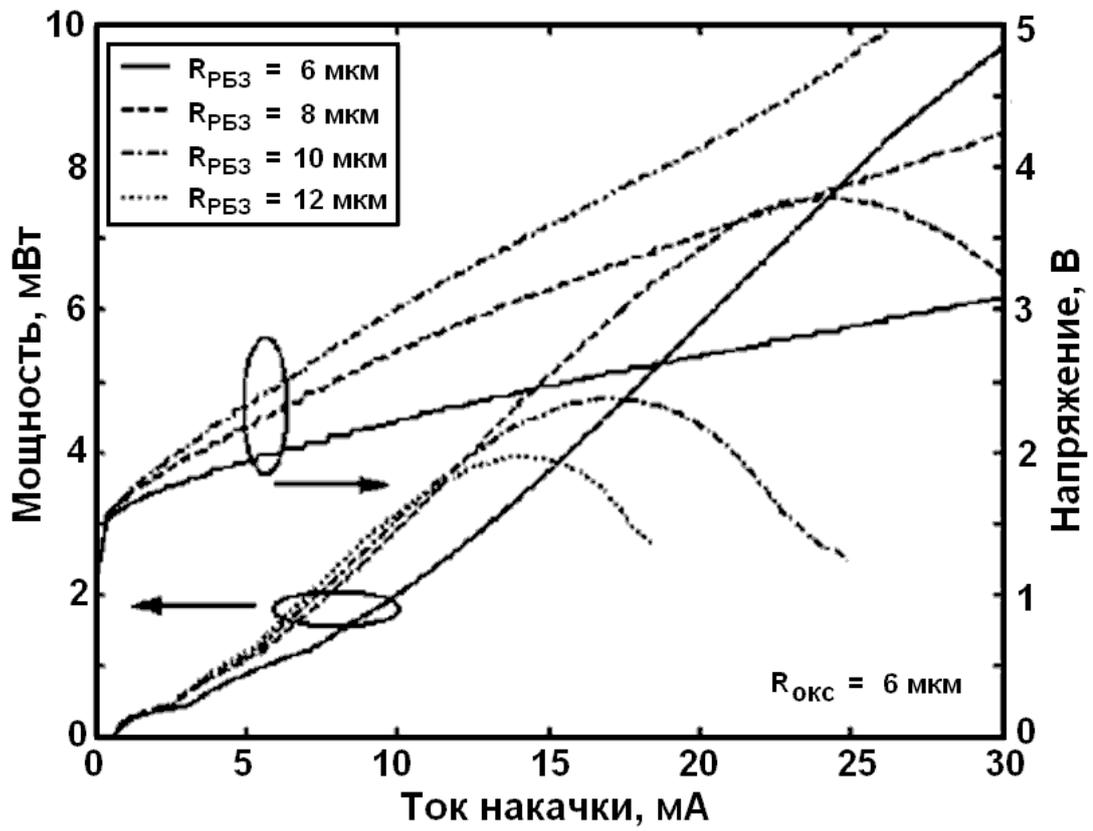


Рис 3.11 Ватт – амперная и вольт – амперная характеристики лазера при различных значениях радиуса верхнего выходного зеркала

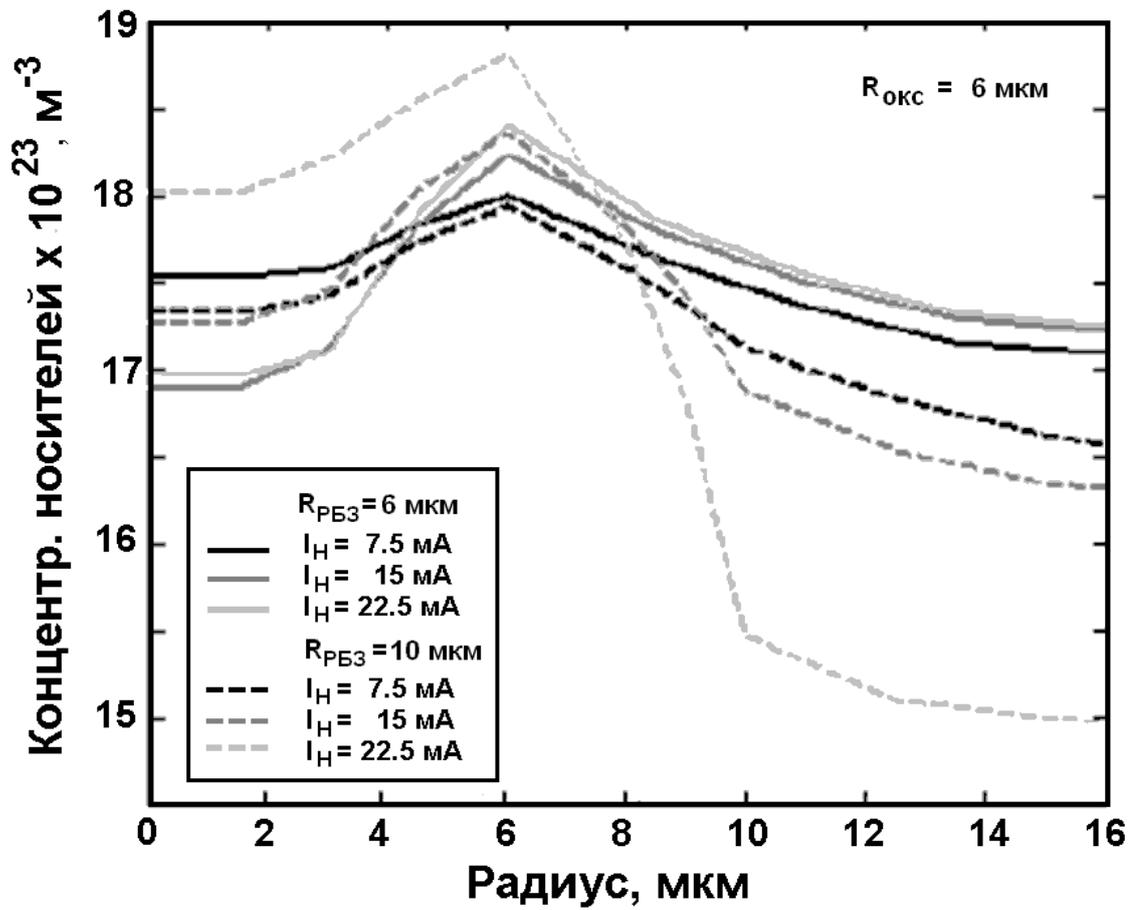


Рис. 3.12 Радиальное распределение концентрации электронов в активной области ВИЛ.

В центре прибора, при увеличении тока накачки, концентрация носителей уменьшается. При одинаковых значениях тока, отношение концентрации в центре/оксидном окне выше для приборов с большим диаметром верхнего зеркала, что связано с увеличением температуры в активной области и уменьшением скорости стимулированной рекомбинации.

Кроме того, насыщение оптической мощности происходит при меньших значениях тока в приборах с большим верхним зеркалом (ватт-амперные характеристики на рис. 3.11). Это объясняется тем, что с увеличением диаметра зеркала увеличивается горизонтальный путь носителей от контакта к активной области, что приводит к увеличению сопротивления прибора и к более высокой температуре в активной области и, соответственно, большему насыщению оптического усиления при высоких токах накачки.

Радиальное распределение температуры в активной области представлено на рис. 3.13. Рисунок показывает, что при увеличении радиуса верхнего зеркала температура в активной области увеличивается. Подобное поведение обусловлено двумя причинами. Во-первых, при увеличении диаметра зеркала увеличивается горизонтальный путь тока между контактом и активной областью лазера, что, в свою очередь, логарифмически увеличивает сопротивление на данном участке.

Это приводит к увеличению общего сопротивления прибора (вольт-амперные характеристики на рис. 3.11), температурного сопротивления, и, в конечном счете, к увеличению температуры в активной области. Во-вторых, благодаря пространственной диффузии, некоторая часть акцепторов, располагается по краю периметра верхнего зеркала (рис. 3.14а), тем самым создавая область эффективного охлаждения в этой части зеркала (рис. 3.14б). При увеличении радиуса зеркала, расстояние между этой областью и оксидным окном увеличивается, что, в свою очередь, приводит к увеличению температуры в активной области. Более подробно влияние этого параметра также будет рассмотрено дальше при анализе модуляционных характеристик.

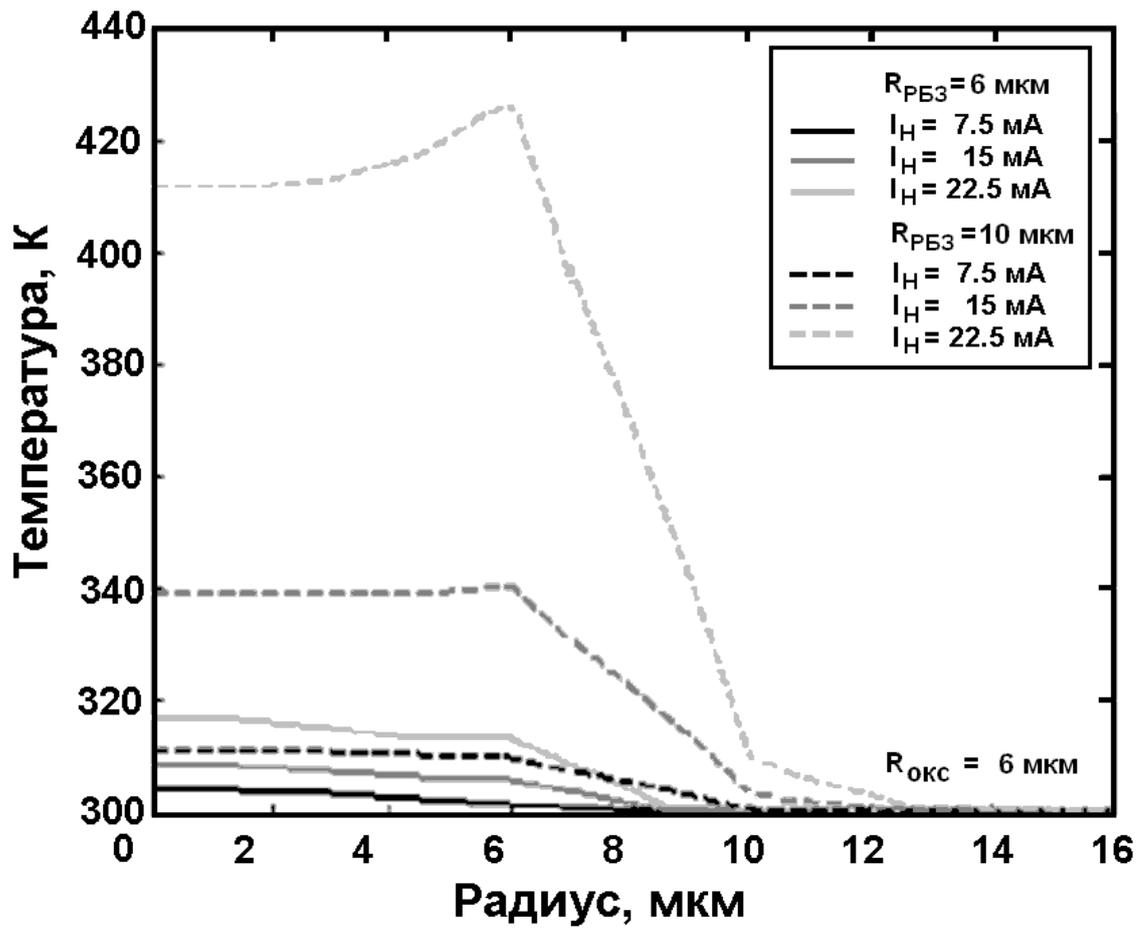
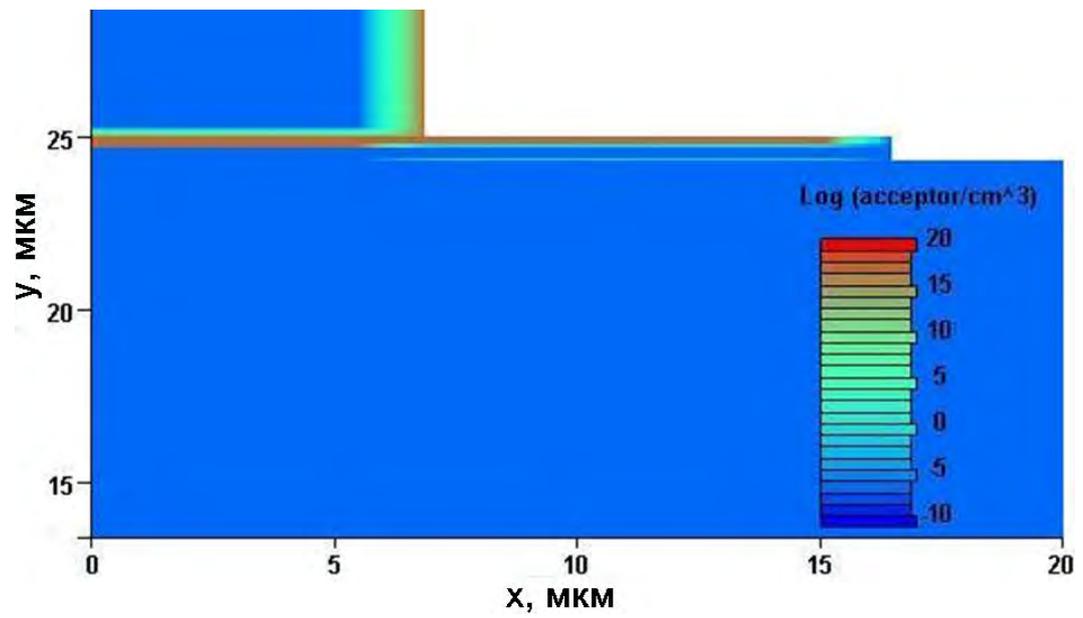
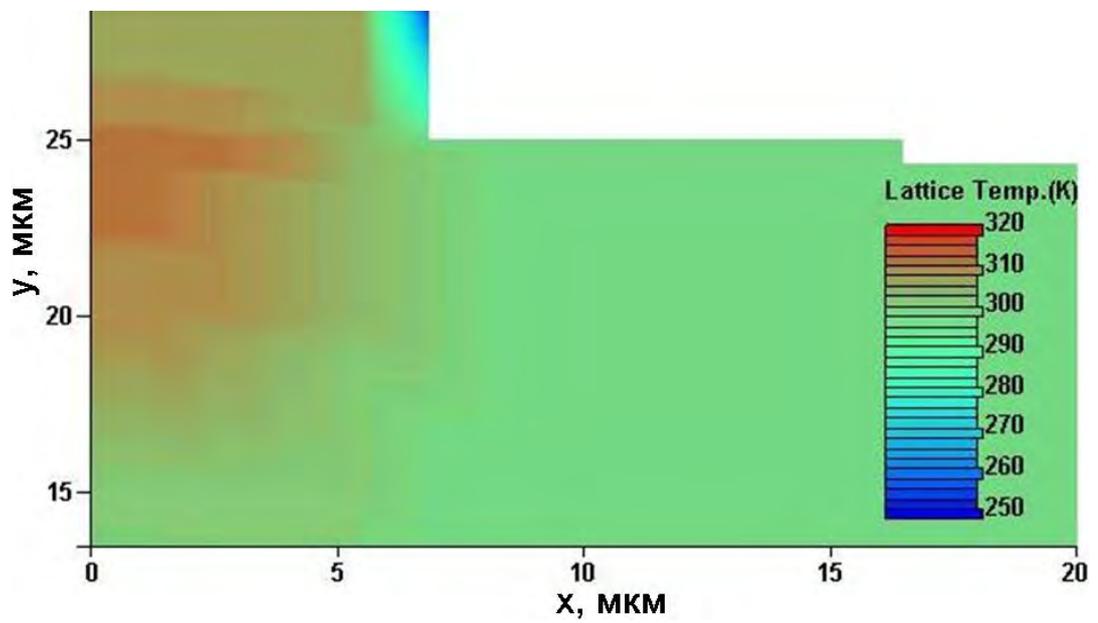


Рис. 3.13 Радиальное распределение температуры решетки в активной области



а)



б)

Рис. 3.14. Пространственное распределение а) акцепторов и б) температуры в структуре лазера;

### 3.4. 2 Толщина градиентного слоя

В предыдущих работах подавление ЭСТ по периметру оксидного окна [199], слой р-контакта может быть разделен на две части с различным уровнем легирования слоев (рис. 3.15). А обозначает область под металлическим контактом, Б – горизонтальное движение частиц по контактному слою, В – движение через оксидное окно к активной области. Слой, близкий к контакту легирован больше чем слой, близкий к оксидному окну.

Такое легирования позволяет уменьшить сопротивление для носителей, движущихся от контакта к окну (Область Б). В то же время, низколегированный слой из-за большего сопротивления не дает двигаться дыркам вертикально на краю оксидного окна (область В), а растекаться ближе к середине структуры. Это должно приводить к подавлению ЭСТ и улучшению эффективности прибора.

Сопротивление для каждой области представлено в виде:

$$R_A = \frac{\rho_h \delta_A}{2\pi r_1 t_h} \frac{2K_0(r/\delta_A)}{K_{-1}(r_2/\delta_A) + K_1(r_2/\delta_A)}, \quad (3.7)$$

$$R_B = \frac{\rho_h \delta_A}{2\pi t_h} \ln\left(\frac{r_2}{r_3}\right), \quad (3.8)$$

$$R_C = \frac{\rho_h \delta_B}{2\pi r_3 t_h} \frac{2I_0(r/\delta_B)}{I_{-1}(r_3/\delta_B) + I_1(r_3/\delta_B)}, \quad (3.9)$$

где  $\delta_A = \sqrt{t_h \rho_m / \rho_h}$  и  $\delta_B = \sqrt{t_h t_l \rho_l / \rho_h}$

$t_h$  и  $t_l$  - толщина высоко- и низколегированного слоя;

$\rho_h$ ,  $\rho_l$  и  $\rho_m$  - удельное сопротивление высоко-, низколегированного слоя и металла контакта;

$r_1$ ,  $r_2$  и  $r_3$  - радиус внешнего, внутреннего кольца контакта и оксидного окна;

$I_n$  и  $K_n$  – Модифицированные функции Бесселя первого и второго рода.

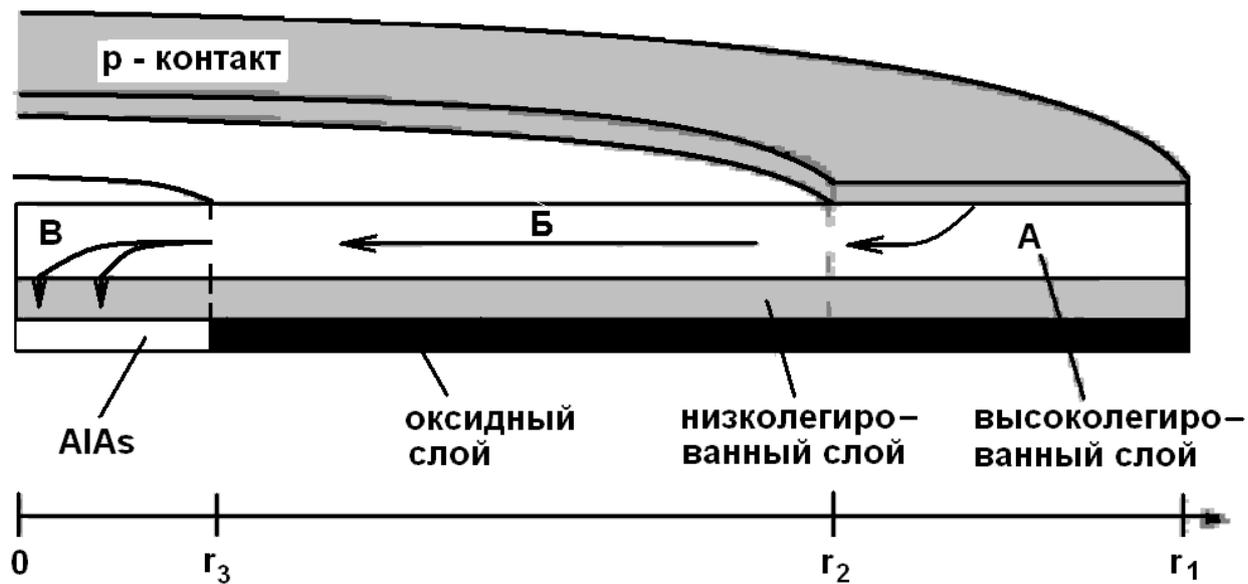


Рис. 3.15. Схематическое представление слоя p-контакта ВЛС с отдельными уровнями легирования.

Однако, с технологической точки зрения, рост одного материала с различным значением легирования представляет трудно контролируемый процесс с возможной диффузией носителей и, соответственно, размытой границей сред.

Более удобным способом контроля сопротивления является контроль толщины градиентной прослойки между контактными слоем и слоем оксидного окна. Как было показано на рис. 3.3, при наложении материалов с различным значением энергии запрещенной зоны (GaAs для контактного слоя и  $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$  для оксидного окна) возникает скачок энергии на границе перехода, который препятствует току дырок и, соответственно, увеличивают сопротивление прибора. Таким образом, впервые было показано, что, регулируя толщину переходного слоя, возможно контролировать сопротивление этого слоя без изменения уровня легирования [199].

На рис. 3.16 представлены Ватт – амперная и вольт – амперная характеристики прибора с различным значением параметра толщины градиентного слоя (ТГС), одинаковыми для n- и p- контакта [A19].

Вольт амперная х-ка показывает, что при увеличении параметра ТГС уменьшается сопротивление прибора. Это связано с уменьшением разрыва зонной диаграммы на месте соприкосновения контактного слоя и слоя оксидного окна из-за разницы положения уровня проводимости для материалов GaAs и  $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$  (Рис. 3.17а) [39].

Это приводит к более неравномерному распределению носителей в активной области (Рис. 3.17б) из-за большего влияния ЭСТ. При малых токах (до 7 мА), наклон характеристики уменьшается с увеличением ТГС. Такое поведение можно объяснить увеличением влияния эффекта обтекания и выжиганием пространственной дыры в активной области. Максимальное значение оптической мощности сначала увеличивается с уменьшением ТГС, однако для приборов с малым значением ТГС (40 и 20 А) происходит уменьшение этого показателя из-за увеличения сопротивления прибора и, соответственно температуры в активной области (вольт-амперная х-ка на рис. 3.16).

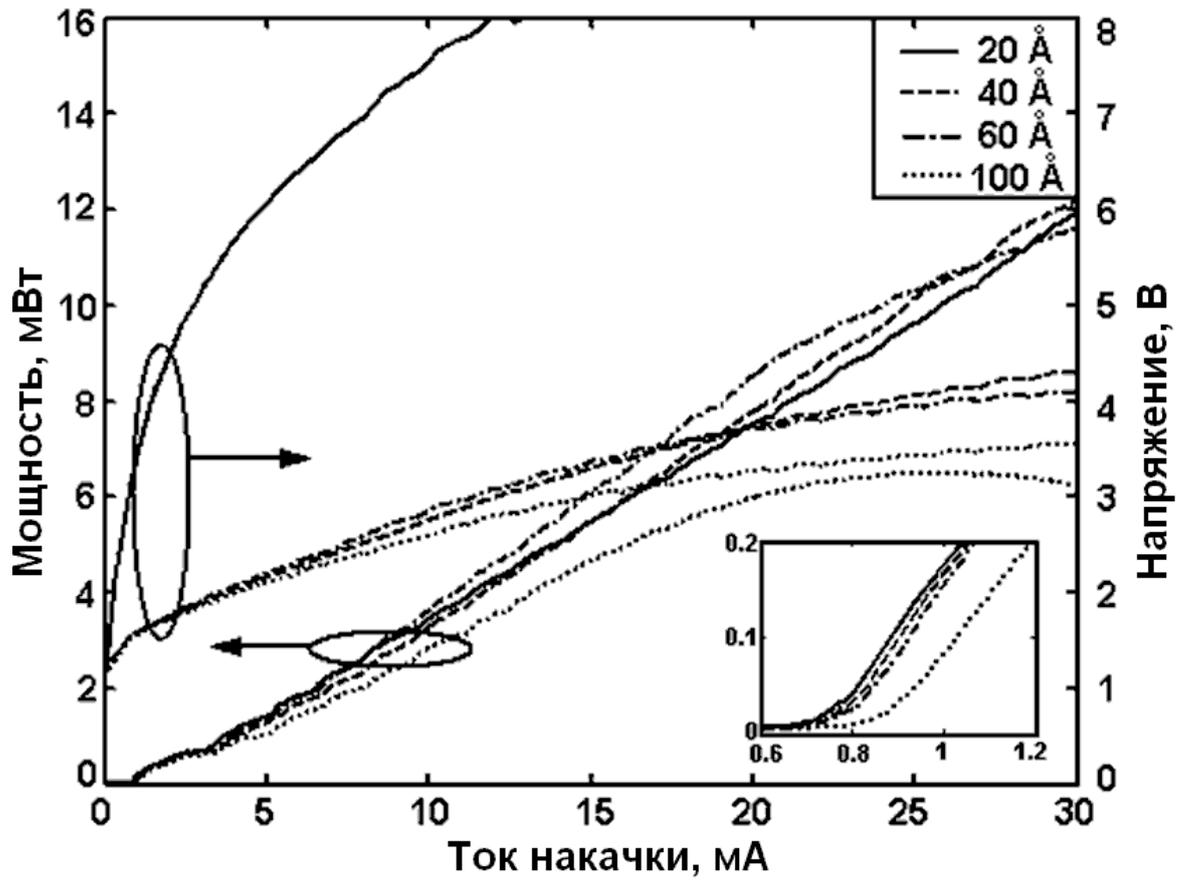
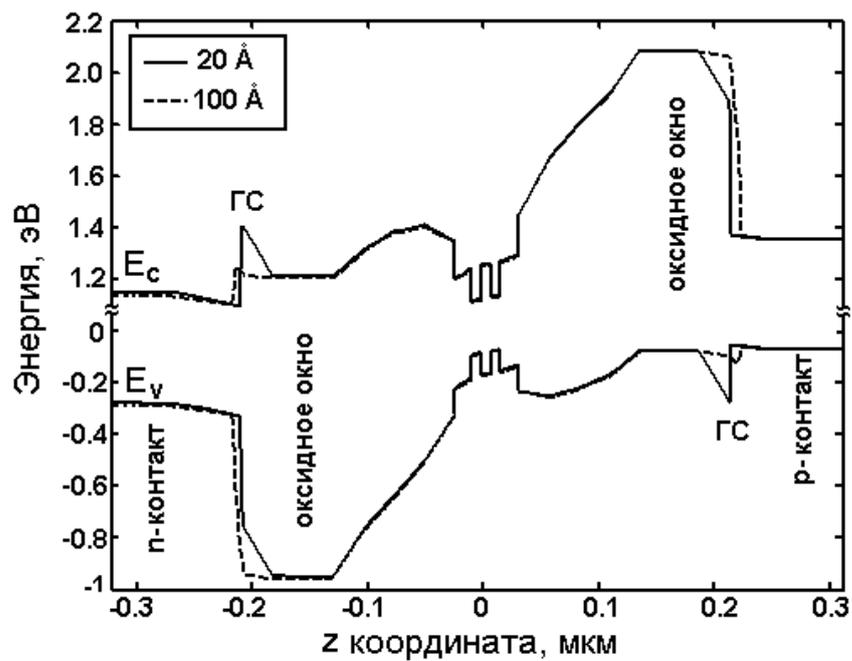
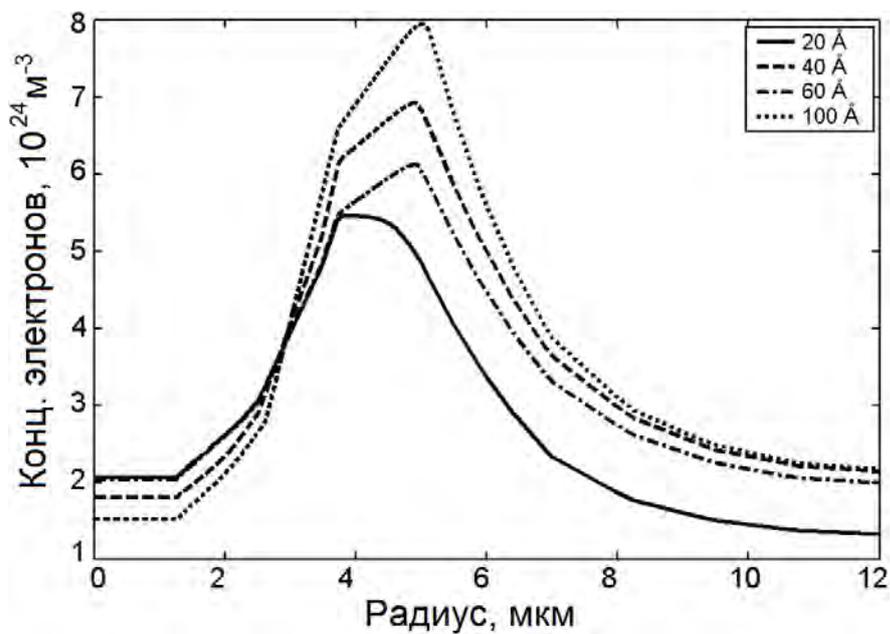


Рис. 3.16 Ватт – амперная и вольт – амперная характеристики прибора с различным значением параметра ТГС



а)



б)

Рис. 3.17 а) Зонная диаграмма, рассчитанная в центре устройства и б) распределение электронов в активной области при значении параметра ГС в 20 А (сплошная линия) и 100А (пунктирная линия)

Вставка рис. 3.16 показывает влияние ТГС на величину порогового тока. При увеличении ТГС увеличивается глубина проникновения излучения в зеркала. Это ведет к увеличению эффективной длины резонатора и, соответственно, объема резонатора, что, в свою очередь увеличивает величину порогового тока [39].

### 3.4.3 Толщина контактного слоя

Поскольку р- и n-контактные слои являются частью зеркал, их толщина должна изменяться согласно закону:

$$d=(2k+1)\lambda/4n, \quad (3.3)$$

где  $d$  – толщина контактного слоя,

$k=0, 1, 2, \dots$ ,

$\lambda$  - длина волны,

$n$  – коэффициент преломления слоя.

На рисунке 3.18 представлены L-I и V-I характеристики прибора с различным значением параметра толщины контактного слоя (ТКС) равной  $\lambda/4n$  (сплошная линия),  $3\lambda/4n$  (пунктирная линия),  $5\lambda/4n$  (штрих-пунктирная линия) и  $7\lambda/4n$  (точечная линия), соответственно. ТКС р- и n-контактного слоя одинаково. V-I х-ка показывает, что, с увеличением ТКС, сопротивление прибора уменьшается, что подтверждается аналитическими исследованиями влияние ТКС на сопротивление слоя [199].

На рис. 3.19 представлено радиальное распределение температуры решетки в активной области при токе накачки в 10 мА для приборов с различным значением ТКС. Результаты показывают, что, уменьшение сопротивления прибора приводит к уменьшению рабочей температуры, что увеличивает наклон L-I х-ки и максимальную мощность оптического излучения в приборах с большим значением ТКС [42].

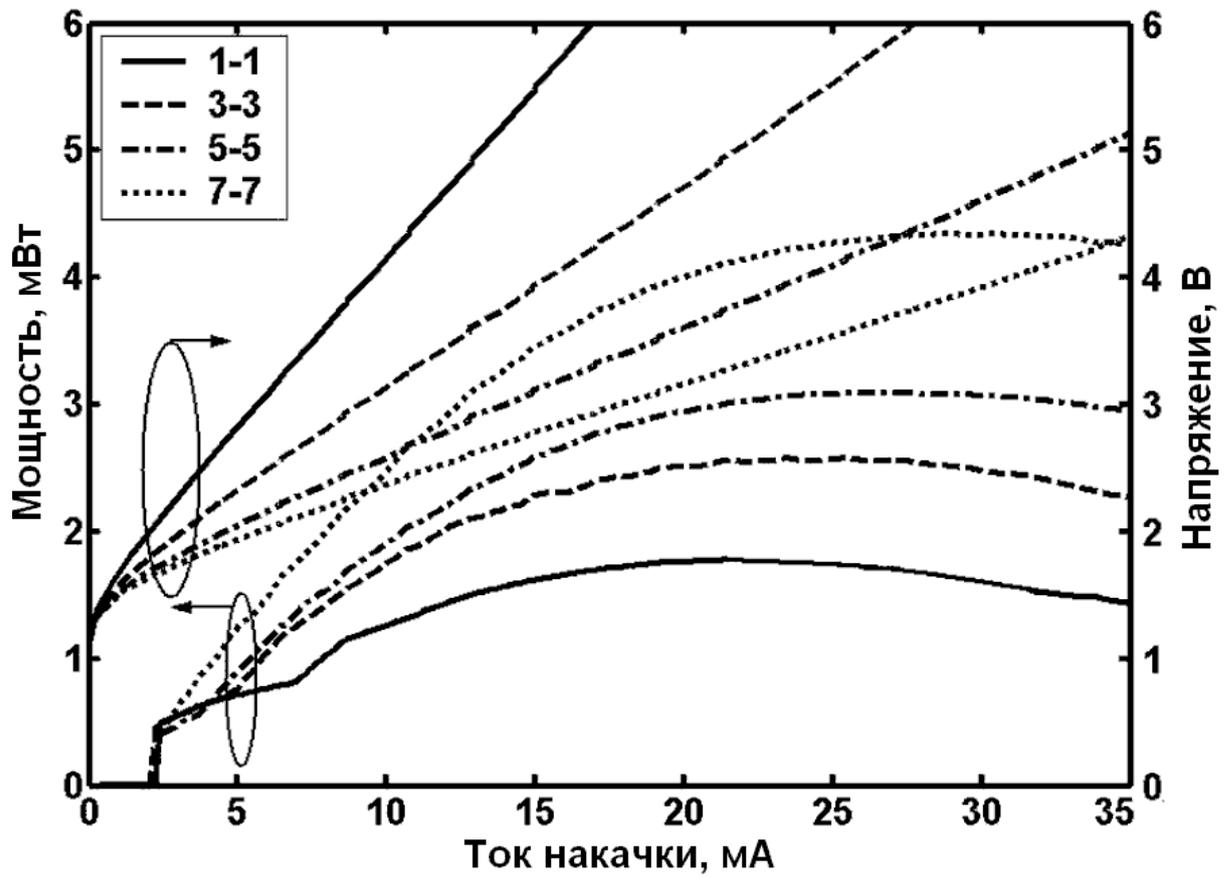


Рис. 3.18. Ватт – амперная и вольт – амперная характеристики прибора с различным значением параметра ТКС:  $\lambda/4n$  (сплошная линия),  $3\lambda/4n$  (пунктирная линия),  $5\lambda/4n$  (штрих- пунктирная линия) and  $7\lambda/4n$  (точечная линия).

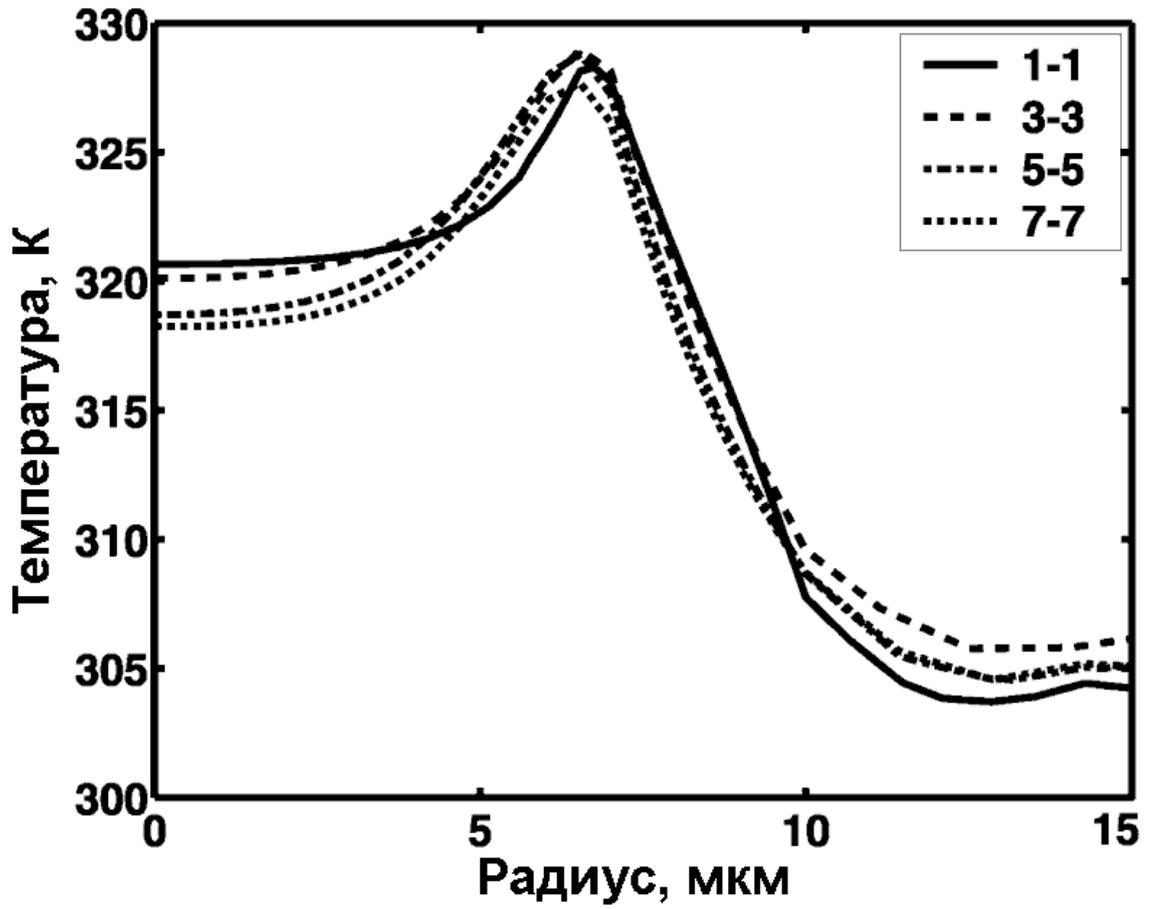


Рис. 3.19 Радиальное распределение температуры в активной области при различных значениях параметра ТКС.

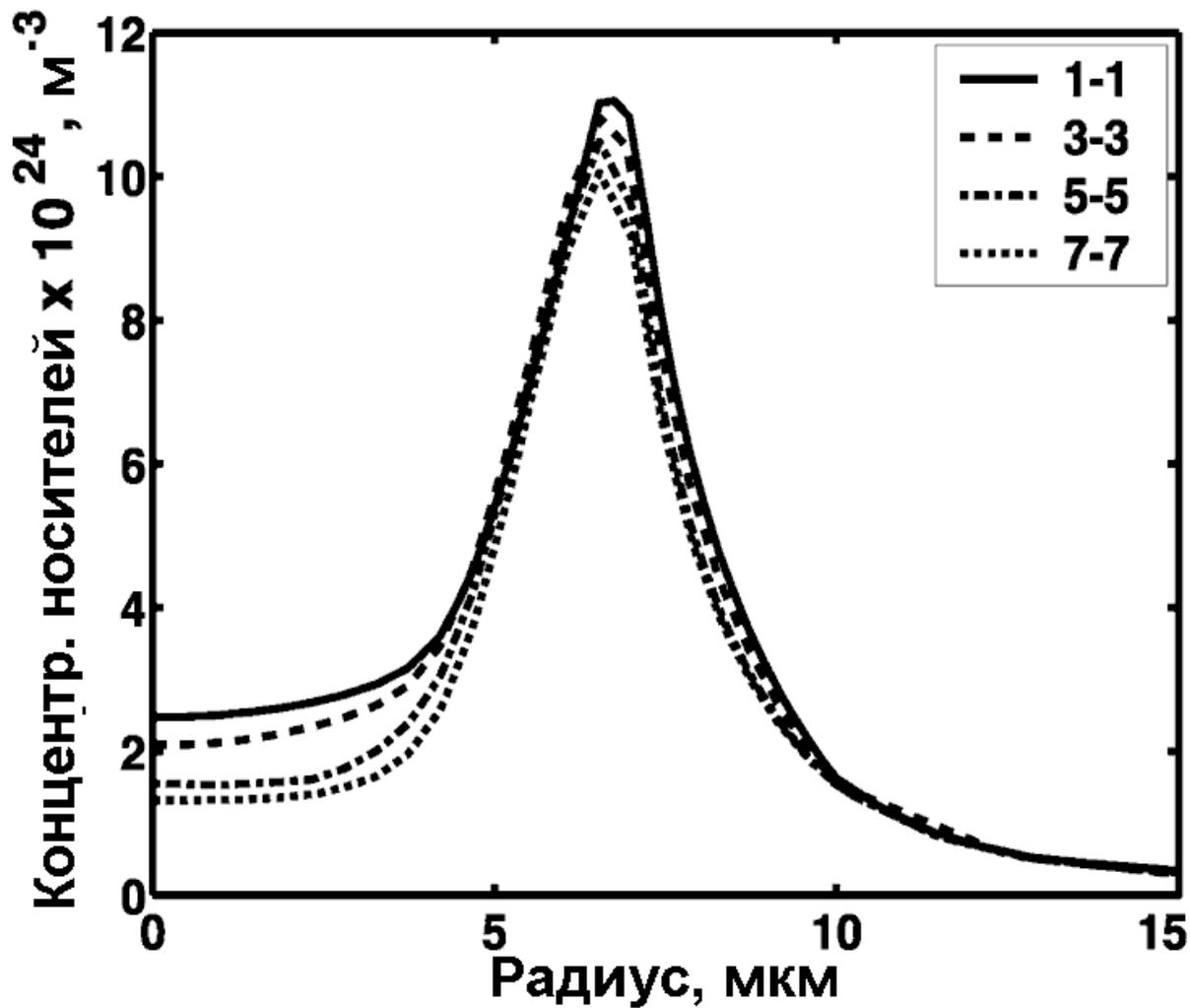


Рис. 3.20. Радиальное распределение концентрации дырок в активной области при различных значениях параметра ТКС прибора.

Рис.3.20 показывает радиальное распределение концентрации дырок в активной области лазера при токе накачки в 10 мА и различных значениях параметра ТКС. С уменьшением ТКС распределение дырок становится более равномерным, поскольку более тонкий контакт имеет большее сопротивление и, соответственно, более эффективно снижает ЭСТ. Этот эффект не сильно влияет на величину наклона ватт-амперной характеристики, но, как будет показано ниже, влияет на модуляционные свойства лазера.

#### **3.4. 4 Активная область с разнесенными квантовыми ямами**

Как показывают работы по исследованию торцевых лазеров со многими КЯ [34, 35, 70, 80, 11], увеличение КЭ происходит с увеличением количества ям. Однако в ВИЛ данная величина ограничивается параметром перекрытия активной области стоячей волны. Как показывает Рис.3.21, ватт-амперные х-ки для лазера с различным значением КЯ в активной области не растут пропорционально увеличению гетероструктур, а насыщаются. С увеличением количества КЯ с 2 до 5-ти, квантовая эффективность прибора увеличивается, поскольку увеличивается коэффициент ограничения, прямо пропорциональный количеству КЯ. Однако для 6-ти КЯ структуры наблюдается уменьшение наклона характеристики [А34].

Подобное явление объясняется уменьшением перекрытия активной области стоячей волны резонатора [39], что приводит к уменьшению продольного коэффициента ограничения (ПКО) (Рис. 3.22 а и б).

Для увеличения ПКО активной области с большим количеством КЯ необходимо разделить усиливающие слои таким образом, чтобы они находились в нескольких пиках стоячей волны [57], как показано на рисунке 3.23.

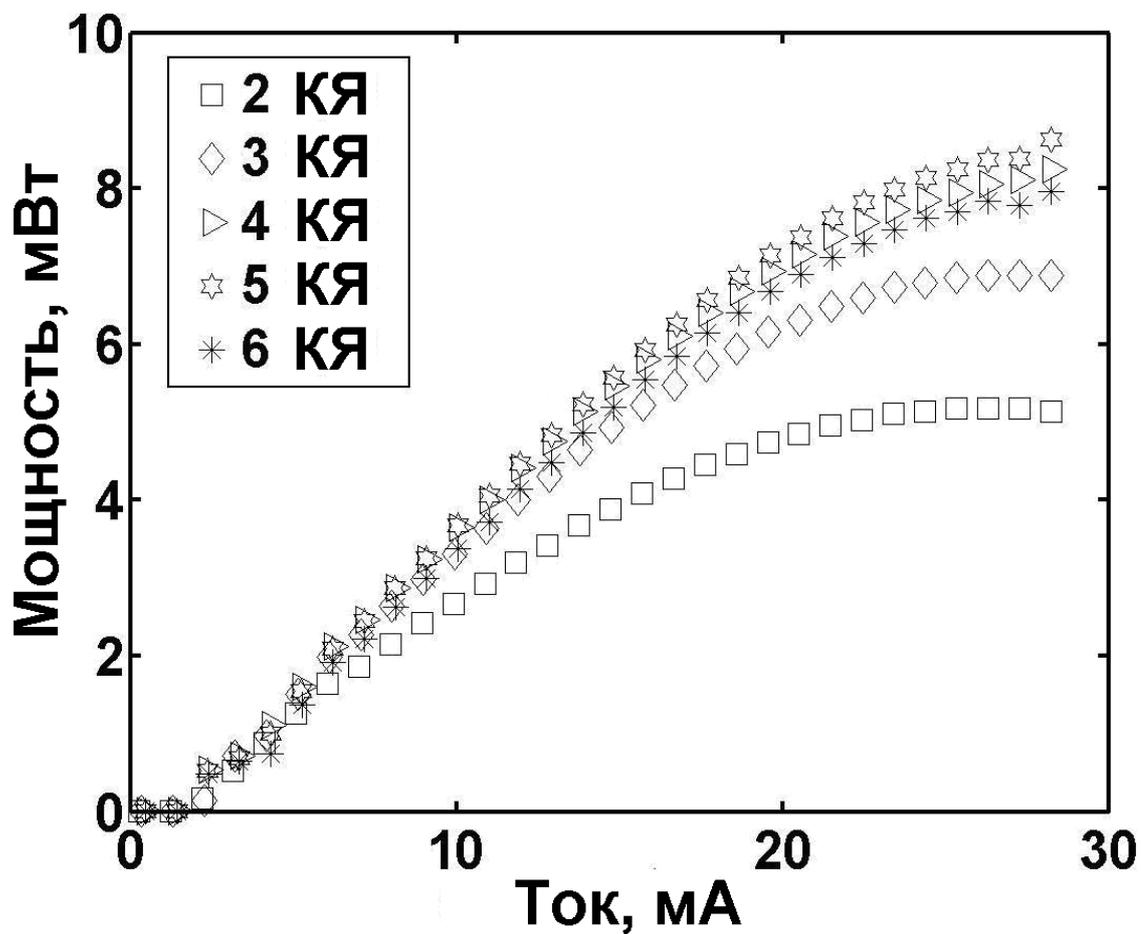
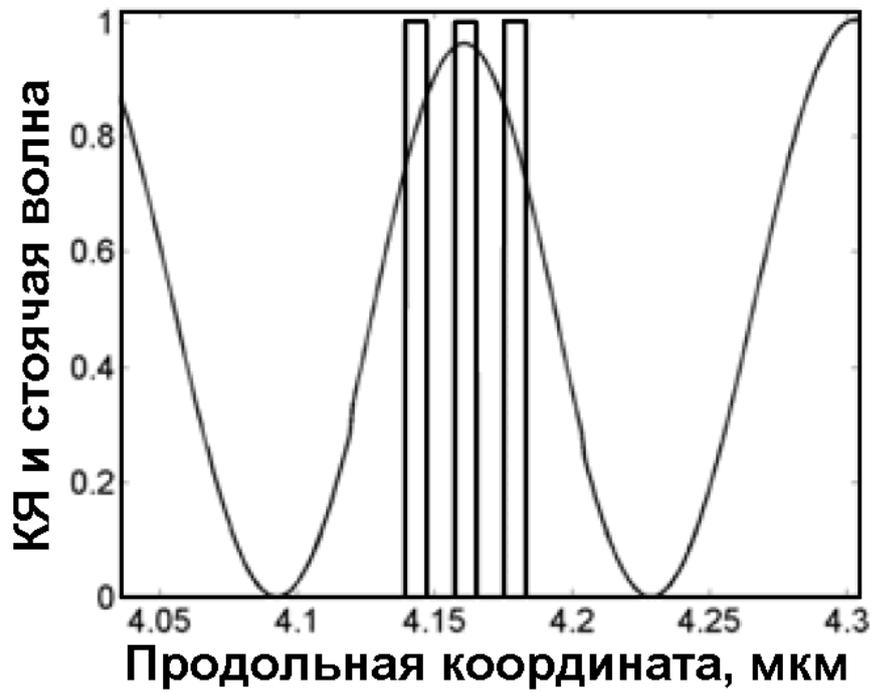
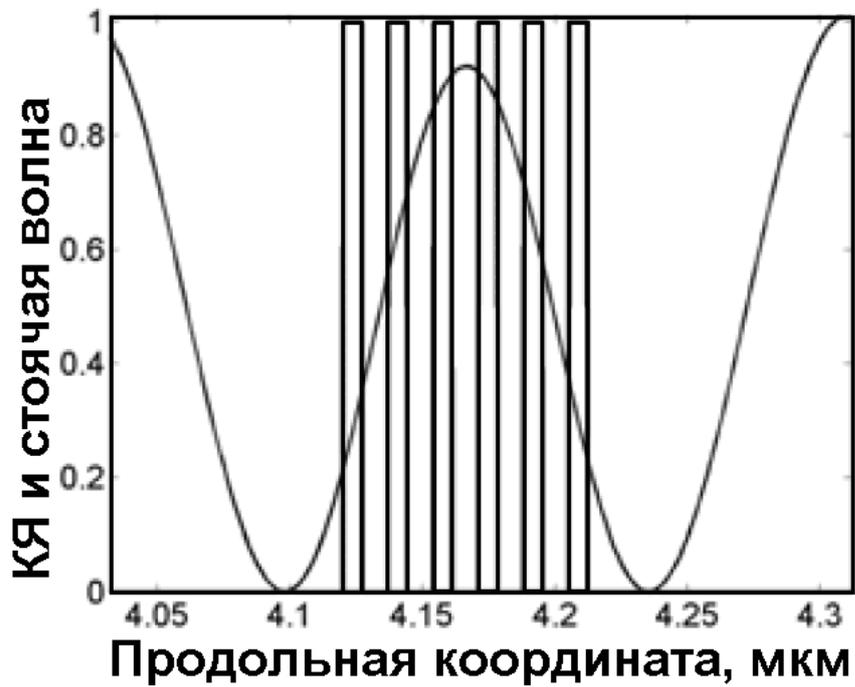


Рис. 3.21. Ватт – амперная характеристика прибора с различным значением количества КЯ в активной области



а)



б)

Рис. 3.22 Стоячая волна в структуре с а) 3 КЯ и б) 6 КЯ

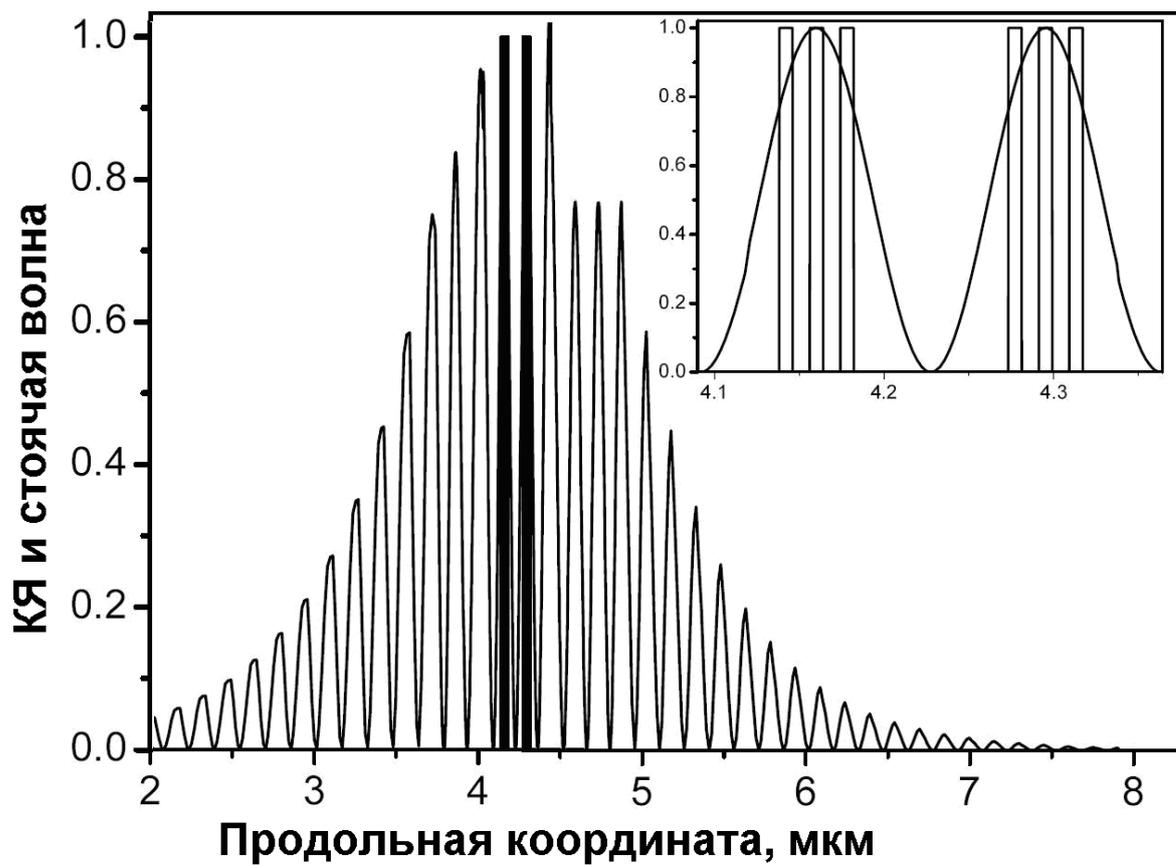


Рис.3.23 Распределение волны в структуре с разделенными КЯ. В верхней сноске показано распределение волны в активной области.

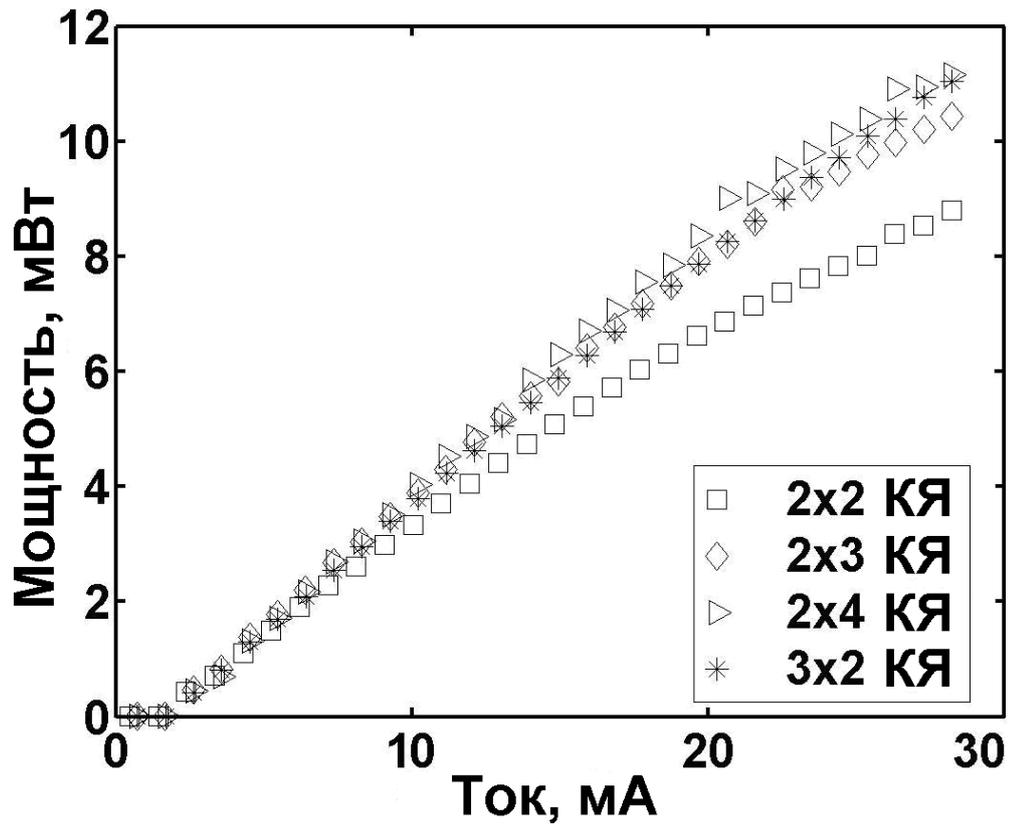


Рис. 3.24. Ватт – амперная характеристика прибора с различным значением количества разделенных КЯ в активной области

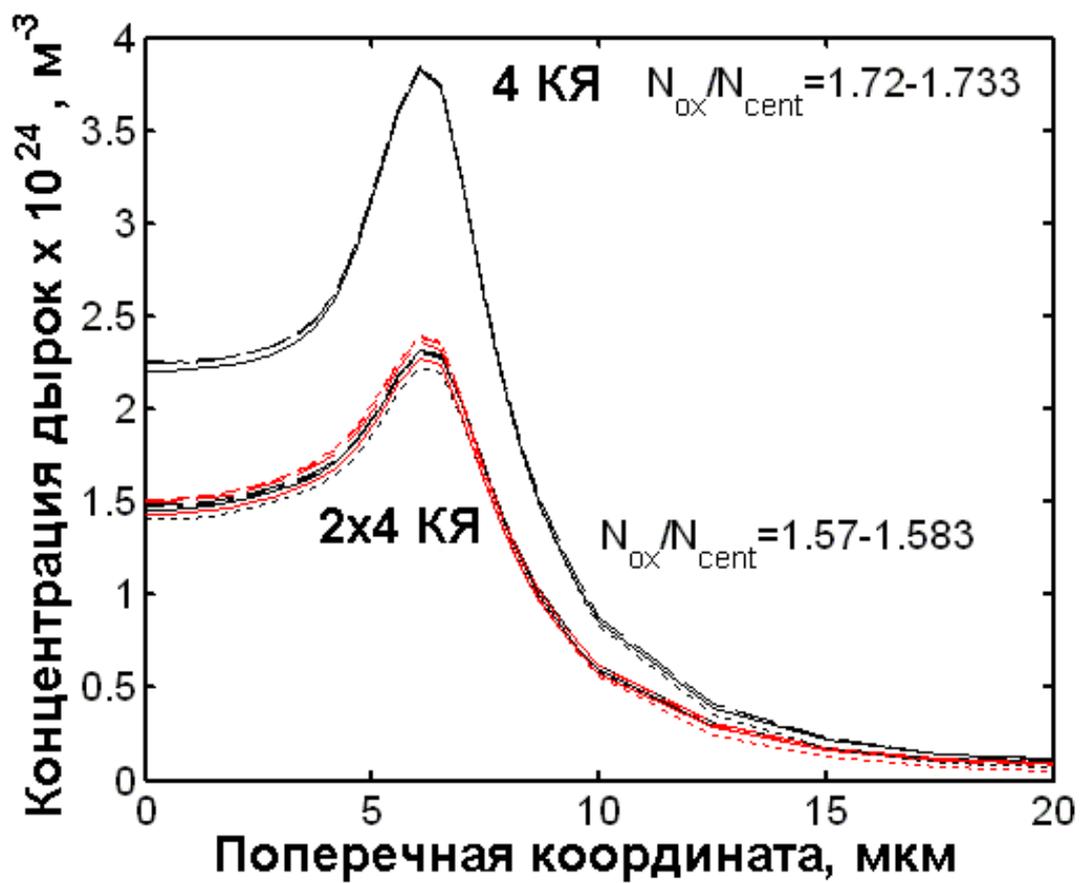


Рис. 3.25. Радиальное распределение концентрации дырок в активной области для приборов с различным значением КЯ

В таблице 3.2 показаны результаты расчета ПКО для устройств с различным значением КЯ в активной области. Как видно из таблицы, при разделении 4-х КЯ на две пары, ПКО увеличивается на 25%, а при разделении 6 КЯ на две тройки – на 52%, на три пары – на 66 %.

Таблица 3.2 ПКО для различных структур

Структура	2 КЯ	4 КЯ	6 КЯ	2x2 КЯ	2x3 КЯ	2x4 КЯ	3x2 КЯ
ПКО	1.99	1.6	1.2	1.993	1.84	1.665	1.997

Такое увеличение ПКО должно привести к увеличению наклона ВАХ, что и показано на рис. 3.24.

Рис. 3.25 показывает распределение дырок в активной области по каждой яме для структур с 4-мя КЯ и 2x4 КЯ. Из рисунка видно, что отношение концентрации дырок в центре и под оксидным окном для первого случая составляет 1.72-1.733, когда как для второй структуры 1.57-1.583, т. е., при разделении КЯ происходит более равномерное распределение носителей в КЯ, что приводит к более эффективному подавлению эффекта растекания тока.

### 3.5 Анализ модуляционных характеристик

Как было показано в обзоре, модуляционные свойства лазера могут быть описаны с помощью параметра релаксационной частоты (уравнение (1.2)), а также ограничивается паразитной емкостью и сопротивлением (ур-е (1.3))[132, 149]. В данном подразделе будет показано, как изменение геометрических параметров влияет на эти параметры и, в совокупности с эффектом обтекания тока, определим оптимальные значения, при которых достигается максимальная ширина модуляции [A26].

На рис. 3.26 представлены модуляционные характеристики приборов с различным значением диаметра верхнего РБО при токе накачки в 10 мА. С одной стороны, при уменьшении диаметра зеркала дифференциальное усиление лазера уменьшается за счет увеличения эффекта обтекания тока (ватт-амперные х-ки на

рис.3.12). С другой стороны, при увеличении диаметра РБО увеличивается сопротивление прибора (вольт-амперные х-ки на рис. 3.12). Оба эти явления приводят к уменьшению ширины полосы модуляции, соответственно существует оптимальное значение, при котором частота будет максимальной. В данном случае, максимум достигается при радиусе зеркала равном 8 мкм. Более детальный анализ показывает максимальное значение ширины полосы модуляции при соблюдении соотношения диаметра верхнего зеркала к диаметру оксидного окна  $R_{top\_ox} = R_{top\_mirr} / R_{ox\_win} = 1.3 \sim 1.5$ .

На рис. 3.27 представлена зависимость ширины полосы модуляции на уровне -3 дБ от ТГС при различных значениях тока накачки. При больших значениях ТГС, уменьшается наклон ВАХ за счет уменьшения дифференциального усиления вследствие большего растекания тока в области оксидного окна (см. Рис. 3.6). С другой стороны, при малых значениях ТГС, увеличивается дифференциальное сопротивление прибора (объяснения рис. 3.17). Оба процесса ведут к уменьшению резонансной частоты, следовательно, существует оптимальная величина ТГС, при которой ширина полосы модуляции будет максимальной. При изменении тока накачки максимум полосы смещается к более низким значениям ТГС. Это объясняется тем, что эффект растекания тока более значителен при высоких токах, следовательно, необходим слой с более высоким показателем сопротивления. Результаты моделирования, представленные на рис. 3.27 показывают, что ВИЛ с ТГС в пределах 40-60 Å имеют максимальную полосу модуляции в широком диапазоне токов накачки.

На рис. 3.28 представлена зависимость ширины полосы модуляции от величины тока  $\sqrt{I - I_{th}}$  при различных значениях ТКС. Расчетные х-ки для приборов с величиной ТКС 1, 3, 5 и 7 четвертей волны Брэгга представлены квадратами, треугольниками, кругами и ромбами, соответственно. Фактор эффективности преобразования тока в модуляционную полосу (ФЭПТ) равен 2,45, 5.16, 5.68 и 5.26 ГГц/(мА)<sup>0.5</sup>, соответственно.

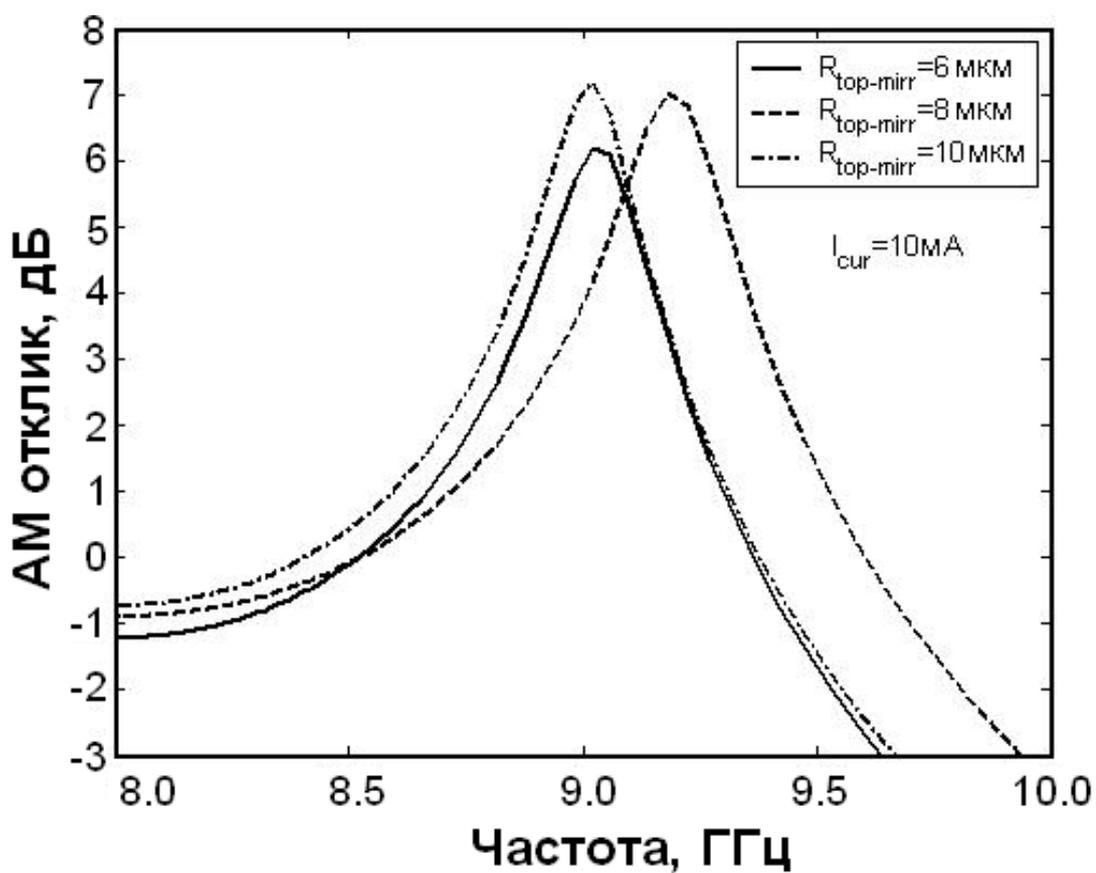


Рис. 3.26 Модуляционные характеристики лазеров с различным значением диаметра верхнего зеркала

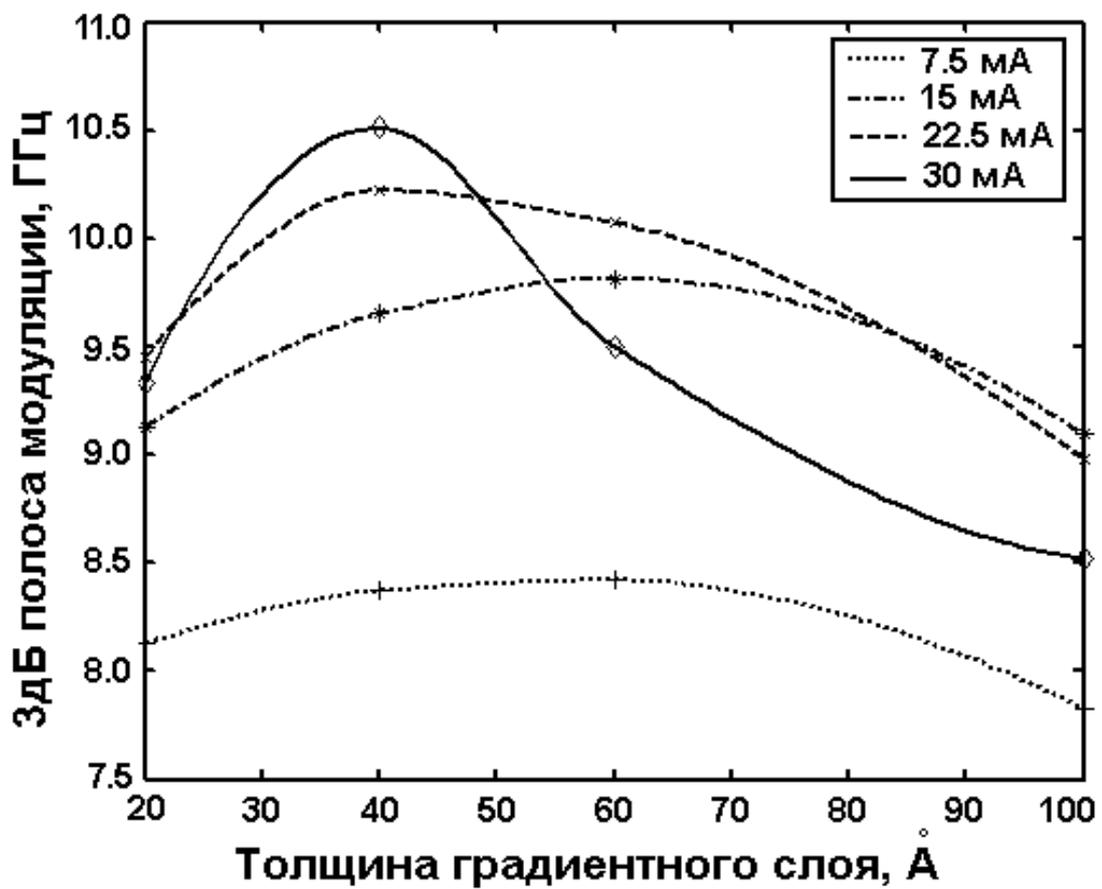


Рис .3.27 Полоса модуляции лазера на уровне -3дБ при различных значения тока накачки.

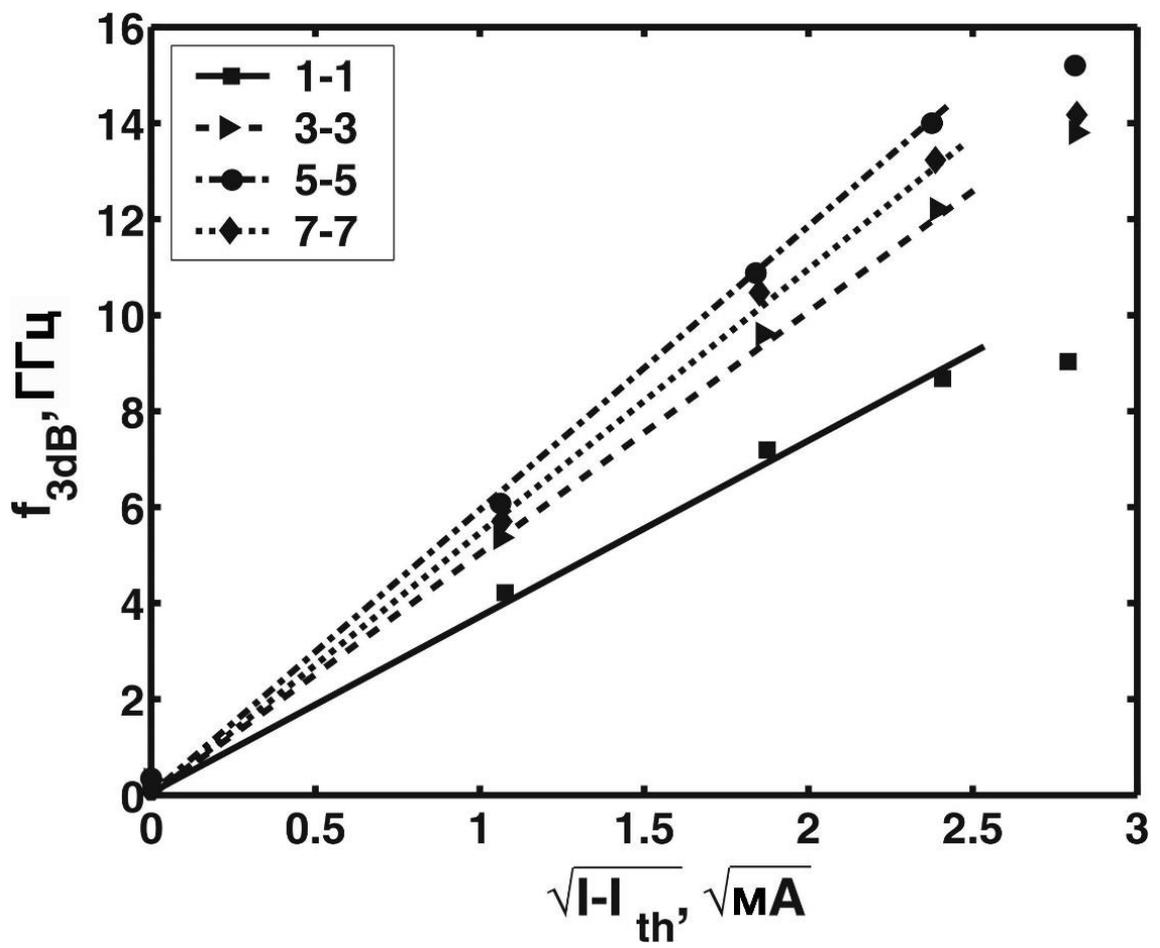


Рис. 3.28 Значение полосы модуляции от тока накачки в ВИЛ с различными значениями ТКС

Уменьшение ТКС увеличивает дифференциальное сопротивление (вольт-амперная х-ка на рис. 3.28). С другой стороны, слишком высокое значение ТКС меняет следующие параметры:

1. увеличивает эффективный объем резонатора за счет увеличения эффективной длины резонатора и уменьшает усиление за счет увеличения глубины проникновения поля в РБО (рис. 3.29).
2. уменьшает усиления за счет увеличения тока растекания (Рис. 3.20).

Как и в предыдущем случае, оба процесса приводят к уменьшению резонансной частоты. Что обуславливает наличие максимальной полосы модуляции при оптимальных значениях. Рис. 3.28 показывает такое значение при ТКС на уровне  $5\lambda/4n$ .

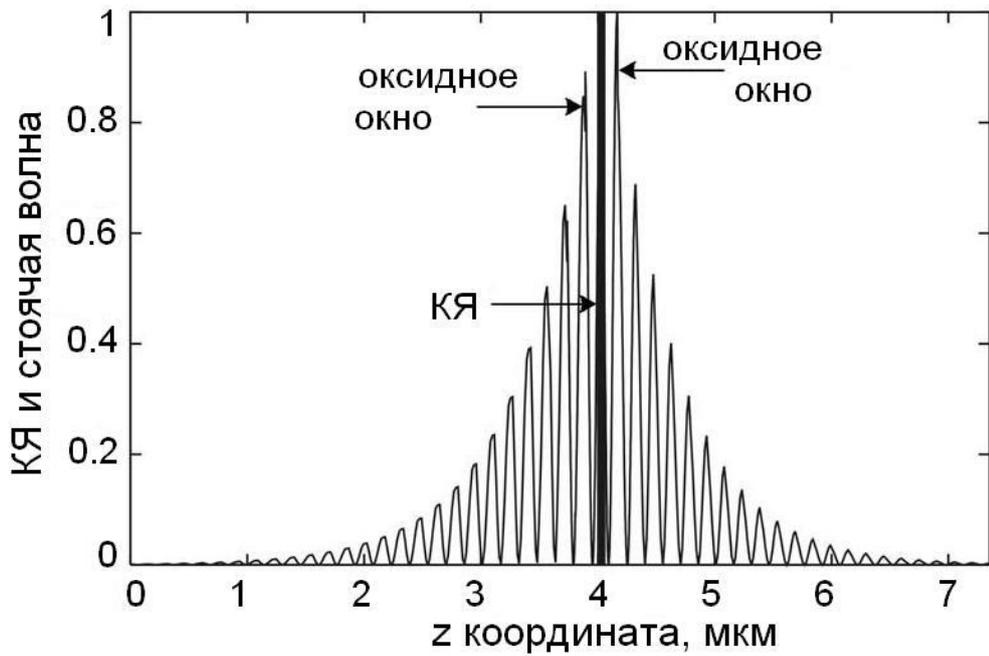
На рис. 3.30 представлена зависимость ширины полосы модуляции от величины тока  $\sqrt{I-I_{th}}$  для структур с разделенными КЯ.

Значения ФЭПТ для различных структур представлены в таблице 3.3.

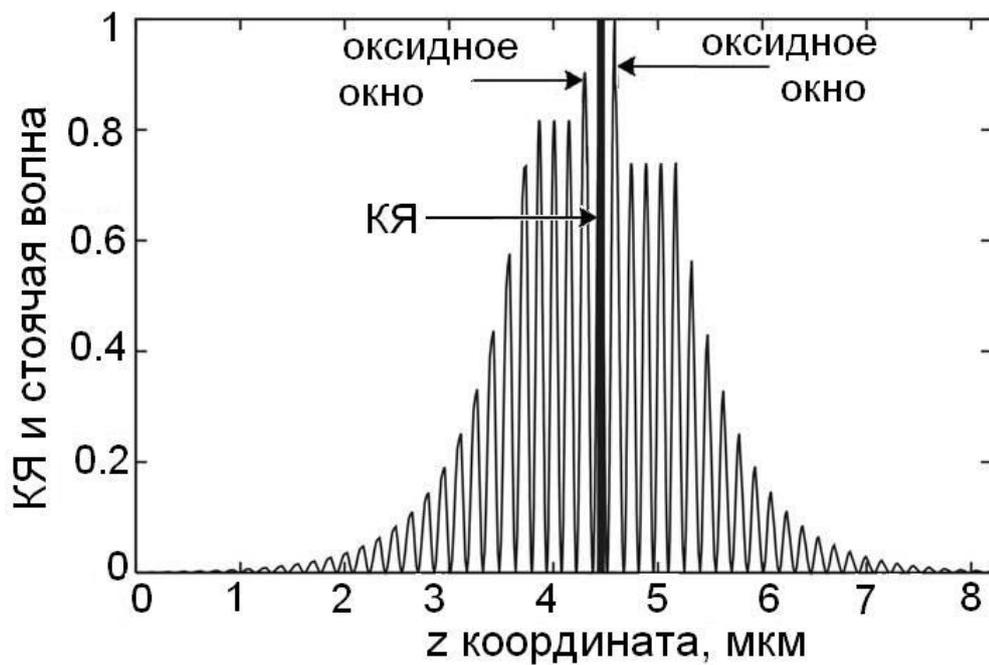
Из таблицы видно, что для неразделенных КЯ максимальная полоса возможна для лазера с 5-ю КЯ, а для разделенных с 2x4 КЯ. Для структур с тремя парами КЯ ФЭПТ меньше из-за увеличенного объема резонатора, поскольку необходимо вводить два толстых разделительных барьера.

Таблица 3.3. ФЭПТ (ГГц/(мА)<sup>0.5</sup>) для структур с разделенными и неразделенными КЯ.

	2 КЯ	5 КЯ	6 КЯ	2x2 КЯ	2x3 КЯ	2x4 КЯ	3x2 КЯ
ФЭПТ	2.29	3.71	3.23	7.25	7.58	7.61	3.79



а)



б)

Рис. 3.29 Распределение стоячей волны оптической моды нулевого порядка при различных значениях ТКС а)  $\lambda/4n$  и б)  $7\lambda/4n$ .

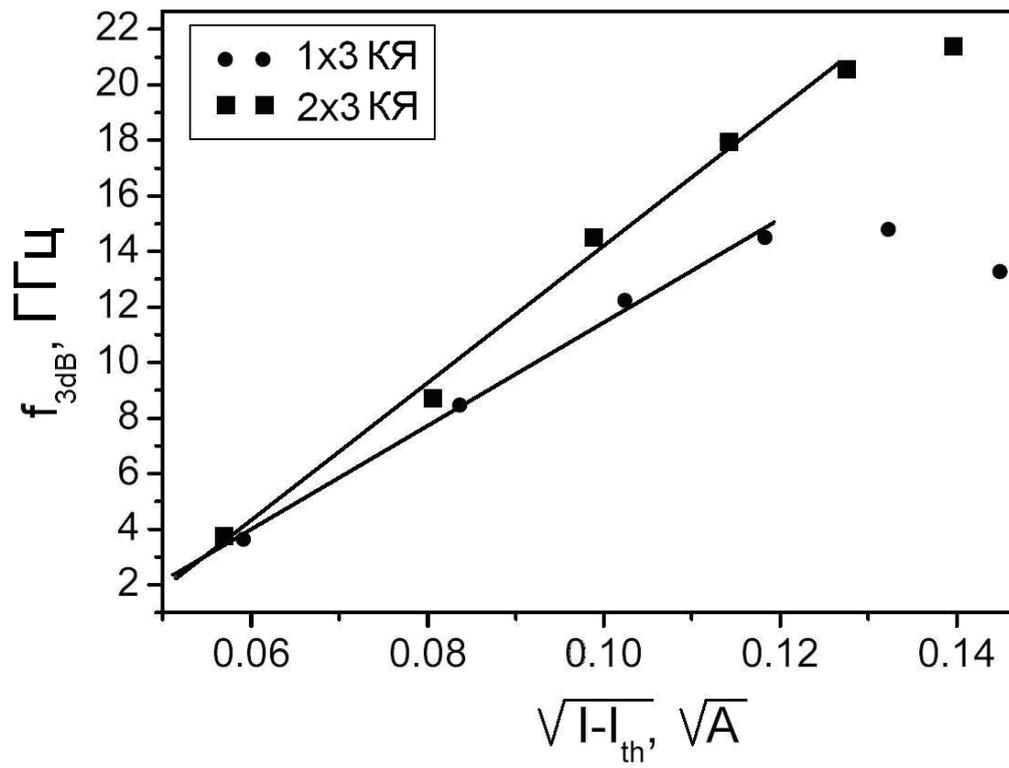


Рис. 3.30 Значение полосы модуляции от тока накачки в ВИЛ с разделенными и неразделенными КЯ

### 3.6 Повышение эффективности выхода излучения из светодиодов

В качестве альтернативных источников излучения в СКОС могут служить встроенные светодиоды (СД) повышенной эффективности [100], однако коммерческие СД все еще нуждаются в дальнейшей разработке в области повышения выходной мощности. Уже нашли применение в промышленности такие технологии, как текстурированная поверхность [101,102], структурированная сапфировая подложка [103], структура с фотонными кристаллами [104], встроенные элементы оксида кремния [105] или РБО [106].

На рис. 3.31 представлены результаты лучевой трассировки точечного источника в СД с равномерным верхним слоем (рис. 3.31 а,б)) и с текстурированной поверхностью (рис. 3.31 в,г)) [А39]. В первом случае выходная мощность происходит в области, ограниченной конусом, согласованным с теорией полного внутреннего отражения. В случае текстурированной поверхности эффективность перераспределения излучения увеличивается.

Поскольку изменение поверхностной структуры увеличивает квантовую эффективность не более чем на 10% [107-109, А39], более эффективно использовать структуры со встроенными зеркалами между подложкой и активной областью [А40-А44]. При этом дефекты должны быть воздушными для увеличения разности показателя преломления.

На рис. 3.32 представлены результаты расчета структуры со встроенным зеркалом с дефектами различной конфигурации, рассчитанной методом трехмерной лучевой трассировки [А42]. Результаты, представленные на рис. 3.32 в) показывают, что для дефектов размеры которых превышают длину волны излучения, эффективность выхода зависит только от отношения дистанция между дефектами/ размер дефекта. Лучший результат показывает структура с дефектами в виде полусфер и конуса. Структуры в виде пирамиды при значении 2 меньше порядка 10-15%, но с увеличением расстояния приближается к показателям для полусферы.

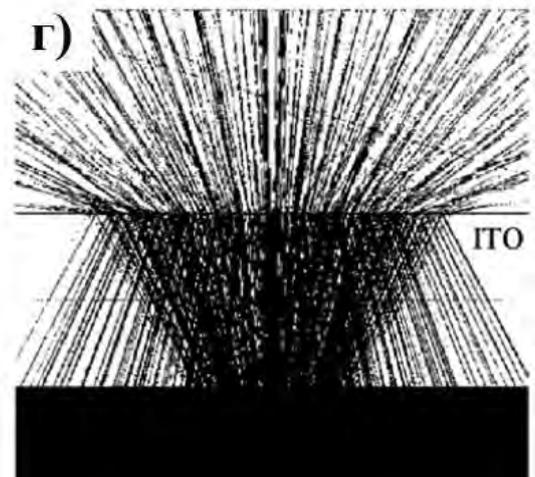
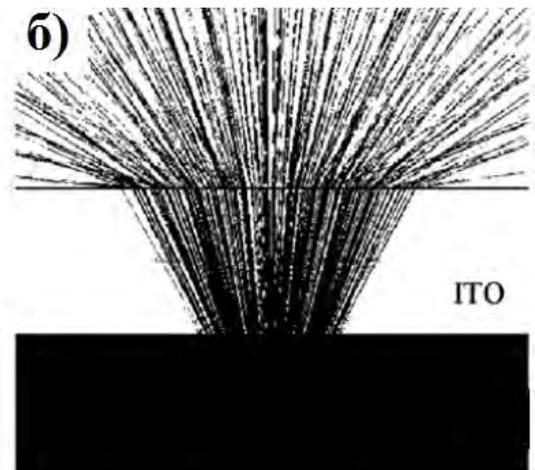


Рис. 3.31 Оптическая трассировка а) стандартного в) текстурированного СД, б) увеличенный масштаб в районе точечного источника для б) стандартного г) текстурированного СД.

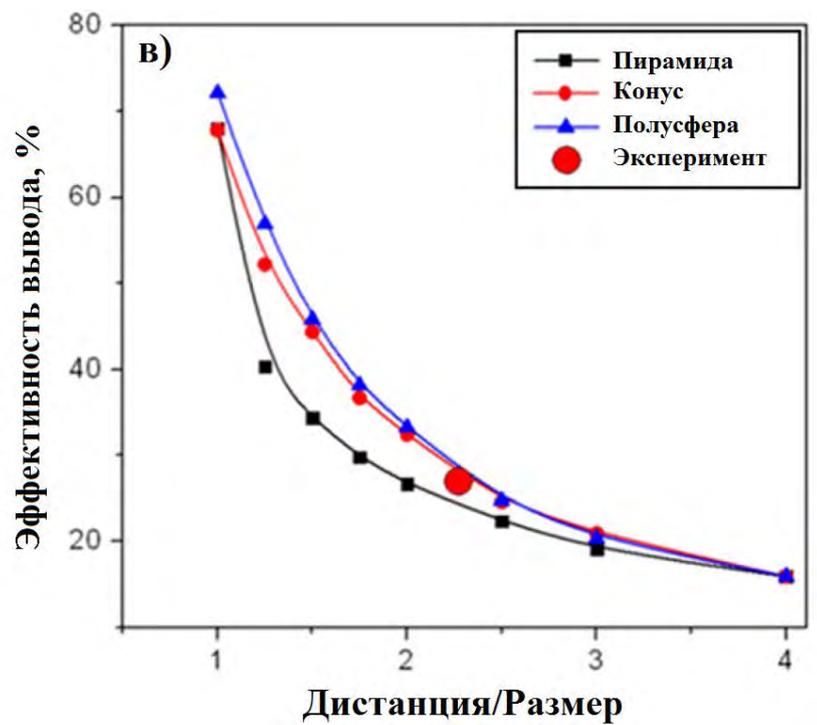
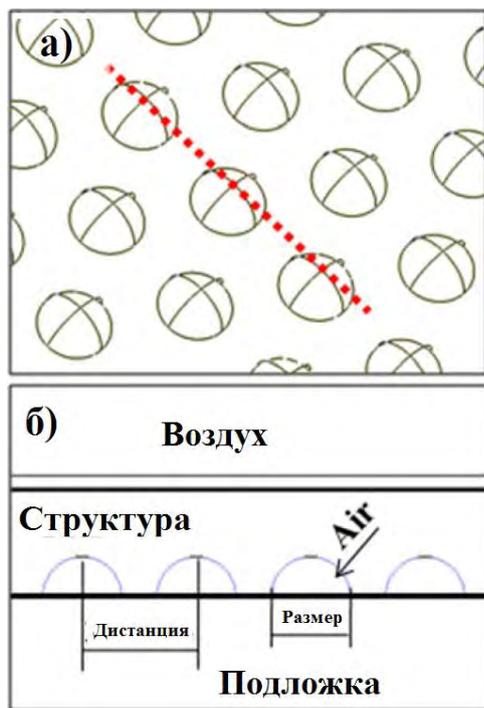


Рис. 3.32 а) объемное представление структуры, б) поперечный разрез встроенного зеркала, в) эффективность вывода излучения из структуры с дефектами различной формы

Т.о., для наиболее эффективного вывода излучения структуры необходимо использовать дефекты, максимально близко расположенные друг к другу, а размер дефекта будет зависеть от толщины структуры под активной областью. Поскольку трехмерные структуры сложно реализовать технологически в одном процессе, лучше использовать двумерные дефекты, которые могут быть получены методом травления полозков оксида кремния, предварительно нанесённых на подложку перед ростом структуры [А41]. После травления такие структуры образуют дефекты в виде треугольной призмы с показателем эффективности порядка 15% при параметре дистанция/размер равной 2. Технология изготовления СД со встроенными зеркалами и сравнение с экспериментом будет представлено в разделе 6.

## **Выводы**

1. Проведен анализ влияния геометрических параметров ВИЛВК на статические и модуляционные характеристики прибора. Оптимальное значение геометрических параметров лазера с вертикальным резонатором с оксидным окном и внутрирезонаторными контактами достигается за счет компромисса между высоким показателем усиления, обусловленный подавлением эффекта обтекания тока и сопротивлением прибора.
2. Расчет ватт-амперных характеристик приборов с различным значением диаметра выходного РБО показал увеличение наклона характеристики с увеличением диаметра, что связано с более эффективным подавлением эффекта обтекания тока. С другой стороны, увеличение диаметра приводит к увеличению сопротивления прибора, что уменьшает максимальную оптическую мощность лазера. Результаты расчетов показывают оптимальное соотношение диаметра верхнего зеркала и диаметра оксидного окна на уровне 1.4-1.6, при которых ширина полосы модуляции максимальна.
3. Расчет статических характеристик с различным значением толщины градиентного слоя показал увеличение наклона ватт-амперной

характеристики и уменьшение порогового тока с уменьшением ТГС. В то же время это приводит к увеличению сопротивления прибора. Кроме того, найдено оптимальное значение ТГС в области 40-60 Å, при которой наблюдается максимальная выходная мощность и ширина полосы модуляции.

4. Расчет характеристик приборов с различным значением толщины контактного слоя показал увеличение наклона ВАХ и уменьшение сопротивления прибора при увеличении ТКС. Анализ модуляционных х-к показал максимальное значение ширины полосы модуляции для лазера со значением ТКС  $5\lambda/4n$ , при этом фактор эффективности преобразования модуляции составил  $5.92 \text{ ГГц}/(\text{мА})^{0.5}$ .
5. Расчет характеристик приборов с разделенными КЯ показал существенное увеличение квантовой эффективности прибора при расположении слоёв в максимуме резонаторной волны. При этом максимальный наклон ВАХ наблюдался в приборе с 2x4 КЯ. Кроме того, для этой же структуры получен максимальный фактор эффективности преобразования тока в модуляционную полосу, который составил  $7.61 \text{ ГГц}/(\text{мА})^{0.5}$ , что в будущем позволит получать модуляционную полосу в 20 ГГц.
6. В качестве более экономичных источников излучения могут быть использованы высокоэффективные светодиоды со встроенными зеркалами и воздушными дефектами. Результаты моделирования показали увеличение эффективности до 80 % при использовании близко расположенных полусфер или конусов.

## РАЗДЕЛ 4

### РЕЗОНАНСНЫЙ ФОТОДИОД.

Фотодетектор, как прибор, конвертирующий принимаемую оптическую энергию в оптический сигнал, является основным элементом систем оптической передачи данных и измерительных систем [52]. Высокая чувствительность, быстрый отклик, низкий уровень шума и себестоимость производства – основные требования для фотодетекторов [53-54].

P-i-n фотодиоды долгое время соответствовали данным требованиям, и, следовательно, применялись в современных приборах и системах. Однако, у этих приборов существует определенный недостаток, обратная зависимость чувствительности и прямая зависимость быстродействия прибора от толщины поглощающего слоя. Это не позволяет получать приборы с высокой чувствительностью (характерно для приборов с толстым поглощающим слоем) и быстрым откликом (тонкий слой) одновременно. Чтобы увеличить чувствительность прибора, тонкий поглощающий слой необходимо поместить в резонатор Фабри-Перо [55]. Зеркала многократно отражают входящий оптический сигнал внутри резонатора, тем самым повышают чувствительность при сохранении его скоростных качеств. В это же время, введение резонатора приводит к сужению спектральной характеристики прибора [110], что накладывает определенные дополнительные требования к спектральной совместимости источника и приемника излучения [111].

Основным преимуществом резонансного фотодиода (РФД) является то, что они могут быть изготовлены на одной подложке с лазером с вертикальным излучением простым удалением части верхнего зеркала. Это позволяет изготавливать оба устройства одним технологическим процессом, что увеличивает спектральную согласованность приборов и уменьшает стоимость интегрирования [112].

#### 4.1 Исследуемая структура

Детектирующая структура представляет собой InGaAs/GaAs соединение.

Схематическое изображение исследуемой структуры показано на рис. 4.1 [A30-A38]

Для расчетного РФД активной средой, поглощающей излучение, был выбран InGaAs. Основной причиной, по которой был выбран данный материал, являлось то, что материал активной области должен обладать хорошим собственным поглощением в области 980 нм [113]. Такие длины волн наиболее часто используются в системах передачи информации на коротких и сверхкоротких расстояниях.

По сравнению с другими двухкомпонентными материалами преимущество InGaAs заключается в пологой характеристике поглощения. Нормированный фотоотклик, остается больше 95% при энергии фотона 0.9-1.2 эВ, что соответствует длинам волн ~800-1000 нм. Данный факт не является решающим для РФ детекторов, однако перестраивая резонатор, мы сможем оперировать в вышеуказанном диапазоне с высокой эффективностью.

В качестве непоглощающего материала детектора был выбран GaAs. Такой выбор в первую очередь связан с малым поглощением на рабочей длине волны [113].

Для РБО был выбран многослойный стек  $Al_{0.8}Ga_{0.2}As/GaAs$ . Эта структура обладает низкими барьерными напряжениями, высокой теплопроводностью, высокой электропроводностью, необходимым контрастом показателей преломления, малыми потерями поглощения излучения на свободных носителях и возможностью использования существующих методов поперечного ограничения тока и оптического поля [114, 115]. Брэгговская длина волны зеркала  $\lambda_B = 0.98 \mu\text{м}$  и показатели преломления материалов соответствуют этой длине волны.

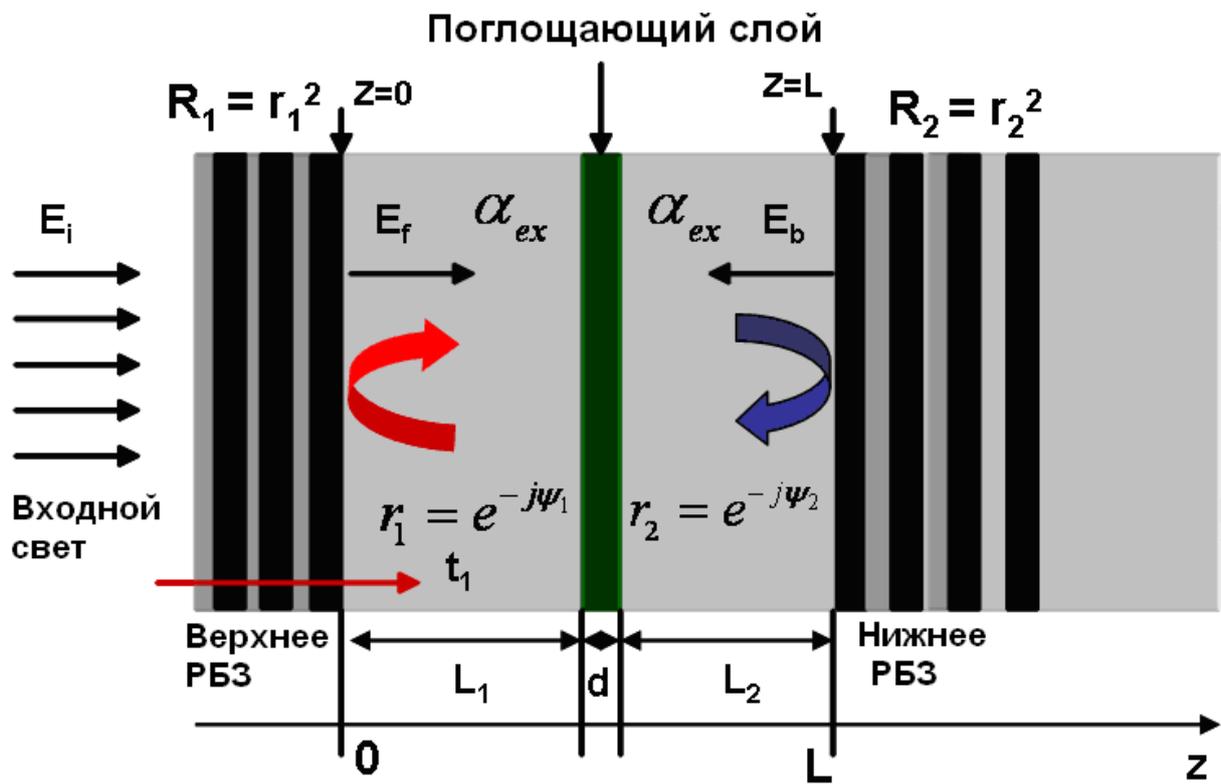


Рис 4.1 Аналитическая модель РФД

## 4.2 Модели квантовой эффективности РФД.

### 4.2.1 Метод матриц переноса

Данный метод часто применяется для моделирования физических сред. С его помощью успешно решаются задачи на собственные значения, времена жизни носителей[52]. Базируясь на данном методе, были также решены задачи о распределении поля в ступенчатых планарных волноводах [114]. Однако, стоит отметить, что приведенная ниже модель квантовой эффективности РФД, основанная на методе матриц переноса является итерационной, что потребует дополнительных вычислительных мощностей. В данной модели существует также несколько несущественных недостатков (например, при решении уравнения Шредингера волновая функция обязана быть явно заданной [115]).

Примем  $E_f(x)$  распространяющееся слева направо на рис 4.1 за прямо распространяющееся, а поле  $E_b(x)$  за обратно распространяющееся поле.

$E_f(x)$  и  $E_b(x)$  можно получить методом матриц переноса.

$$\begin{pmatrix} E_f(0) \\ E_b(0) \end{pmatrix} = M(x_i) \begin{pmatrix} E_f(x_i) \\ E_b(x_i) \end{pmatrix},$$
$$\begin{pmatrix} E_f(x_i) \\ E_b(x_i) \end{pmatrix} = M^{-1}(x_i) \begin{pmatrix} E_f(0) \\ E_b(0) \end{pmatrix} = M^{-1}(x_i) \begin{pmatrix} 1 \\ r \end{pmatrix}, \quad (4.1)$$

где  $x_0$  – позиция старта системы, в нашем случае это поверхность верхнего Брегговского отражателя.

$r$  – амплитудный коэффициент отражения в  $x=0$ . Считается, что  $E_f(0)=1$ , и  $E_b(0)=r^* E_f(0)$ . Тогда  $M(x_i)$  матрица переноса из  $x=0$  в  $x=x_i$ .

$$M(x_i^-) = D_0^{-1} (D_1 P_1 D_1^{-1}) (D_2 P_2 D_2^{-1}) \dots (D_{i-2} P_{i-2} D_{i-2}^{-1}) (D_{i-1} P_{i-1}) \quad (4.2)$$

$$M(x_i^+) = D_0^{-1} (D_1 P_1 D_1^{-1}) (D_2 P_2 D_2^{-1}) \dots (D_{i-2} P_{i-2} D_{i-2}^{-1}) (D_{i-1} P_{i-1} D_{i-1}^{-1}) D_i \quad (4.3)$$

где

$$D_i = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ n_i & -n_i \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

$$P_i = \begin{bmatrix} e^{(j2\pi n_i / \lambda + \alpha_i / 2)d} & 0 \\ 0 & e^{(-j2\pi n_i / \lambda - \alpha_i / 2)d} \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

где  $n_i$ ,  $\alpha_i$  и  $d_i$  показатель преломления, коэффициент поглощения и толщина  $i$ -ого слоя соответственно.

Величина  $\eta$  записывается как:

$$\eta = [P_f(x_N^+) - P_i(x_{N+1}^-)] + [P_f(x_{N+2}^+) - P_f(x_{N+3}^-)] + [P_b(x_{N+1}^-) - P_b(x_N^+)] + [P_b(x_{N+3}^-) - P_b(x_{N+2}^+)] \quad (4.6)$$

где  $P_f(x_i)$  и  $P_b(x_i)$  прямо и обратно направленные векторы Пойнтинга в  $x = x_i$ .

Координаты  $x_i^-$  и  $x_i^+$  соответствуют положениям левее и правее от  $x_i$ .  $P_f(x_i)$  и  $P_b(x_i)$  могут быть описаны термами электрических полей

$$P_f(x_i) = n(x_i) |E_f(x_i)|^2 \quad (4.7)$$

$$P_b(x_i) = n(x_i) |E_b(x_i)|^2 \quad (4.8)$$

где  $n(x_i)$  - показатель преломления среды в точке  $x = x_i$ .

#### 4.2.2 Аналитический метод

В резонаторе прямо распространяющееся поле  $E_f$  состоит из суммы вошедшего в резонатор поля и обратной связи, являющейся следствием отражений от зеркал [55]. Таким образом, выражение для  $E_f$  может быть представлено в виде самосогласованного уравнения:

$$E_f = t_1 E_i + r_1 r_2 e^{-\alpha d - \alpha_{ex}(L_1 + L_2)} e^{-j(2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2)} E_f, \quad (4.9)$$

где  $t_1$  – время прохода излучения всей длины резонатора

$$r_1 = \sqrt{R_1}, \quad (4.10)$$

$$r_2 = \sqrt{R_2}, \quad (4.11)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения активной области,

$\alpha_{ex}$  – коэффициент поглощения боковых слоев,

$d$  – толщина активного слоя,

$L_1$  – расстояние от входного зеркала до активного слоя,

$L_2$  – расстояние от активного слоя до выходного зеркала,

$\beta$  – константа распространения,

$\varphi_1, \varphi_2$  – фазовые сдвиги, связанные с распространением света в входном и выходном зеркалах соответственно.

Выражая  $E_f$  получим

$$E_f = \frac{t_1}{1 - r_1 r_2 e^{-\alpha d - \alpha_{ex}(L_1 + L_2)} e^{-j(2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2)}} E_i. \quad (4.12)$$

Обратно распространяющееся поле  $E_b$

$$E_b = r_2 e^{-\alpha d / 2} e^{-(\alpha_{ex} / 2)(L_1 + L_2)} e^{-j(\beta L + \varphi_2)} E_i. \quad (4.13)$$

Оптическая мощность внутри резонатора

$$P_s = \frac{n}{2\eta_0} |E_s|^2, \text{ (где } s=f \text{ или } b), \quad (4.14)$$

где  $\eta_0$  – вакуумный импеданс,

$n$  – показатель преломления материала детектора.

В таком случае оптическая мощность, поглощенная в активном слое ( $P_l$ ) может быть получена из входной мощности  $P_i$  в следующей форме:

$$\begin{aligned} P_l &= (P_f e^{-\alpha_{ex} L_1} + P_b e^{-\alpha_{ex} L_2})(1 - e^{-\alpha d}) \\ &= \frac{(1 - r_1^2)(e^{-\alpha_{ex} L_1} + r_2^2 e^{-\alpha_{ex} L_2} e^{-\alpha_c L})(1 - e^{-\alpha d})}{1 - 2r_1 r_2 e^{-\alpha_c L} \cos(2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2) + (r_1 r_2)^2 e^{-2\alpha_c L}} P_i, \end{aligned} \quad (4.15)$$

Из определения квантовой эффективности можем записать:

$$\eta = P_l / P_i. \quad (4.16)$$

Следовательно

$$\eta = \left( \frac{(e^{-\alpha_{ex} L_1} + e^{-\alpha_{ex} L_2} R_2 e^{\alpha_c L})}{1 - 2\sqrt{R_1 R_2} e^{-\alpha_c L} \cos(2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2) + R_1 R_2 e^{-2\alpha_c L}} \right) (1 - R_1)(1 - e^{-\alpha d}), \quad (4.17)$$

где  $\alpha_c = (\alpha_{ex} L_1 + \alpha_{ex} L_2 + \alpha d) / L$ .

На практике материал вокруг активной области поглощает пренебрежимо мало по сравнению с самой активной областью [57]  $\alpha \gg \alpha_{ex}$  ( $\alpha_{ex} \sim 5-10 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha \geq 10^4 \text{ см}^{-1}$ ).

Поэтому можем записать:

$$\eta = \left( \frac{(1 + R_2 e^{-\alpha d})}{1 - 2\sqrt{R_1 R_2} e^{-\alpha d} \cos(2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2) + R_1 R_2 e^{-2\alpha d}} \right) (1 - R_1)(1 - e^{-\alpha d}). \quad (4.18)$$

При резонансной частоте, КЭ достигает максимума и может быть описана выражением

$$\eta_{\max} = \frac{1 + R_2 e^{-\alpha d}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-\alpha d})^2} (1 - R_1) (1 - e^{-\alpha d}). \quad (4.19)$$

В представленной работе для моделирования квантовой эффективности используется именно аналитический метод. По сравнению с матричным методом все используемые приближения не зависят от математических неточностей, а являются лишь физически обоснованными ограничениями.

### 4.3. Результаты моделирования

Используя (4.18) была исследована зависимость спектра КЭ от количества пар входного зеркала. Полученные результаты представлены на рис 4.2.

Как видно из рисунка, РФД с малым количеством пар входного зеркала (соответственно, с малым коэффициентом отражения) имеет широкий спектр КЭ и малую величину максимальной КЭ, что соответствует логике стандартных ФД. С увеличением коэффициента отражения входного зеркала, свет попадающий в резонатор многократно отражается внутри поглощающего слоя, что повышает максимум квантовой эффективности. При слишком большом количестве пар входного зеркала, коэффициент отражения становится настолько большим, что не позволяет падающему свету попадать внутрь резонатора. Такое поведение и снижает максимальное значение КЭ при дальнейшем увеличении пар зеркала.

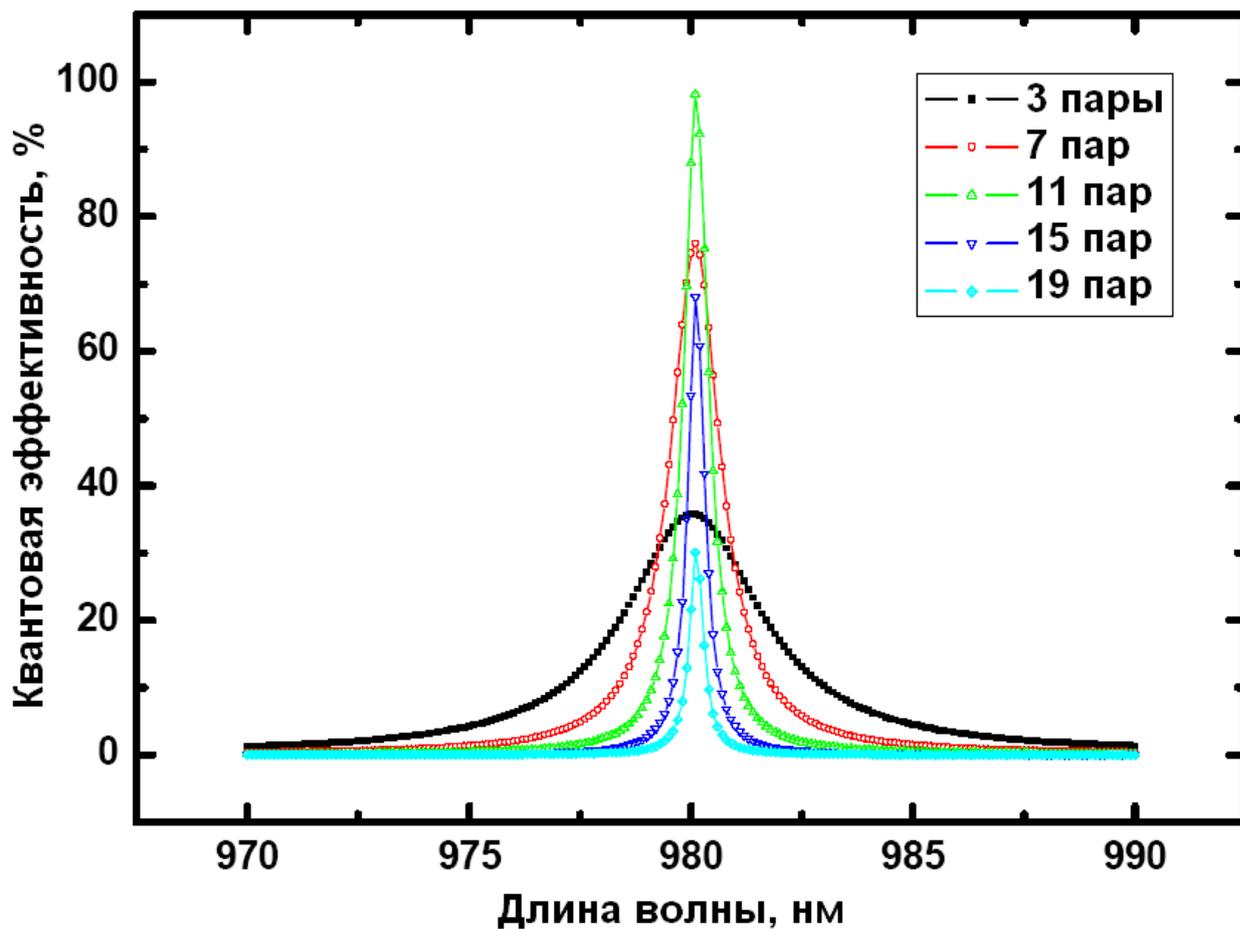


Рис 4.2. Зависимость спектра КЭ InGaAs/GaAs резонансного фотодетектора от количества пар входного зеркала

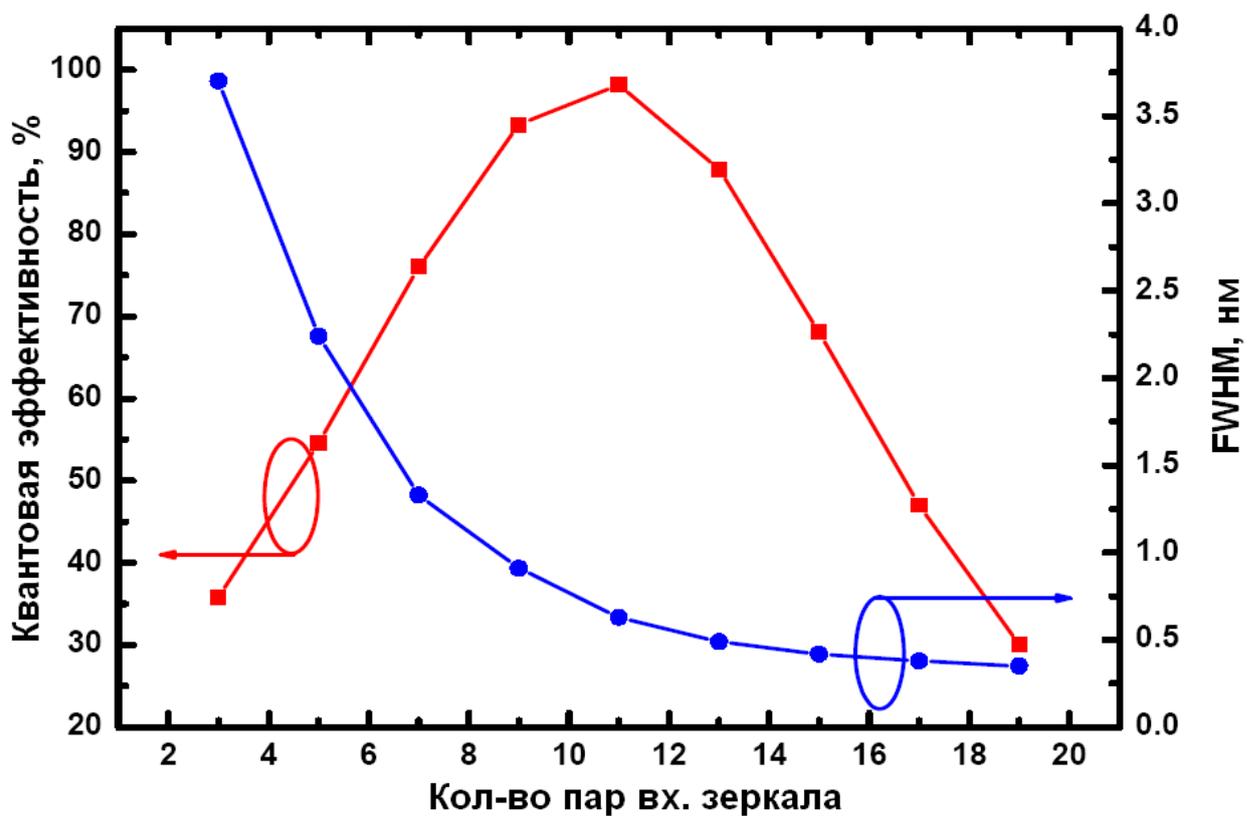


Рис. 4.3 Изменение показателя КЭ на резонансной частоте (красная линия) и ширины спектра (синяя линия) от количества пар входного РБО

Рис.4.3 показывает зависимость максимального значения КЭ и FWHM от количества пар входного РБО.

Как видно из рисунка, максимальное значение КЭ достигается при значении количества пар равной 11. При этом, ширина спектра уменьшается экспоненциально, согласно теории резонаторов Фабри- Перро. Практический интерес имеют приборы с параметрами  $FWHM \geq 2$  нм и  $КЭ \geq 50$  % [116]. Как показывает Рис.4.3, чтобы получить такие параметры достаточно пяти пар входного зеркала.

#### 4.4. Совмещение длин волн

Расхождение в значениях длин волн между передатчиком и приемником возможно за счет влияния следующих эффектов:

- Неравномерность распределения длины волны резонатора по плоскости подложки;
- Нагрев чипа с матрицей ВИЛ;
- Разница температур между терминалами (процессор-материнская плата (МП), плата памяти-МП, графический процессор-МП).

Спектральная ширина полосы  $\Delta\lambda$  РФД (единицы нанометра), намного уже стандартных p-i-n ФД (сотни нанометров), из-за того, что изготавливаются из структур, аналогичных ВИЛ, в которых активная область расположена между РБО с высокой отражательной способностью. Спектральная ширина резонатора Фабри-Перо может быть представлена в виде:

$$\Delta\lambda \propto \frac{\lambda^2}{2\pi h} \cdot \frac{1 - R_t R_b}{(R_t R_b)^{1/4}} \quad (4.20)$$

где  $\lambda$  – резонансная длина волны;

$h$  – длина резонатора;

$R_t$  и  $R_b$  абсолютные величины коэффициентов отражения верхнего и нижнего зеркал, соответственно.

В РФД максимальное значение квантовой эффективности может быть достигнуто при соблюдении следующего условия:

$$R_t = R_b \exp(-2\tilde{\alpha}d), \quad (4.21)$$

где  $d$  и  $\tilde{\alpha}$  толщина и коэффициент поглощения активного слоя с учетом эффекта стоячей волны.

Подставляя (4.21) в (4.20) получим:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi h} \cdot \frac{1 - e^{-2\tilde{\alpha}d} R_b^2}{(e^{-\tilde{\alpha}d} R_b)^{1/2}} \quad (4.22)$$

Поскольку значение  $R_b$  равно  $\sim 99.99$  %, спектральная полоса  $\Delta\lambda$ , исходя из уравнения (4.22), составляет единицы нанометра. Следовательно, небольшое расхождение между резонансными длинами волн ВИЛ и РФД приведет к значительному уменьшению чувствительности приемника и увеличению частоты появления ошибок (bit-error rate -BER). Например, если смещение частот между ВИЛ и РФД, работающих на длине волны в 980 нм, составляет 0.9 нм, квантовая эффективность приемника падает с 98 % до примерно 40 % и уменьшению чувствительности на 4 дБ (рис. 4.4).

Чувствительность приемника  $P_{\text{rec}}$  обратно пропорциональна отклику ФД [117]:

$$P_{\text{rec}} \propto -10 \log(R) \propto -10 \log\left(\eta \frac{q\lambda}{hc}\right) \quad (4.23)$$

где  $\eta$  – квантовая эффективность РФД.

Поскольку требования к величине скорости битовой ошибки (bit-error rate - BER) для компьютерных платформ выше, чем к традиционным системам передачи, значимость юстировки частот приемника и передатчика становится важным фактором.

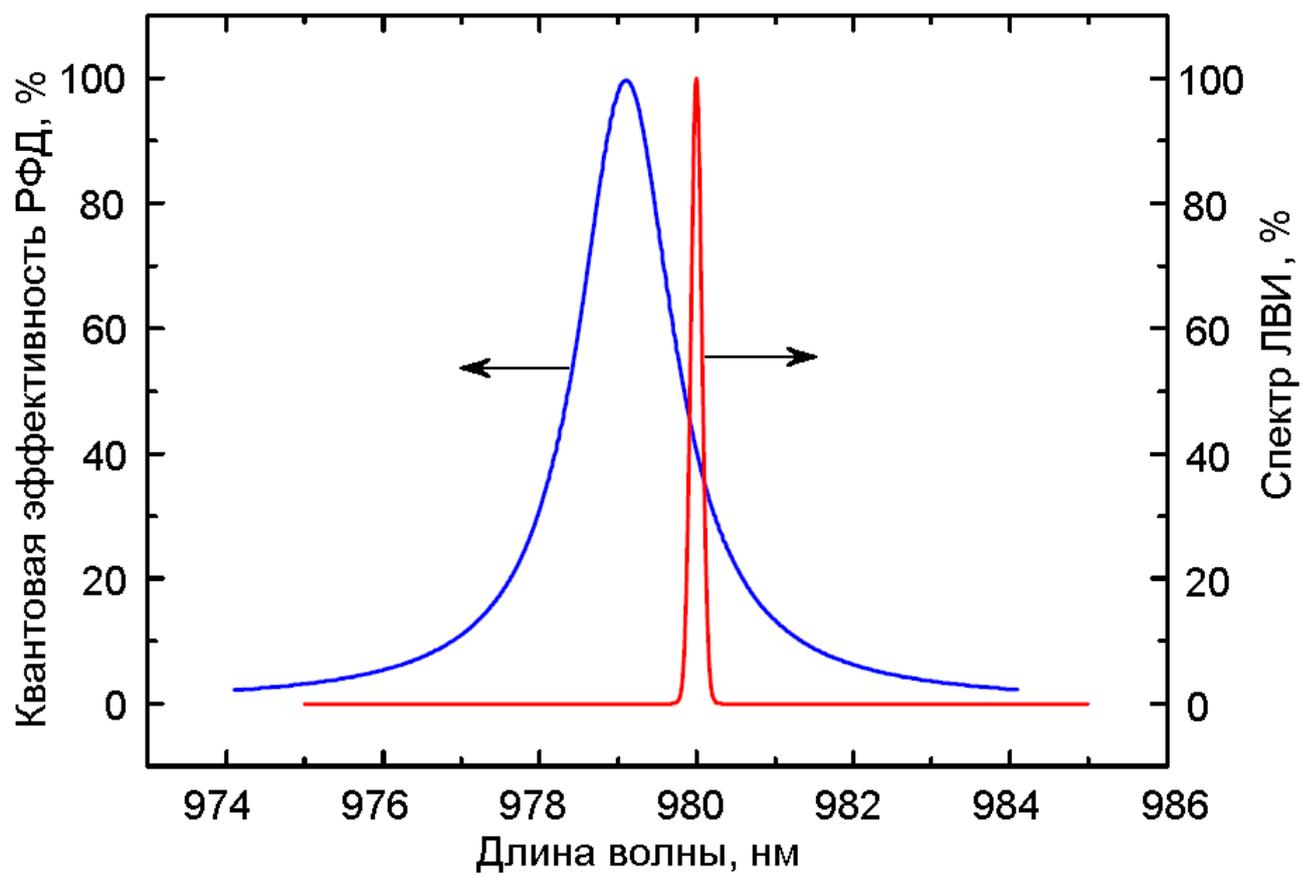


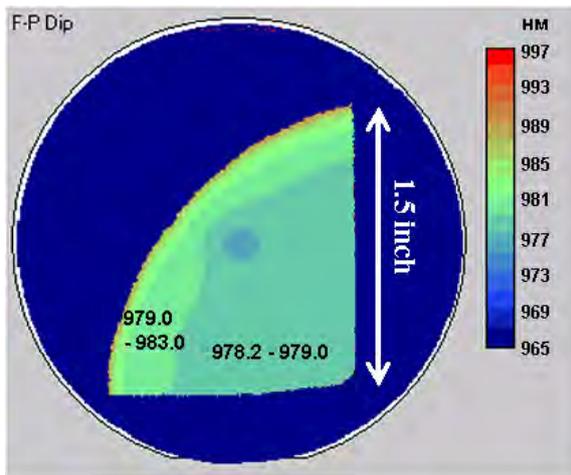
Рис. 4.4. Спектральные характеристики ВИЛ и РФД.

#### **4.4.1 Неравномерность распределения выращенной слоистой структуры по плоскости подложки**

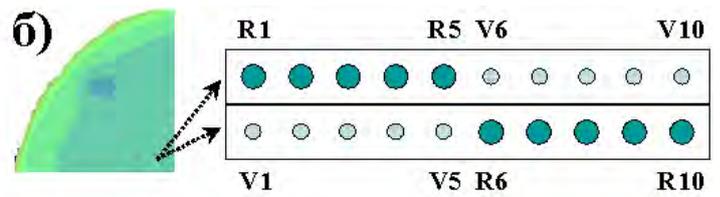
Резонансная частота может отличаться в зависимости от положения на плоскости подложки из-за неравномерности условий роста и потока осаждаемых частиц. Стандартная погрешность колеблется в области 1-10 нм и зависит от качества настройки ростовой камеры и систем эпитаксиального выращивания. На рис. 4.5а показано распределение длины волны в зависимости от положения на 3-х дюймовой подложке для структуры с длиной волны 980 нм. Измерения проводились с помощью фотолюминесцентной системы сканирования RPM 2000 (ACCENT) с разрешением в 0.2 нм. В каждой точке сканирования коэффициент отражения измерялся в диапазоне длин волн от 880 до 1080 нм с разрешением до 0.1 нм. Резонансная длина волны определялась из спектральных характеристик в каждой точке сканирования. Показано, что 60 % поверхности имеет длину волны 978.2 ~ 979.0 нм и 20 % - 979.0 ~ 983.0 нм. Таким образом, чтобы выполнить условия неравномерности длин волн в диапазоне 0.8 нм, полезная площадь подложки составляет не более 60 %.

Влияние эффекта неравномерного роста можно нивелировать за счет попарного формирования линеек ВИЛ и РФД из одной области подложки, как показано на рис. 4.5б и дальнейшего использования этих линеек в соответствии с рис. 4.5в. Абсолютные значения длин волн для приемника и передатчика уже не имеют большого значения, поскольку разница между ними незначительна.

При этом данный метод может быть применен и для случая большей неравномерности длины волны по поверхности подложки, что уменьшает затраты на изготовление.



a)



В)

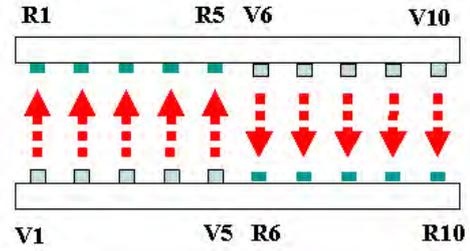


Рис 4.5: Распределение резонансной длины волны по плоскости подложки для 980-нм структуры

#### 4.4.2 Температурное смещение длины волны в область больших длин волн

Резонансная длина волны и ВИЛ, и РФД увеличивается с ростом температуры. В общем виде резонансная длина волны  $\lambda_R$  может быть представлена в виде:

$$\phi_t + \phi_b + \frac{4\pi n h}{\lambda_R} = 2\pi m, \quad (4.24)$$

где  $m$  – целое число;

$n$  и  $h$  коэффициент преломления и длина оптического резонатора;

$\phi_t$  и  $\phi_b$  – фаза комплексного коэффициента отражения верхнего и нижнего зеркал.

Как показывает уравнение (4.24), увеличение коэффициента преломления с ростом температуры в структуре приводит к смещению длины волны в красную область со скоростью  $d\lambda/dT \approx 0.07 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ . При этом смещение одинаково и для приемника, и для передатчика, поскольку они имеют одинаковую длину резонатора.

Изменение температуры может происходить как за счет эффекта нагрева структуры при увеличении тока накачки, так и за счет внешних излучателей тепла, таких как процессор или модуль памяти [118-120]. Это иногда приводит к тому, что в разных точках соединения температура может быть разной, что схематически отражено на рис. 4.6.

Например, предположим, что у нас имеется СКОС для соединения процессора (рабочая температура  $60^\circ\text{C}$ ) и модуля памяти (рабочая температура  $25^\circ\text{C}$ ). Выходная мощность ВИЛ и эффективность подключения составляют 1 мВт и 33 %, соответственно.

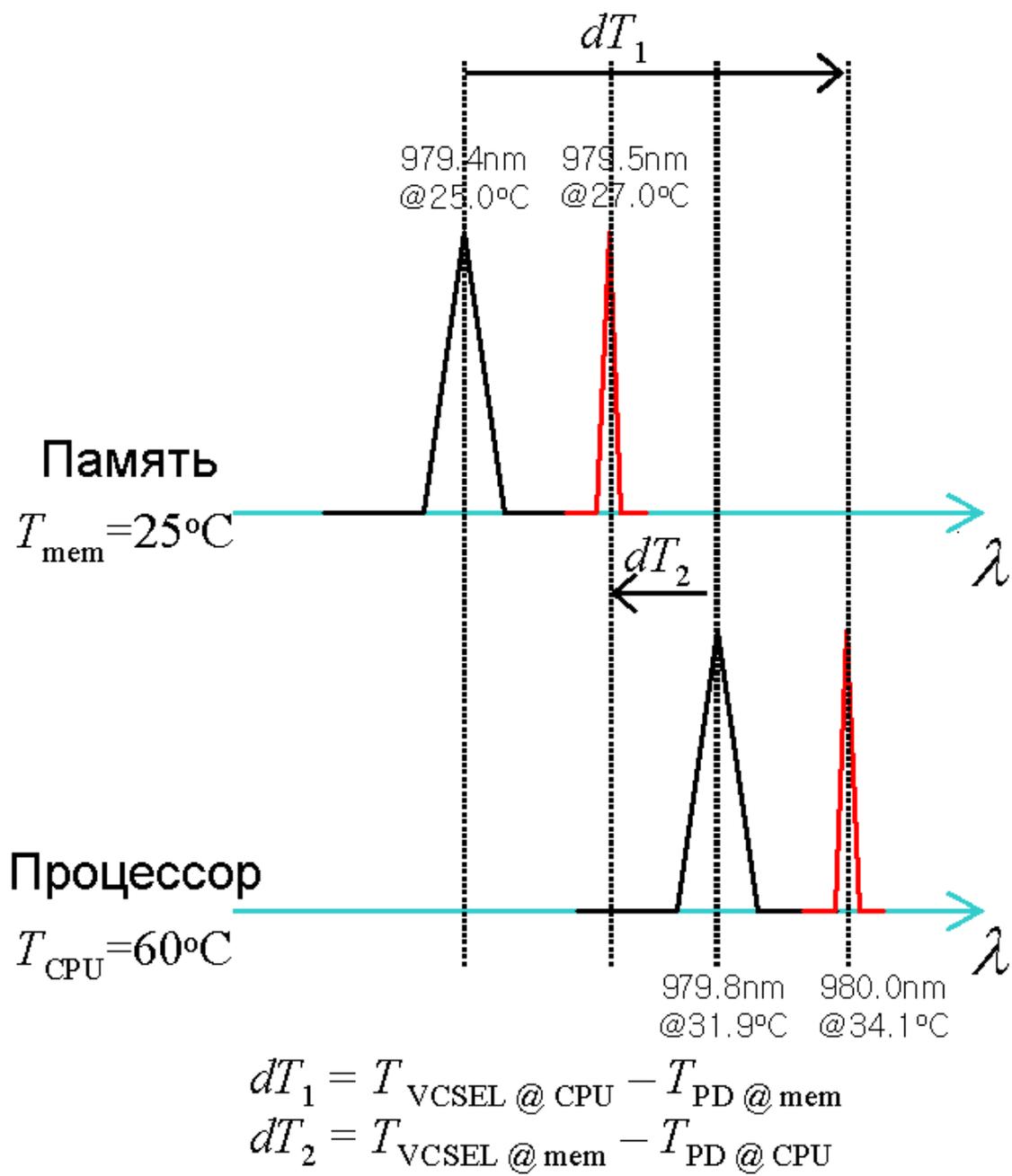


Рис. 4.6. Пример смещения длин волн соединения модуль памяти-процессор в зависимости от рабочей температуры

Разность между температурами ВИЛ и РФД на стороне процессора определяется температурой процессора и собственного нагрева ВИЛ, тогда как разность между температурами на разных концах соединения определяется еще и разностью температур между процессором и модулем памяти. Таким образом, чтобы настроить ВИЛ на процессоре и РФД на модуле памяти, необходимо увеличить длину волны РФД на величину  $d\lambda/dT \cdot dT_1$ . С другой стороны, чтобы настроить ВИЛ на модуле памяти и РФД на процессоре, необходимо уменьшить длину волны РФД на величину  $d\lambda/dT \cdot dT_2$ . Подобное смещение длины волны в сторону увеличения- уменьшения возможно за счет точного контроля толщины последнего слоя верхнего РБО приемника и будет подробно рассмотрен теоретически и экспериментально в следующем разделе.

#### 4.4.3 Регулировка длины волны резонансного фотодиода

Смещение резонансной длины волны возможно за счет управления фазой коэффициента отражения верхнего зеркала, которая зависит от фазы отражения каждого отдельного слоя (Рис. 4.7) [117]:

$$\phi_i = \phi_i(\phi_0, \phi_1, \dots, \phi_{N-1}, \phi_N), \quad (4.25)$$

где  $\phi_i$  фаза отражения от  $i$ -го слоя.

Таким образом, если мы изменяем толщину последнего слоя, его фазовое значение также изменяется, что, в конечном счете, изменяет фазу всего верхнего зеркала. Из условия (4.23) видно, что, изменяя фазу верхнего зеркала, мы можем регулировать значение резонансной частоты.

Для исследования спектральной зависимости КЭ РФД использовался метод матрицы переноса (4.1)-(4.6).

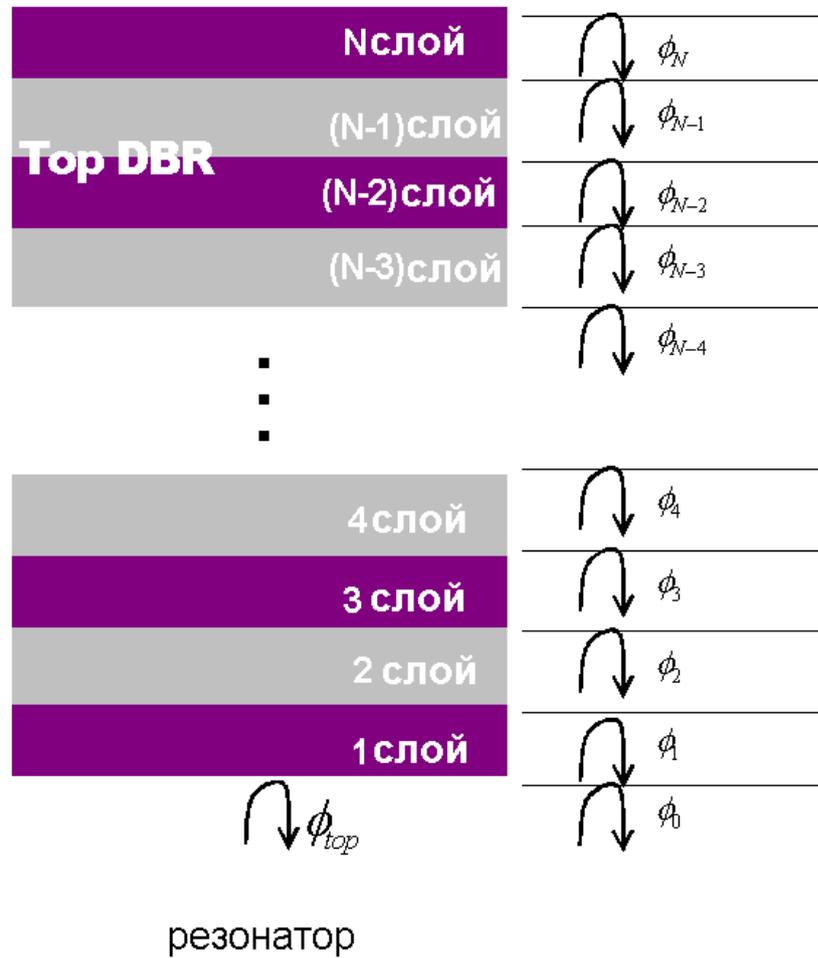


Рис 4.7. Фаза комплексного коэффициента отражения верхнего зеркала

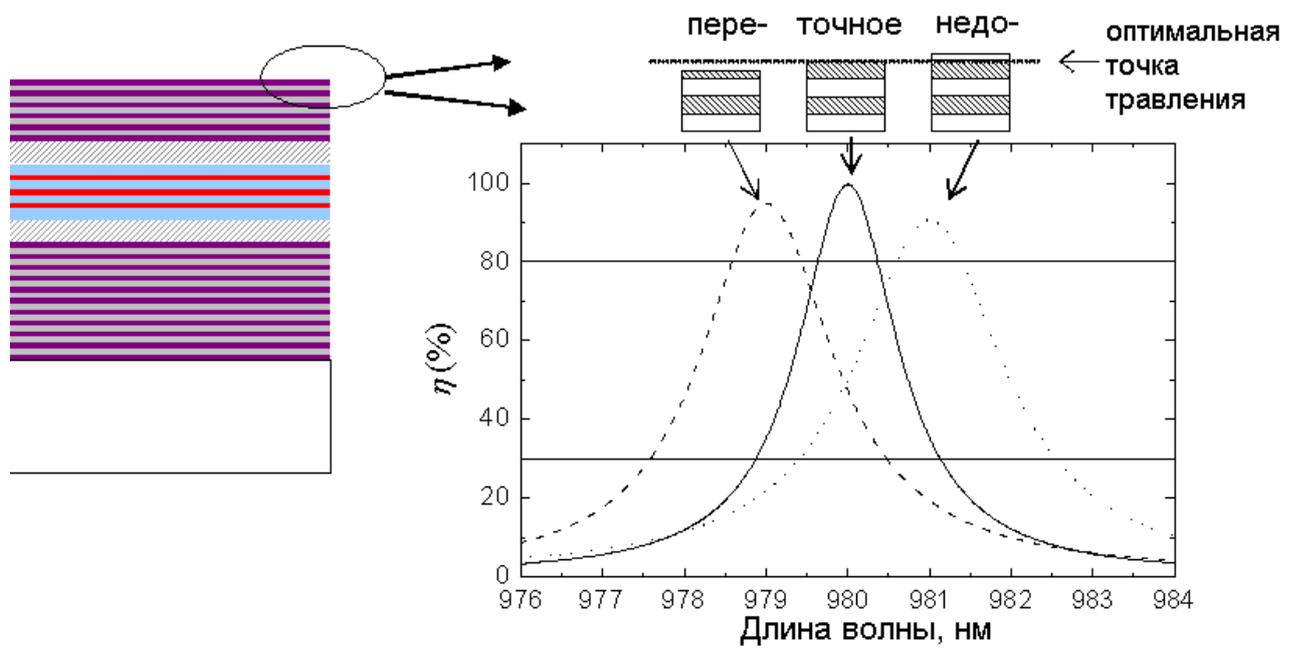


Рис 4.8. Регулировка длины волны РФД

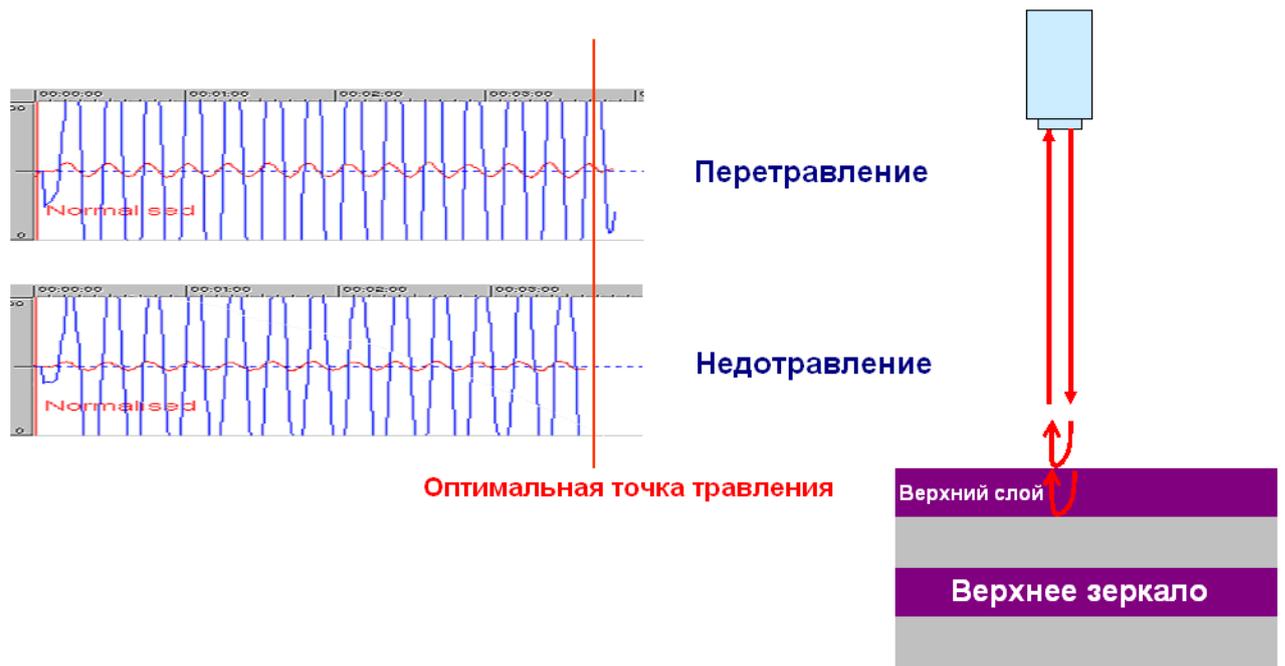


Рис 4.9: Метод точного травления с использованием лазерного интерферометра.

Пример перестройки частоты показан на рисунке 4.8. Активная область 980-нм РФД содержит 3  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  КЯ толщиной 80 нм, ограниченных GaAs барьерами толщиной 150 нм. Оптимальное количество слоев верхнего РБО определено из ур-я (4.20) и составляет 11.5 периодов ( $\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}/\text{Al}_{0.92}\text{Ga}_{0.08}\text{As}$ ) решетки. При оптимальной точке травления резонансная длина волны РФД составляет 980 нм. В случае, когда последний слой верхнего РБО недотравлен/перетравлен, наблюдается, соответственно, увеличение, уменьшение резонансной длины волны [55]. Технологически, такая точная процедура может быть осуществлена с использованием лазерного интерферометра, схема которого представлена на рис. 4.9 [121]. Максимумы на интерферрограмме слева (синяя линия) показывают, что слой с низким показателем преломления полностью вытравлен и за ним следует слой с высоким показателем преломления. С другой стороны, минимумы показывают, что слой с высоким показателем преломления полностью вытравлен и за ним следует слой с низким показателем преломления.

В данном случае, оптимальная точка травления расположена в максимуме интерферрограммы, следовательно, процесс перетравления необходимо останавливать после прохождения максимума, а недотравления – в точке на подходе к максимуму. Подобный метод позволяет проводить травление с точностью до 5% от толщины одного слоя РБО.

#### 4.4.4 Смещение резонансной частоты 980-нм РФД

В данном разделе мы рассмотрим влияние толщины травления последнего слоя РБО на величину смещения длины волны, максимум квантовой эффективности и ширину спектра 980 нм РФД с 3-мя и 6-ю КЯ. Результаты представлены на рис 4.10.

При росте величины травления увеличивается параметр  $\tilde{\alpha}d$ , при этом, для выполнения условия (4.21), количество слоёв РБО должно быть меньше 11 [51]. Это приводит к изменению частоты смещения. Экспериментально параметр  $\tilde{\alpha}d$  можно увеличить за счет увеличения параметра поглощения материала или

увеличив количество КЯ. Как показано на рис. 4.10 (а), в случае увеличения количества КЯ с 3 до 6, максимум частоты смещения увеличивается с 3.8 нм до 9.6 нм.

Максимум квантовой эффективности превышает 90 % в области перестройки  $[-1.23 \sim 1.02 \text{ нм}]$  для устройства с 3-мя КЯ. Для прибора с 6-ю КЯ область перестройки увеличивается до  $[-2.78 \sim 2.33 \text{ нм}]$ , как показано на рис 4.10 а. Спектральная ширина  $\Delta\lambda$  может быть также увеличена за счет увеличения параметра поглощения  $\tilde{\alpha}d$ , который приводит к уменьшению коэффициента отражения верхнего зеркала  $R_t$  (формулы (4.19) и(4.20)).

Таблица 4.1: Изменение чувствительности приемника без и со смещением длины волны

Кол-во КЯ	Без смещения (dB)	Со смещением (dB)
3 КЯ	-4.0	-0.31
6 КЯ	-1.1	-0.02

Рис. 4.10в показывает увеличение спектральной ширины 6 КЯ РФД в 2.3 раза по сравнению с 3 КЯ устройством, что является очень привлекательным для применения таких приборов в сверхкоротких оптических системах. Однако, в случае интегрирования РФД и ВИЛ, увеличение количества КЯ может привести к ухудшению характеристик последнего (увеличение порогового тока и, как следствие, снижение скоростных характеристик ВИЛ). Т.о., изменение характеристик фотодиода и лазера с учетом изменения количества КЯ в активной области должна быть проведена более взвешенно, с учетом особенностей обоих устройств.

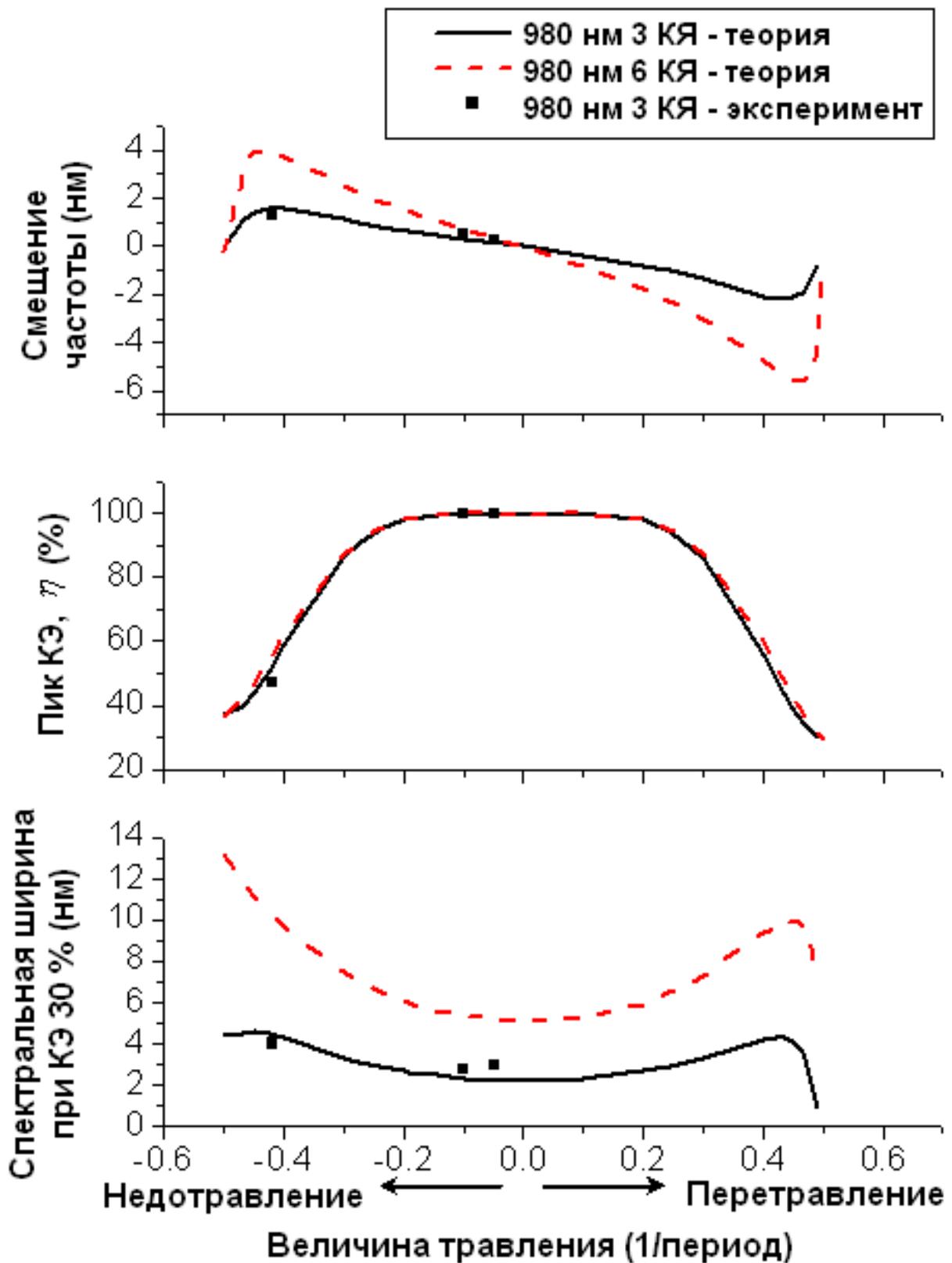


Рис 4.10: Изменение резонансной частоты, пика КЭ и спектральной ширины КЭ при изменении толщины последнего слоя верхнего зеркала для 980 нм РФД

Перестройка резонансной частоты повышает чувствительность приемника. В таблице 4.1 представлены результаты расчета изменения чувствительности приемника, согласно уравнению (4.22) и учетом 100%-й квантовой эффективности, для приборов, содержащих в поглощающем слое 3 и 6 КЯ, соответственно. Используя перестройку частоты, в случае РФД с 3-мя КЯ, возможно улучшить показатель чувствительности на 4.7 дБ. Для детектора с 6-ю КЯ, чувствительность изменяется в меньших пределах. Однако, в случае интегрирования ВИЛ и РФД на одной подложке, лазер с 6 КЯ показывает худшие характеристики.

Т.о., перестройка частоты, благодаря изменению толщины последнего слоя верхнего зеркала, является более приемлемым вариантом простому увеличению КЯ в приборе.

#### **4.5 Сравнительные характеристики зависимости полосы модуляции от толщины поглощаемого слоя р-і-п и резонансного фотодиода**

##### **4.5.1 Модуляционные свойства стандартного р-і-п фотодиода**

Наиболее важными ограничивающими эффектами в стандартных р-і-п ФД на двойной гетероструктуре является время дрейфа через обедненную область, а также времена зарядки и разрядки паразитной ёмкости прибора. Время переноса зависит от скорости движения электронов  $v_e$  и дырок  $v_h$ , среди которых основным является более медленные дырки.

Частота модуляции детектора ограничивается временем переноса дырок  $v_h$  и толщиной поглощающего слоя  $L$  [122] (Рис. 4.11) через выражение:

$$f_{tr} = \frac{v_h}{L} \quad (4.26)$$

Однако, по мере того, как уменьшается толщина поглощающего слоя, увеличивается паразитная ёмкость прибора, что также приводит к ограничению модуляционной частоты фотодиода.

$$f_{RC} = \frac{1}{2\pi R_T C} = \frac{L}{2\pi R_T \varepsilon_r \varepsilon_0 A} \quad (4.27)$$

где  $R_T$  - общее сопротивление ФД,

$C$  – ёмкость,

$\varepsilon_r$  - относительная диэлектрическая постоянная,

$A$  – площадь поглощающего слоя.

Таким образом, общая зависимость модуляционной частоты определяется выражением

$$f_{3dB} = \frac{f_{ir} f_{RC}}{f_{ir} + f_{RC}} \quad (4.28)$$

Квантовая эффективность (КЭ) р-і-n ФД определяется выражением

$$\eta_{pin} = (1 - R)(1 - \exp(-\alpha L)) \quad (4.29)$$

Умножая выражения (4.28) и (4.29), получим

$$f_{3dB} \cdot \eta = \frac{f_{ir} f_{RC}}{f_{ir} + f_{RC}} (1 - R)(1 - \exp(-\alpha L)) \quad (4.30)$$

С учетом антиотражающего покрытия ( $R=0$ ), для  $5 \times 5$  мкм<sup>2</sup> GaAs ФД ( $\alpha = 10^4$  см<sup>-1</sup>,  $v_h = 6 \times 10^6$  см/с,  $\varepsilon_r = 13$ ,  $R_T = 50$  Ом), зависимость выражений, представленных в (4.26) – (4.30) от толщины обедненного слоя представлены на рис. 4.12. При этом максимальное значение произведения из (4.30) составляет 19 ГГц.

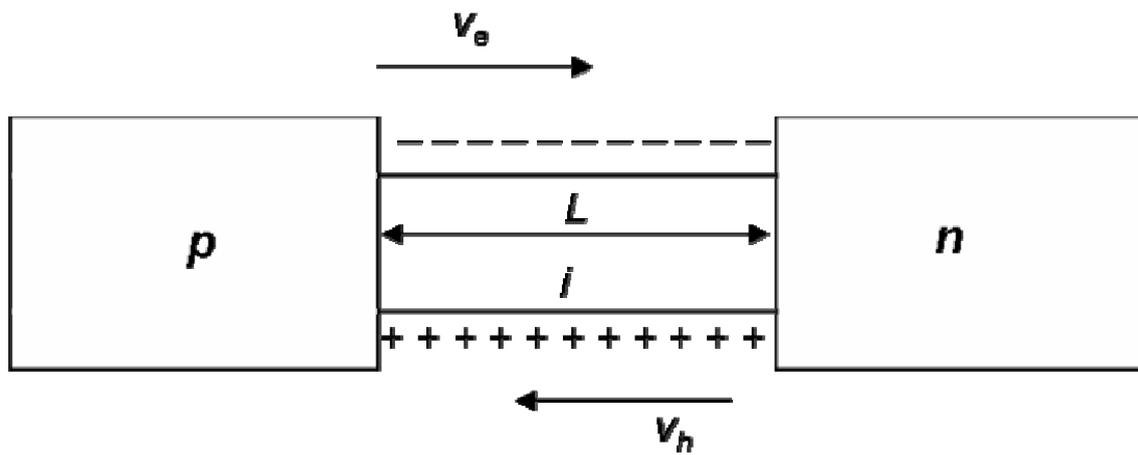


Рис. 4.11. Схематическое представление переноса носителей в p-i-n ФД

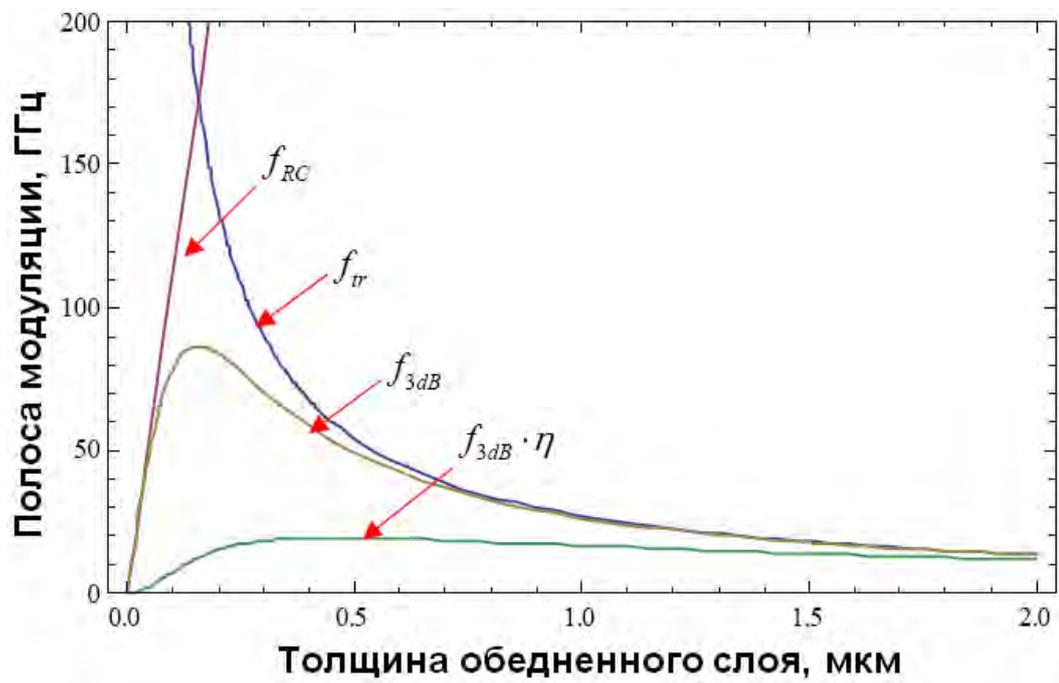


Рис. 4.12. Зависимость модуляционных составляющих от толщины обедненного слоя р-і-п ФД.

#### 4.5.2 Модуляционные свойства резонансного фотодиода

Структура РФД состоит из поглощающего слоя толщиной  $d$ , расположенного внутри обедненного слоя толщиной  $L$  (Рис. 4.13). В этом случае носители не могут пересекать полностью весь обедненный слой, поскольку генерируются в активной области. [123]. В этом случае, время переноса, носителей определяется отдельно для электронов  $\tau_e$  и дырок  $\tau_h$  в виде:

$$\tau_e = L_{T1} / v_e \text{ и } \tau_h = L_{T2} / v_h. \quad (4.31)$$

где  $L_{T1}$  и  $L_{T2}$  - расстояние переноса через обедненный слой для электронов и дырок, соответственно.

Наиболее оптимальным вариантом является равенство времен переноса для обоих носителей, которое может быть достигнуто при условии

$$L + d = L_{T1} + L_{T2}. \quad (4.32)$$

Поскольку толщина поглощающего слоя меньше обедненного, полоса модуляции, ограниченная временем переноса носителей, определяется с помощью выражения:

$$f_w = 0.45 \frac{v_h + v_e}{d + L}. \quad (4.33)$$

В данном случае имеем более значительное увеличение полосы модуляции в сравнении с (4.26), поскольку скорость переноса электронов выше, чем у дырок.

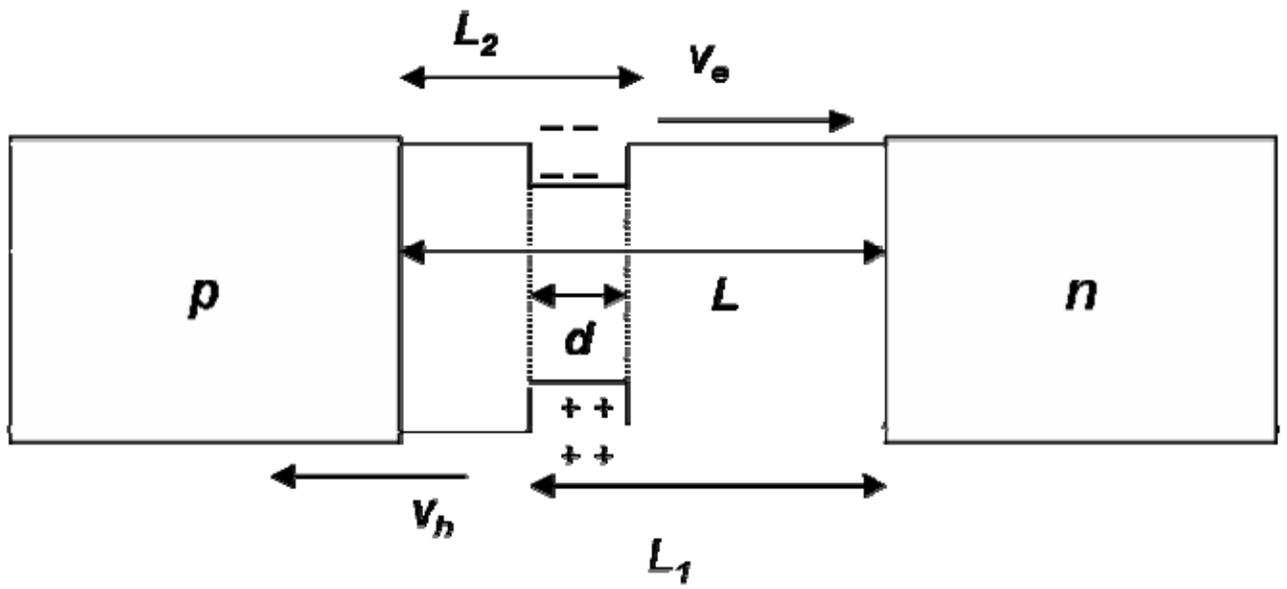


Рис. 4.13 Схематическое представление РФД

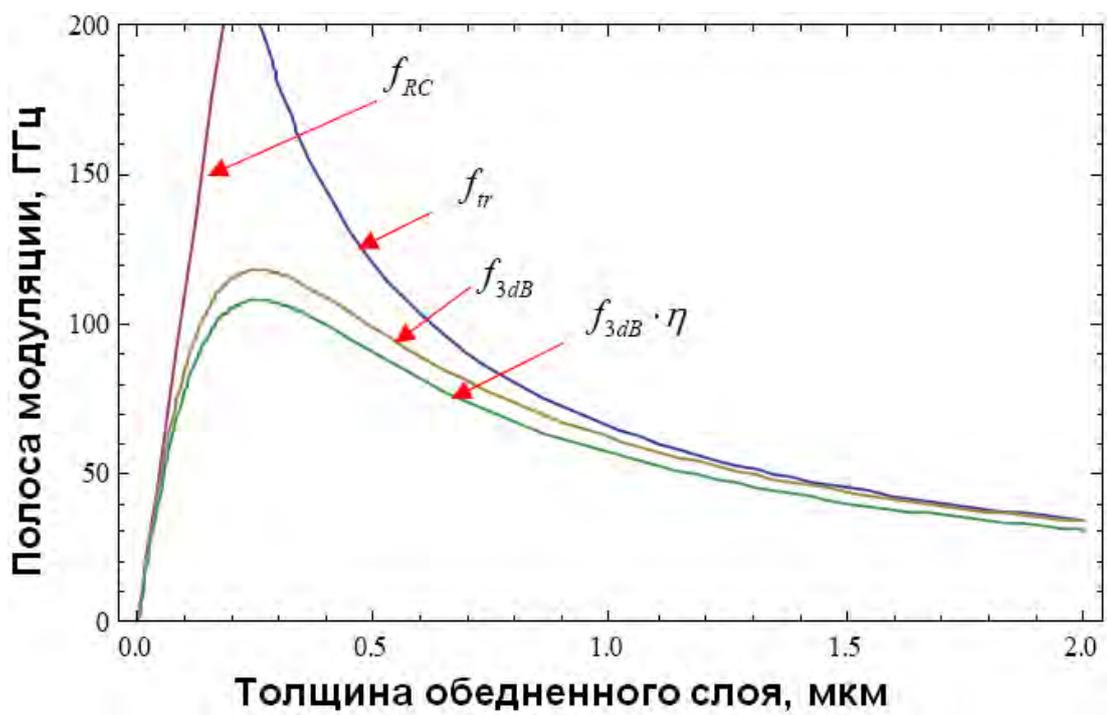


Рис. 4.14. Зависимость модуляционных составляющих от толщины обедненного слоя РФД.

Полоса модуляции, ограниченная паразитной ёмкостью и общее значение полосы аналогична стандартному ФД и описываются выражениями (4.27) (4.28), соответственно, а резонансное значение КЭ определяется из (4.19).

Зависимость изменения модуляционных составляющих при изменении толщины обедненного слоя РФД представлены на рисунке 4.14.

Параметры для расчета аналогичны данным для p-i-n ФД с добавлением параметров присущих РФД ( $d=0.1$  мкм,  $R_2 = 0.99$ ,  $R_1=0.7$ ).

При этом максимальное значение произведения КЭ и полосы модуляции составляет 106 ГГц при условии, когда толщина слоя равна 0.25 мкм.

Таким образом, при внедрении резонатора в структуру ФД и выбора оптимальных значений геометрических параметров структуры возможно существенное улучшение модуляционных свойств детектора.

## **Выводы**

1. Анализ спектральной зависимости квантовой эффективности и ширины полосы спектра резонансного фотодиода показал, что оптимальное значение этих параметров можно получить при выборе 11 пар входного зеркала резонатора;
2. Проведённый анализ спектральной юстировки передатчика и приемника в системах с разными температурными режимами показал возможность перестройки частоты приемника за счет изменения толщины последнего слоя зеркала в промежутке шага периода в области 1-10 нм.
3. Показан технологический процесс контроля толщины слоя с использованием лазерного интерферометра, с точностью контроля до одного атомарного слоя.
4. Сравнительный анализ модуляционных характеристик стандартного и резонансного фотодиодов показал увеличение более чем в 5 раз максимального значения произведения КЭ и полосы модуляции при включении резонатора в структуру детектора.

## РАЗДЕЛ 5

### ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ НА ОСНОВЕ АСИММЕТРИЧНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР

#### 5. 1 Лазерная система с полупроводниковым оптическим усилителем

В качестве основы лазерной системы с полупроводниковым насыщающимся поглотителем предложена АМКРС, состоящая из 6 КЯ толщиной 5 нм. Толщина барьеров 5 нм. Длины волн оптических переходов в данной структуре соответствуют 1.67 мкм, 1.53 мкм и 1.45 мкм. Эта АМКРС может работать как ПОУ и как поглотитель, в зависимости от полярности смещения. Структура способна обеспечивать полосу усиления более 100 нм на уровне 3 дБ при токе смещения 200 мА [124, 125].

##### 5. 1.1 Анализ процессов переноса носителей в АМКРС структуре

Проблема моделирования АМКРС ПОУ состоит в том, что в моделях используется большое количество параметров, значение которых нельзя получить экспериментально. Для этой цели необходимо владеть методами, позволяющими находить значения физических параметров из экспериментальных характеристик или более сложных моделей, описывающих подробно тот или иной физических процесс в отдельности.

Анализ показал, что повысить стабильность метода можно, если вначале рассматривать внутренние процессы переноса/усиления в отдельности, используя более сложные способы их описания, потом получить более простые аналитические выражения, позволяющие усложнять общую модель, расширяя ее дополнительными параметрами. Последний метод позволяет также контролировать адекватность вводимых в систему новых коэффициентов,

следовательно, и отражать правильность описания эффектов, определяемых этими коэффициентами.

Рассмотрим динамику переноса носителей и температуры для InGaAsP композиционного АМКРС ПОУ с тремя парами КЯ [37]. Энергетическая диаграмма представлена на рис. 5.1.

Уровни квантования каждой пары составляют  $\lambda=1.67 \mu\text{m}$ ,  $1.53 \mu\text{m}$ , and  $1.45 \mu\text{m}$ , соответственно. Как видно из рисунка, вначале носители захватываются в область ограничения SCH1 и далее, посредством процессов переноса, движутся к области SCH2. Процесс переноса через КЯ проходит двумя путями – переносом над барьером или туннелированием. Процессы переноса между КЯ рассматриваются отдельно для прямого и обратного направления из-за несимметричности структуры.

Для уменьшения количества параметров в модели используется предположение квази-нейтральности носителей для всех исследуемых слоев [126]. В этом случае, концентрация электронов равна концентрации дырок, и возможно использование одного уравнения для обоих типов носителей заряда. Частицы с меньшим временем переноса преобладают в общем процессе переноса. Поскольку у дырок большая масса, то они в большей степени определяют время туннелирования [127]. В случае процесса выброса-захвата время имеет сильную зависимость от величины барьеров в зоне проводимости и валентной зоне [128].

Структура ПОУ включает два ограничительных слоя (separate-confinement heterostructure (SCH)) (метка 1 и 2 для левой и правой области соответственно), описываемых уравнениями [A17, A18]:

$$\frac{dN_{sch1}}{dt} = \frac{\eta_i}{e} \frac{I}{1 + I/I_{drift}} - \frac{N_{sch1}}{\tau_{s1}} - R_{spn_{sch}}(N_{sch1}) + \frac{N_{w1}}{\tau_{e1}} + \xi \frac{N_{sch2}}{\tau_{s6}}; \quad (5.1)$$

$$\frac{dN_{sch2}}{dt} = -\frac{N_{sch2}}{\tau_{s,6}} - R_{spn_{sch}}(N_{sch2}) + \frac{N_{w6}}{\tau_{e,6}} + \xi \frac{N_{sch1}}{\tau_{s,1}}, \quad (5.2)$$

где  $\eta_i$  - эффективность инжекции,

$I_{\text{drift}}$  - ток утечки через структуру благодаря дрейфу носителей [129],

$\xi$  - коэффициент утечки,

$R_{\text{spn, sch}}$  - скорость спонтанной рекомбинации в SCH области,

$N_{\text{sch}_i} = n_{\text{sch}_i} V_{\text{sch}}$  и  $N_{w_i} = n_{w_i} V_w$  - количество носителей в SCH и КЯ областях, соответственно,

$n_{\text{sch}}$  и  $n_{w_i}$  - концентрация носителей в SCH и КЯ областях,

$V_{\text{sch}} = l w t_{\text{sch}}$  и  $V_w = l w t_w$  - объем SCH и КЯ области;

$l, w$ - длина и ширина активной области,

$t_{\text{sch}}$  и  $t_w$  - толщина SCH и КЯ области;

$\tau_{s_i}$  и  $\tau_{e_i}$  - амбиполярные времена переноса и выброса.

В МКРС системе КЯ можно разделить на 2 подвида – КЯ прилегающие к SCH областям и внутренние КЯ. Динамика носителей в прилегающих КЯ описывается уравнениями:

$$\frac{dN_{w_1}}{dt} = (1 - \xi) \frac{N_{\text{sch}_1}}{\tau_{s_1}} - \frac{N_{w_1}}{\tau_{\text{iwt}_f_1}} + \frac{N_{w_2}}{\tau_{\text{iwt}_b_1}} - \frac{N_{w_1}}{\tau_{e_1}} - R_{\text{spn}_1}(N_{w_1}) - \sum_{j=1}^{K_{in}} G_1(N_{w_1}, N_{p_j}, T_{w_1}, \omega_j) N_{p_j} \quad (5.3)$$

$$\frac{dN_{w_6}}{dt} = (1 - \xi) \frac{N_{\text{sch}_2}}{\tau_{s_6}} + \frac{N_{w_5}}{\tau_{\text{iwt}_f_5}} - \frac{N_{w_6}}{\tau_{\text{iwt}_b_5}} - \frac{N_{w_6}}{\tau_{e_6}} - R_{\text{spn}_6}(N_{w_6}) - \sum_{j=1}^{K_{in}} G_6(N_{w_6}, N_{p_j}, T_{w_6}, \omega_j) N_{p_j} \quad (5.4)$$

Скорость изменения носителей в центральных ямах с КЯ2 до КЯ5 ( $k = 2$  to 5) можно описать уравнением:

$$\frac{dN_{w_k}}{dt} = \frac{N_{w_{k-1}}}{\tau_{\text{iwt}_f_{k-1}}} - \frac{N_{w_k}}{\tau_{\text{iwt}_b_{k-1}}} - \frac{N_{w_k}}{\tau_{\text{iwt}_f_k}} + \frac{N_{w_{k+1}}}{\tau_{\text{iwt}_b_k}} - R_{\text{spn}_k}(N_{w_k}) - \sum_{j=1}^{K_{in}} G_k(N_{w_k}, N_{p_j}, T_{w_k}, \omega_j) N_{p_j} \quad (5.5)$$

где  $K_{in}$  - количество импульсов различных частот,

$N_{p_j} = \Gamma_w n_{p_j} V_w$  - количество фотонов,

$T_{w_i}$  - температура носителей в КЯ ( $i = 1$  до 6),

$n_{p_j}$  - плотность фотонов,

$\omega_j$  - угловая частота входного оптического сигнала,

$\Gamma_w$  - коэффициент оптического ограничения,

$G$  – оптическое усиление, которое будет приведено ниже.

В случае прохождения оптических импульсов различной длины волны через активную область ПОУ, суммарная скорость стимулированной эмиссии в каждой КЯ определяется суммой эмиссий каждого импульса.

Скорость спонтанной рекомбинации в SCH и КЯ областях описывается следующими уравнениями [117]:

$$R_{\text{spon}_{\text{sch}}} = A_{\text{sch}} n_{\text{sch}} + B_{\text{sch}} n_{\text{sch}}^2 + C_{\text{sch}} n_{\text{sch}}^3, \quad (5.6)$$

$$R_{\text{spon}_i} = A_w n_{w_i} + B_{w_i} n_{w_i}^2 + C_{w_i} n_{w_i}^3. \quad (5.7)$$

Здесь,  $A_{\text{sch}}$  и  $A_{w_i}$  - коэффициенты рекомбинации Шокли-Рида-Холла,

$B_{\text{sch}}$  и  $B_{w_i}$  - коэффициенты бимолекулярной рекомбинации,

$C_{\text{sch}}$  и  $C_{w_i}$  - коэффициенты Оже рекомбинации в SCH и КЯ областях, соответственно.

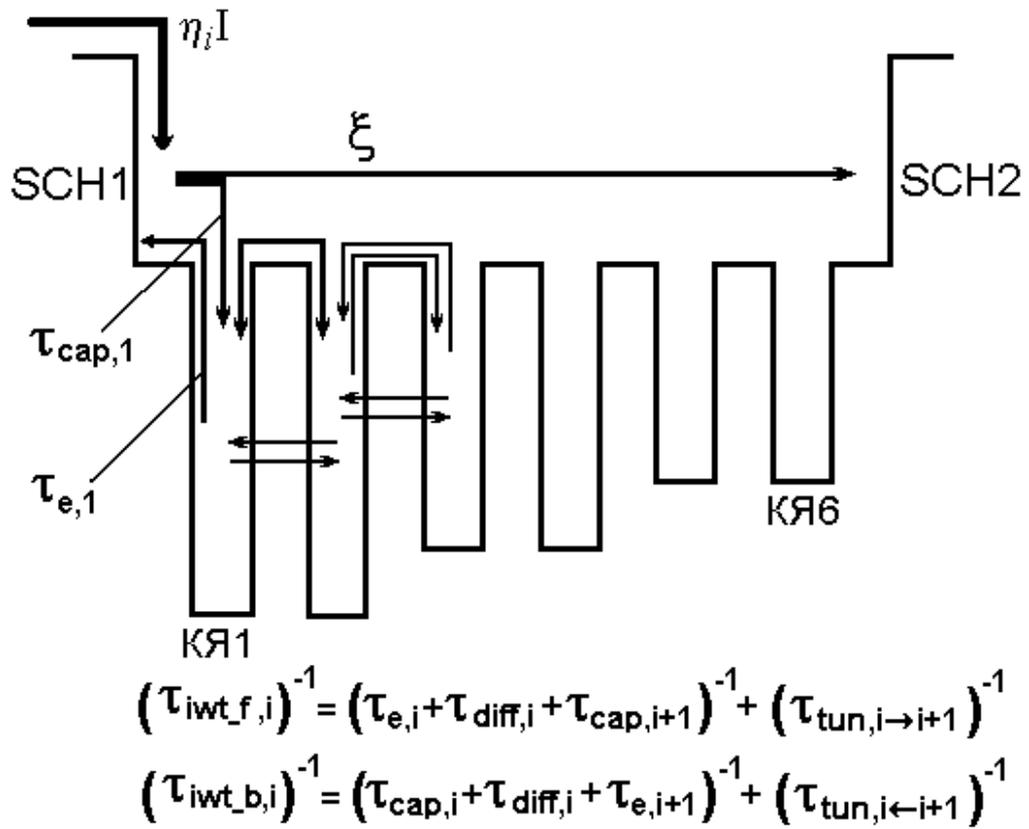


Рис. 5.1 Схематическое представление АМКРС структуры с 6 КЯ с указанием основных процессов переноса носителей

### 5.1.2 Времена переноса носителей

Время переноса представляет собой сумму амбиполярного времени диффузии в SCH области и время захвата носителей в КЯ [127] или

$$\tau_s = \tau_{\text{diff}} + \tau_{\text{cap}}. \quad (5.8)$$

Время диффузии пропорционально квадрату толщины SCH и обратно пропорционально коэффициенту диффузии  $D_a$

$$\tau_{\text{diff}} = t_{\text{sch}}^2 / 2D_a. \quad (5.9)$$

В нашем случае, толщина SCH равна 5 нм, и время диффузии составляет единицы фемтосекунд, в то время как время захвата имеет величину порядка пикосекунд. Т. о. время переноса практически определяется временем захвата, которое будет рассмотрено далее в разделе 5.6.1.

Скорость переноса между КЯ определяется двумя параллельными процессами [127]: туннелированным через барьер и временем переноса носителей над барьером. Поскольку времена переноса носителей в АМКРС различны, следует разделять перенос между КЯ в прямом и обратном направлениях:

$$\frac{1}{\tau_{\text{iwt\_f}_i}} = \frac{1}{\tau_{e_i} + \tau_{\text{cap}_{i+1}}} + \frac{1}{\tau_{\text{tun}_{i \rightarrow i+1}}} \quad \text{и} \quad \frac{1}{\tau_{\text{iwt\_b}_i}} = \frac{1}{\tau_{e_{i+1}} + \tau_{\text{cap}_i}} + \frac{1}{\tau_{\text{tun}_{i \leftarrow i+1}}}. \quad (5.10)$$

где  $\tau_{\text{tun}_{i \rightarrow i+1}}$  и  $\tau_{\text{tun}_{i \leftarrow i+1}}$  - время туннелирования в прямом и обратном направлении для каждого барьера, рассчитанного с помощью модели Драгомана для МКРС структуры[130]:

$$\tau_{\text{tr}}^i = \frac{m_i}{2\hbar\gamma_i \sin\phi_{\text{tr}}} \times \left[ \frac{|r_{\text{ir}}|}{2\gamma_i} (1 - \exp(2\gamma_i L_i)) + \frac{1}{2\gamma_i |r_{\text{ir}}|} (\exp(-2\gamma_i L_i) - 1) - 2L_i \cos\phi_{\text{tr}} \right], \quad (5.11)$$

где  $m_i$  - эффективная масса электрона в барьере,

$r_{ir}$  и  $\phi_{ir}$  - коэффициент отражения и фаза  $i$ -го слоя с правой стороны структуры;  
 $L_i$  - толщина барьера.

Параметр  $\gamma = \sqrt{2m(V_i - E)/\hbar}$ , где  $V_i$  - высота барьера и  $E$  - энергия электрона определяет глубину проникновения волновой функции в барьер. В данном случае под прямым туннелированием подразумевается процесс прохождения электрона через барьер с левой КЯ на правую относительно барьера, а под обратным - справа налево соответственно.

Время обратного туннелирования  $\tau_{il}^i$  аналогично  $\tau_{ir}^i$  при замене  $r_{ir}$  и  $\phi_{ir}$  на  $r_{il}$  и  $\phi_{il}$ , где  $\phi_{il}$  - коэффициент отражения и фаза  $i$ -го слоя с левой стороны структуры [A21].

## 5. 2. Динамика температуры носителей

Как было сказано ранее, при воздействии на устройство импульсов субпикосекундной длительности, необходимо учитывать более быстрые внутризонные переходы, такие как нагрев носителей [79]. Физика данных процессов следующая: за счет стимулированной эмиссии [131] и поглощения свободных носителей [132] температура электронного газа выше, чем температура кристаллической решетки. Однако, в последствии, энергия горячих носителей поглощается решеткой благодаря релаксационным процессам с характеристическим временем менее 100 фс [133]. В стационарном состоянии наблюдается баланс процессов нагрева и охлаждения носителей, и поведение устройства определяется температурой решетки.

Поскольку в нашей работе исследуется динамика процессов при прохождении импульсов фемтосекундной длительности (что сравнимо с временем температурной релаксации носителей), а оптическое усиление в значительной степени зависит от температуры носителей, необходимо учитывать нагрев носителей в каждой КЯ для более глубокого понимания эффектов насыщения

усиления. Динамика изменения температуры носителей описывается следующими уравнениями [134]:

$$\frac{dT_{w_i}}{dt} = -\left. \frac{dT_{w_i}}{dt} \right|_{rel} + \left. \frac{dT_{w_i}}{dt} \right|_{se} + \left. \frac{dT_{w_i}}{dt} \right|_{FCA}. \quad (5.12)$$

Выражения в правой части уравнения описывают скорость температурной релаксации до уровня температуры решетки  $T_L$ , нагрев носителей благодаря стимулированной эмиссии и нагрев носителей за счет поглощения свободных носителей, соответственно. Каждое выражение может быть описано следующим образом:

$$\left. \frac{dT_{w_i}}{dt} \right|_{rel} = \frac{T_{w_i} - T_L}{\tau_{hc}}, \quad (5.13)$$

$$\left. \frac{dT_{w_i}}{dt} \right|_{se} = \sum_{j=1}^{K_m} \frac{h_c}{N_{w_i}} (E_{c_{ij}} - \mu_{c_{ij}} T_{w_i}) \frac{dN_{w_i}}{dt}, \quad (5.14)$$

$$\left. \frac{dT_{w_i}}{dt} \right|_{FCA} = \sum_{j=1}^{K_m} \frac{h_c}{N_{w_i}} N_{p_j} v_{g,i} \alpha_{FCA,i} \hbar \omega_j. \quad (5.15)$$

Здесь  $\tau_{hc}$  - время температурной релаксации,

$\alpha_{FCA,i}$  - коэффициент поглощения свободных носителей.

$E_c$  - энергия носителей, участвующих в рекомбинации.

$\mu_c$  - характеристическая энергия;

$h_c$  - коэффициент нагрева носителей

Последние три параметра могут быть представлены в виде [134]:

$$E_{c_{ij}} = \left( \hbar \omega_j - E_{c-hh_i} \right) \frac{m_{hh_i}}{m_{c_i} + m_{hh_i}}, \quad (5.16)$$

$$\mu_{c_{ij}} = \frac{1}{T_{w_i}} \frac{\partial E_t}{\partial N_{w_i}} = \frac{3}{2} k_B \frac{F_{1/2}(E_{c, \text{norm}_{ij}})}{F_{-1/2}(E_{c, \text{norm}_{ij}})}, \quad (5.17)$$

$$\left( h_{c_{ij}} \right)^{-1} = \frac{1}{N_{w_i}} \frac{\partial E_t}{\partial T} = \frac{3}{2} k_B \left[ \frac{5 F_{3/2}(E_{c, \text{norm}_{ij}})}{2 F_{1/2}(E_{c, \text{norm}_{ij}})} - \frac{3 F_{1/2}(E_{c, \text{norm}_{ij}})}{2 F_{-1/2}(E_{c, \text{norm}_{ij}})} \right], \quad (5.18)$$

где  $E_{c-hh_i}$  - энергетический зазор между зоной проводимости и зоны тяжелых дырок в каждой КЯ,

$k_B$  - постоянная Больцмана,

$E_t$  - общая энергия носителей в единице объема,

$m_{c_i}$ ,  $m_{hh_i}$  - эффективные массы электрона и тяжелой дырки и

$E_{c, \text{norm}_{ij}} = (\Delta F_i - E_{c_{ij}}) / k_B T_{w_i}$  - нормированная энергия носителей.

Зазор между квази-уровнями Ферми в каждой КЯ определяется с помощью выражения [135]:

$$\Delta F_i = E_{c-hh_i} + k_B T_{w_i} \left\{ \ln \left[ \exp \left( \frac{\pi \hbar^2 N_{w_i}}{l w m_{c_i} k_B T_{w_i}} \right) - 1 \right] - \ln \left[ \exp \left( \frac{\pi \hbar^2 N_{w_i}}{l w m_{hh_i} k_B T_{w_i}} \right) - 1 \right] \right\}. \quad (5.19)$$

где  $F_k(\eta) = \frac{1}{\Gamma(k+1)} \int_0^\infty \frac{x^k dx}{1 + \exp(x - \eta)}$  - интеграл Ферми-Дирака и

$\Gamma(x) = \int_0^\infty e^{-t} t^{x-1} dt$  - гамма-функция.

### 5.3 Прохождение оптических импульсов через активную область ПОУ

Оптический импульс, как функция от времени и координаты вдоль активной области, описывается системой связанных уравнений в частных производных [136]

$$\frac{\partial N_{p_j}}{\partial z} + \frac{1}{v_{g_i}} \frac{\partial N_{p_j}}{\partial t} = \sum_{i=1}^6 \frac{1}{v_{g_i}} G_i(N_{w_i}, N_{p_j}, T_{w_i}, \omega_j) N_{p_j} - \alpha_1 N_{p_j} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta}{v_{g_i}} R_{\text{spon}i}(N_{w_i}), \quad (5.20)$$

где  $z$  - координата,

$\alpha_1$  - оптические потери в активной области и

$\beta$  - фактор спонтанной рекомбинации.

Чтобы учесть влияние насыщения носителей и изменения температуры вдоль активной области, общая длина ПОУ разделена на сегменты длиной  $l_s$  и прохождение импульса рассчитывается отдельно в каждой части. Выходной сигнал одного сегмента используется в качестве входного сигнала для последующего. Интегрирование уравнения (5.20) с начальными условиями в виде  $N_{p_j}(0) = N_{p,\text{in}j}$  показывает, что сигнал увеличивается экспоненциально в каждом сегменте,

$$N_{p_j}(z) = N_{p,\text{in}j} \exp\left[\left(\sum_{i=1}^6 G_i(N_{w_i}, N_{p_j}, T_{w_i}, \omega_j) - \alpha_1\right)z\right]. \quad (5.21)$$

Учитывая, что  $N_{p_j}(l_s) = N_{p,\text{out}j}$ , количество фотонов на выходе каждого сегмента может быть записано как

$$N_{p,\text{out}j} = N_{p,\text{in}j} \exp\left[\left(\sum_{i=1}^6 G_i(N_{w_i}, N_{p_j}, T_{w_i}, \omega_j) - \alpha_1\right)l_s\right]. \quad (5.22)$$

#### 5. 4 Анализ оптических свойств

Для ненапряженного InGaAsP материала с толщиной активной области 5 нм длина межзонных переходов менее 1.5 мкм. Для проектирования приборов с длиной волны до 1.7 мкм необходимо использовать напряженные структуры на InP подложке. Поскольку в наших расчетах используются материалы с длиной

волны 1.45 – 1.65 мкм, эффекты напряжения должны быть включены в расчет усиления.

Для исследования оптических свойств предложенной АКРС была разработана детальная модель усиления (поглощения), позволяющая анализировать любую слоистую КРС. Основу модели составляет выражение, полученное из анализа эффективных уравнений Блоха [23, 37, 82, 137]:

$$G_{\text{qw}}(N_{\text{qw}}, N_{\text{p}}, \omega) = \frac{\omega}{\varepsilon_0 \bar{n}} \int_{E_{1,\text{c-hh}}}^{E_{\text{par}}} dE_{\text{eh}} \rho(E_{\text{eh}}) \mu(E_{\text{eh}})^2 \times \frac{(f_{\text{c}}(E_{\text{eh}}, N_{\text{qw}}) - f_{\text{hh}}(E_{\text{eh}}, N_{\text{qw}})) \hbar L(E_{\text{eh}}, \omega)}{1 + N_{\text{p}}/N_{\text{ps}}(E_{\text{eh}}, \omega)} \quad (5.23)$$

где  $G_{\text{qw}}$  коэффициент усиления,

$f_{\text{c}}$  и  $f_{\text{hh}}$  функции распределения электронов и тяжелых дырок соответственно,

$\bar{n}$  - групповой показатель преломления,

$\rho(E_{\text{eh}})$  - плотность состояний,

$N_{\text{qw}}$  - число носителей,

$N_{\text{ps}}$  - число фотонов в насыщении.

Функции  $f_{\text{c}}$  и  $f_{\text{hh}}$  представлены в виде:

$$f_{\text{c}}(E_{\text{eh}}, N_{\text{qw}}) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_{\text{c}}(E_{\text{eh}}) - F_{\text{c}}(N_{\text{qw}})}{k_{\text{B}}T}\right) \right]^{-1} \quad (5.24\text{a})$$

$$f_{\text{hh}}(E_{\text{eh}}, N_{\text{qw}}) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{F_{\text{hh}}(N_{\text{qw}}) - E_{\text{hh}}(E_{\text{eh}})}{k_{\text{B}}T}\right) \right]^{-1}. \quad (5.24\text{б})$$

Квази-уровни Ферми для зоны проводимости и валентной зоны, как функция от количества электронов описывается в виде [135]:

$$F_{\text{c}}(N_{\text{qw}}) = E_{\text{c, str}} + E_{\text{g}} + k_{\text{B}}T \cdot \ln \left[ \exp\left(\frac{\pi \hbar^2 N_{\text{qw}}}{l w m_{\text{c}} k_{\text{B}} T}\right) - 1 \right], \quad (5.25)$$

$$F_{hh}(N_{qw}) = -E_{hh, \text{str}} - k_B T \cdot \ln \left[ \exp \left( \frac{\pi \hbar^2 N_{qw}}{l w m_{hh} k_B T} \right) - 1 \right]. \quad (5.26)$$

Для структур с толщиной менее чем 6 нм расстояния между подуровнями достаточно большие для подавления их смешивания, поэтому возможно использование приближения параболических зон [136]. При этом, энергетические состояния электронов и дырок в напряженной структуре представляются в виде

$$E_c(E_{ch}) = \frac{m_{hh}(E_{ch} - E_{c-hh})}{m_c + m_{hh}} + E_g + E_{c, \text{str}}, \quad (5.27)$$

$$E_{hh}(E_{ch}) = -E_{hh, \text{str}} - \frac{m_c(E_{ch} - E_{c-hh})}{m_c + m_{hh}}, \quad (5.28)$$

где  $E_{c, \text{str}}$  и  $E_{hh, \text{str}}$  - квантовые уровни зоны проводимости (ЗП) и валентной зоны (ВЗ)

$E_{c-hh}$  - энергия межзонного перехода:

$$E_{yy, \text{str}} = E_{n, yy-b} + \Delta E_{yy, \text{str}}, \quad (5.29)$$

$$E_{c-hh} = E_{c, \text{str}} + E_g - E_{hh, \text{str}}, \quad (5.30)$$

где  $yy = c, hh$ .

Здесь  $E_{n, yy-b}$  - квантовый уровень при условии конечности энергии барьера [138]:

$$E_{n, yy-b} = E_{n, yy} n^2 \left( n + \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{m_{yy-b}}{m_{yy}}} \sqrt{\frac{E_{n, yy}}{U_{0, yy}}} \right)^{-2}, \quad (5.31)$$

где  $E_{n,yy} = \pi^2 \hbar^2 n^2 / 2m_{yy} t_{qw}^2$  - квантовый уровень для бесконечного барьера,

$m_{yy-b}$  - эффективная масса барьера,

$U_{0,yy}$  - высота барьера в ЗП и ВЗ и

$\kappa_{yy} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_{yy-b} (U_{0,yy} - E_{n,yy})}$  - параметр, характеризующий глубину проникновения

волновой функции за КЯ.

Высота барьера рассчитывается, используя параметр электронного средства следующим образом [135]:

$$U_{0,c} = \chi_{qw} - \chi_{bar} \quad (5.32)$$

$$U_{0,hh} = E_{gbar} - E_{gqw} - U_{0,c} \quad (5.33)$$

Смещение подуровней  $\Delta E_{yy, str}$  для напряженных материалов учитываются следующими выражениями [35, 125].

$$\Delta E_{c, str} = 2a_c \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \varepsilon_{str} \quad (5.34)$$

$$\Delta E_{hh, str} = \left( 2a_v \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} + \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} b_v \right) \varepsilon_{str} \quad (5.35)$$

$$\varepsilon_{str} = (a_w - a_b) / a_b \quad (5.36)$$

где  $\varepsilon_{str}$  - коэффициент напряжения,

$a_c$  и  $a_v$  - потенциалы гидростатической деформации для ЗП и ВЗ,

$b_v$  - потенциал деформации сдвига,

$C_{11}$  и  $C_{12}$  - постоянная эластичного натяжения,

$a_w$  и  $a_b$  - постоянные решетки для КЯ и барьера.

Для КЯ плотность состояний диполей определяется в виде

$$\rho(E_{\text{ch}}) = \frac{m_{\text{c-hh}}}{\hbar^2 \pi t_w} \text{Int} \left( \sqrt{\frac{E_{\text{ch}}}{E_{\text{c-hh}}}} \right), \quad (5.37)$$

где  $\text{Int}()$  означает целую часть от величины в скобках.

Для поперечной составляющей электромагнитного поля (ТЕ мода), поле ориентировано параллельно абсциссе, что определяет дипольный момент в следующей интерпретации [135]:

$$|\mu(E_{\text{ch}})|^2 = \frac{(1 + E_{\text{c-hh}} / E_{\text{ch}}) e^2}{12 m_0 \omega^2} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_{\text{c-hh}} (E_{\text{c-hh}} + \Delta_{\text{so}})}{E_{\text{c-hh}} + 2 \Delta_{\text{so}} / 3}. \quad (5.38)$$

Свертка материального усиления производится с помощью функции Лоренца [136]:

$$L(E_{\text{ch}}, \omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar / \tau_{\text{cv}}}{(E_{\text{ch}} - \hbar \omega)^2 + (\hbar / \tau_{\text{cv}})^2}, \quad (5.39)$$

где  $\tau_{\text{cv}}$  - время релаксации диполя.

Количество фотонов при насыщении определяется условием, при котором усиление уменьшается в 2 раза и определяется с помощью выражения [132]:

$$N_{\text{p,s}}(E_{\text{ch}}, \omega) = \frac{\Gamma_{\text{qw}} V_{\text{qw}} \varepsilon_0 \bar{n}^2}{(\tau_{\text{e}} + \tau_{\text{h}}) \pi L(E_{\text{ch}}, \omega) |\mu(E_{\text{ch}})|^2 \omega}, \quad (5.40)$$

где  $\tau_{\text{e}}$  и  $\tau_{\text{h}}$  – время релаксации внутри зон для электронов и дырок, соответственно.

Суммарный спектр усиления для АМКРС структуры рассчитывается как сумма спектров отдельной КЯ при постоянной угловой частоте:

$$G_i(N_{\text{qw}_i}, N_{\text{p}}) = \Gamma_{\text{qw}_i} \nu_{\text{g}_i} G_{\text{qw}}(N_{\text{qw}_i}, N_{\text{p}}, \omega) \Big|_{\omega=\text{const}}. \quad (5.41)$$

Усиление Моды рассчитывается благодаря умножению материального усиления на фактор оптического ограничения  $\Gamma_{qw_i}$ . Для ТЕ моды он представляется в виде [138]:

$$\Gamma_{qw_i} = t_{qw_i} / \left( t_{tot} + \frac{2}{t_{tot}(\varepsilon_a - \varepsilon_b)} \sqrt{\varepsilon_b} \left( \frac{\lambda_i}{2\pi} \right)^2 \right), \quad (5.42)$$

где  $\varepsilon_{qw_i}$ ,  $\varepsilon_b$  и  $\varepsilon_a = \frac{1}{t_{tot}} \sum_{qw,b} \varepsilon_{qw} t_{qw} + \varepsilon_b t_b$  - диэлектрическая постоянная материала КЯ,

барьера и полной МКРС структуры,

$t_{tot}$  - общая толщина активной области, включая КЯ и барьеры.

## 5.5 Расчет энергетических зон и определение материальных параметров

Поскольку все параметры в модели зависят от состава материала, необходимо вычислить их величины исходя из заданной информации о длине волны перехода для каждой КЯ. Расчет зонной диаграммы структуры, представленной на рис. 5.2 и выбор параметров и состава материала основан на параметрах бинарных соединений [37, 38], представленных в таблице 5.1.

Параметры четверных соединений  $A_{1-x}B_{1-x}C_yD_{1-y}$  получены используя следующее выражение:

$$Q(x, y) = \frac{x(1-x)(yT_{ABC}(x) + (1-y)T_{ABD}(x)) + y(1-y)(xT_{ACD}(y) + (1-y)T_{BCD}(y))}{x(1-x) + y(1-y)}. \quad (5.43)$$

Процедура определения параметров и состава материала следующая. Сначала определяются начальные параметры материала, соответствующие ненапряженной структуре, используя данные из таблицы 5.1 и рассчитываются энергии переходов для каждой КЯ и барьеров. Далее, используя уравнения (5.32) и (5.33) рассчитываются высота барьера для ЗП и ВЗ, соответственно.

Таблица 5.1. Параметры бинарных соединений

Параметр	Обозначение	GaAs	InAs	GaP	InP
Эфф.масса электрона	$m_e/m_0$	0,063	0,023	0,25	0,077
Спин-орбит. масса	$m_{so}/m_0$	0.15	0.049	0.038	0,21
Параметры Люттингера	$\gamma_1$	6,85	20,40	4,05	4,95
	$\gamma_2$	2,1	8,3	0,49	1,65
	$\gamma_3$	2,9	9,1	1,25	2,35
Диэлектрическая постоянная	$\epsilon_d$	12,9	15,15	2,46	9,55
Ширина запрещенной зоны (при T=300 К)	$E_g, \text{eV}$	1,424	0,354	2,78	1,344
Спин-орбит.энергия	$\Delta_{so}, \text{eV}$	0,34	0,41	0,127	0,11
Потенциал гидростатической деформации в ЗП	$a_c, \text{eV}$	-7,17	-5,08	-7,14	-5,04
Потенциал гидростатической деформации в ВЗ	$a_v, \text{eV}$	1,16	1	1,70	1,27
Потенциал деформации сдвига в ВЗ	$b_v, \text{eV}$	-1,7	-1,8	-1,8	-1,7
Постоянная эластичного натяжения	$C_{11} \times 10^{15} \text{ dyn/m}^2$	11,9	8,34	14,05	10,11
	$C_{12} \times 10^{15} \text{ dyn/m}^2$	5,34	4,526	6,203	5,61
Параметр электронного средства	$\chi, \text{eV}$	4.07	4.88	3.8	4.38

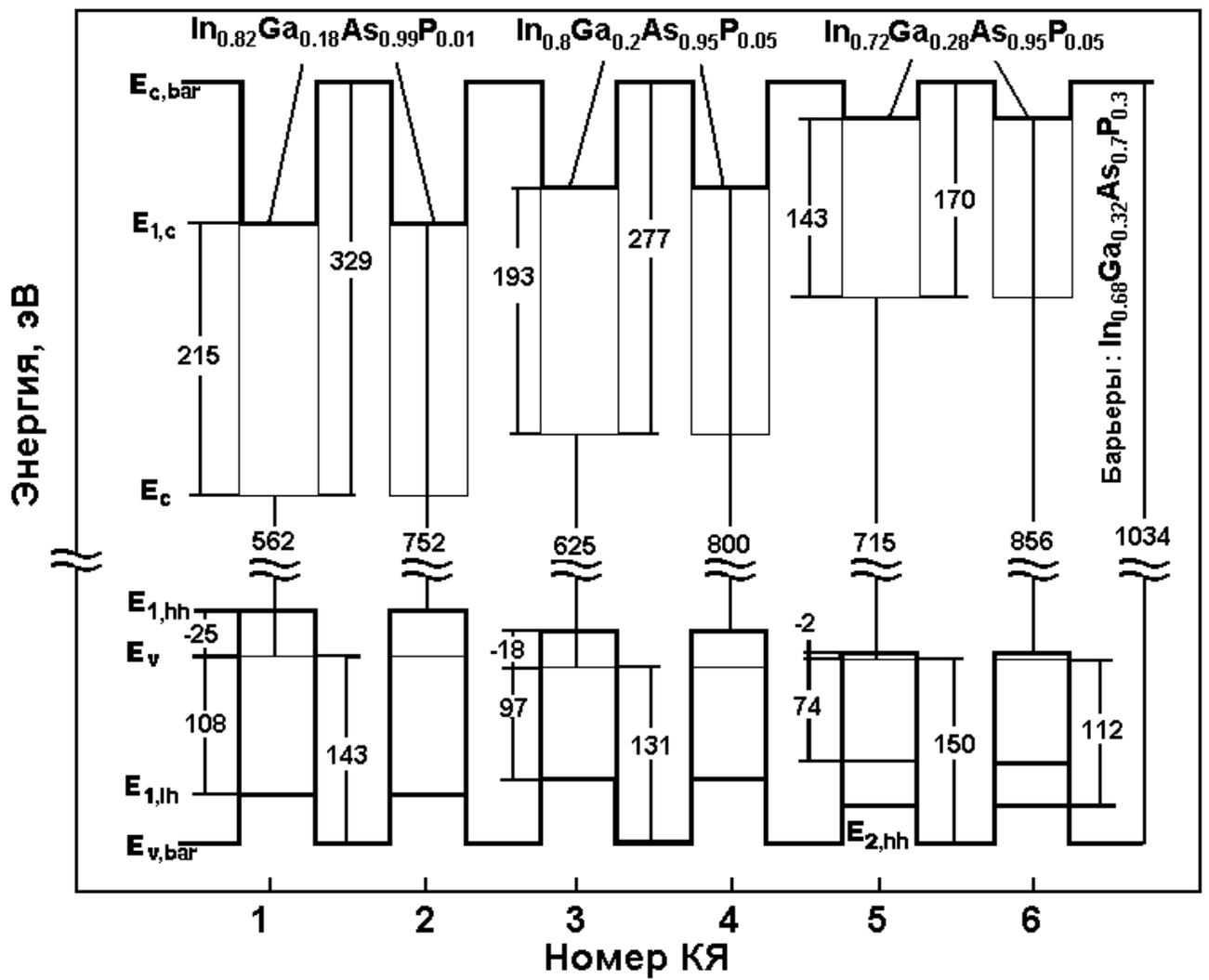


Рис. 5.2. Зонная диаграмма АМКРС с шестью КЯ с указанием уровней энергии квантования для каждого слоя

Таблица 5.2. Параметры, используемые при расчетах модели и характеристик

Параметр	Обозначение	Номер КЯ			Барьер
		1,2	3,4	5,6	
Длина волны	$\lambda$ , мкм	1.67	1.53	1.45	1.2
Ширина запрещенной зоны	$E_g$ , мэВ	562	625	715	1034
Состав материала	x	0.82	0.8	0.717	0.678
	y	0.99	0.95	0.95	0.696
Диэлектрическая постоянная	$\epsilon_d$	11.97	11.83	11.72	11.00
Групповая скорость	$v_g \times 10^7$ м/с	8.67	8.72	8.76	-
Фактор ограничения	опт. $\Gamma_w, 10^{-4}$	9.97	11.04	13.1	-
Параметр электронного сродства	$\chi$ , эВ	4.76	4.73	4.66	4.56
Коэффициент напряжения	$\epsilon_{str}$ , %	-1.91	-1.65	-1.1	-
Энергетические подуровни	$E_{c, str}$ , эВ	215	193	143	-
	$E_{hh, str}$ , эВ	-25	-18	-2	-
Энергия межзонного перехода	$E_{c-hh}$ , эВ	752	800	856	1034
Время выброса	$\tau_e$ , пс	59.87	7.28	1.07	-
Бимолекулярная рекомбинация	$B_w \times 10^{-10}$ см <sup>3</sup> /с	0.9	0.84	0.8	-
Оже-рекомбинация	$C_w \times 10^{-29}$ см <sup>3</sup> /с	0.52	0.37	0.21	-

Результаты вычисления подставляются в уравнения (5.31)–(5.36) и, в конечном счете расчет уравнения (5.30) дает конечную величину межзонного перехода. Используя заданные величины длины волны для каждой КЯ и величину напряженности, определяются конечные величины  $x$  и  $y$ . Результаты расчетов представлены на рисунке 5.2. Все слои в данном случае имеют один квантовый подуровень в ЗП.

Слои КЯ1–КЯ4 имеют по одному подуровню тяжелых и легких дырок в ВЗ и только последняя пара КЯ имеет два подуровня тяжелых дырок. Это дает возможность использовать при расчете усиления упрощение несмешанных параболических зон. Основные параметры, рассчитанные для каждой пары КЯ представлены в таблице 5.2.

Материалом для барьеров является  $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}_{0.7}\text{P}_{0.3}$ . Другие параметры, используемые при вычислении взяты из источников [98, 125, 126].

## **5. 6 Определение времен переноса в АМКРС ПОУ**

### **5. 6. 1Эффективность захвата**

В предыдущих работах статические характеристики исследовались с использованием кусочно-постоянного профиля потенциала в активной области. Чтобы более подробно изучить влияние неравномерного распределения носителей в АМКРС и его влияние на профиль потенциала, необходимо решать самосогласованную систему уравнений Шредингера, Пуассона и уравнений диффузии-дрейфа [94].

На рисунке 5. 3(а) представлена энергетическая диаграмма структуры при токе накачки в 120 мА. Результаты показывают минимальное изменение квазиуровней Ферми вдоль структуры, но сильное искривление профиля потенциала в барьерах между коротковолновыми КЯ за счет влияния сильного электрического поля, образованного из-за разницы между концентрациями электронов и дырок в данной области.

Пространственное распределение концентрации электронов в структуре при изменении тока накачки (рис. 5. 3(б)) показывает сильно неравномерное распределение носителей в различных КЯ.

Величина усиления в КЯ зависит в большей степени от уровня двумерных состояний (2D), а также их взаимодействию с трехмерными состояниями (3D) в области КЯ. Наиболее простой способ учета данного взаимодействия является введение параметра эффективности захвата носителей, как отношение концентрации 2D носителей  $N_{2D}$  в КЯ к концентрации 3D носителей  $N_{3D}$  или  $\eta_{cap} = N_{2D}/N_{3D}$ . Это позволит, в рамках модели скоростных уравнений, принять во внимание неравномерность распределения носителей и ее влияния на усилительные свойства ПОУ.

Принимая во внимание постоянство квази-уровня Ферми для 2D и 3D носителей в КЯ, эффективность захвата может быть выражена через отношение локальных времен захвата и выброса в виде:

$$\eta_{x\text{ cap}} = \frac{\tau_{e,x}}{\tau_{cap,x}} = \frac{\int \rho_{x2D}(E) f_x(E, F_x) dE}{\int \rho_{x3D}(E) f_x(E, F_x) dE}, \text{ where } x=e, h, \quad (5.44)$$

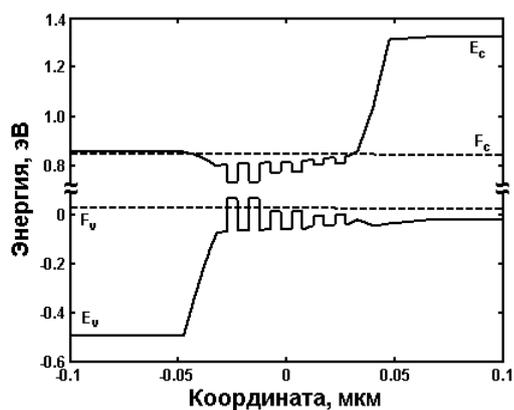
$$\tau_{e,x} = 0.5 t_{qw} \frac{2\pi m_x}{k_B T_w} \exp\left(\frac{U_{0,x}}{k_B T_w}\right), \quad (5.45)$$

где  $\rho_{x2D}(E)$  и  $\rho_{x3D}(E)$  - функции плотности состояний носителей 2D и 3D носителей;

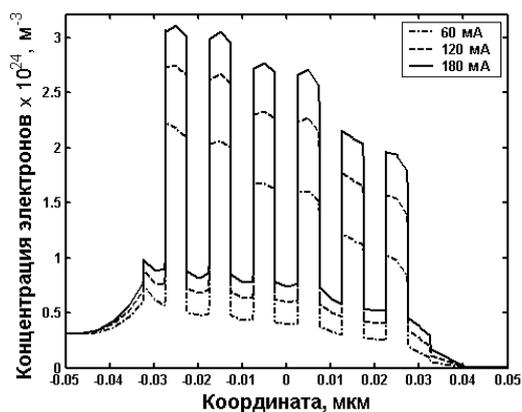
$f_x(E, F_x)$  - функция Ферми и

$F_x$  - квазиуровень Ферми.

Используя информацию об энергетических уровнях для электронов и дырок, квазиуровнях Ферми и плотности состояний была рассчитана эффективность захвата носителей в каждую в отдельности КЯ. Результаты расчетов представлены на рис. 5. 3(в).



а)



б)

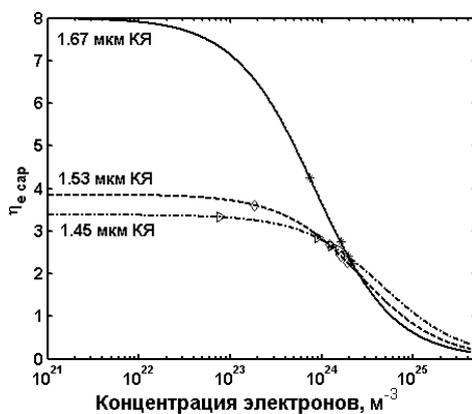


Рис. 5.3 а) Расчётная зонная диаграмма 6 АМКРС ПОУ; б) Распределение электронов вдоль оси роста структуры при различных значениях тока накачки; в) Зависимость эффективности захвата электронов в каждую КЯ исследуемой АМКРС ПОУ.

Результаты расчета представлены звездочками, ромбами и треугольниками для 1.67 мкм, 1.53 мкм и 1.45 мкм КЯ, соответственно. При малых значениях концентрации 2D носителей, квазиуровень Ферми находится ниже энергетического уровня барьеров и 3D носители располагаются в хвосте распределения Ферми, что приводит к достаточно малому изменению эффективности захвата. Однако, по мере увеличения тока накачки (напряжения на контактах) квазиуровни Ферми смещаются в сторону свободных состояний, приводит к более быстрому росту концентрации 3D носителей при относительно неизменной концентрации 2D носителей, что, в свою очередь, уменьшает эффективность захвата в КЯ и увеличивает возможность выброса носителей из активной области. При увеличении концентрации выше значения  $2 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$ , эффективность захвата уменьшается до уровня, когда процесс одинаков для всех КЯ.

Расчетные данные могут быть описаны следующим приближенным уравнением:

$$\eta_{\text{зах}} = \eta_{\text{зах}0} \left( \frac{N}{N_{\text{cap\_sat}}} \right) \quad (5.46)$$

где  $\eta_{\text{зах}0}$  - эффективность захвата при нулевом токе накачки,

$N$  - концентрация 2D носителей и

$N_{\text{cap\_sat}}$  - концентрация носителей, при которой эффективность захвата уменьшается в 2 раза.

В таблице 5.3 приведены результаты сравнения вышеприведенных параметров для сложной АМКРС ПОУ и различных КРС с одной КЯ с длинами волн 1.67 мкм, 1.53 мкм и 1.45 мкм, соответственно.

Как показывают данные, приведенные в таблице эффективность захвата для дырок в соответствующей КЯ выше, чем для электронов из-за большей эффективной массы. Для обоих видов носителей параметр  $\eta_{\text{зах}0}$  больше для КЯ с большей длиной волны основного перехода из-за большей эффективной массы носителей и того факта, что вероятность выброса из более глубоких КЯ ниже. В это же время 2D носители в коротковолновых ямах имеют большую величину

насыщения при постоянно растущей концентрации 3D носителей, что в конечном счете приводит к большей величине параметра насыщения  $N_{cap\_sat}$ .

Если сравнивать параметры КРС с 1КЯ и АМКРС ПОУ, что можно заметить, что эффективность захвата практически одинакова для соответствующих КЯ, тогда как параметр насыщения выше для более сложного усилителя, особенно это заметно для коротковолновых КЯ. Этот феномен можно объяснить наличием электрического поля в АМКРС ПОУ, которое слегка приподымает энергетический уровень барьеров мелких КЯ в случае большого тока накачки (рис. 5.3а) и это, в свою очередь, уменьшает вероятность выброса носителей из этих ям.

Таблица 5.3 Результаты расчета параметров эффективности захвата для КРС с 1 КЯ и АМКРС ПОУ

Структура	Параметр	1.67	1.53 м	1.45
		мкм	км	мкм
КРС с 1 КЯ	$\eta_{e\ cap0}$	7.96	3.56	3.13
	$N_{cap\_sat}, 10^{24} m^3$	0.83	2.35	3.05
	$\eta_{p\ cap0}$	37.53	16.2	4.89
	$P_{cap\_sat}, 10^{24} m^3$	3.59	15.36	15.79
АМКРС	$\eta_{e\ cap0}$	7.95	3.87	3.37
	$N_{cap\_sat}, 10^{24} m^3$	0.87	2.75	4.89
	$\eta_{p\ cap0}$	37.61	16.24	4.98
	$P_{cap\_sat}, 10^{24} m^3$	4.07	22.48	24.27
	$N_{cap\_sat}, 10^{24} m^3$	0.86	2.85	4.61
	$\eta_{p\ cap0}$	38.53	16.2	4.99
	$P_{cap\_sat}, 10^{24} m^3$	3.76	17.95	18.96

Предложенная приближенная формула определения зависимости эффективности захвата от концентрации носителей в КЯ может быть легко включена в систему скоростных уравнений для учета влияния неравномерного распределения носителей в КЯ на усилительные свойства АМКРС ПОУ.

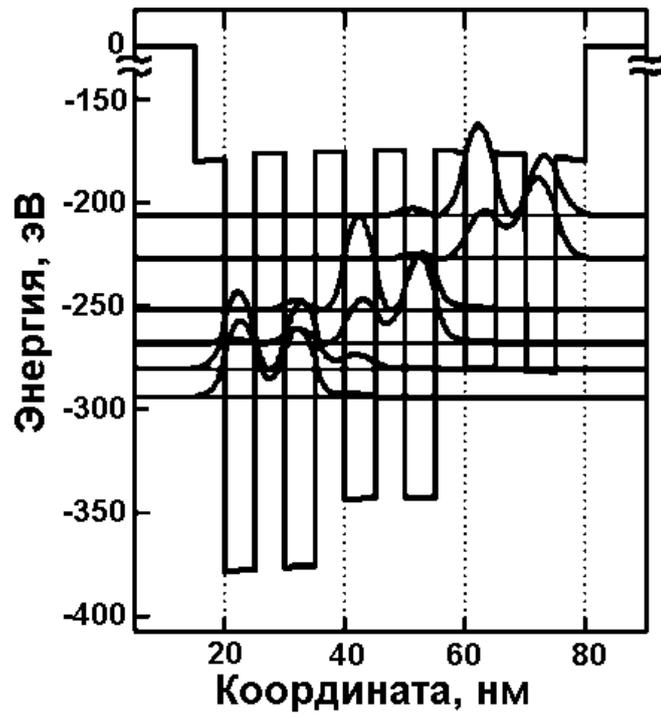
### 5.6.2 Время туннелирования

Для определения влияния эффекта туннелирования через неидентичные КЯ, были рассчитаны волновые функции используя самосогласованное решение уравнений эффективности массы и уравнения Пуассона [139]. Носители, накапливающиеся в КЯ приводят к появлению изгиба в энергетической диаграмме, которое, в свою очередь, влияет на условия туннелирования между КЯ.

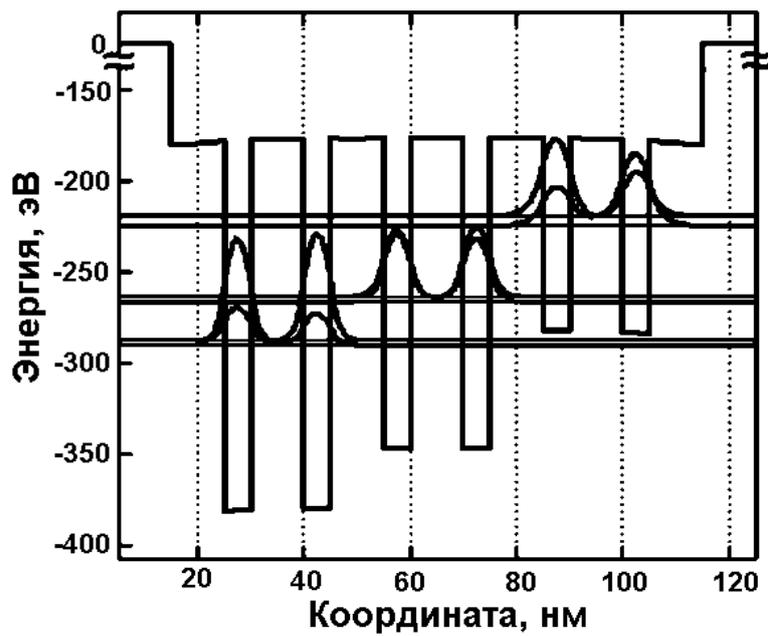
Расчет был проведен с учетом только переходов типа электрон-тяжелая дырка, поскольку только эти переходы дают основной вклад в процессы рекомбинации (рис. 5.2). Тяжелые дырки более ограничены в КЯ из-за их тяжелой эффективной массы. Поэтому туннелирование будет происходить только за счет электронов в ЗП. Профиль потенциала для ЗП структур с различными значениями толщины барьеров представлены на рис. 5.4. При этом толщина барьера на рис. 5.4(а) составляет 5 нм, а на рис. 5.4(б) – 10 нм. Толщина КЯ составляет 5 нм для всех вариантов расчета.

Из рисунка 5.4а видно, что хвосты волновых функций во внутренних КЯ имеют сильное взаимодействие, что приводит к расщеплению уровней на два подуровня. Степень взаимодействия КЯ может быть оценено с помощью решения уравнения Шредингера для полной структуры [34, 41].

Взаимодействие волновых функций в длинноволновых КЯ более сильные, чем в коротковолновых КЯ, что указывает на необходимость учета туннелирования как в прямом, так и в обратном направлении в случае, если толщина барьеров менее 10 нм.



а)



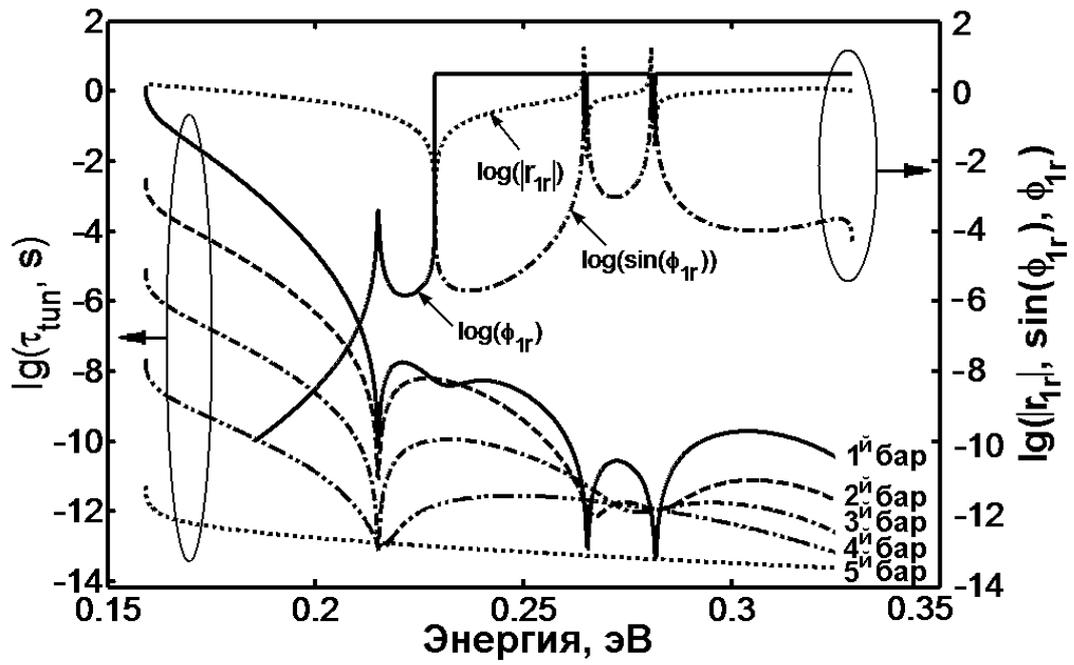
б)

Рис. 5.4 Распределение волновых функций в АМКРС ПОУ при а) толщине барьеров в 5 нм и б) 10 нм

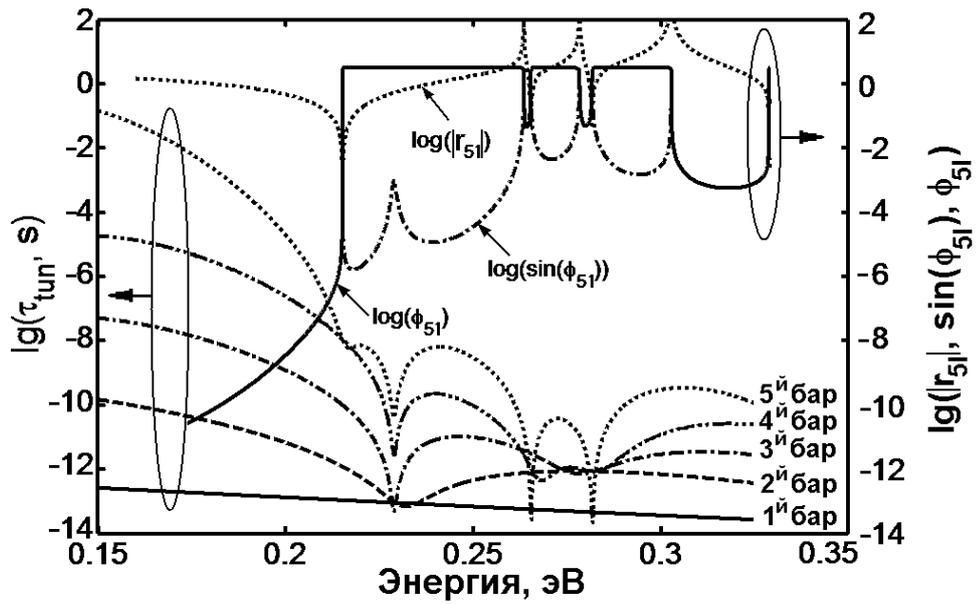
При расчете времени туннелирования за нулевой уровень принята энергия, соответствующая энергии зоны проводимости первой КЯ структуры представленной на рис. 5.2. Рис.5.5 показывает зависимость от энергии электрона времени прямого (Рис. 5. 5(а)) и обратного (Рис. 5. 5(б)) туннелирования через каждый барьер АМКРС.

Для прямого туннелирования наименьшее время туннелирования приходится на последний барьер, тогда как для обратного – на первый из-за того, что отражение структуры для этих барьеров в каждом случае минимально. Для простых структур с одним или двумя барьерами, резонансная энергия в локальном минимуме обычно равна для прямого и обратного процессов туннелирования, однако для более сложных структур с асимметричными КЯ они различны, особенно для более низких энергий электрона (215 и 229 мэВ, соответственно), что связано с несимметричностью рассчитанного комплексного коэффициента отражения.

На рис. 5.5(а)/(б) также представлены зависимость от энергии электрона абсолютной величины коэффициента отражения  $R_1/R_5$ , фазы  $\phi_1 / \phi_5$  и синусоидальной функции фазы  $\sin\phi_1 / \sin\phi_5$  которые используются при расчете времени туннелирования для первого/последнего барьеров, соответственно. Из рисунков также видно, что синус фазы имеет наибольшее влияние на изменение времени туннелирования от энергии.



а)



б)

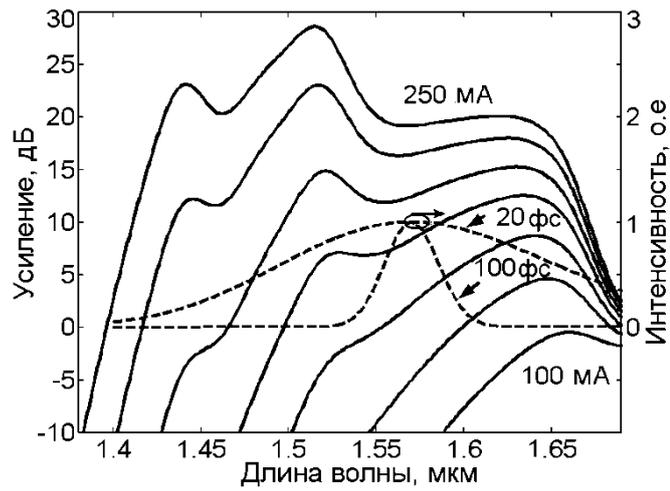
Рис. 5.5. Зависимость от энергии электрона времени: а) прямого и б) обратного туннелирования через каждый барьер АМКРС.

## 5. 7 Спектральные характеристики

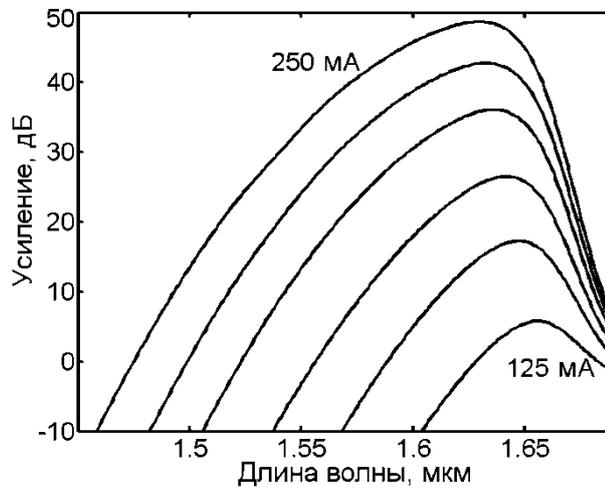
Вычисления проводились для различных структур [37]. На рис. 5.6(а) показаны результаты для АМКРС (6 КЯ), на рис. 5.6(б) – для СМКРС (6 КЯ) и на рис. 5.6 (в) – для СМКРС (2 КЯ). Как видно, в случае АМКРС максимум усиления сосредоточен в длинноволновой области при низких уровнях инжекции. С увеличением тока накачки, вклад КЯ коротковолнового диапазона возрастает и максимум усиления смещается в область коротких волн.

На рис. 5.6(а) пунктирной линией показаны спектральные профили УКИ длительностью 100 и 20 фс. Как видно, АМКРС могут успешно применяться для усиления сверхкоротких оптических импульсов. На рис. 5.7 показано влияние тока накачки на уровень максимального усиления (рис. 5.7(а)), длину волны в максимуме усиления (рис. 5.7(б)) и полуширину полосы усиления (рис. 5.7(в)) для различных структур. ПОУ на основе СМКРС из 6 КЯ имеет максимальное дифференциальное усиление, в то время как ПОУ на основе СМКРС из 2 КЯ имеет минимальную величину тока прозрачности.

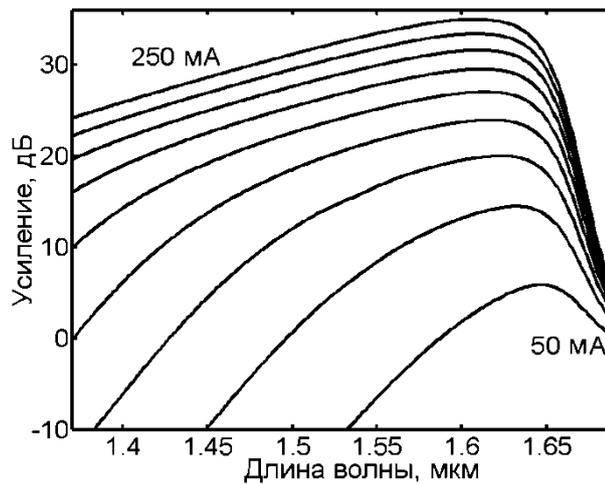
Это обусловлено пропорциональностью тока прозрачности и усиления количеству КЯ. Низкое дифференциальное усиление 6-КЯ АМКРС ПОУ объясняется оптическим поглощением в более глубоких КЯ при низких токах инжекции. Увеличение дифференциального усиления при токах инжекции больших 200 мА связано со скачком максимума усиления в коротковолновую область.



а)

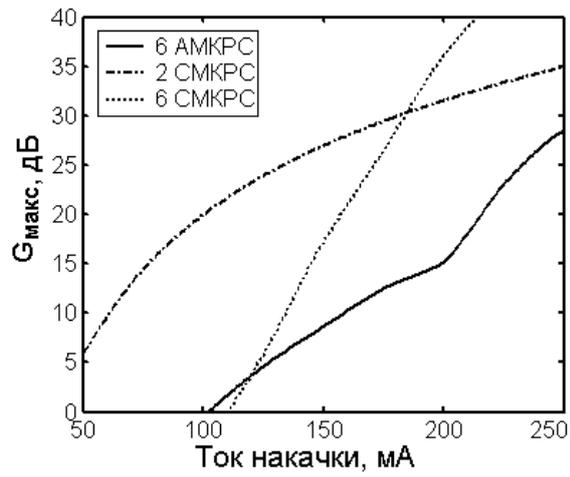


б)

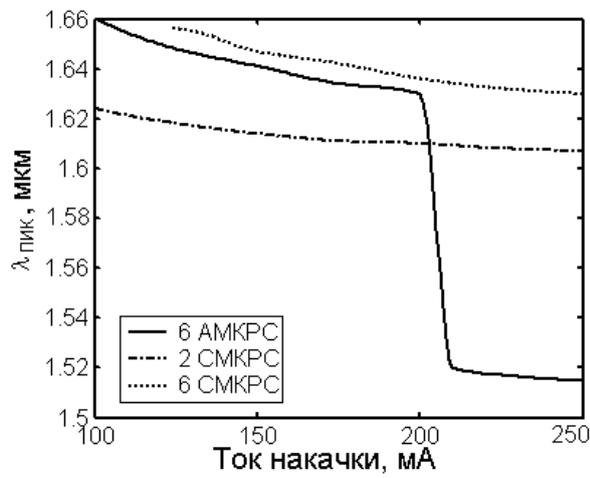


в)

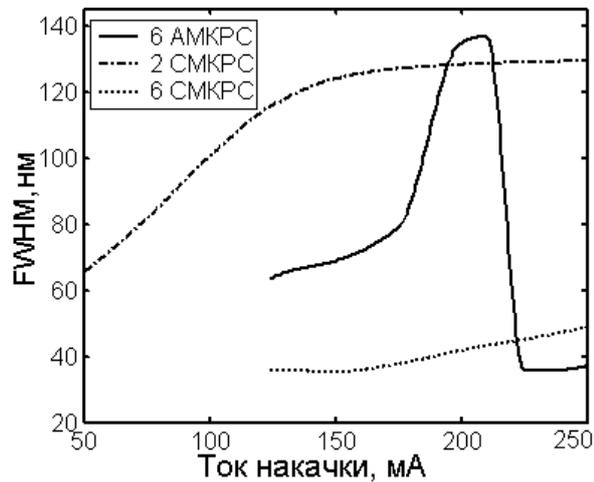
Рис. 5.6. Спектры усиления в зависимости от тока накачки для ПОУ на основе различных КР структур: АМКРС ПОУ (6 КЯ), ПОУ на СМКРС (6 КЯ), ПОУ на СМКРС (2 КЯ).



а)



б)



в)

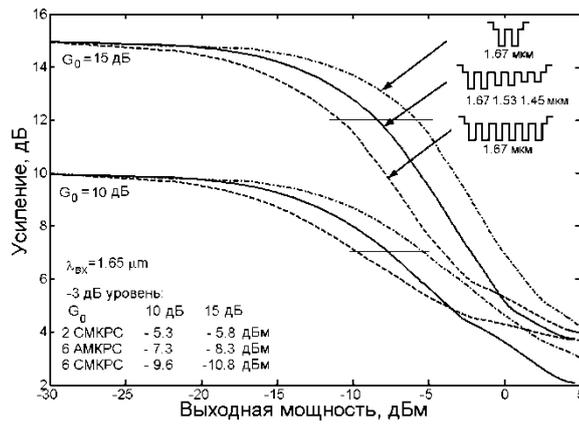
Рис. 5.7 Влияние уровня инжекции на спектральные характеристики: а) максимум усиления, б) длина волны в максимуме усиления, в) полуширина спектра усиления.

Рис. 5.7(в) показывает зависимость полуширины спектра усиления (FWHM – full width at half maximum) от тока инжекции в разных структурах. ПОУ на основе СМКРС из 6 КЯ имеет минимальную полосу усиления при всех токах инжекции. Полоса усиления зависит от разности квазиуровней Ферми, которые зависят от населенности КЯ. Поскольку увеличение количества КЯ ведет к уменьшению населенности каждой КЯ, полоса усиления 6-КЯ СМКРС ПОУ меньше чем у ПОУ на основе 2 КЯ. Максимальная полуширина спектра усиления асимметричного 6-КЯ ПОУ составляет 137 нм при токе инжекции 210 мА. Сравнения ПОУ на основе симметричных и асимметричных структур показывает, что последние имеют большую полосу усиления.

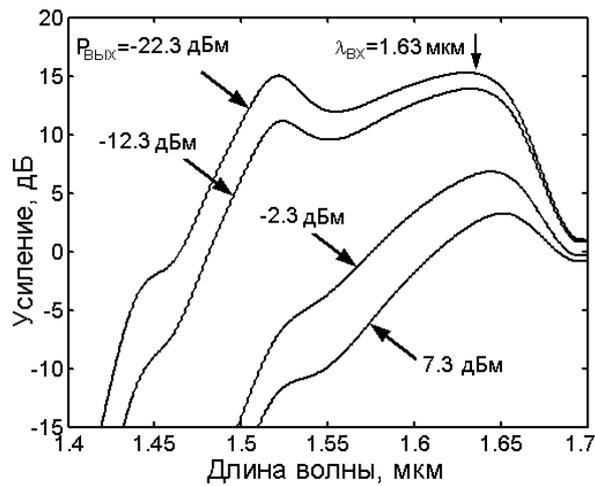
## 5. 8 Характеристики насыщения

Большая мощность сигнал приводит к насыщению усиления вследствие обеднения населенности активной области. В вычислениях рассматривались токи накачки 161.5 и 210.6 мА для асимметричного 6-КЯ ПОУ, 61.9 и 82.4 мА для симметричного 2-КЯ ПОУ, и 131.7 и 143.8 мА для симметричного 6-КЯ ПОУ. В этих случаях усиление малого сигнала установлено на уровне 10 и 15 дБ для всех структур на длине волны  $\lambda = 1.67$  мкм (в соответствии с длиной волны максимума усиления симметричного 6-КЯ ПОУ).

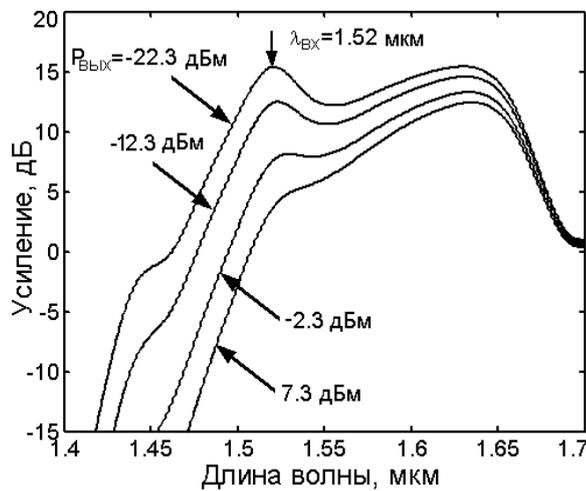
На рис. 5.8(а) показаны расчеты усиления в зависимости от выходной мощности в предположении, что на вход подается сигнал на длине волны  $\lambda_{in} = 1.65$  мкм. С увеличением оптической мощности на входе скорость вынужденной рекомбинации растет и, в результате, уменьшается населенность КЯ и уровень насыщения оптического усиления. Выходная мощность при уменьшении усиления в 2 раза (3 дБ) показана на левой нижней вставке рис. 5.8(а). Сравнение с симметричной структурой из 6 КЯ показывает, что асимметричная структура обладает большей мощностью насыщения, чем ПОУ на основе обычных многослойных КРС.



а)



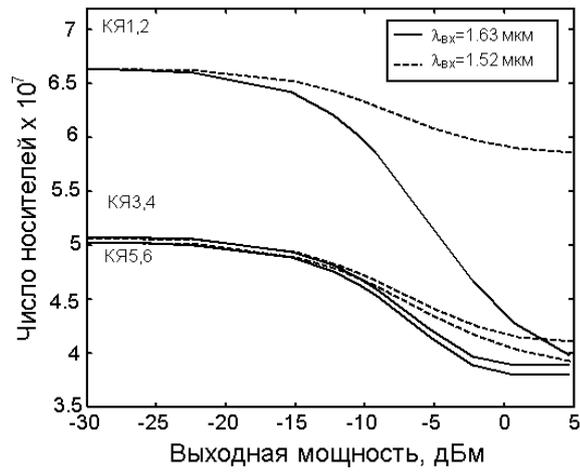
б)



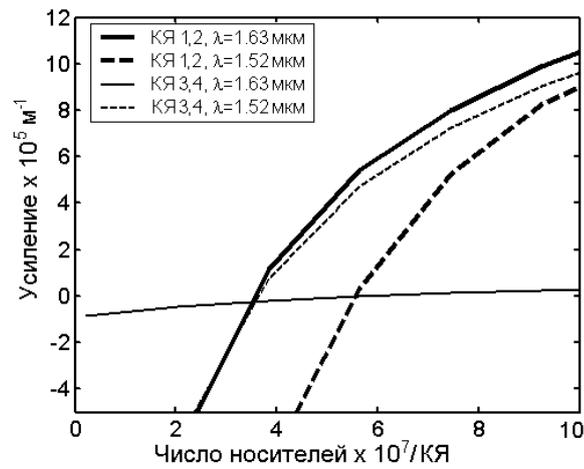
в)

Рис. 5.8 а) характеристики насыщения ПОУ на основе симметричных и асимметричной КРС при разных уровнях усиления; Спектры усиления в зависимости от выходной мощности для разных длин волн входного сигнала:

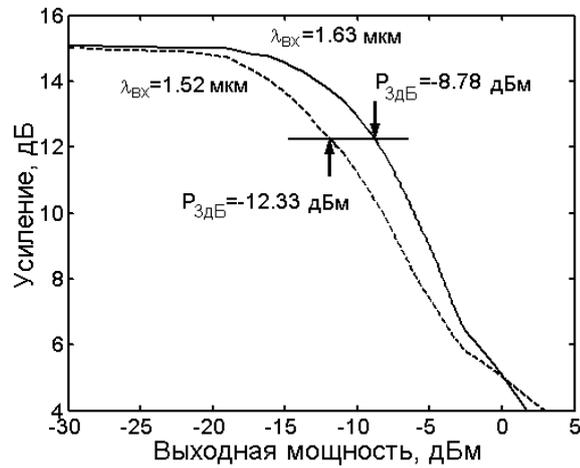
б)  $\lambda_{вх} = 1.63$  мкм, и в)  $\lambda_{вх} = 1.52$  мкм



а)



б)



в)

Рис. 5.9 а) число носителей в каждой КЯ в зависимости от выходной мощности; б) усиление как функция количества носителей в каждой КЯ на разных длинах волн. в) усиление в зависимости от выходной мощности для двух максимумов усиления.

На рис. 5.8(б), (в) показаны изменения спектра усиления при разных мощностях и длинах волн сигнала накачки на выходе ПОУ. Рис. 5.9(а) показывает зависимость числа носителей в каждой КЯ от уровня оптической мощности на выходе. Изменение усиления с изменением числа носителей в каждой КЯ представлено на рис. 5.9(б). Рис. 5.9(в) демонстрирует характеристики насыщения усиления на двух длинах волн, соответствующих максимумам усиления. Длина волны входного сигнала одинакова для всех длин волн, соответствующих максимальному усилению, а точки 3 дБ уровня выходной мощности насыщения показаны стрелками. Мощность насыщения в длинноволновой области больше чем на коротких волнах при неизменном уровне ненасыщенного усиления.

Причина заключается в том, что при одном и том же числе носителей дифференциальное усиление больше на коротких волнах. С увеличением оптической мощности на  $\lambda_{\text{вх}} = 1.63$  мкм, носители в низкоэнергетических КЯ компенсируются КЯ с большей энергией. В этом случае усиление в коротковолновой области изменяется сильнее, чем в длинноволновой, поскольку уменьшение населенности в КЯ 1,2 влечет уменьшение усиления на длинах волн 1.63 мкм и 1.52 мкм. Дополнительно уменьшение населенности КЯ 3,4 ведет к уменьшению усиления на длине волны 1.52 мкм но не изменяет уровень усиления на 1.63 мкм. Такое поведение приводит к насыщению выходной мощности и увеличению крутизны характеристики насыщения на  $\lambda_{\text{вх}} = 1.63$  мкм, поскольку число носителей во всех КЯ стремится к точке прозрачности при высоких уровнях выходной мощности. С увеличением оптической мощности на  $\lambda_{\text{вх}} = 1.52$  мкм, компенсация КЯ 3,4 за счет КЯ 1,2 относительно мала. В этом случае мощность насыщения и крутизна характеристики меньше, чем для длинноволновой области выходной мощности.

## **5.9 Лазерная система для передачи и обработки сверхкоротких оптических импульсов**

Результаты предыдущего этапа показали, что предложенная асимметричная структура на основе 6 КЯ обладает лучшими статическими характеристиками по

сравнению с другими квантово-размерными структурами. Однако, при усилении последовательности сверхкоротких импульсов с высокой скоростью следования эффекты сверхбыстрой динамики носителей и оптического поля становятся определяющими. С целью исследования этих процессов была разработана модель, учитывающая сверхбыстрые транспортные процессы, сверхбыструю динамику температуры носителей в каждой КЯ и динамику распространения УКИ в активном волноводе, включая внутризонные эффекты, такие как разогрев носителей и поглощение свободными носителями, при различных параметрах исследуемых материалов и различных длинах волн входной мощности [37], [38]. В совокупности с результатами предыдущих разделов данная модель представляет собой теоретическое описание лазерной системы для передачи и обработки сверхкоротких оптических импульсов.

### **5.9.1 Прохождение оптического импульса**

На рис. 5.10 показана форма импульса накачки при различных положениях вдоль структуры с шагом 100 мкм. Входной импульс длительностью 100 фс и энергией 20 фДж имел гауссову форму.

Насыщение усиления является причиной температурного сдвига максимума импульса по направлению к ведущему краю и изменяет форму импульса, смещая центр импульса в отрицательную область задержки, тем самым искажая форму импульса и уменьшая максимальное значение на пике.

### **5.9.2 Динамика распределения носителей**

Рис. 5.11 показывает динамику носителей для каждого сигнала накачки. При импульсе на длине волны 1.63 мкм (рис 5.11а), количество носителей в КЯ1 и КЯ2 понижается вследствие вынужденной рекомбинации.

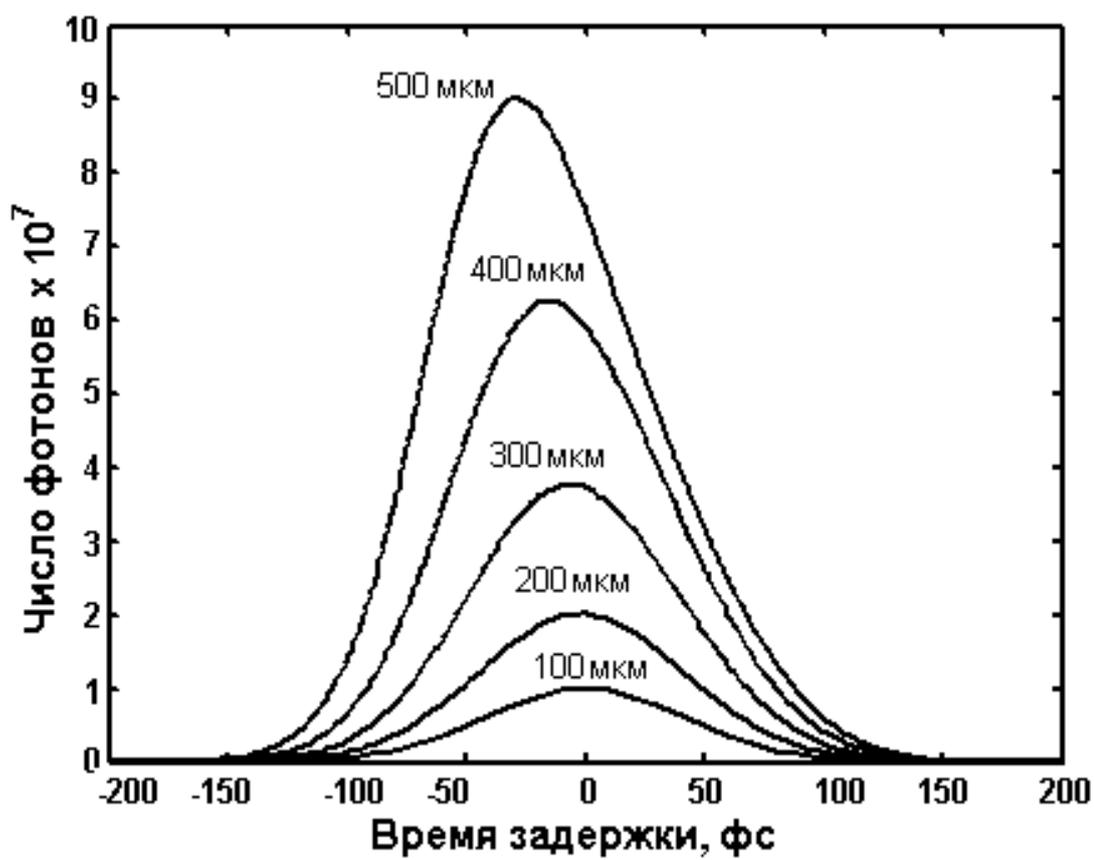


Рис. 5.10. Импульс накачки в различных точках волновода.

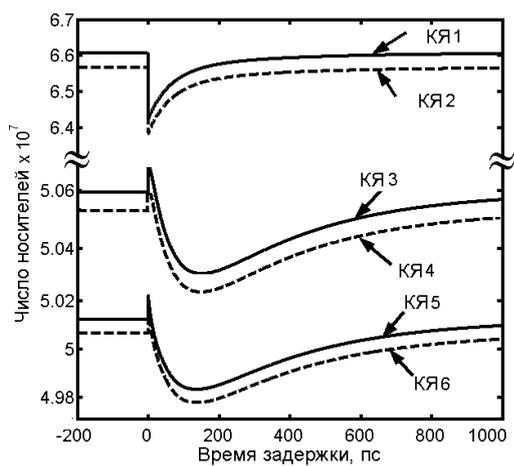
По окончании импульса число носителей увеличивается за счет компенсации из ям с большей энергией перехода и за счет инжекции. Для других КЯ число носителей возрастает в первую очередь из-за поглощения инжектированных фотонов. Затем, число носителей понижается за счет транспортных процессов между ямами в КЯ1 и КЯ2, и затем снова возрастает благодаря инжекции носителей. При импульсе на длине волны 1.52 мкм (рис. 5.11(б)), число носителей в КЯ1 и КЯ2 понижается из-за вынужденного излучения. По окончании импульса число носителей возрастает из-за инжекции носителей.

Уменьшение числа носителей из-за транспорта в соседние ямы отсутствует, так как время выброса для длинноволновых КЯ больше. Для КЯ3 и КЯ4 число носителей понижается в первую очередь за счет вынужденного излучения. По окончании импульса число носителей быстро возрастает за счет более быстрого переноса носителей между ямами из ям для ям с большей энергией перехода (КЯ5 и КЯ6), и затем медленно возрастает за счет инжекции носителей. Для КЯ5 и КЯ6 после начала импульса число носителей увеличивается за счет поглощения, а по окончании импульса резко уменьшается за счет переноса носителей в средние ямы КЯ3 и КЯ4, а затем медленно возрастает за счет инжекции.

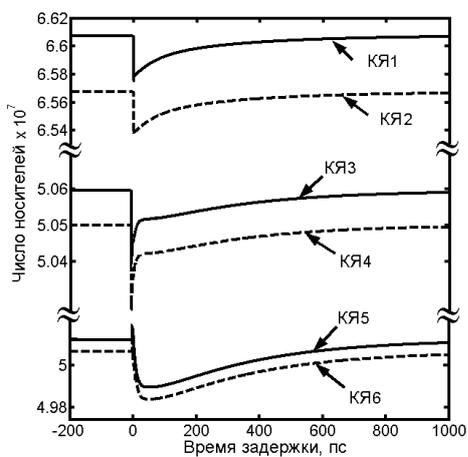
При импульсе на длине волны 1.45 мкм (рис. 5.11(в)), число носителей в КЯ1 и КЯ2 возрастает за счет поглощения. По окончании импульса число носителей уменьшается за счет спонтанной рекомбинации. Для КЯ3 и КЯ4 число носителей возрастает за счет поглощения.

По окончании импульса число носителей резко уменьшается из-за переноса носителей в КЯ5 и КЯ6, и затем медленно возрастает за счет инжекции. В КЯ5 и КЯ6 во время импульса число носителей уменьшается за счет вынужденного излучения.

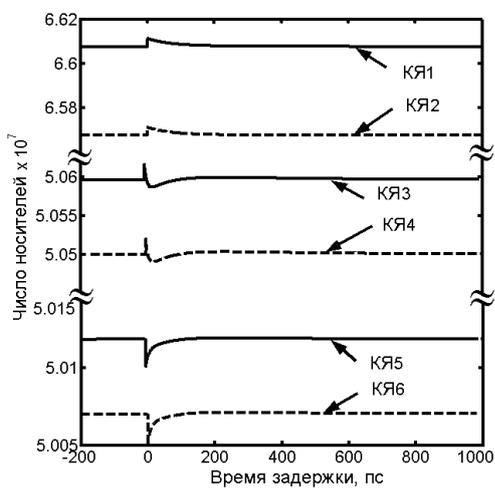
По окончании импульса число носителей увеличивается за счет компенсации из КЯ3 и КЯ4 и инжекции носителей и затем возрастает до уровня стационарного состояния.



а)



б)



в)

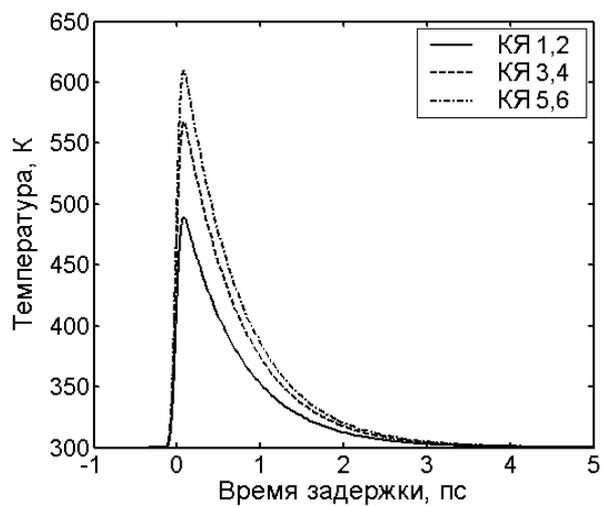
Рис. 5.11. Динамика носителей в каждой КЯ для сигналов накачки на разных длинах волн: а)  $\lambda_{pump} = 1.63$  мкм; б)  $\lambda_{pump} = 1.5$  мкм; с)  $\lambda_{pump} = 1.45$  мкм

### 5.9.3 Динамика температуры носителей

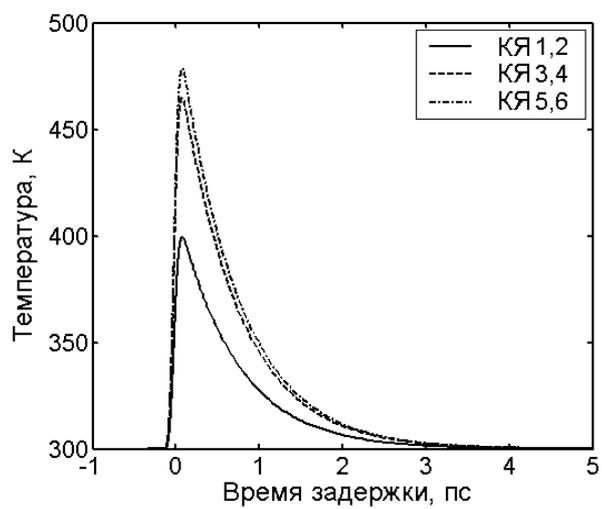
Динамика температуры носителей определяется несколькими процессами, такими как нагрев носителей за счет вынужденного излучения и поглощения свободными носителями, и релаксация температуры до температуры решетки за счет взаимодействия с продольными оптическими фононами [46]. На рис. 5.12 показана динамика температуры носителей в каждой паре КЯ для различных сигналов накачки 1.63 мкм(рис. 5.12(а)), 1.52 мкм (рис. 5.12(б)), и 1.45 мкм(рис. 5.12(в)). Изменение температуры в КЯ1 и КЯ2 показано сплошными линиями, в КЯ3 и КЯ4 – пунктирными линиями, в КЯ5 и КЯ6 – штрих-пунктирными линиями. Как видно из рисунков, для импульсов с большими длинами волн изменение температуры больше, что связано с тем, что, нагрев носителей из-за вынужденного излучения пропорционально изменению носителей во времени. Для каждого импульса накачки температура носителей имеет наибольшее значение в КЯ5 и КЯ6, и наименьшее в КЯ1 и КЯ2.

Нагрев носителей за счет поглощения свободными носителями, которое зависит от энергии перехода, дает наибольший вклад в полный нагрев носителей.

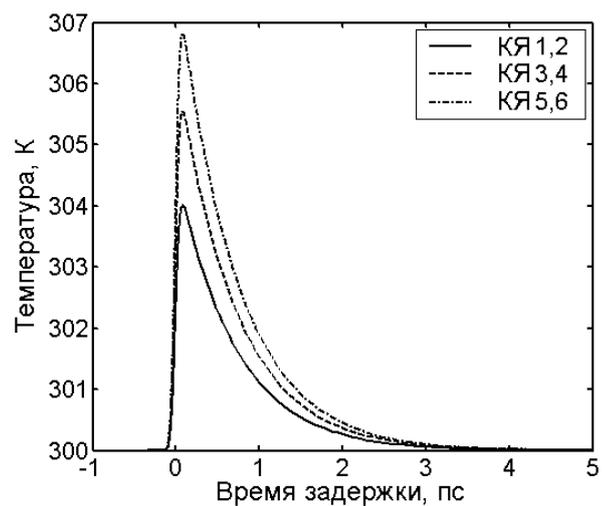
Большая энергия перехода в коротковолновых КЯ не препятствует увеличению поглощения свободными носителями и увеличению температуры носителей в максимуме импульса. Такое поведение не зависит от длины волны импульса накачки.



a)



b)



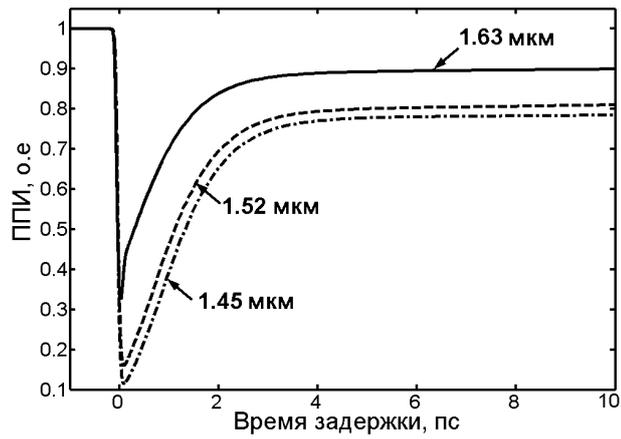
c)

Рис. 5.12. Динамика температуры в каждой паре КЯ для различных сигналов накачки: а)  $\lambda_{pump} = 1.63$  мкм; б)  $\lambda_{pump} = 1.52$  мкм; в)  $\lambda_{pump} = 1.45$  мкм.

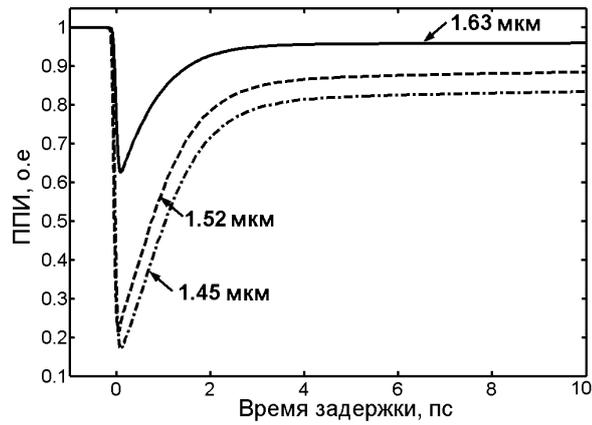
#### **5.9.4 Изменение импульсом накачки условий прохождения пробного импульса**

Чтобы выяснить каким образом условия прохождения пробных импульсов (ППИ) изменяются импульсами накачки, мы воспроизвели экспериментальные условия в численном эксперименте. Чтобы выяснить, как изменяется усиление на разных длинах волн после прохождения импульса накачки, мы заложили в модель один импульс накачки и три пробных импульса и повторяли процедуру импульса накачки для различных длин волн. Рис. 5.13 отображает результаты вычислений ППИ для трех импульсов накачки на длинах волн 1.63 мкм (рис. 5.13(а)), 1.52 мкм (рис. 5.13(б)), и 1.45 мкм (рис. 5.13(в)). Пробные длины волн были 1.63 мкм (сплошная линия), 1.52 мкм (пунктирная линия), и 1.45 мкм (штрих-пунктирная линия), для каждой длины волны импульса накачки. Вычисленные кривые ППИ соответствуют экспоненциальным функциям с различными временными константами.

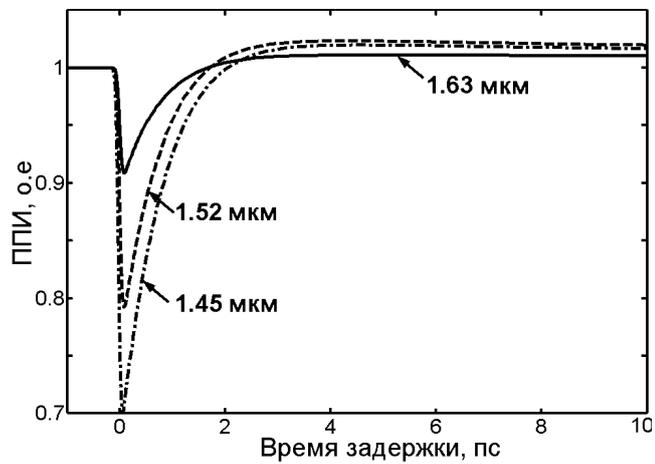
Для одной и той же длины волны накачки изменение ППИ больше для более коротковолновых КЯ из-за большего изменения температуры носителей, вызванного поглощением на свободных носителях (рис. 5.12) и больше влияние температуры носителей на оптическое усиление. Восстановление усиления медленнее для более коротковолновых пробных импульсов из-за того, что задействуются носители, расположенные на низколежащих энергетических уровнях.



а)



б)



в)

Рис. 5.13. Кривая ППИ для различных сигналов накачки

а)  $\lambda_{pump} = 1.63$  мкм; б)  $\lambda_{pump} = 1.52$  мкм; в)  $\lambda_{pump} = 1.45$  мкм, и пробных сигналов  $\lambda_{probe} = 1.63$  мкм (сплошная линия),  $\lambda_{probe} = 1.52$  мкм (пунктирная линия),  $\lambda_{probe} = 1.45$  мкм (штрих-пунктирная линия).

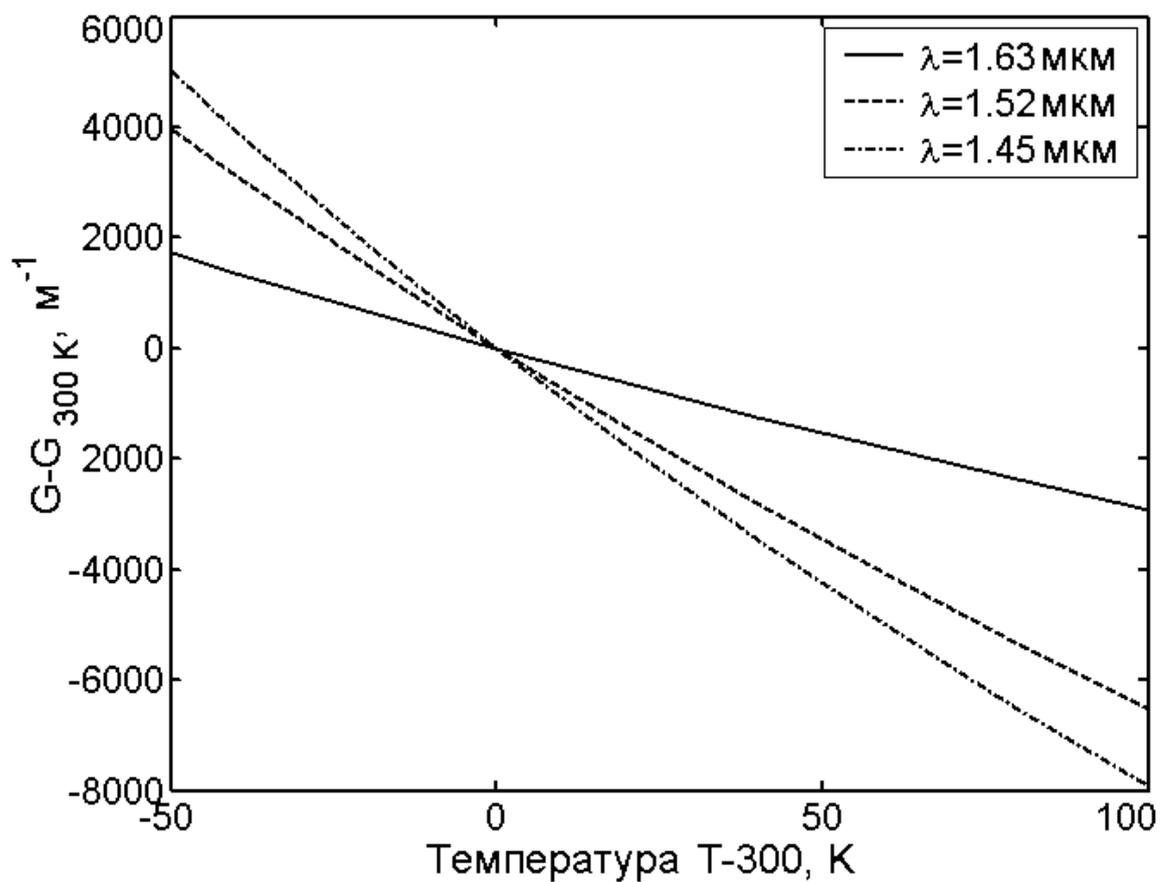


Рис. 5.14. Зависимость усиления от температуры носителей на фиксированных длинах волн для АМКРС ПОУ.

Эта тенденция одинакова для всех длин волн накачки и находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными. На рис. 5.14 показано общее изменение усиления для АМКРС ПОУ при температуре 300 К в зависимости от температуры носителей на различных длинах волн.

Изменение усиления на длине волны 1.63 мкм показано сплошной линией; на 1.52 мкм - пунктирной линией и на 1.45 мкм - штрих-пунктирной линией. Из рисунка видно, что изменение усиления больше для более коротких длин волн. Причина этой зависимости обусловлена динамической конкуренцией процессов нагрева носителей и релаксации их энергии.

### **Выводы**

1. Впервые с точки зрения комплексного анализа и, в конечном счете, проектирования ПОУ на основе многослойных асимметричных квантово-размерных структур рассмотрена проблема создания единой модели, которая бы адекватно отражала реальные характеристики этих приборов. В случае исследования электронных свойств АМКРС сформулирована самосогласованная микроскопическая модель.
2. Разработана новая интегральная модель усиления в сложных КРС, с помощью которой проведены исследования нескольких сложных КРС.
3. Сформулирована комплексная модель лазерной системы обработки сверхкоротких импульсов, учитывающая сверхбыстрые транспортные процессы, сверхбыструю динамику температуры носителей в каждой КЯ и динамику распространения УКИ в активном волноводе, включая внутризонные эффекты, такие как разогрев носителей и поглощение свободными носителями, при различных параметрах материалов и различных длинах волн входной мощности.
4. Показано, что носители заряда в АМКРС распределены неравномерно, причём закон распределения для электронов и дырок неодинаков, что приводит к неравномерности распределения суммарного заряда; неравномерность распределения заряда приводит к искажению потенциального профиля гетероструктуры. Показано, что, изменяя геометрические параметры и

химический состав АМКРС можно в широких пределах управлять рабочими характеристиками приборов на основе АМКРС.

5. Показано, что АМКРС ПОУ обладают наибольшей полосой усиления, позволяя усиливать УКИ длительностью менее 20 фс. Исследование характеристик насыщения показали, что симметричные КРС ПОУ на основе 2 КЯ обладают наибольшей мощностью насыщения за счет меньшего дифференциального усиления. Сравнение структур с одинаковым количеством КЯ показало, что мощность насыщения в АМКРС ПОУ выше чем в обычных КРС ПОУ. Показано, что для сигналов с большими длинами волн мощность насыщения больше за счет компенсации носителей, рекомбинирующих в длинноволновых КЯ, носителями из коротковолновых КЯ.
6. Сформулирована комплексная модель лазерной системы обработки сверхкоротких импульсов, учитывающая сверхбыстрые транспортные процессы, сверхбыструю динамику температуры носителей в каждой КЯ и динамику распространения УКИ в активном волноводе, включая внутризонные эффекты, такие как разогрев носителей и поглощение свободными носителями, при различных параметрах материалов и различных длинах волн входной мощности. Найдено, что изменение концентрации носителей в каждой КЯ сильно зависит от длины волны падающего оптического импульса и эффекты переноса носителей играют важную роль в восстановлении усиления после сверхбыстрого оптического возмущения.
7. Показано, что населенность длинноволновых КЯ может компенсироваться за счет носителей в коротковолновых КЯ. Исследование динамики температуры носителей показало, что пик увеличения температуры носителей имеет большую величину для больших длин волн. Однако, в случае одинаковых импульсов накачки, пик увеличения температуры носителей больше для коротковолновых КЯ за счет более интенсивных процессов поглощения на свободных носителях.

## РАЗДЕЛ 6

### Методы изготовления и измерения основных характеристик элементов сверхкоротких оптических соединений

#### 6.1 Процесс изготовления вертикально излучающего лазера с оксидным ограничением и асимметричными контактами

##### 6.1.1 Слоистая структура лазера для его эпитаксиального роста

Структура лазера, используемого в экспериментальных исследованиях, выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии, и состоит из двух РБО с центральной частотой 980 нм и активной  $\text{In}_{0.19}\text{Ga}_{0.81}\text{As}$  области, ограниченной GaAs барьерами. Рис.6.1 представляет схематическую структуру лазера. Активная область состоит из 3-х квантовых ям толщиной  $85\text{Å}$ , ограниченных  $100\text{Å}$  GaAs барьерами и расположенных в центре резонатора, дополненного  $\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}$  приконтактными слоями для получения  $1\lambda$  резонатора. Далее идет слоистая структура  $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ , состоящая из 6 пар 49 монослоев AlAs и 1 слоя GaAs для изготовления оксидного окна методом селективного окисления. Оксидное окно необходимо для поперечного ограничения оптического поля и тока носителей и расположено в обеих p- и n- частях структуры. Слои оксидного окна ограничиваются контактными p- и n- слоями толщиной  $4872\text{Å}$  и  $3480\text{Å}$ , соответственно. Кроме того, p- контакт разделен на две части с различным значением концентрации легирования ( $1392\text{Å}$  с концентрацией акцепторов  $4 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$  и  $3480\text{Å}$  с концентрацией акцепторов  $2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ ) для подавления эффекта обтекания тока [39, 94]. Между оксидным и контактными слоями расположены градиентные слои с пошаговым изменением состава алюминия от 0 до 0.98 для уменьшения сопротивления прибора.

Нижнее РБО состоит из 30.5 пар GaAs/ $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$  и верхнее зеркало из 22 пар GaAs/ $\text{Al}_{0.88}\text{Ga}_{0.12}\text{As}$  слоёв, соответственно, для продольного ограничения оптического поля [52].

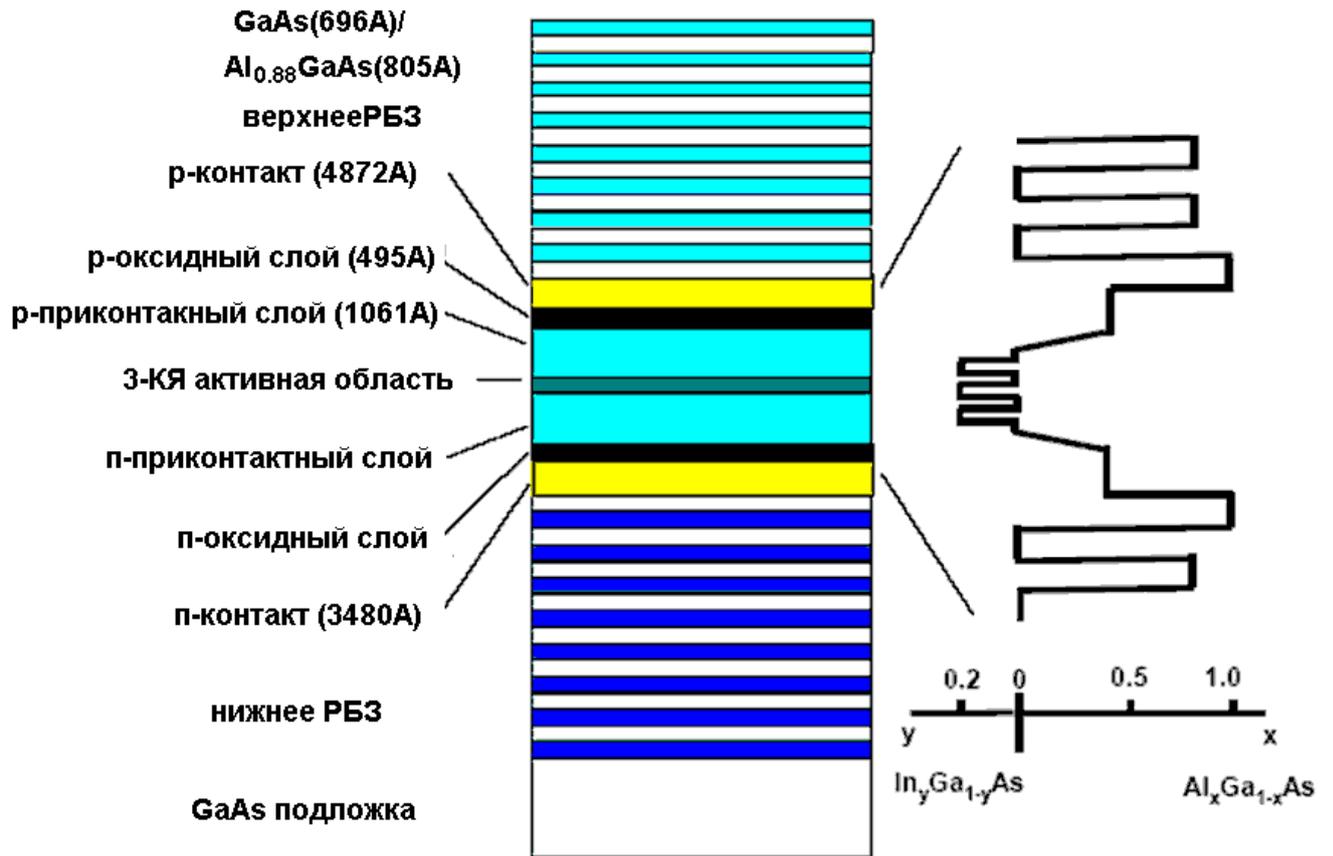


Рис.6.1 Исследуемая InGaAs/GaAs/AlGaAs эпитаксиальная структура лазера с длиной волны 980 нм.

Спектр отражения, измеренный вблизи центра выращенной 980 нм VCSEL подложки, показан на рис. 6.2. Отражение было измерено с учетом того, что отражательная способность зеркала с Al покрытием равна 1. Снижение коэффициента прохождения вблизи центрального стоп-диапазона зеркала соответствует моде резонатора и, таким образом, это должна быть длина волны излучения VCSEL. Мы можем обнаружить, что мода устанавливается на длине волны 979 нм.

На рисунке 6.2 представлены зависимость коэффициента отражения структуры и интенсивности фотолюминесценции от длины волны. Как видно из рисунка, резонансная мода и пик ФЛ смещены на 5 нм друг от друга. Такое расхождение обусловлено более высоким смещением пика ФЛ при изменении температуры (которая, в свою очередь, зависит от величины тока накачки) в сравнении с температурным смещением резонансной моды. Разность в 5 нм подобрана таким образом, чтобы при рабочем токе (порядка 10 мА) значение пика спектра усиления и резонансной моды совпадали.

На рисунке 6.3 представлено пошагово процесс изготовления ВИЛ и его структура в поперечном сечении и вид сверху. На рис. 6.3а представлена выращенная на подложке структура, подробно описанная на рис 6.1. На рис 6.3 б, в, д представлены процессы травления трех составляющих устройства – верхнего зеркала, структуры, содержащей р-контакт, активную область и слои для оксидных ограничивающих окон и n-контакта.

В данном случае использовался метод травления с помощью индуктивно связанной плазмы [140].

На рис 6.3г представлен результат получения оксидного окна с помощью метода избирательного окисления во влажной среде. После этого наносится слой бензоциклобутеновой (benzocyclobutene, BCB) смолы с низкой диэлектрической постоянной (Рис. 6.3е). Благодаря этому, уменьшается паразитная емкость прибора примерно втрое по сравнению с ее обычным значением. После проводится формирование металлических контактов (Рис. 6.3 ж, з). Рассмотрим более подробно процессы травления и избирательного окисления.

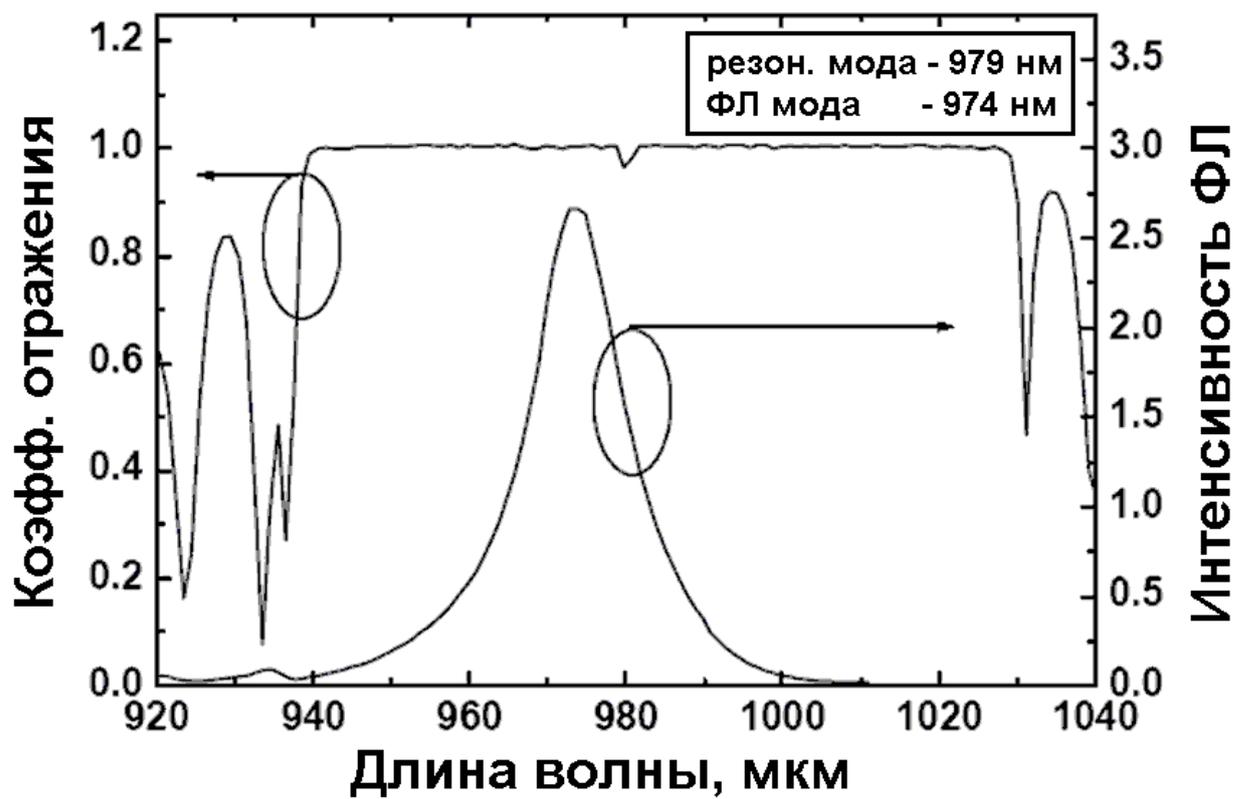


Рис.6.2 Измеренные спектры коэффициента отражения и фотолюминесценции (ФЛ) выращенной на подложке эпитаксиальной структуры

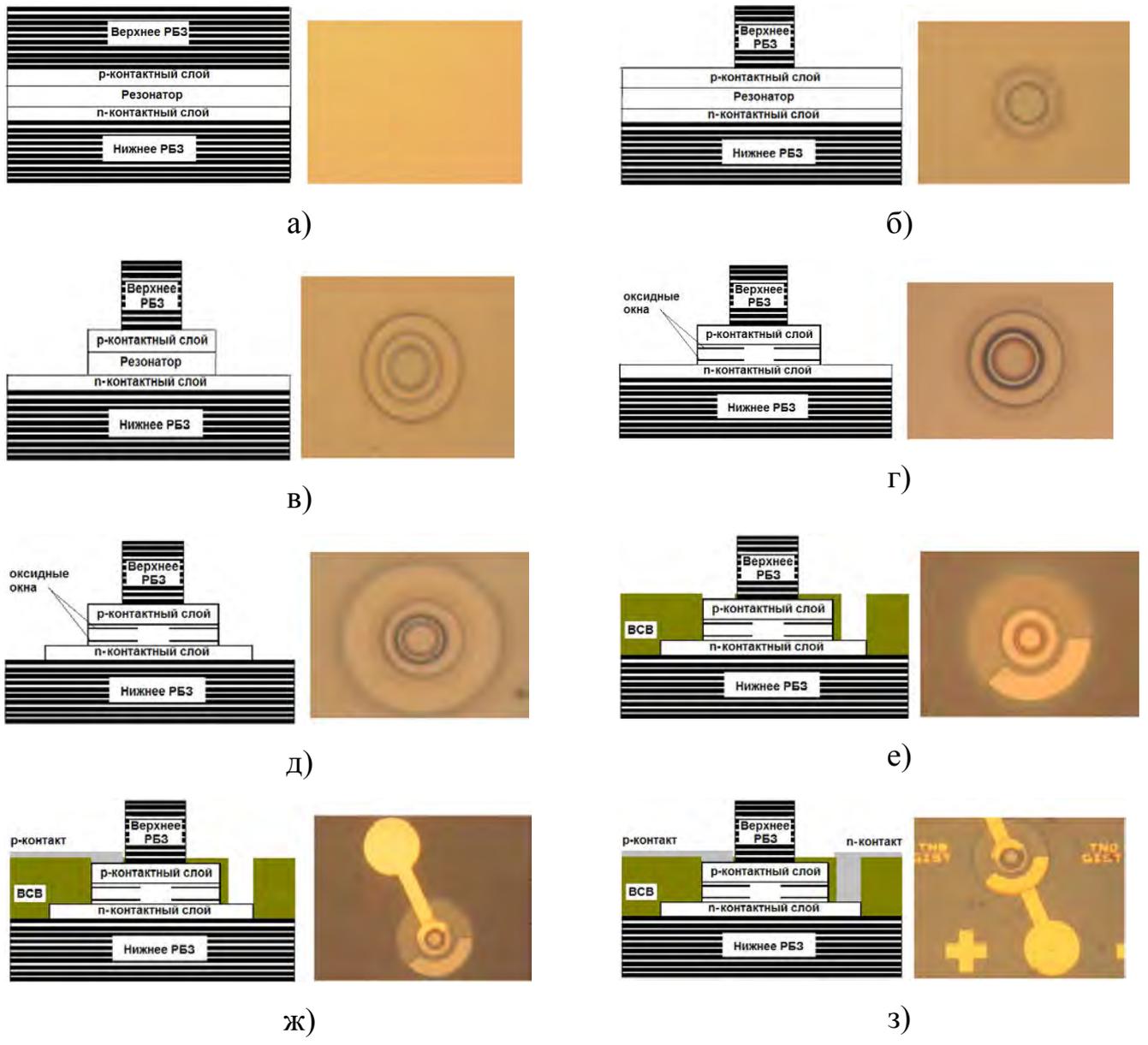


Рис.6.3: Поперечное сечение и вид сверху пошаговых процессов изготовления ВИЛ с оксидным окном и асимметричными контактами

### 6.1.2 Метод травления с помощью индуктивно связанной плазмы

Перед травлением на образец наносится гексаметилдисилазан (ГМДС)  $[(\text{CH}_3)_3\text{Si}]_2\text{NH}$  для лучшего сцепления фоторезистивного (ФР) материала с материалом структуры. ГМДС распыляется в течение 20 секунд при вращении образца со скоростью 3000 об/мин для более равномерного распределения материала по поверхности и удаления растворителя без нагрева подложки.

После этого наносится ФР материал позитивного действия AZ 4330 в течение 10/40 сек при скорости вращения образца 1000/5000 об/мин, соответственно. Для удаления растворителя и более эффективного склеивания ФР и ГМДС, производится мягкое нагревание образца при температуре  $90^\circ\text{C}$  в течение 90 сек. Формирование рисунка структуры производится с помощью метода выравнивающей маски, а закрепление ФР производится ультрафиолетовым излучением с длиной волны 364 нм в течение 9 сек. После этого структура помещается в растворитель для удаления незакрепленного ФР в течение 3 мин.

После кислородного отжига производится травление структуры в следующем режиме: Давление 2 мТор, скорость продувки газа  $\text{SiCl}_4$  ( $7.5\text{м}^3/\text{ч}$ ) и  $\text{Ar}$  ( $25\text{м}^3/\text{ч}$ ).

В ходе травления первых двух составляющих структуры очень важно контролировать толщину вытравленной структуры в режиме реального времени. Для этого используется метод интегрированного лазерного интерферометра, который был подробно описан в разделе 5. При первом этапе травления формируется структура верхнего зеркала. На рис. 6.4 представлен сигнал интерферометра во время травления верхнего РБО. Сигнал периодический и имеет 22 периода, что совпадает количеством пар РБО.

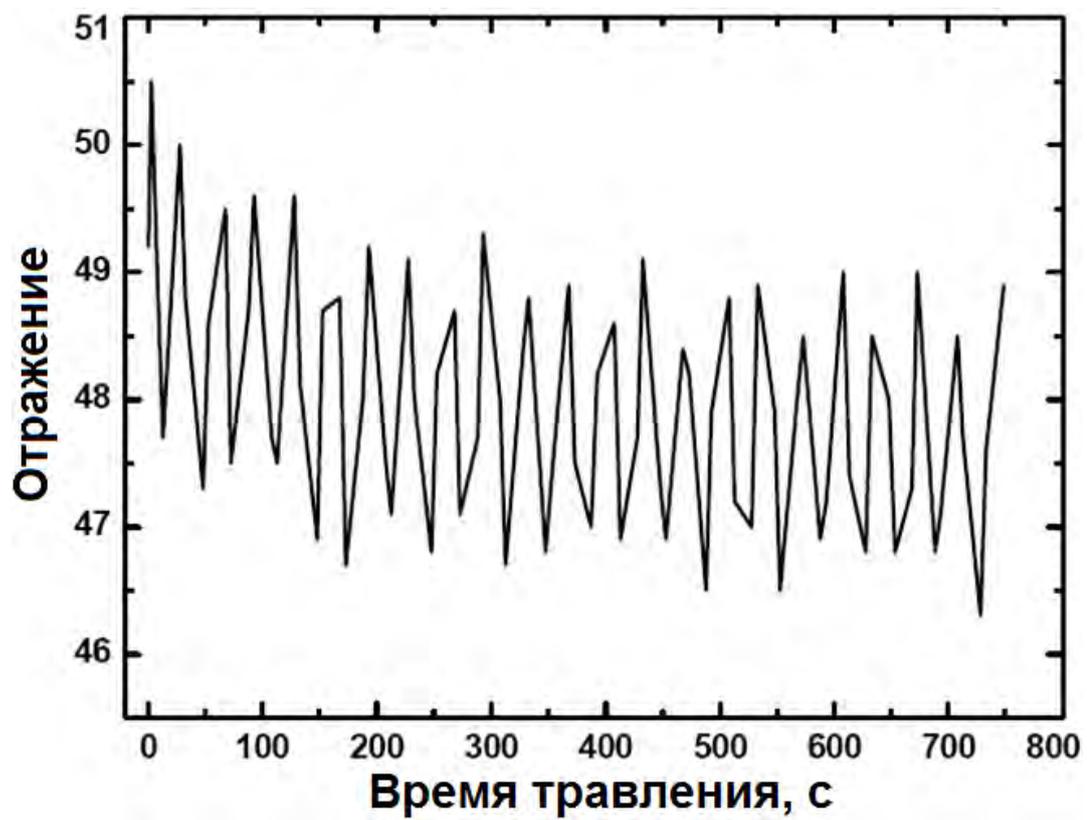


Рис.6.4. Сигнал интерферометра при травлении верхнего РБО

При подсчете количества пиков, глубина травления РБО может быть подсчитана с очень высокой точностью. При травлении второй и третьей структур метод интерферометра не применяется, поскольку отсутствует периодическая структура. При этом используются практические данные скорости травления для каждого определенного материала (в нашем случае это AlGaAs, InGaAs и GaAs). Поскольку толщина активной области и контакта намного меньше толщины РБО, то для травления этих частей необходимо меньше времени (3 мин 47 сек и 1 мин 45 сек, соответственно). После травления второй структуры необходимо провести окисление ограничивающего слоя. Подобная процедура будет рассмотрена более подробно в следующем подразделе.

### **6.1.3 Метод избирательного окисления во влажной среде**

Слои образца, предназначенные для окисления, состоят из слоёв  $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$  толщиной 495Å. Небольшое добавление арсенида в структуру позволяет более точно контролировать процесс окисления и получить механически прочное оксидное окно [141-151]. Для более равномерного распределения арсенида галлия, эти слои формируются в виде многослойных структур, состоящих из 6 периодов 49 монослоёв AlAs и 1 слоя GaAs.

Традиционная аппаратура для проведения селективного оксидирования представляет собой кварцевый реактор открытого типа с резистивным или ламповым нагревом (рис. 6.5) [142].

Поток газа-носителя (сухой азот) проходит через нагреваемый парник, где насыщается парами воды, и поступает в зону реакции. Здесь в течение заданного времени происходит процесс поперечного оксидирования слоев AlAs при температуре 350-450°C, причем глубина окисления сильно зависит не только от состава и толщины слоев [143], но и от начального состояния поверхности после травления [144]. Состояние поверхности зависит не только от метода ее обработки, но и от количества поглощенных структурой молекул воды.

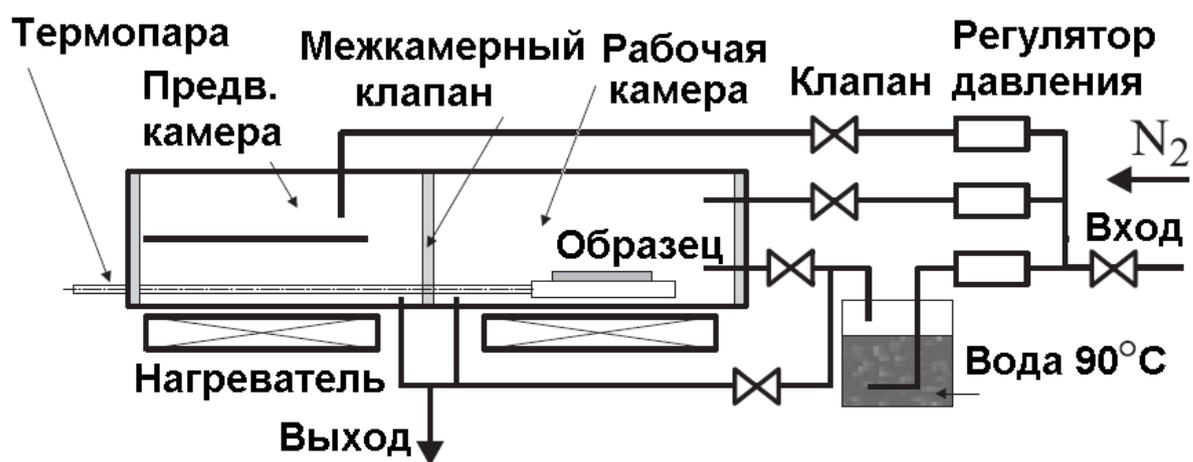


Рис.6.5 Схема оборудования для избирательного окисления

Для этого необходимо предварительно прогреть образец при температуре 150-200°C для того, чтобы удалить влагу из слоев образца.

После завершения процесса окисления для повышения механической надежности окисленного слоя необходим высокотемпературный отжиг, который обеспечивает эффективное удаление остаточных продуктов [145]. Наличие двух независимых камер позволяет постоянно поддерживать стабильные условия в рабочей камере (поток газа-носителя, насыщение парами воды и температуру), быстро завершать процесс путем продувки рабочей камеры сухим азотом и проводить начальный прогрев подложки в предварительной камере и высокотемпературный отжиг образца в азотной атмосфере без вывода на воздух. Все это обеспечивает стабильность воспроизведения необходимых параметров селективного окислирования и механической прочности оксидного слоя.

На рисунке 6.6 представлен снимок поперечного сечения образца после окисления. Оксидный слой представлен темной линией в середине структуры.

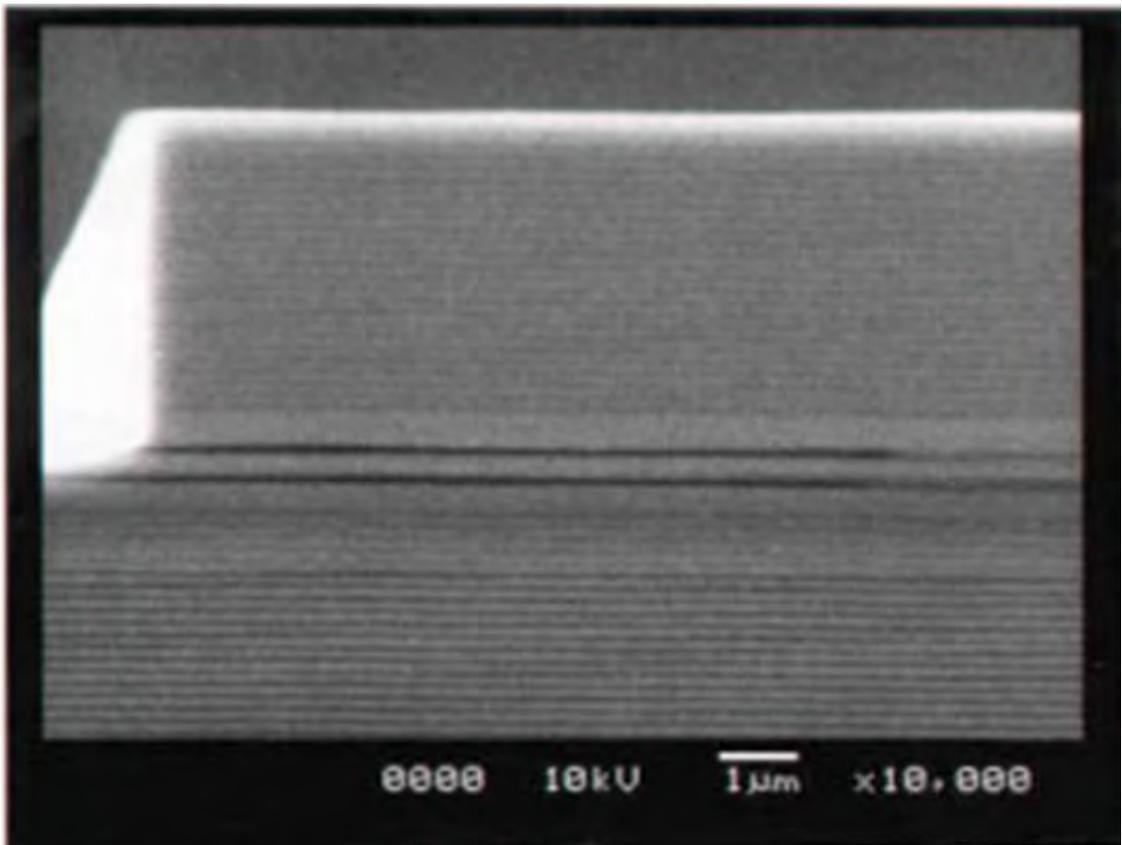


Рис.6.6. Микрофотография поперечного сечения образца после окисления.

#### 6.1.4 Напыление контактов

Для получения р- и n- контактов используется метод напыления электронным пучком [143, 144]. Для р- контакта используется многослойная структура Pt/Ti/Pt/Au толщиной  $100\text{\AA}/100\text{\AA}/100\text{\AA}/2500\text{\AA}$ , соответственно. n- контакт состоит из Ni/Au/Ge/Ni/Au толщиной  $200\text{\AA}/1000\text{\AA}/500\text{\AA}/300\text{\AA}/2000\text{\AA}$ , соответственно. После нанесения металла, для улучшения омических свойств контактов проводится процесс быстрого температурного отжига при температуре  $425^\circ\text{C}$  в течение 25 секунд.

На рисунке 6.7 показан снимок вида сверху линейки ВИЛ до процесса пайки контактов с проводами.

Стрелками показаны места подсоединения контактов, а также оптический выход лазера. Одна линейка может состоять из 24 или 36 ВИЛ, которые впоследствии могут быть разделены на отдельные элементы или использоваться как линейка источников в многоканальной СКОС.

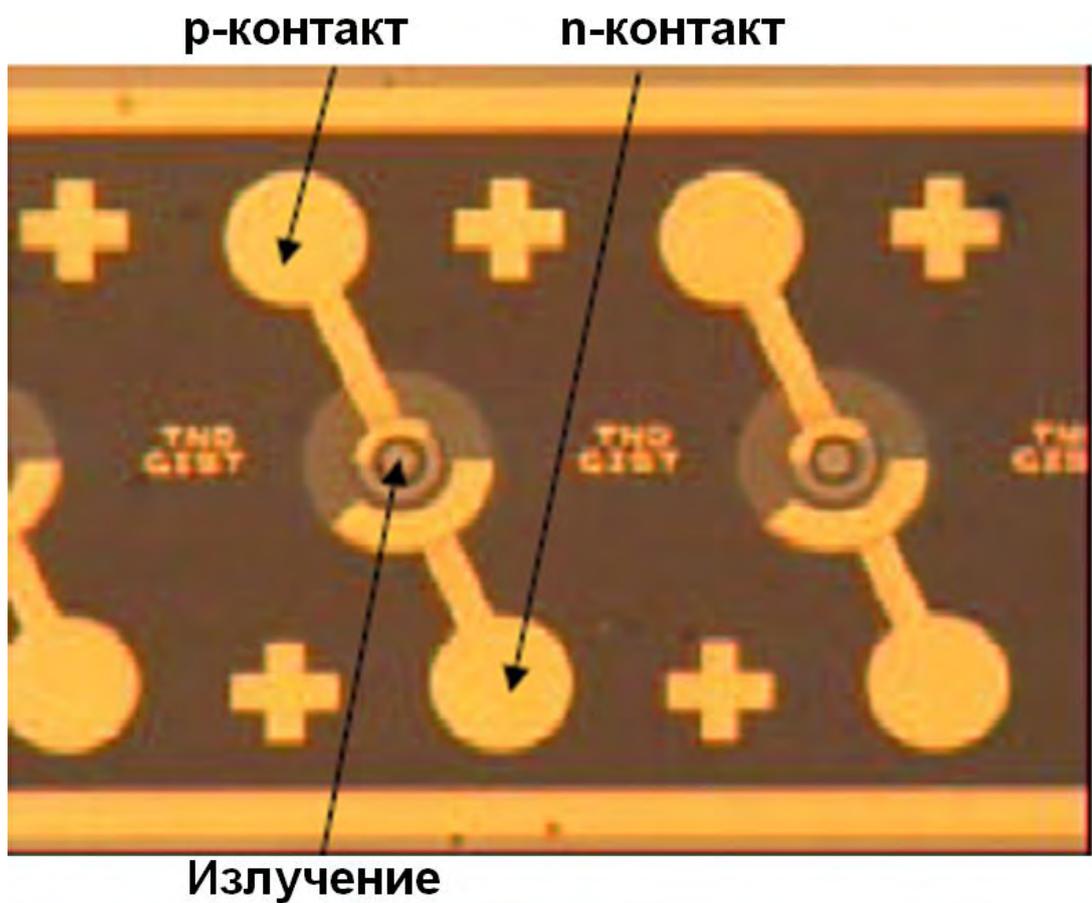


Рис.6.7 Фотография части линейки действующих образцов ВИЛ. Стрелками показаны места для подсоединения электрических контактов, а также центральная излучающая область.

## 6.2 Измерение характеристик вертикально излучающего лазера

В этом разделе представлены результаты измерения ВИЛ с оксидным окном и внутрирезонаторными контактами, которые включают ватт- и вольтамперные характеристики, спектр выходного излучения и модуляционные характеристики. Схема установки для исследования вольт- и ватт-амперных характеристик лазеров представлена на рис. 6.8.

Лазерный драйвер включает в себя схему управления питанием лазера и одновременно измерения тока и напряжения, схему измерения тока внешнего источника (фототока). Таким образом, возможно построение вольтамперных характеристик средствами лазерного драйвера, и ватт-амперных — с использованием внешнего фотоприемника. Управление измерениями и обработка результатов производится на компьютере при помощи специального программного обеспечения (программа Graphics), поставлявшегося в комплекте с лазерным драйвером. Подключение к компьютеру производится по интерфейсу USB.

С учетом специфики исследуемых в лаборатории лазеров установка предназначена для исследования, в том числе, достаточно мощных лазеров при больших значениях токов. Система подключается к лазерному драйверу в разъем для фототока, при разработке которого обеспечена полная совместимость этих устройств. Таким образом, комплексный подход к разработке установки позволяет максимально эффективно использовать возможности лазерного драйвера и минимизировать потери точности.

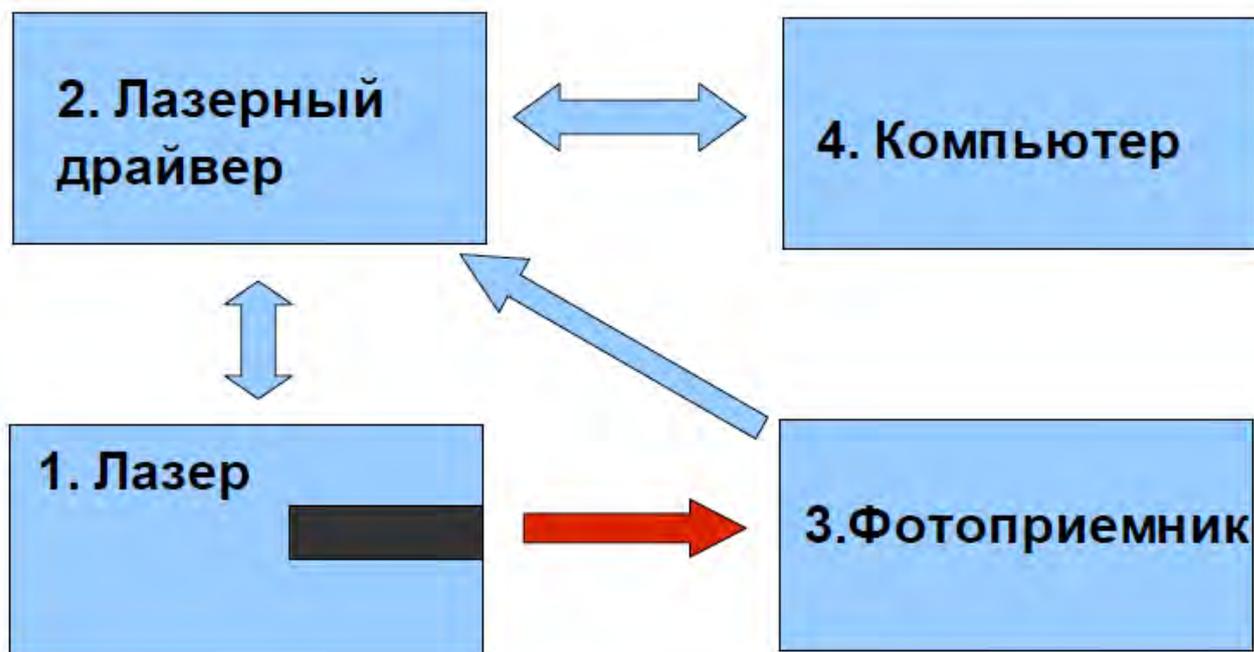
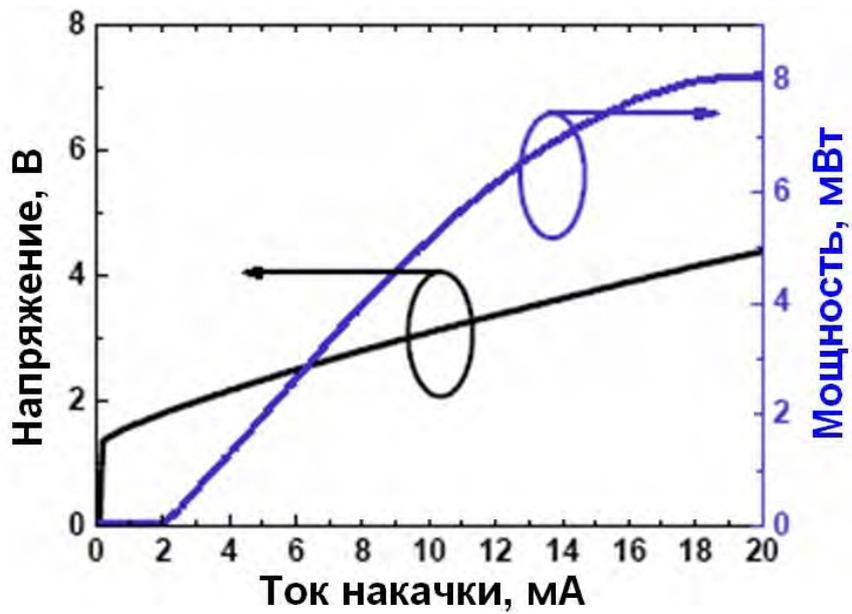


Рис.6.8. Схема установки

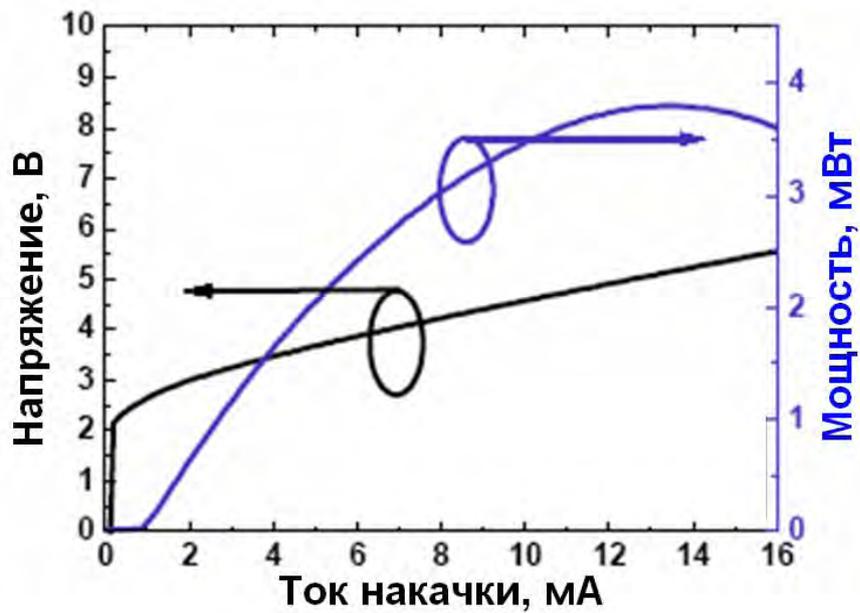
### **6.2.1 Вольт – и ватт амперные характеристики ВИЛ с различным значением диаметра оксидного окна**

На рисунке 6.9 (а и б) показаны зависимость напряжения и выходной мощности лазера от тока накачки для приборов с диаметром оксидного окна 14 мкм и 6 мкм, соответственно. При этом диаметр верхнего РБО составляет 20 мкм, диаметр р-контакта – 54 мкм и диаметр n-контакта – 110 мкм. Как видно из рисунка, у лазера с большим диаметром оксидного окна выше значение порогового тока (2мА и 1 мА, соответственно), дифференциальная квантовая эффективность (55% и 48 %, соответственно), наклон ВАХ (0.7 Вт/А и 0.58 Вт/А, соответственно) и максимальная выходная мощность прибора (8.2 Вт и 3.9 Вт, соответственно). В то время как пороговое напряжение (1.8 В и 2.4 В, соответственно) и сопротивление прибора при токе накачки в 6 мА (120 Ом и 189 Ом, соответственно) ниже. Такое поведение можно объяснить большим объемом активной области для устройства с большим диаметром оксидного окна. При этом большая часть инжектируемых пар носителей, попадая в активную область, взаимодействуют и образуют фотоны.

Также при большем диаметре появляется большая возможность выхода фотонов из рабочей зоны, что увеличивает выходную мощность оптического излучения. Большая вероятность попадания носителей в активную область также уменьшает сопротивление прибора, а, следовательно, и его рабочую температуру. Это, в конечном счете, увеличивает максимальную мощность ВИЛ с большим диаметром оксидного окна.



а)



б)

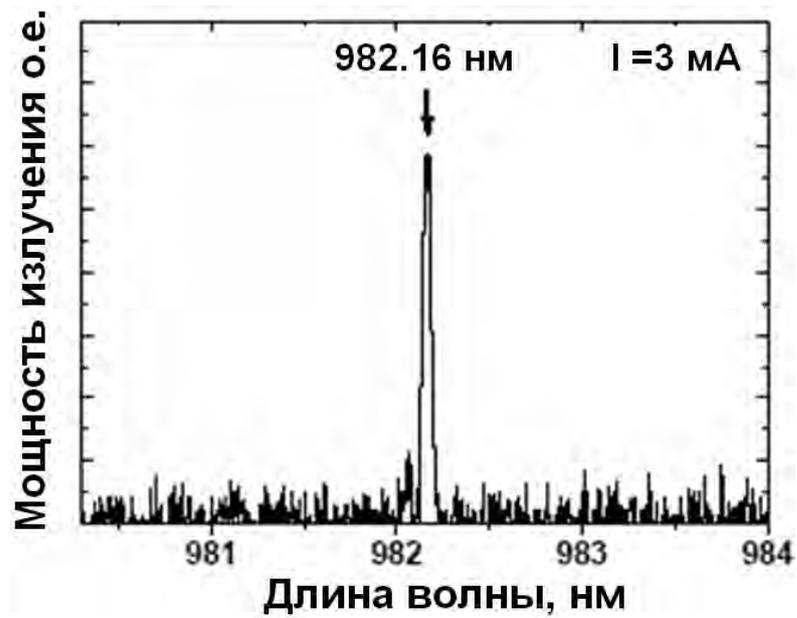
Рис.6.9 Вольт- и ватт- амперные характеристики ВИЛ с диаметром оксидного слоя а) 14 мкм и б) 6 мкм, соответственно.

## **6.2.2 Спектральные характеристики лазера с вертикальным излучением**

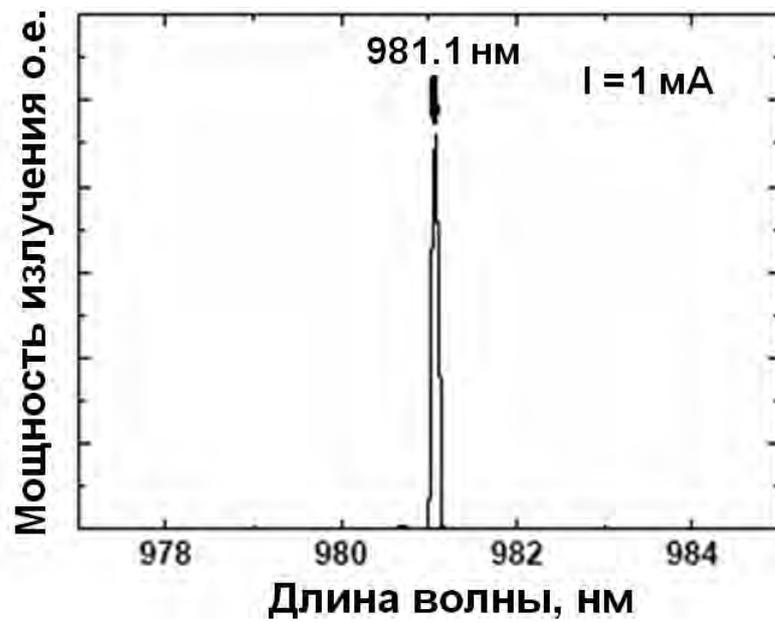
Спектральные характеристики для обоих типов лазеров представлены на рис 6.10 и имеют допустимую погрешность в пределах 0.2 %. Для более точной настройки частоты необходимо скорректировать толщину резонатора в сторону небольшого уменьшения в пределах 20 нм.

Интерес представляет также зависимость пика спектральной характеристики от тока накачки (рис. 6.11). Для ВИЛ с большим оксидным окном длина волны при изменении тока от 3 до 10 мА линейно сдвигается от 982.16 нм до 983.33 нм и составляет 0.15 нм/мА. В то время, как для лазера 6 мкм оксидным окном при увеличении тока от 1 до 8 мА сдвигается с 981.08 нм до 983.68 нм со скоростью 0.35 нм/мА. Это обусловлено большим сопротивлением ВИЛ с 6мкм оксидным окном. Большое сопротивление приводит к увеличению роста температуры в активной области при одинаковом смещении тока накачки.

Это, в свою очередь увеличивает разность пика частоты резонатора и спектра усиления активной области, и, соответственно, уменьшает максимальную выходную мощность прибора (как наглядно представлено на рис 6.9).



а)

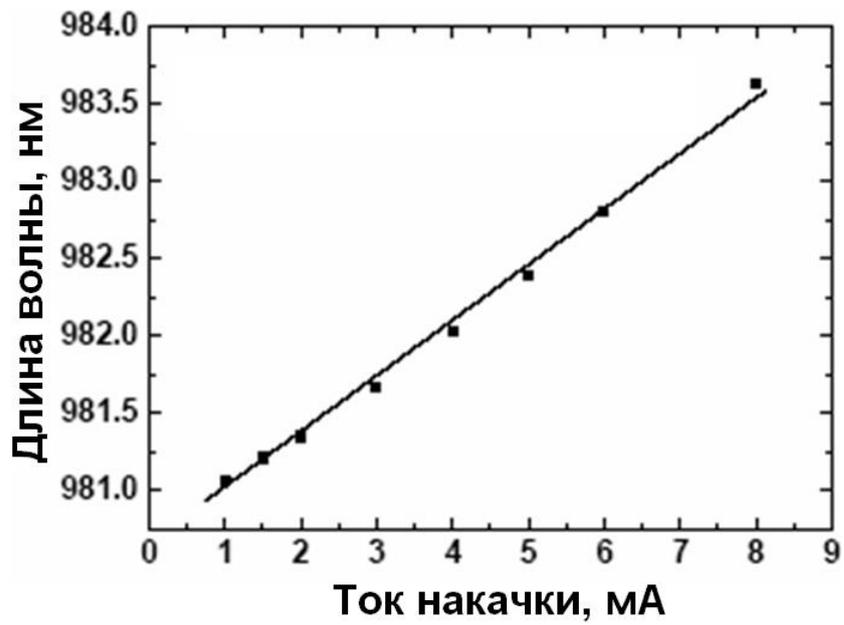


б)

Рис.6.10 Спектральные характеристики ВИЛ с диаметром оксидного слоя а) 14 мкм при токе накачки 3 мА и б) 6 мкм при токе накачки 1 мА, соответственно.



а)



б)

Рис.6.11. Зависимость пика спектральной х-ки от тока накачки ВЛ с диаметром оксидного слоя а) 14 мкм и б) 6 мкм, соответственно.

### 6.2.3 Измерение скоростных характеристик лазера с вертикальным излучением

Для измерения модуляционных характеристик ВИЛ с оксидным окном была использована схема, представленная на рис. 6.12.

Малосигнальный анализатор спектра со встроенным генератором электрических сигналов  $i(t)$  в диапазоне 0-40 ГГц подключен через смеситель к источнику постоянного тока  $I_0$ . Смешанный ток  $I_0+i(t)$  через радиочастотный пробник подается на ВИЛ. Микроскоп необходим для юстировки лазера с входом в волокно. Модуляционный оптический отклик  $P_0+p(t)$  ВИЛ через многомодовое волокно попадает на аттенюатор, где фильтруется постоянная составляющая, а переменная  $p(t)$  преобразуется в электрический ток при помощи высокоскоростного фотодетектора (диапазон частот до 29 ГГц) и обрабатывался с помощью специализированного программного обеспечения на ПК. Результаты измерений представлены на рис. 6.13.

Ширина полосы модуляции составляет 4.5 ГГц при токе накачки 12 мА и 6.5 ГГц при токе накачки в 6 мА для ВИЛ с диаметром оксидного окна 14 мкм и 6 мкм, соответственно. Согласно уравнению (2.1) резонансная частота выше у приборов с меньшим объемом активной области и пороговым током, что и подтверждают полученные экспериментальным путем характеристики.

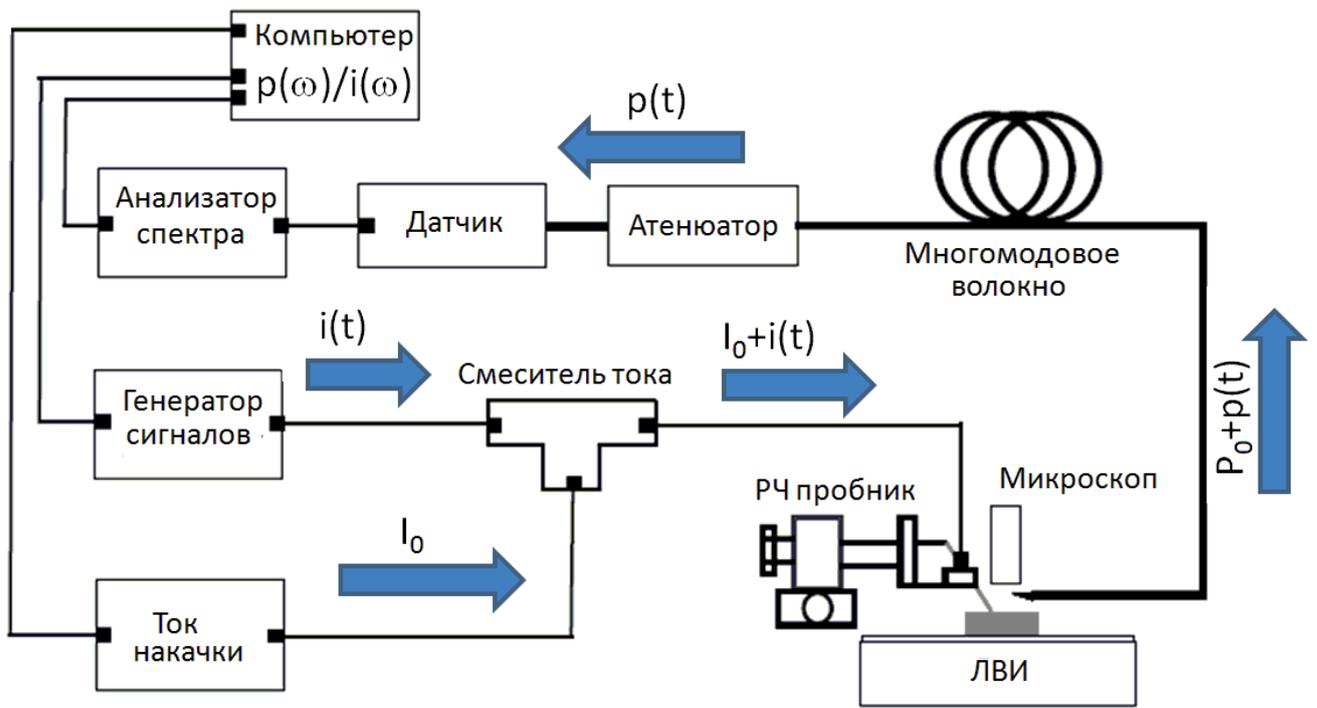
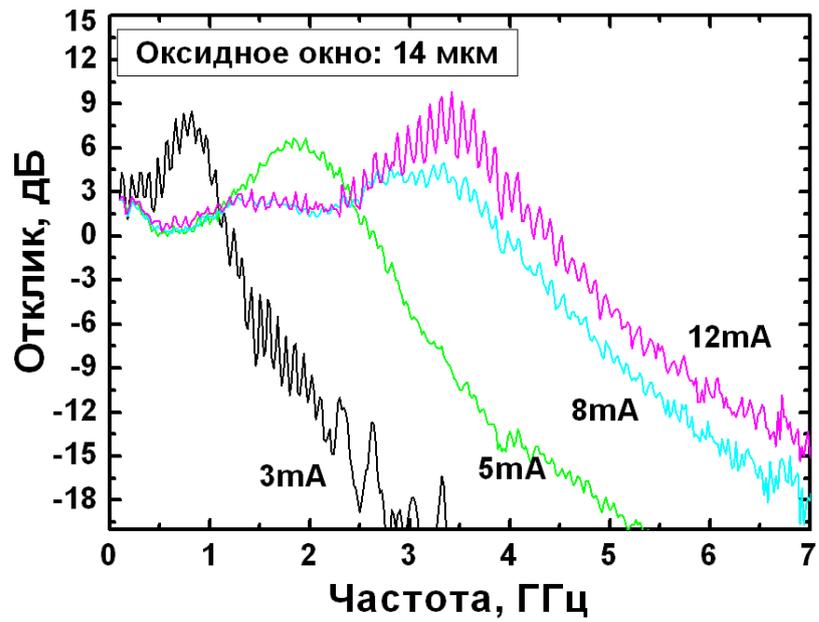
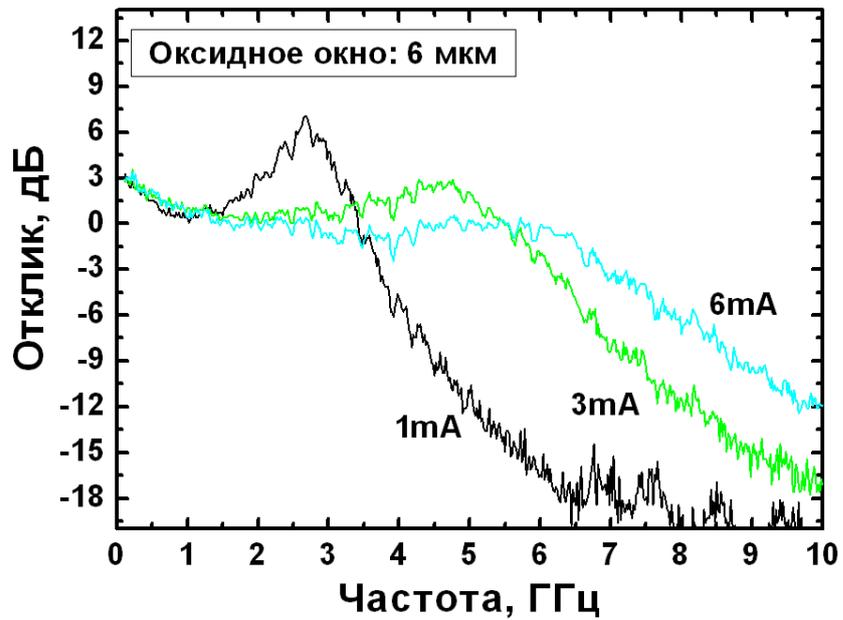


Рис.6.12 Схематическое изображение системы для измерения модуляционных характеристик ВИЛ.



а)



б)

Рис.6.13. Модуляционные характеристики ВИЛ с диаметром оксидного окна а) 14 мкм и б) 6 мкм, соответственно.

### **6.3 Изготовление структуры резонансного фотодиода**

Структура слоев РФД (рис. 6.14) напоминает структуру ВИЛ с той лишь разницей, что выходное зеркало имеет меньшее количество слоев для более эффективного попадания излучения в область поглощения[156]. Внизу слева представлен снимок электронного сканирующего микроскопа поперечного сечения выращенной структуры. Методы выращивания структуры и формирования конечной структуры РФД также аналогичны методам изготовления ВИЛ. На рис. 6.15 представлена схематическая структура конечного прибора. Верхняя и нижняя 'зубры' представляют РБО. Как и в случае с ВИЛ, структура ограничена ВСВ и нитридом кремния для уменьшения паразитной емкости прибора.

В этой схеме представлено симметричное размещение контактов, а в последующих экспериментах они распределятся по разные стороны друг от друга, для более равномерного распределения электрического поля в центре активной области и уменьшения эффекта растекания тока.

### **6.4 Экспериментальные характеристики резонансного фотодиода**

В этом разделе мы рассмотрим важные для понимания работы измерения РФД, такие как измерение тока утечки, паразитной ёмкости, фототока, отклика диода и модуляционной характеристики.

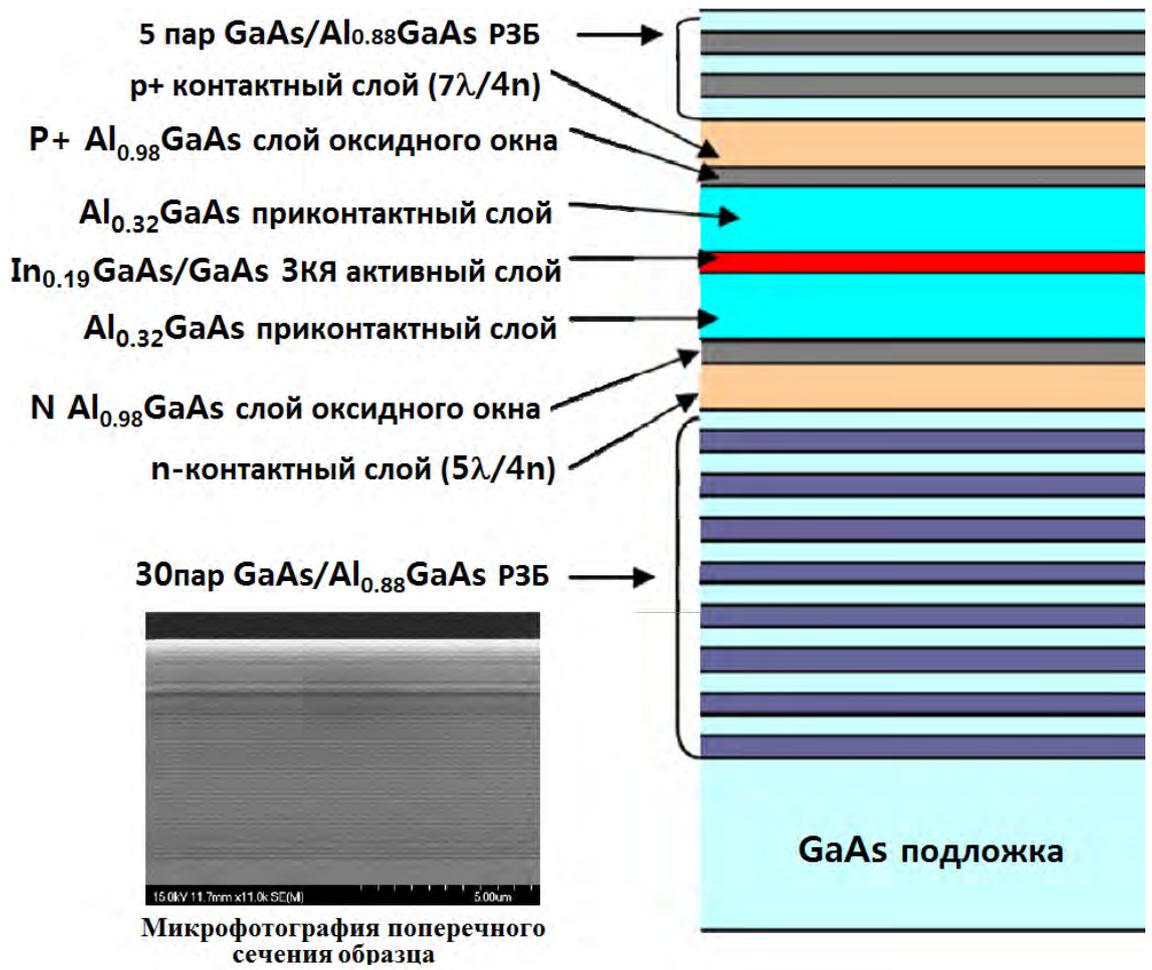


Рис. 6.14. Структура слоев РФД

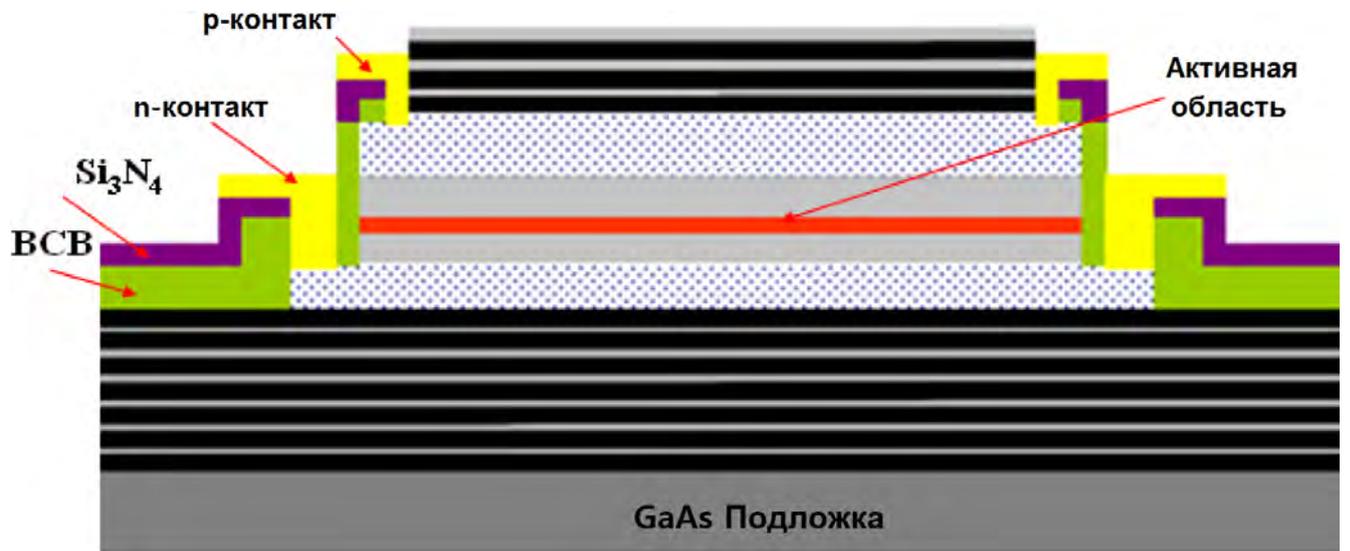


Рис. 6.15. Рабочая структура РФД с контактами и ограничивающим покрытием

#### 6.4.1 Измерение тока утечки

В физике и электронике током утечки называют малый электрический ток, который протекает по фоточувствительному элементу, такому как фотодиод, в отсутствие падающих фотонов. Физической причиной существования тока утечки являются случайные генерации электронов и дырок в p-n слое устройства, которые затем начинают упорядоченно двигаться за счет сильного электрического поля [148]. Темновой ток — один из главных источников шума в таких светочувствительных приборах. Темновой ток был измерен полупроводниковым параметрическим анализатором (Agilent 4156C) в отсутствие источников света. Измерение проводилось с несколькими образцами, выращенными на одной подложке для получения усредненных результатов. Результаты измерения РФД с различными значениями диаметра оксидного окна (80, 130 и 210 мкм, соответственно) представлены на рис. 6.16 и составляют при напряжении -3.3 В 30.3, 37.6 и 52.6 пА, соответственно.

Это намного ниже, чем темновой ток коммерческих p-i-n ФД [149]. Уменьшение темнового тока РФД обеспечивается за счет более тонкого поглощающего слоя, что значительно понижает вероятность спонтанных переходов, основной компоненты темнового тока. Поскольку, с увеличением диаметра активной области, увеличивается и размер чувствительной области, то и темновой ток будет выше для прибора с большим диаметром.

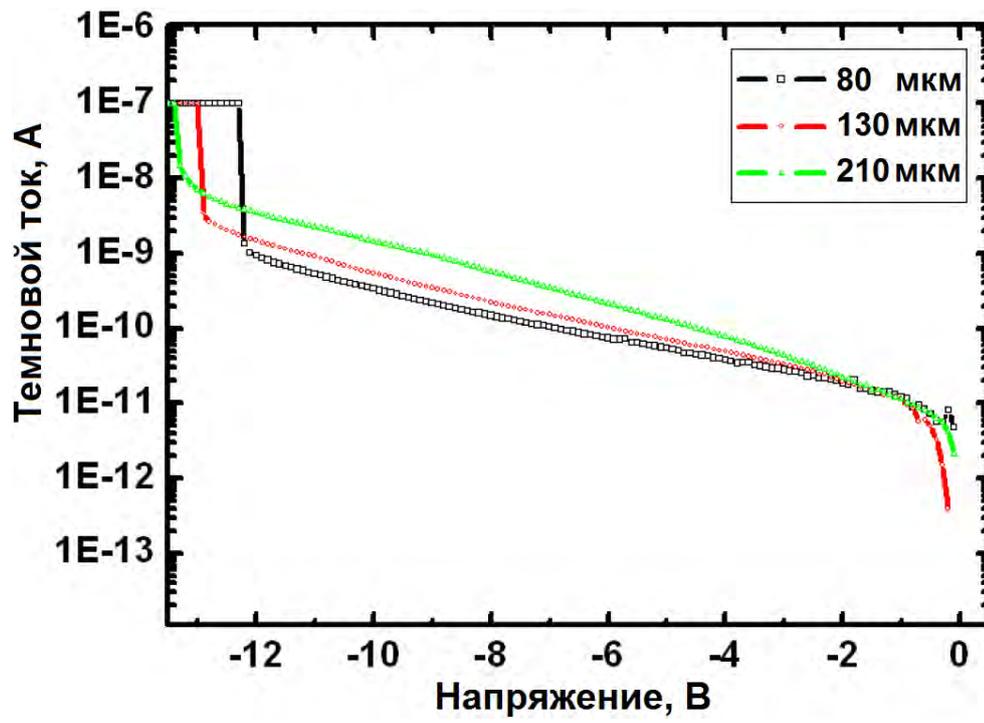


Рис. 6.16. Изменение темнового тока от напряжения для приборов различного диаметра чувствительной области

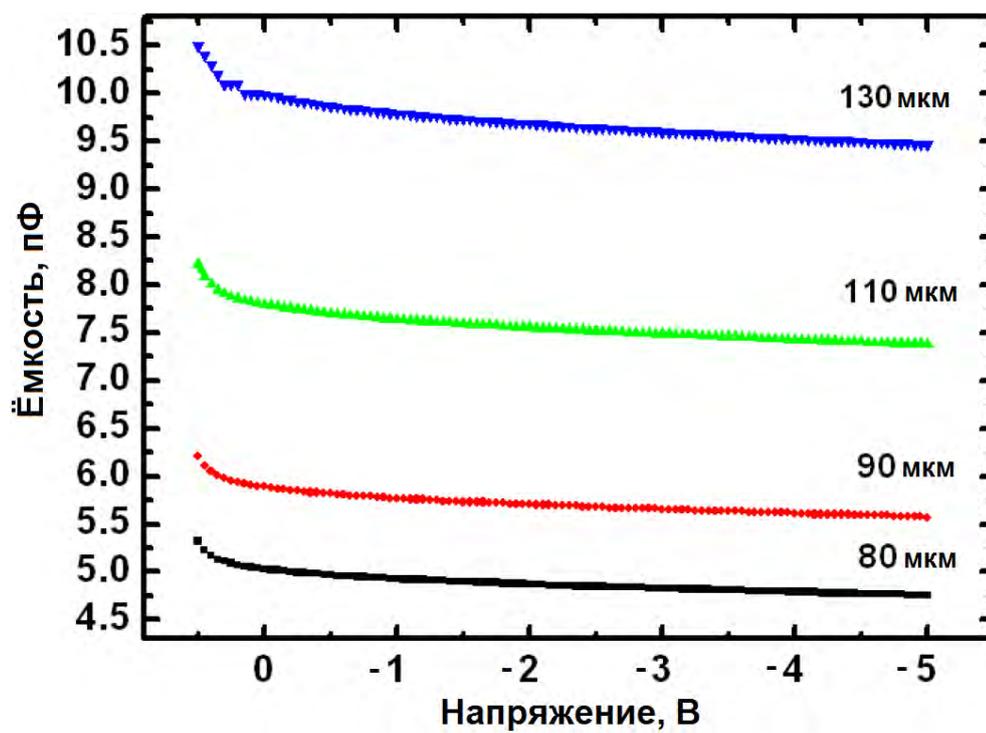


Рис. 6.17 Изменение ёмкости от напряжения для приборов различного диаметра чувствительной области

## 6.4.2 Измерение ёмкостной характеристики

В ходе анализа модуляционных характеристик ВИЛ было показано негативное влияние паразитной ёмкости прибора на его скоростные характеристики. Подобная тенденция должна наблюдаться и для РФД. Изменение ёмкости РФД от внешнего напряжения измерялось с помощью универсального измерителя HP 4284A[150].

При подаче на прибор обратного напряжения доминантной ёмкостью будет ёмкость перехода, которая определяется как  $C = k_s \varepsilon_0 A / W$ , где  $k_s$  - диэлектрическая постоянная поглощающего слоя (для  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$   $k_s=13.69$ );  $A = \pi R^2$  - площадь;  $W$  - длина переноса носителей. Следовательно, ёмкость квадратно пропорциональна диаметру активной области.

Результаты измерений представлены на рис 6.17. Измеренные величины составляют 4.82, 5.64, 7.47, и 9.58 пФ для РФД с диаметром 80, 90, 110 и 130 мкм и симметричными контактами при напряжении -3.3 В. Значение ёмкости РФД выше стандартных фотоприёмников вследствие меньшей длины переноса носителей ( $W$ ).

## 6.4.3 Оптические характеристики структуры

Для определения оптических характеристик, параметры резонатора, верхнего и нижнего зеркал подобраны таким образом, чтобы резонансная частота составляла 980 нм. Спектр фотолюминесценции (ФЛ) активной области смещен на 3.2 нм в нижнюю область. Это необходимо, поскольку частота ФЛ растет быстрее при росте температуры, чем резонансная частота. Спектры представлены на рис. 6.18.

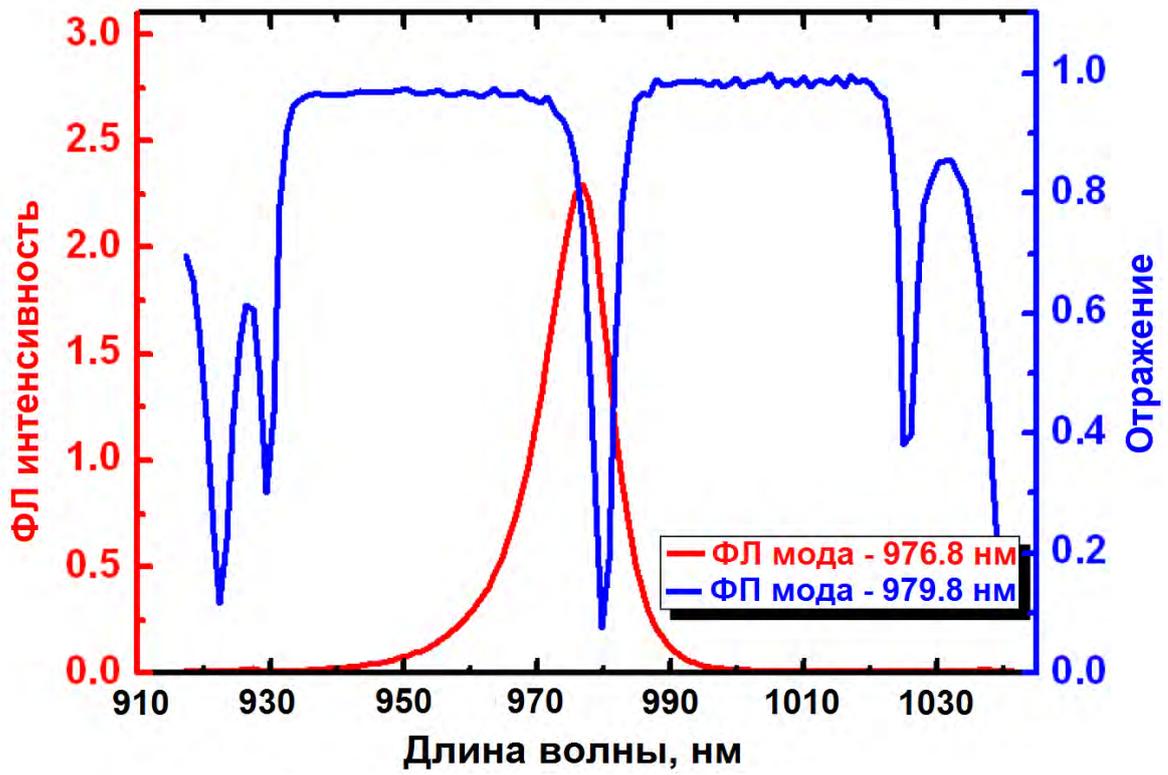


Рис. 6.18 Спектр ФЛ и отражения РФД после изготовления

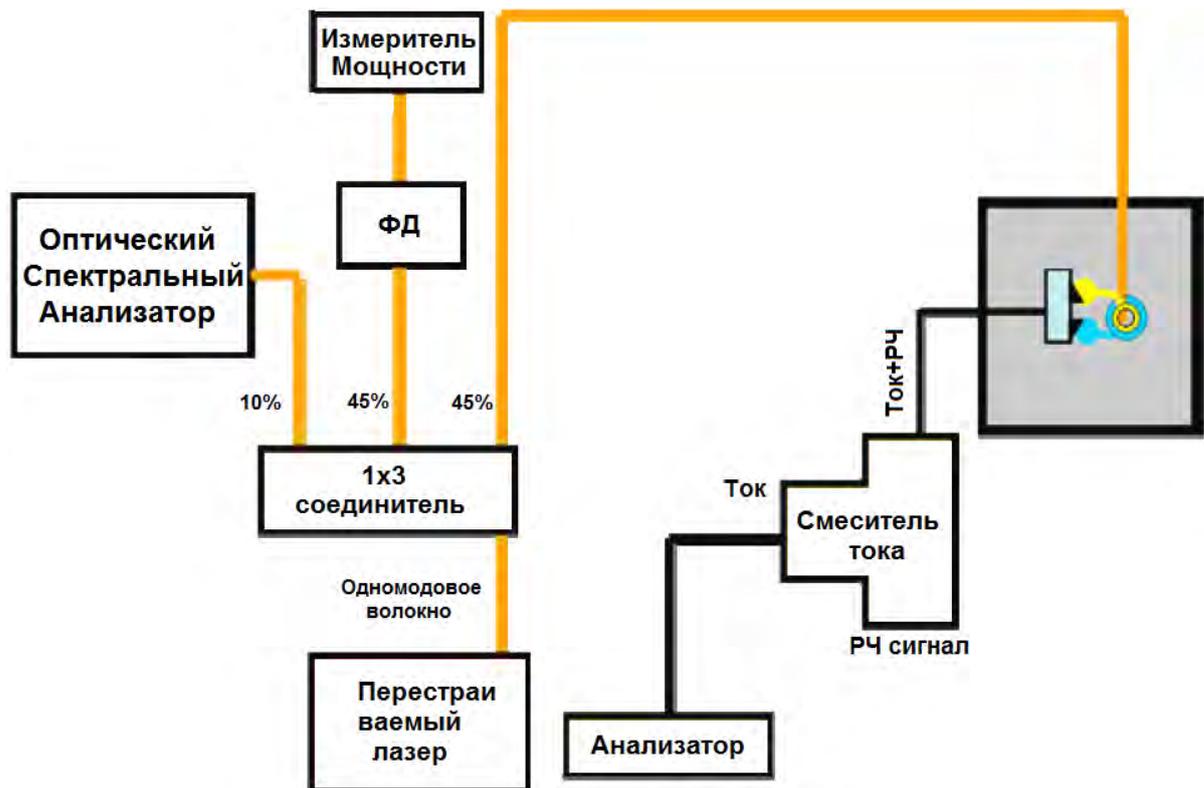


Рис. 6.19 Схема измерения отклика ФД

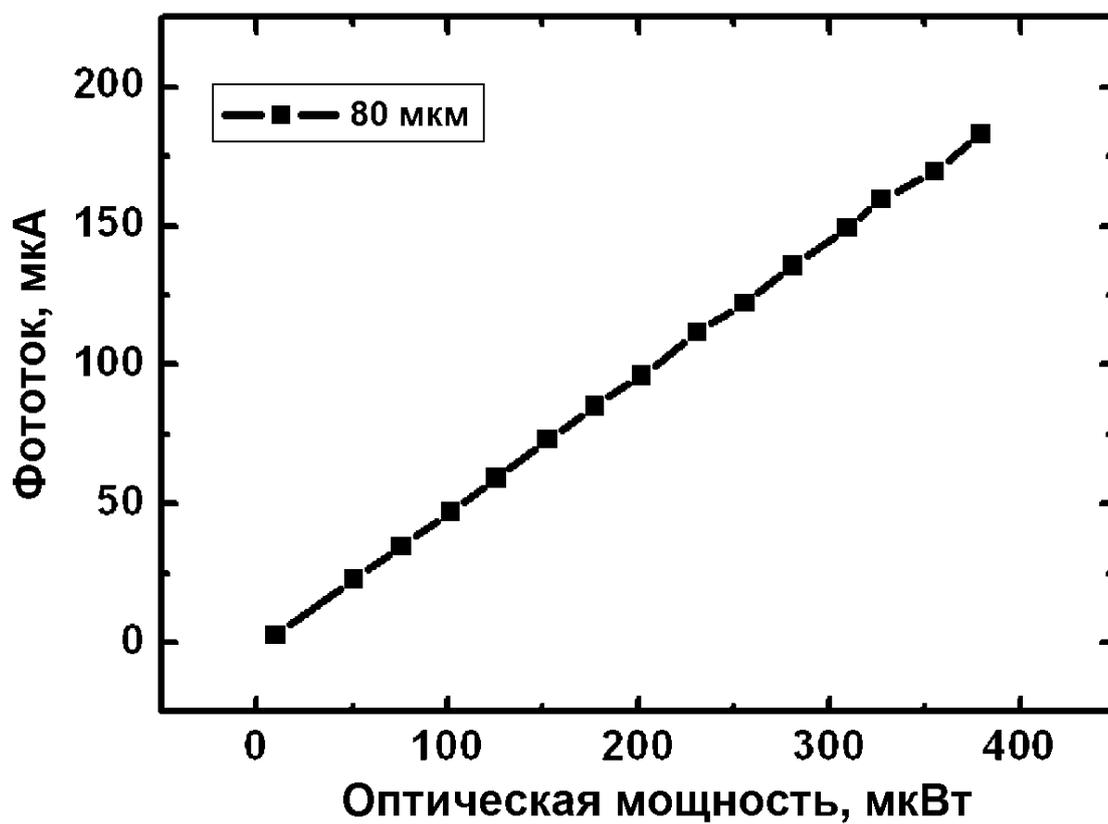


Рис. 6.20 Зависимость фототока от мощности оптического излучения для РФД с диаметром 80 мкм.

#### **6.4.4 Измерение фототока**

Фототок измерен используя схему для определения отклика фотодетектора, представлена на рис. 6.19. В этом случае в качестве источника света используется перестраиваемый лазер (Toptica DL100), а фототок и напряжение измеряется параметрическим анализатором (Agilent 4156C). Измерения проводились для прибора с диаметром входного зеркала 80 мкм. Результаты измерения представлены на рис. 6.20. Измеренный фототок линейно изменяется при повышении мощности излучения, что является нормальным поведением прибора.

При этом, напряжение на РФД должно быть менее -1В, чтобы избежать насыщения фототока.

#### **6.4.5 Измерение отклика РФД**

Для измерения отклика РФД используются измеритель мощности (Newport – определение мощности входного излучения), а также оптический спектральный анализатор (Anritsu MS9710B – определение длины волны излучения) представленные на рис. 6.19. все приборы при этом объединены 1x3 соединителем в соотношении 10-45-45% мощности. Вся схема помещена в темной комнате во избежание помех сторонних источников света. Спектральная характеристика отклика для трех различных модификаций положения контактов (врезка справа) представлена на рис. 6.21. В первом случае представлена симметричная структура, когда контакты изготовлены в виде колец. Во втором и третьем случаях контакты сформированы таким образом, чтобы ток в активной области подавался в различном направлении (асимметричная структура) и представлены в виде секторов размерами 180° и 90° градусов, соответственно. Более подробный спектр отклика в районе пика показан на врезке слева. Рис. показывает, что максимальное значение отклика имеет асимметричная структура с секторами в 180°, что объясняется более равномерным распределением электрического поля в центре

прибора с большим размером активной области и подавлению эффекта растекания тока, негативное влияние которого было объяснено в разделе 2.

Более подробные значения характеристик спектра для всех трех структур показаны в Таблице 6.1. Результаты таблицы показывают, что ширина полосы спектра отклика зависит от сопротивления прибора. Чем меньше размер контактов, тем больше сопротивление и, следовательно, уже спектральная х-ка. Из левой врезки на рис. 6.21 видно, что на пике х-ки наблюдается небольшой провал отклика, который и связан с негативным влиянием эффекта обтекания тока. Для асимметричных структур этот эффект подавляется и максимальное значение отклика (а соответственно и КЭ) увеличивается. В сравнении асимметричных структур значение выше для структуры с большим размером контактов. Таким образом, наиболее оптимальной структурой является прибор с асимметричными контактами и угловым сектором в  $180^\circ$ .

Таблица 6.1 Измеренные значения спектральной х-ки отклика РФД

Структура	FWHM, нм	Длина волны на пике, нм	Макс. отклик, А/Вт	КЭ, %
Сим	3.12	979.81	0.4013	51.31
Асим $180^\circ$	2.76	979.97	0.4359	55.72
Асим $90^\circ$	2.44	979.97	0.4224	54.05

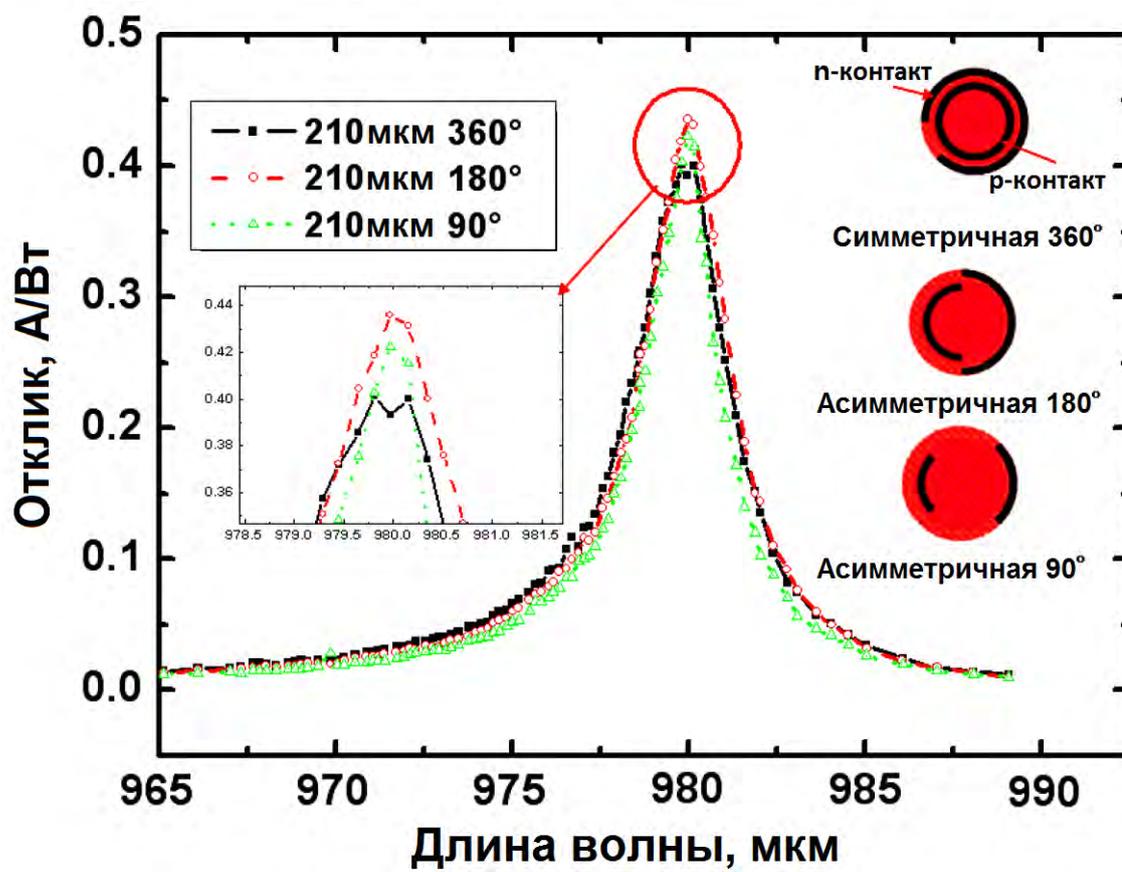


Рис. 6.21. Спектр отклика РФД с симметричным и асимметричным положением контактов

#### 6.4.6 Динамические характеристики резонансного фотодиода

Для анализа динамических х-к РФД схема, представленная на рис. 6.19 изменяется (рис. 6.22). Вместо перестраиваемого лазера на вход прибора устанавливается генератор пикосекундных импульсов, состоящий из постоянного лазера, генератора коротких импульсов (ширина импульса 50 пс и частота 10МГц) и модулятора

. На РЧ выходе устанавливается осциллограф (Agilent infiniium DCA 86100B) для измерения выходного электрического сигнала (Рис. 6.23а). С помощью анализатора спектра сигнал конвертируется в частотную характеристику методом быстрого преобразования Фурье и измеряется частотный отклик прибора (Рис. 6.23б). Результаты измерения показывают, что РФД диаметром 80 мкм и симметричными контактами при входном напряжении в -3.3 В имеет ширину полосы модуляции на уровне -3 дБ равной 13.2 ГГц.

Рис. 6.24а представляет результаты анализа изменения ширины полосы модуляции от диаметра входного зеркала для симметричной структуры, которые согласуются с аналитическими выкладками, представленными в разделе 4 о зависимости резонансной частоты от объема активной области (а, следовательно, большей паразитной емкости гетероперехода). Зависимость ширины модуляции от вида контактов (Рис. 6.24б) также согласовывается с теорией, показывает, что при увеличении угла сектора модуляционная характеристика улучшается за счет уменьшения сопротивления прибора, но при переходе к симметричной структуре происходит насыщение из-за нарастающего влияния эффекта обтекания тока.

Модуляционные характеристики РФД также согласовываются с теоретическими выкладками, представленными в разделе 3, и показывают, что наиболее оптимальное сочетание значений отклика диода и полосы модуляции достигается для приборов с угловым сектором в  $270^\circ$  и меньшего диаметра поглощающего слоя.

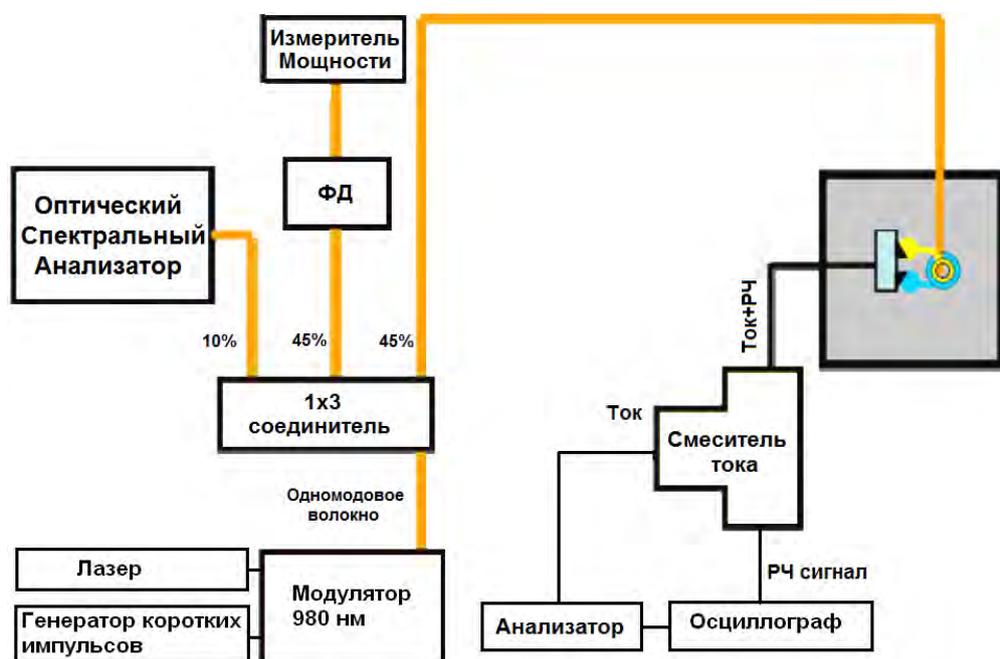
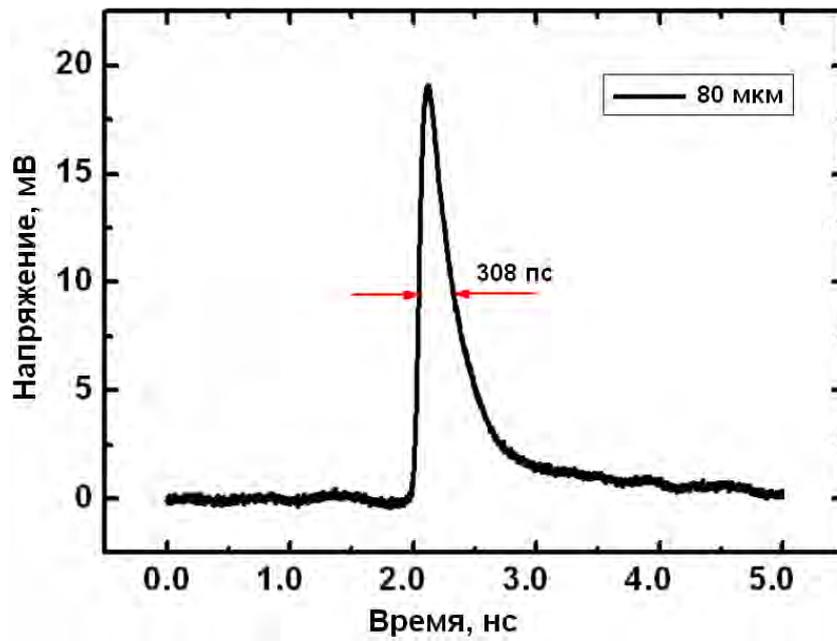
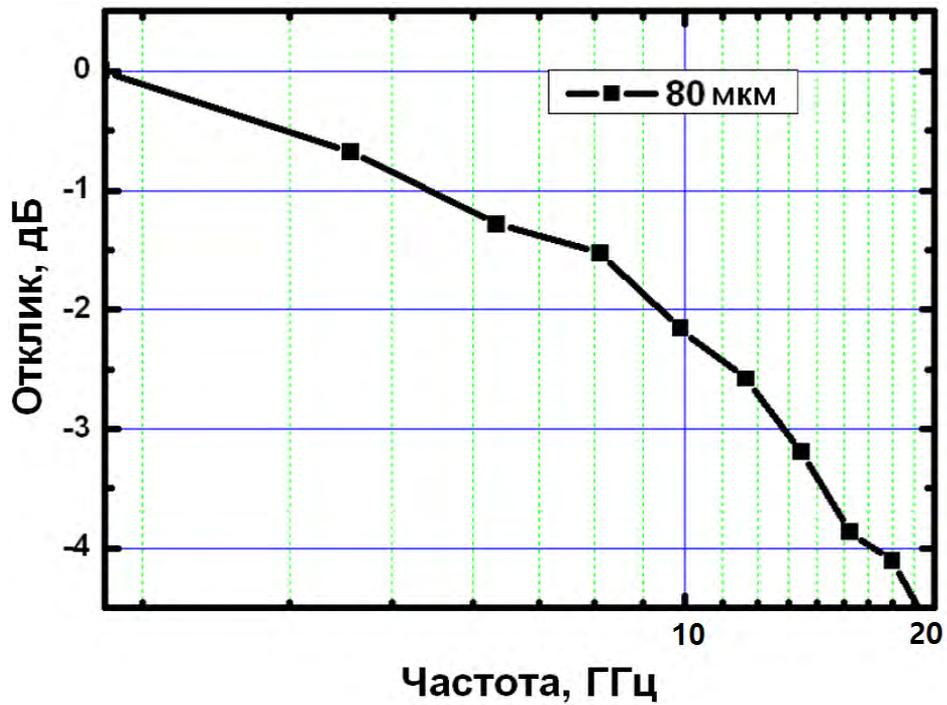


Рис. 6.22 Схема измерений динамической  $x$ -ки РФД.

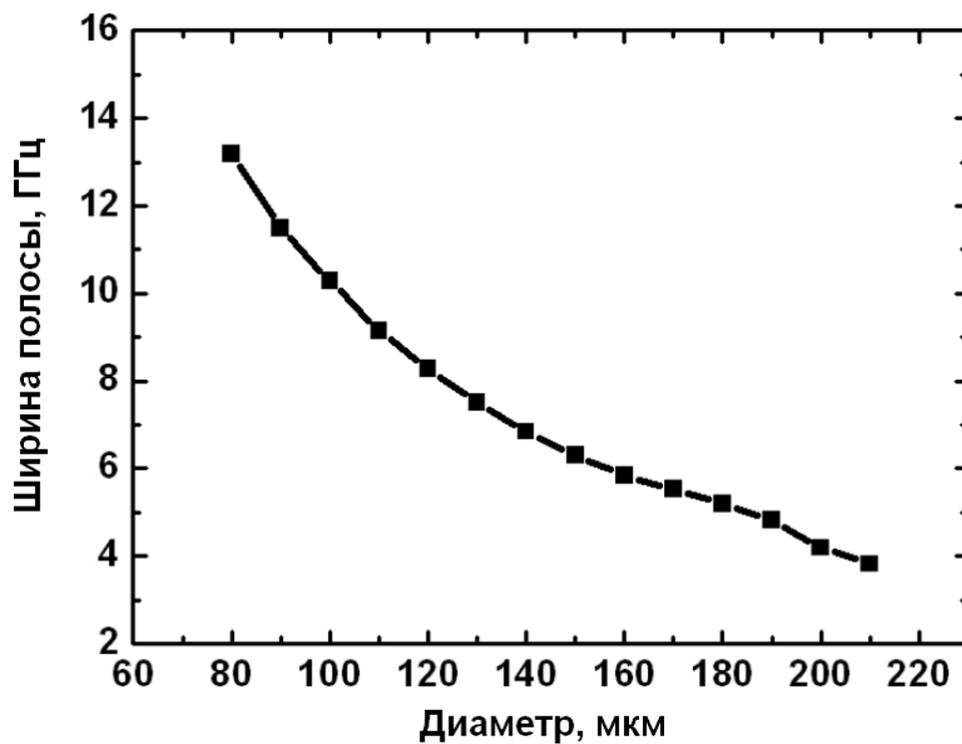


а)

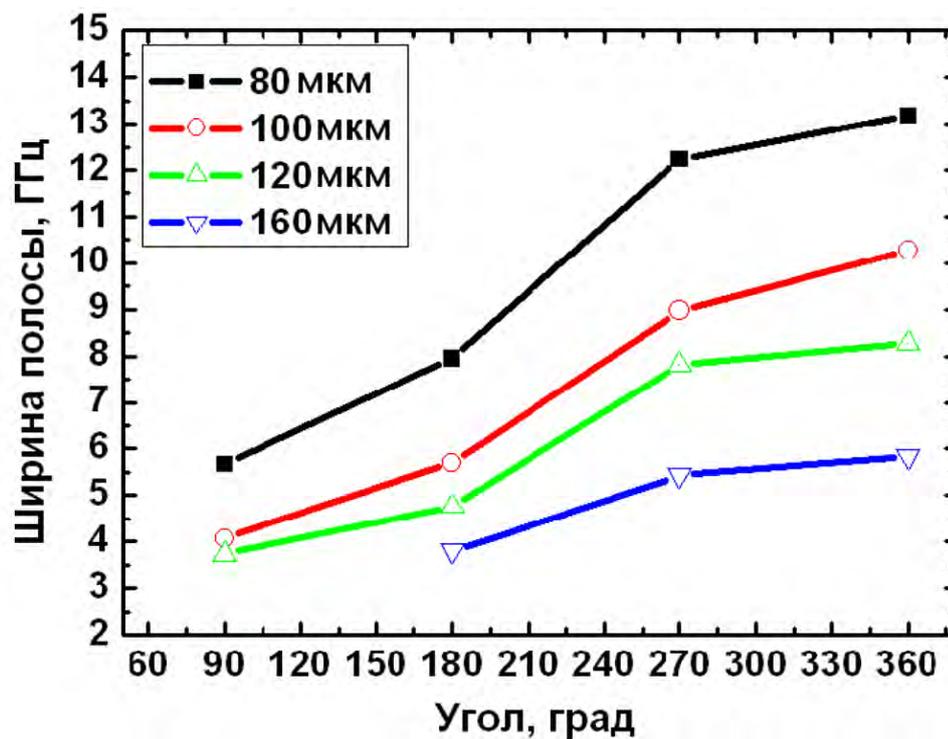


б)

Рис. 6.23. а) Импульсный отклик симметричного РФД диаметром 80 мкм при напряжении -3.3 В. Ширина импульса равна 308 пс  
 б) Частотная х-ка после преобразования Фурье



а)



б)

Рис. 6.24 Ширина полосы модуляции на уровне -3дБ при различных значениях:  
 а) диаметра входного зеркала; б) угла сектора контактов

## **6.5 Объединение элементов сверхкоротких оптических соединений**

Исследования в области дальнейшего развития систем передачи данных на уровне периферийных соединений показывают, что в ближайшем будущем электрические соединения достигнут максимума своей пропускной способности. В то же время полностью оптические чипы и каналы недостаточно исследованы и стоимость компонентов еще достаточно высока [159-164]. Оптимальным решением является использование электронных чипов для обработки данных и интегральные оптоэлектронные компоненты для их объединения. Поскольку ВИЛ и РФД возможно интегрировать на одной подложке (Рис. 1.4), основной проблемой является организация оптического канала и улучшения методов юстировки элементов соединений.

В этом направлении наиболее вероятными кандидатами являются две технологии: волоконно-оптический канал искривленный на  $90^\circ$  и полимерный волновод с усеченными под углом  $45^\circ$  зеркальными концами. Далее мы рассмотрим методы изготовления таких соединений и представим измерения характеристик рабочих систем.

### **6.5.1 Волоконно-оптическое соединение**

Схематическое представление системы с волоконным передающим каналом представлено на рис. 6.25.

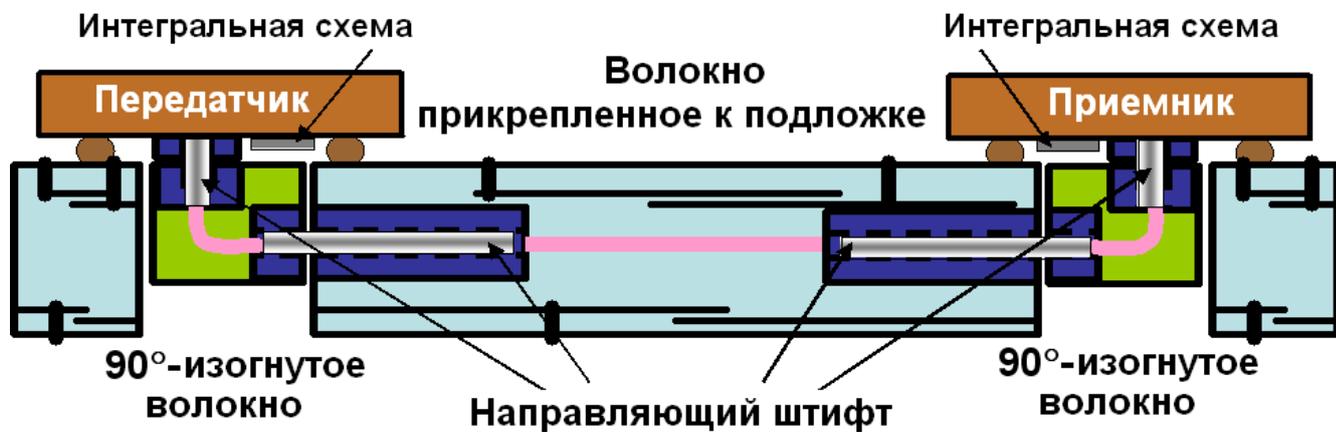


Рис. 6.25 Схематическое представление волоконно – оптического передающего канала с блоком соединения в виде изогнутого под прямым углом волокна

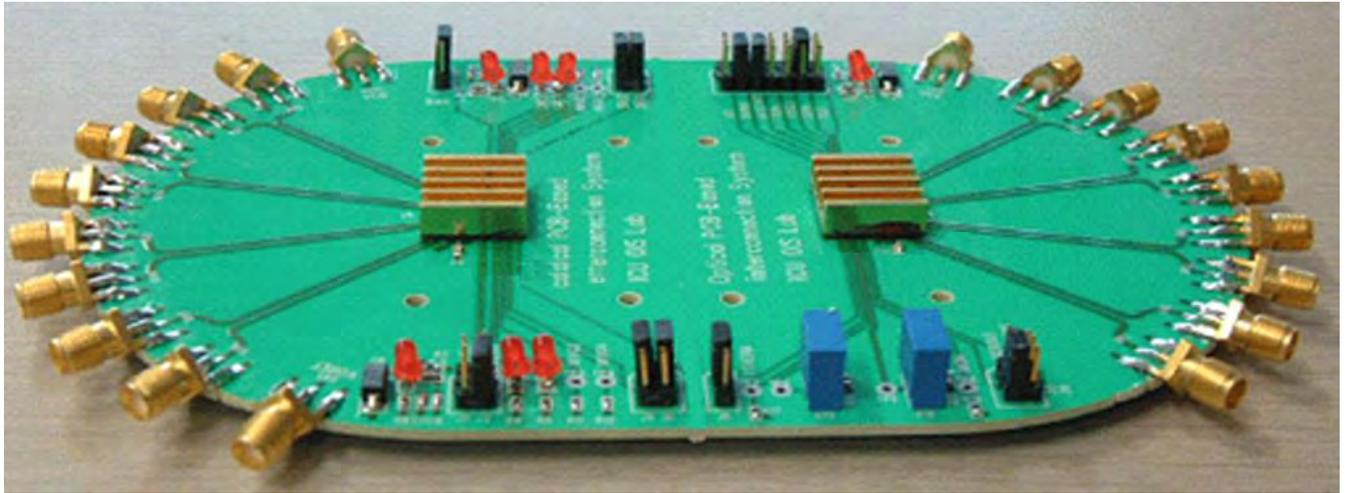


Рис. 6.26 Фотография 4-х канальной системы передачи. Слева расположен , справа – приемный блок. Длина волоконного канала составляет 5см.

В данном случае, приемник и передатчик вместе со схемами управления крепятся на верхней части платы, тогда как волновой канал находится либо снизу, либо интегрируется внутри слоев подложки. Системы передачи через отверстия в плате интегрируются с соединительным блоком (СБ), в котором формируется волоконный канал, изогнутый под прямым углом. Второй выход соединяется с волоконным каналом. Для юстировки и закрепления элементов используются направляющие штифты и, по необходимости, вся система закрепляется клеем, и устанавливаются элементы охлаждения. Экспериментальный образец 4-х канальной схемы представлен на рис. 6.26. Анализ оптических потерь показывает уровень -2.5 дБ и включает в себя -1 дБ на соединения приемник/передатчик и СБ, -1 дБ на соединения волокна с СБ и -0.5 дБ на потери в волоконном канале и за счет неровностей поверхности оптических элементов.

Для анализа возможностей передающей линии проведены измерения зависимости частоты битовых ошибок от скорости передачи данных в области 5-8 Гбит/с (Рис. 6.27). Результаты показывают хорошую работоспособность системы в пределах допустимой нормы при скоростях 5-6 Гбит/с (уровень ошибок  $10^{-12}$ - $10^{-15}$ ). На врезке представлена глаз-диаграмма проходящих данных на скорости 5 Гбит/с, которая показывает форму сигнала с допустимым уровнем шумов.

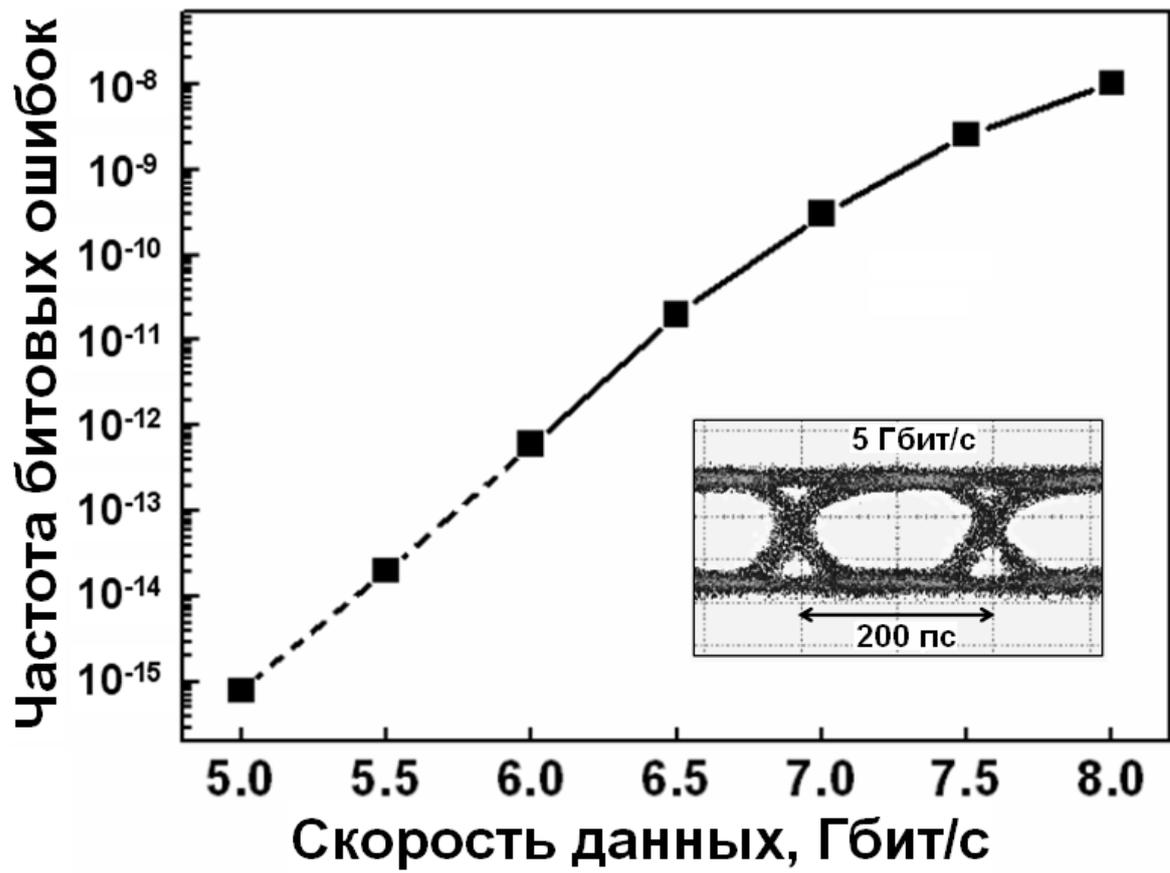


Рис. 6.27 Скоростная х-ка канала передачи при потреблении 87 мВт мощности

### **6.5.2 Интегрированный волновод со скошенными 45° зеркальными краями**

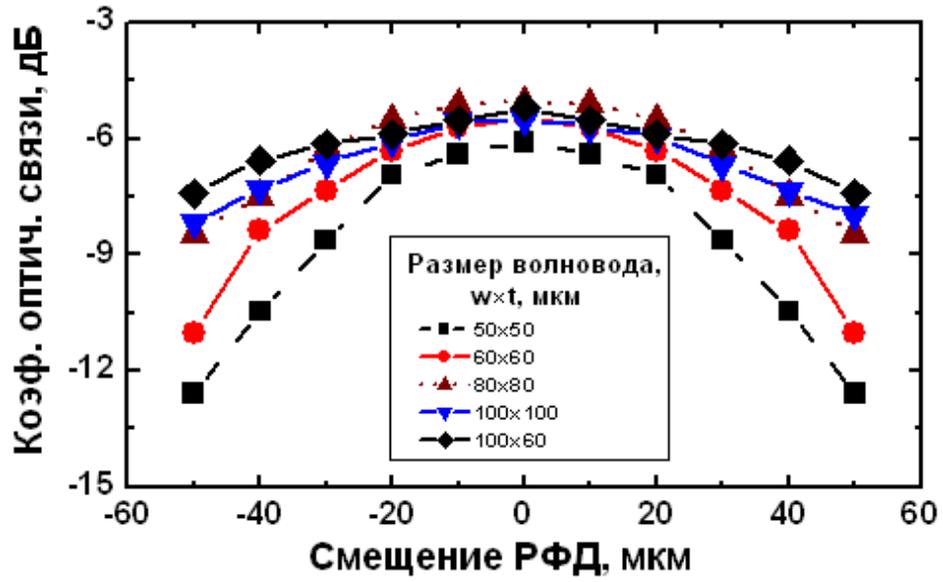
В отличие от предыдущей структуры, где на нижнюю часть подложки необходимо механически крепить волоконный канал, а также устанавливать элементы соединений, которые вносят дополнительные потери, интегрированный волновод может быть нанесен на подложку с последующим вытравливанием волноводных каналов различной конфигурации. Для ввода/вывода оптического пучка может быть использован эффект полного отражения на границах изменения коэффициента преломления, что существенно снижает стоимость изготовления СКОС.

Схематическая структура СКОС с полимерным волноводом представлена на рис. 6.28. Получение скоса под углом 45° можно несколькими методами [165-172]: механического выпиливания высокоскоростной циркулярной микропилой с алмазным напылением, горячей штамповки и полировки, направленного среза, наклонной УФ литографии, микромеханической обработки или глубокой протонной обработки.

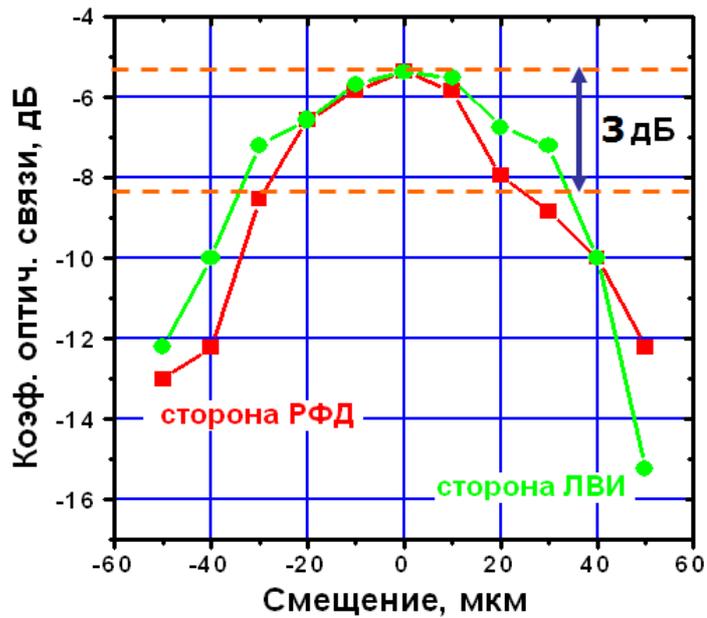
Для определения оптимального размера волновода выращены несколько структур и проведено измерение коэффициента оптической связи (КОС) при смещении источника в поперечном направлении.



Рис. 6.28 СКОС с полимерным волноводом и зеркалом на основе полного внутреннего отражения.



а)



б)

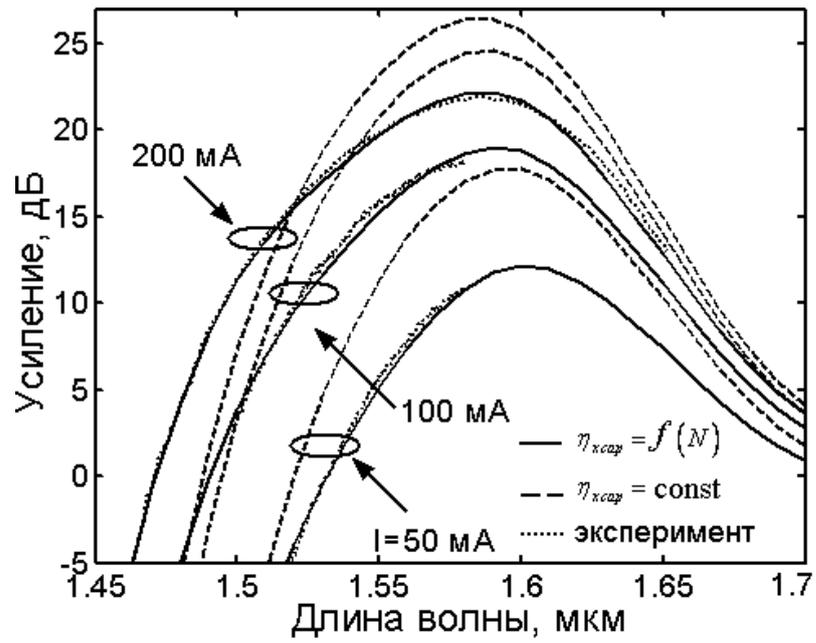
Рис. 6.29 Изменение коэффициента оптической связи от а) смещения РФД в поперечном сечении волновода и б) смещения 60×100 мкм волновода в сечении ВИЛ и РФД

Результаты измерений представлены на рис. 6.29, который показывает, что наиболее оптимальным вариантом является структура с поперечным сечением 60x100 мкм, не только с точки зрения изменения параметров, но и простоты изготовления такого волновода, поскольку более толстые структуры сложнее контролировать при нанесении на подложку, следовательно, оптимальная толщина составляет 60 мкм. А также при вытравливании волноводных структур, чем шире канал, тем лучше, отсюда и оптимальная ширина волновода в 100 мкм. Для определения диапазона юстировки СКОС также измерено изменение КОС при поперечном смещении ВИЛ и РФД от волновода поперечником 60x100 мкм. Показано, что диапазон изменения в 3 дБ находится в пределах  $\pm 30$  мкм, что является допустимым и легко контролируется при компоновке системы.

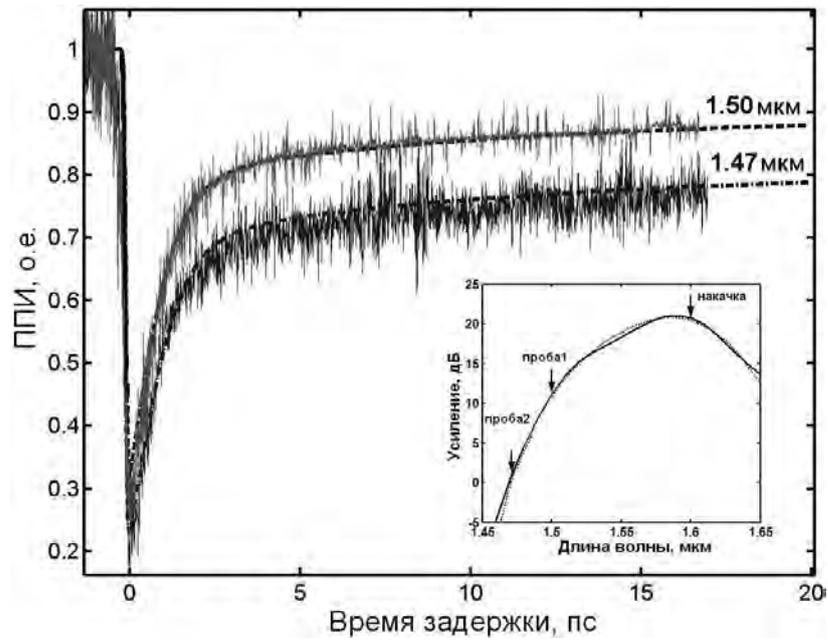
## **6. 6 Измерение характеристик АМКРС ПОУ**

Для подтверждения правильности полученных результатов сравним полученные данные с экспериментально полученными характеристиками. На рис. 6.30(а) представлены результаты сравнения спектра усиления АМКРС ПОУ, полученные экспериментальным путем (точечная линия), модели с учетом и без учета влияния концентрации носителей на эффективность захвата носителей (3) в КЯ (сплошная и пунктирная линии, соответственно) для различных значений тока накачки.

При малых токах накачки результаты модели с постоянной эффективностью захвата не совпадают с экспериментальными данными на всей области длин волн, тогда как при больших токах идет большее усиление на длинных волнах при уменьшении усиления на более коротких волнах. При учете насыщения эффективности захвата модель более точно описывает поведение ПОУ на всей области измеряемых длин волн в диапазоне более 160 нм.



а)



б)

Рис. 6.30 а) сравнение различных теоретических моделей расчета усиления с экспериментальными данными; б) экспериментальные кривые ППИ и результаты вычислений.

Параметры импульса накачки и пробного импульса представлены в таблице 6.2.

Таблица 6.2. Параметры оптических импульсов, используемых в эксперименте.

Тип импульса	Энергия, фДж	Длительность, фс	Длина волны, мкм
Накачки	20	220	1.6
Пробный	2	220	1.5, 1.47

На рис. 6.30(б) показаны экспериментальные и вычисленные кривые ППИ и спектр усиления при токе накачки в 180 мА. Спектр усиления при токе накачки в 180 мА представлен во вставке рисунка 6.30(б). Длины волн для импульса накачки и пробных импульсов показаны стрелками. Расчётные времена восстановления усиления могут быть получены при помощи подгонки экспоненциальных функций с соответствующими временами восстановления. Полученные времена быстрого и медленного восстановления для различных длин волн пробного импульса с учетом и без учета времени туннелирования через неидентичные барьеры представлена в таблице 6.3

Таблица 6.3. Время восстановления усиления для различных пробных импульсов при воздействии на ПОУ импульсом накачки длиной 1.6 мкм

Длина волны, мкм	Быстрое восстановление, пс			Медленное восстановление, пс		
	Эксперимент	Без тунн.	С тунн.	Эксперимент	Без тунн.	С тунн.
1.5	0.92	1.32	1.02	30	249	35
1.47	0.88	1.34	1.04	41	325	45

. Как видно из рисунка 6.30(б) и таблицы 6.3 без учета эффекта туннелирования через неидентичные КЯ время медленного восстановления усиления на порядок выше экспериментальных данных, что подтверждает наше предположение о необходимости учета этого эффекта при толщине барьера менее 10 нм.

Совпадение теоретических и экспериментальных данных подтверждает правильное описание вышеприведенной моделью динамических процессов, происходящих в АМКРС ПОУ и полученных с ее помощью оценок.

### **6.7 Технология увеличения эффективности выходного излучения светодиодов**

Формирование полых дефектов в структуре между подложкой и активной областью СД является одним из перспективных методов увеличения выходной оптической мощности [172-191]. Метод выборочного травления [172] позволяет получать полые дефекты уже после того, как структура была выращена, что уменьшает затраты на повторный рост структуры. Схематическое изображение прибора [А41] со встроенным зеркалом представлен на рис. 6.31а). СЭМ фотографии дефекта с геометрическими параметрами показаны на рис 6.31 б), в). При травлении полозка оксида кремния образуется дефект треугольной формы с углов у основания  $62^\circ$ .

Изменяя толщину полозков и расстояние между ними, можно регулировать соотношение дистанция/размер и, соответственно отражательные свойства зеркала. Эксперимент [А41] показал увеличение эффективности на 117% модифицированного устройства в сравнении со стандартной структурой.

Как было показано в разделе 3, лучшей эффективностью обладают структуры в виде полусферы. Получение двумерных структур такой формы возможно при использовании полозков оксида кремния полусферической формы [А43] с использованием термически обработанного фоторезиста. Технологический процесс представлен на рис. 6.32.

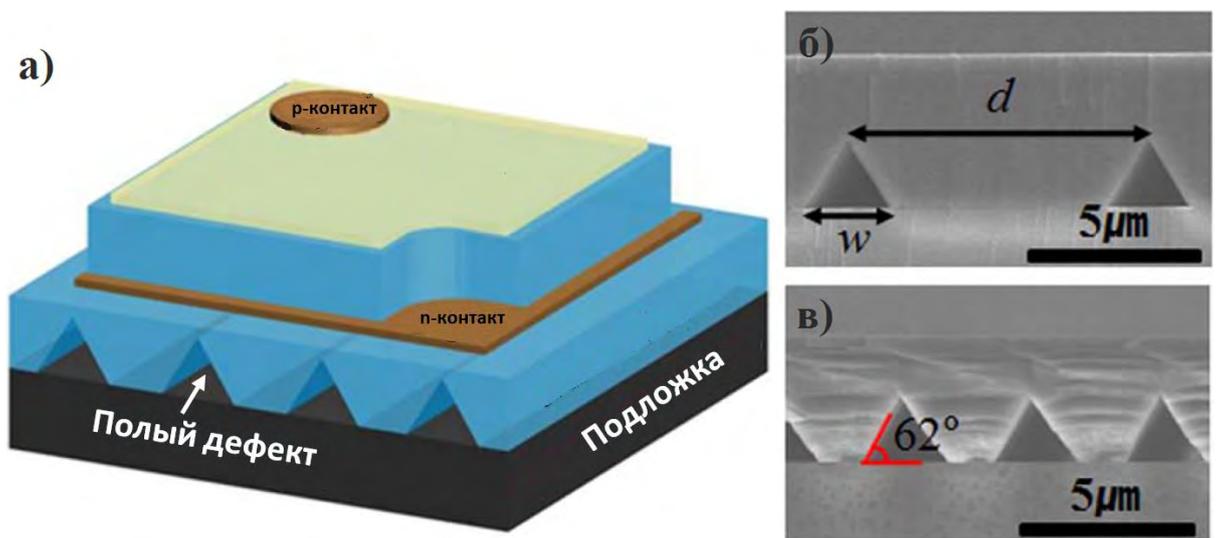


Рис. 6.31 а) Схематическое представление структуры светодиода со встроенным зеркалом, б), в) СЭМ фотографии структуры с оозначенными геометрическими параметрами

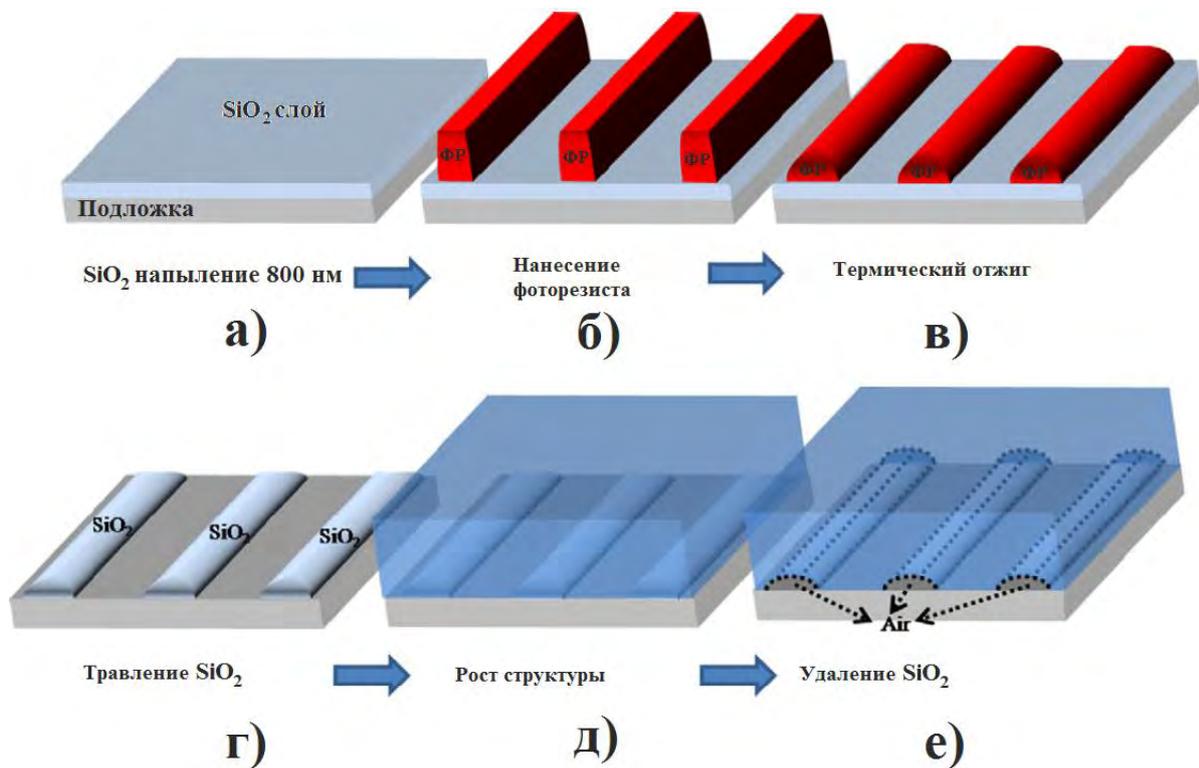


Рис. 6.32. Процесс формирования зеркала с дефектами в виде полуцилиндра а) напыление слоя оксида кремния, б) нанесение 2-6 мкм слоя фоторезиста, в) термический отжиг при 160 С 4 мин, г) формирование полозков, рост структуры, е) удаление SiO<sub>2</sub> и формирование полуцилиндрических дефектов.

Формирование полуцилиндрических полозков также уменьшает количество

дефектов выращенной структуры, что уменьшает потери на рекомбинацию. Суммарно, такие структуры показывают увеличение выходной оптической мощности до 2.3 раза по сравнению со стандартными структурами.

Дальнейшее повышение эффективности возможно при производстве ограниченных структур в виде нанокколонок [A44, A45] при условии решения технологических проблем формирования равномерной структуры и верхнего контакта.

## **Выводы**

1. Т. о. пошагово рассмотрены методы изготовления сложной структуры ВИЛВК, а также способы контроля геометрических параметров прибора, поскольку, как было рассмотрено в разделе 2, они имеют сильное влияние на рабочие характеристики лазера.
2. Показано, что использование метода интегрированного лазерного интерферометра хорошо подходит для контроля глубины травления РБО, поскольку периодическая картинка изменения отражения сигнала точно определяет известное количество слоёв структуры.
3. Определена оптимальная температура поперечного оксидирования AlAs слоя ( $400^{\circ}\text{C}$ ), при котором происходит более равномерное формирование оксидного окна.
4. Подобран состав и периодичность напыления металлов для р- и п-контактов, при которых наблюдается минимальное сопротивление прибора. Для р-контакта данная очередность составляет Pt/Ti/Pt/Au толщиной  $100\text{\AA}/100\text{\AA}/100\text{\AA}/2500\text{\AA}$ , соответственно и для п-контакта Ni/Au/Ge/Ni/Au толщиной  $200\text{\AA}/1000\text{\AA}/500\text{\AA}/300\text{\AA}/2000\text{\AA}$ , соответственно.
5. Измерены мощностные и динамические х-ки ВИЛВК для различных значений диаметра оксидного окна (14 мкм и 6 мкм), которые показали, что дифференциальная квантовая эффективность (55% и 48 %) наклон ватт-амперной х-ки (0.7 Вт/А и 0.58 Вт/А), максимальная выходная

мощность (9 Вт и 7 Вт) и пороговый ток (2 и 1 мА) выше для лазера с большим диаметром окна. В то время как пороговое напряжение (1.8 В и 2.4 В), сопротивление прибора при токе накачки в 6 мА (120 Ом и 189 Ом), смещение пика спектральной х-ки (0.15 нм/мА и 0.35 нм/мА) и ширина полосы модуляции (3. ГГц и 6.5 ГГц при токе накачки 6 мА) ниже. Что говорит о том, что при выборе более медленных, но мощных лазеров необходимо использовать приборы с большим диаметром оксидного окна, тогда как для более быстрых, но маломощных систем можно использовать структуры с малым объемом активной области.

6. Рассмотрены методы изготовления РФД с входным зеркалом, состоящим из 5 пар слоёв GaAs/AlGaAs и InGaAs активной области настроенной на длину волны 980 нм и представлены схемы измерения основных характеристик фотодиода.
7. Измеренный темновой ток прибора диаметром 80 мкм 30.3 пА при рабочем напряжении -3.3 В, что намного меньше значений коммерческих р-і-п ФД из-за более тонкого поглощающего слоя. Кроме того, показано, что темновой ток прямо пропорционально зависит от объема активной области.
8. Измеренная ёмкость РФД зависит также от диаметра поглощающего слоя и колеблется в областях значений 4.5 -12 пФ, что выше, чем у коммерческих ФД из-за более короткой длины переноса носителей в структуре.
9. Спектр отклика может быть немного улучшен за счет применения асимметричной формы контактов. В этом случае электрическое поле в центре поглощающего слоя имеет более равномерное распределение из-за диагонального перераспределения носителей, а также подавления эффекта обтекания тока.
10. СКОС с 5 см волоконно-оптическим каналом и СБ искривленным на 90° показал хорошую работоспособность на скоростях 5-6 Гбит/с на один

канал при уровне ошибок  $10^{-12}$ - $10^{-15}$ , а также допустимым уровнем потерь в -2.5 дБ и потреблении мощности 87 мВт/канал.

11. При построении более сложных разветвленных оптических линий на подложке, можно использовать полимерные волноводы с зеркалом на основе полного внутреннего отражения, для которых определено оптимальное значение поперечного сечения в 60x100 мкм и область допустимого смещения элементов СКОС в диапазоне  $\pm 30$  мкм.
12. Экспериментальные исследования АМКРС ППОУ показывают хорошее согласование с теоретическими расчётами, приведенными в Разделе 4. Показано, что изменение усиления для сигналов пробы и накачки с одинаковыми длинами волн определяется конкуренцией процессов динамического изменения температуры носителей и ее влияния на оптическое усиление. В случае разных длин волн накачки и пробы насыщение достигает большей величины на коротких волнах (0.15 и 0.3 соответственно). В том же диапазоне имеет место более медленное восстановление усиления (30 пс и 41 пс, соответственно).

## 7. Общие выводы

1. Современные волоконно-оптические линии связи доминируют в высокоскоростных системах длиной более 100 метров. Однако для более коротких расстояний проводные соединения все еще являются основной технологией из-за ее простоты и дешевизны исполнения. В ближайшее время, скорость передачи информации по одному каналу достигнет 15 ГГц, при которых возможности проводных соединений уже не смогут удовлетворить современным требованиям увеличения скорости обработки данных из-за влияния паразитных емкостей и частотно зависимых потерь, таких как поверхностный эффект. Единственно приемлемым решением является использование оптических линий для соединения элементов электронных устройств обработки данных со скоростью передачи данных 15 Гбит/с.
2. Существующие оптоэлектронные приборы, в настоящее время, не удовлетворяют требованиям сверхкороткого оптического соединения (СКОС) ввиду таких как недостатков, как сложность интегрирования элементов на малой площади платы, пока еще высокого энергопотребления и существенного влияния температуры на изменение длины волны и величины порогового тока. Это определяет наличие проблемы создания активных и пассивных элементов СКОС с требуемым (быстродействием, шириной спектра, энергопотреблением) и адекватного теоретического описания физических процессов и наблюдаемых мощностных, модуляционных и спектральных характеристик данных систем.
3. Анализ элементов СКОС показал, что в качестве источника/приемника излучения лучше всего подходят полупроводниковые структуры с вертикальным излучением из-за их малых размеров и низкого энергопотребления. Однако ЭСТ и сопротивления прибора еще достаточно сильно влияют на их динамические свойства. Эффективное подавление этого феномена приведет к более равномерному распределению носителей в

активной области (основная часть носителей расположена над оксидным кольцом), что приведет к увеличению усиления и улучшению модуляционных свойств прибора.

4. С увеличением плотности интеграции полупроводниковых элементов и тактовой частоты микропроцессоров резко возрастают и требования к суммарной пропускной способности каналов обмена данными между микропроцессором следующего поколения и набором микросхем на системной плате компьютера. Следовательно, необходимы новые системы с полностью оптическими методами обработки потоков данных. В связи с этим, необходимо провести исследования возможности включения в данную систему полупроводникового оптического усилителя оригинальной конструкции в качестве элемента управления сверхкоротких оптических импульсов фемтосекундной длительности для обработки сверхмассивных баз данных
5. Технологии СКОС будут актуальны для производителей суперкомпьютеров, в которых в цену конечного оборудования заложены значительные средства на внедрение новых разработок, но которые, впоследствии, подтолкнут развитие более дешевых систем серверного оборудования, и, в конечном счете, персональных компьютеров.
6. Проведен анализ влияния геометрических параметров ВИЛВК на статические и модуляционные характеристики прибора. Оптимальное значение геометрических параметров лазера с вертикальным резонатором с оксидным окном и внутрирезонаторными контактами достигается за счет компромисса между высоким показателем усиления, обусловленный подавлением эффекта обтекания тока и сопротивлением прибора.
7. Расчет ватт-амперных характеристик приборов с различным значением диаметра выходного РБО показал увеличение наклона характеристики с увеличением диаметра, что связано с более эффективным подавлением эффекта обтекания тока. С другой стороны, увеличение диаметра приводит к увеличению сопротивления прибора, что уменьшает максимальную оптическую мощность лазера. Результаты расчетов показывают оптимальное

соотношение диаметра верхнего зеркала и диаметра оксидного окна на уровне 1.4-1.6, при которых ширина полосы модуляции максимальна.

8. Расчет статических характеристик с различным значением толщины градиентного слоя показал увеличение наклона ватт-амперной характеристики и уменьшение порогового тока с уменьшением ТГС. В то же время это приводит к увеличению сопротивления прибора. Кроме того, найдено оптимальное значение ТГС в области 40-60 Å, при которой наблюдается максимальная выходная мощность и ширина полосы модуляции.
9. Расчет характеристик приборов с различным значением толщины контактного слоя показал увеличение наклона ВАХ и уменьшение сопротивления прибора при увеличении ТКС. Анализ модуляционных х-к показал максимальное значение ширины полосы модуляции для лазера со значением ТКС  $5\lambda/4n$ , при этом фактор эффективности преобразования модуляции составил  $5.92 \text{ ГГц}/(\text{мА})^{0.5}$ .
10. Расчет характеристик приборов с разделенными КЯ показал существенное увеличение квантовой эффективности прибора при расположении слоёв в максимуме резонаторной волны. При этом максимальный наклон ВАХ наблюдался в приборе с 2x4 КЯ. Кроме того, для этой же структуры получен максимальный фактор эффективности преобразования тока в модуляционную полосу, который составил  $7.61 \text{ ГГц}/(\text{мА})^{0.5}$ , что в будущем позволит получать модуляционную полосу в 20 ГГц.
11. Анализ спектральной зависимости квантовой эффективности и ширины полосы спектра резонансного фотодиода показал, что оптимальное значение этих параметров можно получить при выборе 11 пар входного зеркала резонатора;
12. Проведённый анализ спектральной юстировки передатчика и приемника в системах с разными температурными режимами показал возможность перестройки частоты приемника за счет изменения толщины последнего слоя зеркала в промежутке шага периода в области 1-10 нм.
13. Показан технологический процесс контроля толщины слоя с использованием

- лазерного интерферометра, с точностью контроля до одного атомарного слоя.
14. Сравнительный анализ модуляционных характеристик стандартного и резонансного фотодиодов показал увеличение более чем в 5 раз максимального значения произведения КЭ и полосы модуляции при включении резонатора в структуру детектора.
  15. Впервые с точки зрения комплексного анализа и, в конечном счете, проектирования ПОУ на основе многослойных асимметричных квантово-размерных структур рассмотрена проблема создания единой модели, которая бы адекватно отражала реальные характеристики этих приборов. В случае исследования электронных свойств АМКРС сформулирована самосогласованная микроскопическая модель.
  16. Разработана новая интегральная модель усиления в сложных КРС, с помощью которой проведены исследования нескольких сложных КРС.
  17. Сформулирована комплексная модель лазерной системы обработки сверхкоротких импульсов, учитывающая сверхбыстрые транспортные процессы, сверхбыструю динамику температуры носителей в каждой КЯ и динамику распространения УКИ в активном волноводе, включая внутризонные эффекты, такие как разогрев носителей и поглощение свободными носителями, при различных параметрах материалов и различных длинах волн входной мощности. Показано, что носители заряда в АМКРС распределены неравномерно, причём закон распределения для электронов и дырок неодинаков, что приводит к неравномерности распределения суммарного заряда; неравномерность распределения заряда приводит к искажению потенциального профиля гетероструктуры. Показано, что, изменяя геометрические параметры и химический состав АМКРС, можно в широких пределах управлять рабочими характеристиками приборов на основе АМКРС.
  18. Показано, что АМКРС ПОУ обладают наибольшей полосой усиления, позволяя усиливать УКИ длительностью менее 20 фс. Исследование характеристик насыщения показали, что симметричные КРС ПОУ на основе 2 КЯ обладают наибольшей мощностью насыщения за счет меньшего

дифференциального усиления. Сравнение структур с одинаковым количеством КЯ показало, что мощность насыщения в АМКРС ПОУ выше чем в обычных КРС ПОУ. Показано, что для сигналов с большими длинами волн мощность насыщения больше за счет компенсации носителей, рекомбинирующих в длинноволновых КЯ, носителями из коротковолновых КЯ.

19. Сформулирована комплексная модель лазерной системы обработки сверхкоротких импульсов, учитывающая сверхбыстрые транспортные процессы, сверхбыструю динамику температуры носителей в каждой КЯ и динамику распространения УКИ в активном волноводе, включая внутризонные эффекты, такие как разогрев носителей и поглощение свободными носителями, при различных параметрах материалов и различных длинах волн входной мощности. Найдено, что изменение концентрации носителей в каждой КЯ сильно зависит от длины волны падающего оптического импульса и транспортные эффекты играют важную роль в восстановлении усиления после сверхбыстрого оптического возмущения.
20. Показано, что населенность длинноволновых КЯ может компенсироваться за счет носителей в коротковолновых КЯ. Исследование динамики температуры носителей показало, что пик увеличения температуры носителей имеет большую величину для больших длин волн. Однако, в случае одинаковых импульсов накачки, пик увеличения температуры носителей больше для коротковолновых КЯ за счет более интенсивных процессов поглощения на свободных носителях.
21. Пошагово рассмотрены методы изготовления сложной структуры ВИЛВК, а также способы контроля геометрических параметров прибора, поскольку, как было рассмотрено в разделе 2, они имеют сильное влияние на рабочие характеристики лазера.
22. Измерены мощностные и динамические х-ки ВИЛВК для различных значений диаметра оксидного окна (14 мкм и 6 мкм), которые показали, что дифференциальная квантовая эффективность (55% и 48 %) наклон ватт-амперной х-ки (0.7 Вт/А и 0.58 Вт/А), максимальная выходная мощность (9 Вт

и 7 Вт) и пороговый ток (2 и 1 мА) выше для лазера с большим диаметром окна. В то время как пороговое напряжение (1.8 В и 2.4 В), сопротивление прибора при токе накачки в 6 мА (120 Ом и 189 Ом), смещение пика спектральной х-ки (0.15 нм/мА и 0.35 нм/мА) и ширина полосы модуляции (3. ГГц и 6.5 ГГц при токе накачки 6 мА) ниже. Что говорит о том, что при выборе более медленных, но мощных лазеров необходимо использовать приборы с большим диаметром оксидного окна, тогда как для более быстрых, но маломощных систем можно использовать структуры с малым объемом активной области.

23. Рассмотрены методы изготовления РФД с входным зеркалом, состоящим из 5 пар слоёв GaAs/AlGaAs и InGaAs активной области настроенной на длину волны 980 нм и представлены схемы измерения основных характеристик фотодиода.
24. Измеренный темновой ток прибора диаметром 80 мкм 30.3 пА при рабочем напряжении -3.3 В, что намного меньше значений коммерческих р-і-п ФД из-за более тонкого поглощающего слоя. Кроме того, показано, что темновой ток прямо пропорционально зависит от объема активной области.
25. Измеренная ёмкость РФД зависит также от диаметра поглощающего слоя и колеблется в областях значений 4.5 -12 пФ, что выше, чем у коммерческих ФД из-за более короткой длины переноса носителей в структуре.
26. Спектр отклика может быть немного улучшен за счет применения асимметричной формы контактов. В этом случае электрическое поле в центре поглощающего слоя имеет более равномерное распределение из-за диагонального перераспределения носителей, а также подавления эффекта обтекания тока.
27. СКОС с 5 см волоконно-оптическим каналом и СБ искривленным на 90° показал хорошую работоспособность на скоростях 5-6 Гбит/с на один канал при уровне ошибок  $10^{-12}$ - $10^{-15}$ , а также допустимым уровнем потерь в -2.5 дБ и потреблении мощности 87 мВт/канал.
28. При построении более сложных разветвленных оптических линий на подложке, можно использовать полимерные волноводы с зеркалом на основе

полного внутреннего отражения, для которых определено оптимальное значение поперечного сечения в 60x100 мкм и область допустимого смещения элементов СКОС в диапазоне  $\pm 30$  мкм.

29. Экспериментальные исследования АМКРС ППОУ показывают хорошее согласование с теоретическими расчётами, приведенными в Разделе 5. Показано, что изменение усиления для сигналов пробы и накачки с одинаковыми длинами волн определяется конкуренцией процессов динамического изменения температуры носителей и ее влияния на оптическое усиление. В случае разных длин волн накачки и пробы насыщение достигает большей величины на коротких волнах (0.15 и 0.3 соответственно). В том же диапазоне имеет место более медленное восстановление усиления (30 пс и 41 пс, соответственно).

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. IEEE Std. 1394 2008. IEEE Standard for a High Performance Serial Bus. 2008 10 21. 10.1109/IEEESTD.2008.4659233. Ca:Scotts valley, 2008. 42 p.
2. Bautista J. The potential benefits of photonics in the computing platform // Proc. SPIE. 2005. V. 5729.P. 1 8.
3. The Fastest Connection To Your PC Experience / I/O Technology and Accelerators from Intel. режимдоступа : www/URL :  
<http://www.intel.com/technology/io/thunderbolt/index.htm/> 10.12.2010.  
Заглавиесэкрана.
4. Mohammed E., Alduino A., Thomas T., Braunisch H., Heck J., Liu A., Young I., Barnett B., Vandentop G., Mooney R. Optical Interconnect System Integration for Ultra Short Reach Applications// Intel Technology Journal. 2004. №. 8. P. 115.
5. Alferov Zh. I. Nobel lectures: Double heterostructure concept and application in physics, electronics and technology// Rev. Mod. Phys. 2001.V.73. P. 767.
6. Kroemer H. Nobel lectures: Quasielectricfieldsandbandoffsets: teachingelectronsnewtricks// Rev. Mod. Phys. 2001.V.73. P 783.
7. Тавгер Б. А., Демиховский В. Я. Квантовые размерные эффекты в полупроводниковых и полуметаллических пленках // Успехи физ. Наук. 1968. Т.96. С. 61.
8. Пономарев Л. И. Под знаком кванта // М.: Физматлит, 1989. 416 с.
9. Силин А. П. Полупроводниковые сверхрешетки // Успехи физ. наук 1985. Т. 147. С. 485.
10. Розеншер Э. , Винтер Б. Оптоэлектроника // М : Техносфера, 2004. 588 с.
11. Лебедев А. И. Физика полупроводниковых приборов // М: Физматлит, 2008. 488 с.
12. Nag B.R. Physics of Quantum Well Devices // New York : Kluwer academic pub., 2000. 312 p.
13. Zory P. S. Quantum well lasers // Boston. : Academic press Inc, 1993. 453 p.
14. Физикаполупроводниковыхлазеров / Подред. Х. Такумы. М.: Мир, 1989.

310 с.

15. Ridley B. K. *Electrons and Phonons in Semiconductor Multilayers* // Cambridge: Cambridge press, 1996. 330 p.
16. Barnham K., Vvedensky D. *Low Dimensional Semiconductor Structures. Fundamentals and Device Applications* // London: Imperial College of Science Pub., 2001. 393 p.
17. Borkovskaya L. V., Dzhumaev B. R., Khomenkova L. Yu., Korsunskaya N. E., Markevich I. V., Sheinkman M. K. About the nature of diffusion anisotropy in CdS crystals // *Semiconductor Physics // Quantum Electronics & Optoelectronics*. 2000. V. 3, №. 3. P. 282.
18. Demidenko A. A., Kochelap V. A. Generation of coherent confined acoustic phonons by drifting electrons in quantum wire // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. 2000. V. 3, №. 4. P. 432.
19. Korsunskaya N. E. , Markevich I. V., Dzhumaev B. R., Borkovskaya L. V., Sheinkman M. K. Electron enhanced reactions responsible for photoluminescence spectrum change in II VI compounds // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. 1999. V. 2, №.1. P. 42.
20. *ISA&EISA theory and operation/* Ed. By E. Solary. Poway: Annabooks, 1992. 496p.
21. *PCI power management/* Ed. by G. Willse, E. Solary and J. Ewertz. Poway: Annabooks. 2001. 192p.
22. Berry S. *Advanced bus and interface market and trends*. New York: Electronic trend publication Inc. 2003. 211 p.
23. Anderson D., Burduk R., Shanley T. *PCI Express system architecture//*. Boston: Addison Wesley, 2003. 1056p.
24. Матвеев А. Н. *Электричество и магнетизм* // М.: Высшая школа, 1983. 463 с.
25. Власов А. А.. *Макроскопическая электродинамика*. 2-е изд. // М.: Наука, 2005. 228 с.
26. William H. H. *Engineering Electromagnetics. Seventh Edition* // New York: McGraw Hill, 2006. 794p.

27. Johnson H., Graham M. High Speed Digital Design: A Handbook of Black Magic // New York:Prentis Hall, 1993. 151p.
28. Huang D., Sze T., Landin A., Lytel R., Davidson H. L. Optical interconnects: out of the box ever? // IEEE JSTQE. 2003. V. 9. N. 2. P. 614.
29. Bacchetta P., Daldoss L., Sciuto D., SilvanoC. Low Power State Assignment Techniques for Finite State Machines// ISCAS2000. 2000. V. 5. P. 641.
30. Leonberger F. J., Kung S. Y., Athale R. A. Optical interconnection for VLSI systems// Proc. IEEE. 1984. V. 72. N. 7. P. 850.
31. Танненбаум Э. Компьютерные сети. (3 е издание) //С. Пб: Питер, 2002.848с.
32. Wilmsen C.W., Temkin H., Coldren L.A. Vertical cavity surface emitting lasers // Cambridge: Univ. Press, 1999.453 p.
33. Melngailis I. Longitudinal injection plasma laser of InSb// Appl. Phys. Lett.1965. V. 6. N. 2. P. 59 60.
34. Soda H., Iga K., Kitahara C., SuematsuY. GaInAsP/InP surface emitting injection lasers// Japan. J. Appl. Phys. 1979. V. 18. N. 12. P. 2329.
35. Okuda H., Soda H., Moriki K., Motegi Y., IgaK. GaInAsP/InP surface emitting injection laser with buried heterostructures// Japan. J. Appl. Phys. 1981. V. 20. N. 8. P. L563.
36. Soda H., Motegi Y., Iga K. GaInAsP/InP surface emitting injection lasers with short cavity length// IEEE J. Quantum Electron. 1983. V. 19. N. 6. P. 1035.
37. Uchiyama S.,Iga K. Consideration on threshold current density of GaInAsP/InP surface emitting junction lasers// IEEE J. Quantum Electron. 1986. V. 22. N. 2. P. 302.
38. Kinoshita S.,Iga K. Circular buried heterostructure (CBH) GaAlAs/GaAs surface emitting lasers// IEEE J. Quantum Electron. 1987. V. 23. N. 6. P. 882.
39. Iga K., Koyama F., Kinoshita S. Surface emitting semiconductor lasers// IEEE J. Quantum Electron. 1988. V. 24. P. 1845.
40. Thornton R. L., Burnham R. D., Streifer W. High reflectivity GaAs AlGaAs mirrors fabricated by MOCVD// Applied Physics Letters. 1984. V. 45. P.1028.
41. Zhou H., Diagne M., Makarona E., Nurmikko A.V., Han J., Waldrip K.E., Figiel

- J.J. Near ultraviolet optically pumped vertical cavity laser// Electronics Letters. 2000. V. 36. №. 21. P. 1777.
42. Zhao F., Wu H., Jayasinghe L., ShiZ. Above room temperature optically pumped 4.12  $\mu\text{m}$  mid infrared vertical cavity surface emitting lasers// Applied Physics Letters. 2002. V. 80. № 7. P. 1129.
  43. Baba T., Yogo Y., Suzuki K., Koyama F., Iga K. Near room temperature continuous wave lasing characteristics of GaInAsP/InP surface emitting laser// Electronics Letters. 1993. V. 29. № 5. P. 913.
  44. Dudley J. J., Babić D. I., Mirin R., Yang L., Miller B. I., Ram R. J., Reynolds T., Hu E. L., Bowers J. E. Low threshold, wafer fused long wavelength vertical cavity lasers// Applied Physics Letters. 1994. V. 64. №. 12. P. 1463.
  45. Jewell J. L., Scherer A., McCall S.L., Lee Y.H., Walker S., Harbison J. P., Florez L. T. Low threshold electrically pumped vertical cavity surface emitting microlasers // Electron. Lett. 1989. V. 25. N. 17. P. 1123.
  46. Lear K. L. Vertical cavity surface emitting lasers with 21% efficiency by metalorganic vapor phase epitaxy // IEEE Photon. Technol. Lett. 1994. V. 6. P. 1053.
  47. Yang G. M. Ultralow threshold current vertical cavity surface emitting lasers obtained with selective oxidation// Electron. Lett. 1995. V. 31. P. 886.
  48. Lear K. E., Choquette K. D., Schneider P. R. Selective oxidized cavity surface emitting lasers with 50% power conversion efficiency// Electronics Letters. 1995. V. 31. №. 3. P. 208.
  49. Katz J., Margalit S., Harder C., Wilt D., Yariv A. The intrinsic electrical equivalent circuit of a laser diode //IEEE J. Quantum Electron. 1981. V.17. N. 1. P. 4.
  50. Scott J.W., Thibeault B.J., Young D.B., Coldren L.A., Peters F.H. High Efficiency submilliamp Vertical Cavity Lasers with Intracavity contacts // IEEE Photon. Technol. Lett. 1994. V. 6. N. 6. P. 678 680.
  51. Krishnamoorthy A.V., Chirovsky L.M.F., Hobson W.S., Lopata J., Shah J., Rozier R., Cunningham J.E., d'Asaro L.D. Small Signal Characteristics of Bottom Emitting Intracavity Contacted VCSEL's // IEEE Photon. Technol. Lett. 2000. V.

12. N. 6. P. 609.
52. Фотоприемники видимого и ИК диапазона / Под ред. Р.Дж. Киеса: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1985. 328 с.
53. Соболева Н.А., Меламид А.Е. Фотоэлектронные приборы . М.: Высшая школа, 1974. 376 с.
54. Справочник по волоконно оптическим линиям связи / Под ред. С.В. Свечникова и Л.М. АндрушкоК.: Техника, 1988. 239 с.
55. Unlu S. M., Strite S. M. Resonant Cavity enhanced photonic devices// J. Appl. Phys. 1995. V. 78. No. 2. P. 230 234.
56. Chung I. S., Lee Y. T. A method to tune the cavity mode wavelength of resonant cavity enhanced photodetector for bidirectional optical interconnects// IEEE Photon. Technol. Lett. 2006. V. 18. P. 46.
57. Durhuus T. All optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers// IEEE Journal of Lightwave Technology. 1996. V. 14. N. 6. P. 942.
58. Kuroda K., Takakura H. The future progress of the optical sampling measurement // IEICE technical report. 2000. V. 32. P. 1.
59. Krithivasan R., Lu Y., Cressler J.D., Sung R. J., Khater M.H., Ahlgren D., Freeman G. Half TeraHertz Operation of SiGe HBTs // IEEE Electron Device Letters. 2006. V. 27. P. 567.
60. Stubkjaer K. E. Semiconductor Optical Amplifier Based All Optical Gates for High Speed Optical Processing// IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr. 2000. V. 6. N. 6. P. 1428.
61. Wong C. S., Tsang H. K. Polarization Independent Time Division Demultiplexing Using Orthogonal Pumps Four Wave Mixing// IEEE Photon. Technol. Lett. 2003. V. 15. N. 1. P. 129.
62. Mori T., Yamayoshi Y., Kawaguchi H. All optical time division and wavelength division demultiplexing of 160 Gbit/s OTDM signal by FWM in SOA// Proc. IEEE/LEOS Annual Meeting. 2003. V. 1. N. 9. P. 358.
63. Xia F., Wei J., Menon V., Forrest S. R. Monolithic integration of a semiconductor optical amplifier and a high bandwidth p i n photodiode using asymmetric twin

- waveguide technology// IEEE Photon. Technol. Lett. 2001 V. 15. N. 3. P. 452 454.
64. Nielsen T. N., Storkfelt N., Gliese U., Mikkelsen B., Durhuus T., Stubkjaer K. E., Fernier B., Leblond F., Accard A. Cancellation of inherent AM in semiconductor optical amplifier phase modulators// Electronic Letters. 1992. V. 28. N. 3. P. 235.
  65. Mukai T., Inoue K., Saitoh T. Signal Gain Saturation in a Two Channel Common Amplification Using a 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP Travelling Wave Laser Amplification// Electron. Lett. 1987. V. 23. N. 8. P. 396.
  66. Eisenstein G., Jopson R. M. Measurements of the gain spectrum of near traveling wave and Fabry Perot semiconductor optical amplifiers at 1.5  $\mu\text{m}$ // Int. J. Electron. 1986. V. 60. N. 1. P. 113.
  67. Clarke R. H. Theoretical performance of an antireflection coating for a diode laser amplifier // Int. J. Electron. 1983. V. 53. N. 11. P. 495.
  68. Prengel F., Schöll E. Delayed intersubband relaxation in quantum wires due to quantum kinetic Coulomb scattering// Phys. Rev. B. 1999. V. 59. P. 5806.
  69. Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N. N. Quantum Dot Heterostructures /. New York: Wiley, 1998. 338 p.
  70. Thijs P.J.A., Tiemeijer L.F., Binsma J.J.M., Van Dongen T. Progress in long wavelength strained layer InGaAs(P) quantum well semiconductor lasers and amplifiers// IEEE J. Quantum Electron. 1994. V. 30. N. 4. P. 477.
  71. Ikeda S., Shimizu A. Theoretical analysis of dynamic response of asymmetric dual quantum well lasers// Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. P. 1016.
  72. Zhu X., Davies M. 1.4  $\mu\text{m}$  InGaAsP InP strained multiple quantum well laser for broad wavelength tunability // IEEE Photon. Technol. Lett. 1997. V. 9. P. 1202.
  73. Occhi L., Ito Y., Kawaguchi H., Schares L., Eckner J., Guekos G. Intraband gain dynamics in bulk semiconductor optical amplifiers: measurements and simulations // IEEE J. Quantum Electron. 2002. V. 38. N. 1. P. 54.
  74. Mecozzi A., Mørk J. Theory of heterodyne pump probe experiments with femtosecond pulses // J. Opt. Soc. Amer. B. 1996. V. 13. P. 2437.
  75. Hall K. L., Thoen E. R., Ippen E. P. Nonlinear Optics in Semiconductors II, Semiconductors and Semimetals /. New York: Academic, 1999. 334 p.

76. Георгиевский А. М. Исследование транспорта носителей в системе нелигированных квантовых ям при импульсном возбуждении// Физика и техника полупроводников. 1997. Т. 31, № 4. С. 444-450.
77. Reale A. Study of gain compression mechanisms in multiple quantum well InGaAs semiconductor optical amplifiers// IEEE J. Quantum Electron. 1999. V. 35. N. 11. P. 1697.
78. Hall K. L. Subpicosecond gain and index nonlinearities in InGaAsP diode lasers// Opt. Commun. 1994. V. 111. P.589.
79. Mark J., Mørk J. Subpicosecond gain dynamics in InGaAsP optical amplifiers: experiment and theory// Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. N. 19. P.2281.
80. Li H. E., Iga K. Vertical cavity surface emitting laser devices /Heidelberg: Springer series in photonics, 2003. 385 p.
81. Stratton, R. Diffusion of hot and cold electrons in semiconductor barriers // Phys. Rev. 1982. V. 126. P. 65.
82. Sukhoivanov I. A. Influence of gain saturation and carrier dynamic models on the modulation response of quantum well lasers// Optical & Quantum Electron. 1999. V. 31. P. 997.
83. Тсанг У. Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры / Пер. с англ. под ред. Н. И. Гормакова. М.: Радио и связь, 1990. 320 с.
84. Wachutka G. R. Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling// IEEE Trans. Computer Aided Design. 1999. V. 9. P. 1141.
85. Osinski M., Nakwaski W. Effective thermal conductivity analysis of 1.55  $\mu\text{m}$  InGaAsP/InP vertical cavity top surface emitting microlasers// Electronics Letters. 1993. V. 29. P. 1015.
86. Nakwaski W. Thermal conductivity of binary, ternary, and quaternary III V compounds// Journal Applied Physics. 1988. V. 64. P. 159.
87. Dang G. High speed modulation of 850 nm intracavity contacted shallow implant apertured vertical cavity surface emitting lasers // IEEE Photon. Technol. Lett. 2001. V. 13. P. 924.

88. Krishnamoorthy A. V. Small Signal Characteristics of Bottom Emitting Intracavity Contacted VCSEL's // IEEE Photon. Technol. Lett. 2000. V. 12, No. 6. P. 609.
89. Jewell J. L. Low threshold electrically pumped vertical cavity surface emitting microlasers // Electron. Lett. 1989. V. 25. P. 1123.
90. Yang G. M. Ultralow threshold current vertical cavity surface emitting lasers obtained with selective oxidation// Electron. Lett. 1995. V. 31. P. 886.
91. PICS3D, User's manual and reference manual, version 2002.2 . Ca: Crosslight Inc., 2002. 314 p.
92. Gloge, D. Weakly guiding fibers// Applied Optics. 1971. V. 10. P. 2252.
93. Scott, J. W. Modeling temperature effects and spatial hole burning to optimize vertical cavity surface emitting laser performance // IEEE J. Quant. Electron. 1993. V. 29. P. 1295.
94. Sze, S. M. Physics of semiconductor devices, 2nd edition / S. M. Sze. New York: Wiley, 1981. 279p.
95. Osinski M., Nakwaski W. Effective thermal conductivity analysis of 1.55 mm InGAAsP/InP vertical cavity top surface emitting microlasers // Electronics Letters. 1993. V. 29. P. 1015.
96. Nakwaski W. Thermal conductivity of binary, ternary, and quaternary III V compounds // Journal Applied Physics. 1988. V. 64. P. 159.
97. Wachutka G. R. Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling // IEEE Trans. Computer Aided Design. 2003. V. 9. P. 1141.
98. Piprek, J. Semiconductor optoelectronics devices. Introduction to physics and simulation / Amsterdam: Academic Press, 2003. 279p.
99. MacDougall M.H., Geske J., Kun L. C., Bond A.E., Dapkus P.D. Low resistance intracavity contacted oxide aperture VCSEL's// IEEE Photon. Technol. Lett. 1998. V. 10. P. 9.
100. Schubert E. F., Kim J. K. Solid-state light sources getting smart // Science 2005. V. 308. N. 5726. P. 1274.
101. Chhajed S., Lee W., et al. Strong light extraction enhancement in GaInN light

- emitting diodes by using self-organized nanoscale patterning of p-type GaN // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V.98. N.7. P. 071102.
102. Kang J. H., Ryu J. H., et. al. Comparison of various surface textured layer in InGaN LEDs for high light extraction efficiency // *Opt. Express* 2011. V. 19. N. 4. P. 3637.
  103. Gao H., Yan F., et al. Improvement of the performance of GaN-based LEDs grown on sapphire substrates patterned by wet and ICP etching // *Solid-State Electron.* 2008. V.52. N.6. P. 962–967.
  104. Cho H. K., Jang J., et al. Light extraction enhancement from nano-imprinted photonic crystal GaN-based blue light-emitting diodes // *Opt. Express.* 2006. V. 14 N. 19, P.8654.
  105. Lai W.-C., Yang Y.-Y., et al. GaN-based light emitting diodes with embedded SiO<sub>2</sub> pillars air gap array structures // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. N. 8, P.081103.
  106. Huang C.-Y., Ku H.-M., Liao C.-Z., Chao S.MQWs InGaN/GaN LED with embedded micro-mirror array in the epitaxial-lateral-overgrowth gallium nitride for light extraction enhancement // *Opt. Express.* 2010. V.18. N.10, P. 10674.
  107. Ferdous M. S., Wang X., et al. Effect of threading defects on InGaN/GaN multiple quantum well light emitting diodes// *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 91. N. 23, P.231107.
  108. Park Y. J., Kim H. Y., et at. Effect of embedded silica nanospheres on improving the performance of InGaN/GaN light-emitting diodes // *Opt. Express* 2011. V. 19. N.3, P.2029.
  109. Nunomura S., Minowa A., et al. Mie scattering enhanced near-infrared light response of thinfilm silicon solar cells // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. N.6, P.063507
  110. Unlu M. S. Resonant cavity enhance GaAs/AlGaAs heterojunction phototransistor with intermediate InGaAs region in the collector // *Appl. Phys. Lett.* 1990. V. 57. P. 750.
  111. Thrush E. Integrated semiconductor vertical cavity surface emitting lasers and PIN photodetectors for bio medical fluorescence sensing // *IEEE J. Quantum Electronics.* 2004. V. 40. P. 491.
  112. Sjolund O., Louderback D.A., Hegblom E. R., Ko J., Coldren L. A. Technique for integration of vertical cavity lasers and resonant photodetectors// *Appl. Phys. Lett.*

1998. V. 73. P. 1.
113. Chin A., Chang T. Y. Enhancement of quantum efficiency in thin photodiodes through absorptive resonance // J. Lightwave Technol. 1991. V.9. P. 321.
  114. Ghatak A.K., Thyagarayan K., Sheroy M.R. A Novel Numerical Technique for Solving the One Dimensional Schroedinger Equation Using Matrix Approach Application to Quantum Well Structures // IEEE journal of Quantum Electronics. 1988. V. 24. P. 8.
  115. Ghatak A.K., Thyagarayan K., Sheroy M.R. Numerical analysis of planar optical waveguides using matrix approach // J. Light wave Technol. 1987. V. 5. P. 660.
  116. Kolbas R.M., Holonyak N. Man made quantum wells: A new perspective on the finite square well problem // Amer. J. Phys. 1984. V. 52. P. 431.
  117. Chung I. S., Lee Y. T. A method to tune the cavity mode wavelength of resonant cavity enhanced photodetectors for bi directional optical interconnects // IEEE Photon. Technol. Lett. 2006. V. 18. P. 46-48.
  118. Chang K. S. MBE growth of InGaAs/GaAs/AlGaAs VCSEL using in situ optical reflectometry for pre growth calibration // ISPSA. 2002. V. 82. P. 200.
  119. Chung I. S., Lee Y. T., Park H. Y., Kim J. E. Improvement of fabrication method of resonant cavity enhanced photodetector for bi directional optical interconnects // Physics of Semiconductors. 2004. V. 42. P. 1559.
  120. Chung I. S., Choi J. K., Lee Y. T. Intra cavity contacted resonant cavity photodetectors for high speed bi directional optical interconnects // Asia Pacific Optical Communications. 2006. V. 6352. P. 52-62.
  121. Коронкевич, В.П. Современные лазерные интерферометры / В.П. Коронкевич, В.А. Ханов. Новосибирск: Наука, 1985. 181с.
  122. Шалимова, К.В. Физика Полупроводников / К.В. Шалимова. М: Энергоатомиздат, 1985. 392с.
  123. Jervase J. A., Zebda Y. Characteristic Analysis of Resonant Cavity Enhanced (RCE) Photodetectors // IEEE Journal of Qntum Electronics. 1998. V. 34. N. 7. P. 204.
  124. Furukawa H., Takakura H., Kuroda K. A novel optical device with wide bandwidth

- wavelength conversion and optical sampling experiment at 200 Gbit/s //IEEE Trans. Instrum. Meas. 2001. V. 50. N. 3. P. 801.
125. Yablonovitch E., Kane E. O. Band structure engineering of semiconductor lasers for optical communication //J. Lightwave Technol. 1988. V. 6. N. 8. P. 1292.
  126. Ogasawara N., Ito R. Longitudinal mode competition and asymmetric gain saturation in semiconductor injection lasers. II. Theory// Japan. Journal of Applied Physics. 1988. V. 27. №. 4. P. 618.
  127. Nagarajan R., Ishikawa M., Fukushima T., Geels R. S. High speed quantum well lasers and carrier transport effects// IEEE J. Quantum Electron. 1992. V. 28. P. 1990.
  128. Nagarajan R. Transport limits in high speed quantum well lasers: experiment and theory// IEEE Photon. Technol. Lett. 1992. V. 4. N. 2. P. 121.
  129. Aarts I. M. P., Sargent E. H. Above threshold leakage in semiconductor lasers: an analytical physical model// IEEE J. Quantum Electron. 2000. V. 36. P. 469.
  130. Dragoman D. Tunneling time asymmetry in semiconductor heterostructures// IEEE J. Quantum Electron. 1999. V. 35. P. 1887.
  131. Bimberg D., Mycielsky J. The recombination induced temperature change of nonequilibrium charge carriers// J. Phys. C. 1986. V. 19. P. 2363.
  132. Haga E., Kimura H. Free carrier induced infrared absorption in III V semiconductors. Inter conduction band transition// J. Phys. Soc. Japan. 1964. V. 19. No. 9. P. 1596.
  133. Knox W. H. Femtosecond carrier thermalization in dense Fermi seas// Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. N. 11. P. 1290.
  134. Gomatam B. N., DeFonzo A.P. Theory of hot carrier effects on nonlinear gain in GaAs GaAlAs lasers and amplifiers / // IEEE J. Quantum Electron. 1990. V. 26, No. 10. P. 1689.
  135. Chuang, S. L. Physics of optoelectronic devices / S. L. Chuang. New York :Wiley&Sons, Inc., 1995. 780 p.
  136. Agrawal, G. P. Semiconductor lasers: Second Edition / G. P. Agrawal. N. K. Dutta. New York: Kluwer Academic Publishers, 1993. 579 p.

137. Sukhoivanov, I. A. Nonlinear gain model and its application for numerical investigation of semiconductor lasers// Microwave & Optical Technol. Lett. 1999. V. 21. No. 6. P. 474.
138. Kononenko V. K., Zakharova I. S. Laser parameters of quantum well heterostructures// Preprint ICTP, Trieste. 1991. V. 63. P. 26.
139. Seki S., Yokoyama K. Electrostatic deformation in band profiles of InP based strained layer quantum well lasers// J. Appl. Phys. 1995. V. 77. P.5180.
140. Монтасер, А. Масс спектрометрия с индуктивно связанной плазмой / А. Монтасер. WileyVCH: Нью Йорк, 1998. 430 с.
141. Choquette K. D., Geib K. M., Chui H. C., Hammons B. E., Hou H. Q., Drummond T. J., Hull R. Selective oxidation of buried AlGaAs versus AlAs layers / // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69, No. 10. P. 1385 1387.
142. Блохин, С.А Исследование механических напряжений в селективно оксидированных структурах// Физика и техника полупроводников. 2005. Т. 39, В. 7. С. 782.
143. С.А. Блохин, Н.А. Малеев и др. Вертикально-излучающие лазеры на основе массивов субмонослойных квантовых точек InGaAs // Физика и техника полупроводников. 2006. Т. 40. В. 5, С.633.
144. Блохин С.А., Кузьменков А.Г. и др. Прецизионная калибровка толщин и состава слоев эпитаксиальных гетероструктур AlGaAs с вертикальным оптическим микрорезонатором // Письма в журнал технической физики. 2014. В 24, С. 22.
145. Малеев Н.А., Блохин С.А. и др. Исследование быстродействующих полупроводниковых вертикально-излучающих лазеров на основе AlInGaAs наногетероструктур с большой спектральной расстройкой усиления // Физика и техника полупроводников. 2015. В. 1, С. 89.
146. Бобров М.А., Блохин С.А. и др. Влияние времени жизни фотонов в оптическом микрорезонаторе на характеристики вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм с легированными распределенными брэгговскими отражателями и оксидной токовой апертурой // Физика и техника

- полупроводников. 2014. В. 12, С. 1697
147. Блохин С.А.<sup>1,2</sup>, Карачинский Л.Я. и др. Надежные вертикально-излучающие лазеры спектрального диапазона 850 нм для оптической передачи данных на скорости 25 Гбит/с // Физика и техника полупроводников. 2014. В. 1, С. 81
  148. Блохин С.А., Бобров М.А. и др. Влияние оптических потерь на динамические характеристики линейных матричных излучателей на основе вертикально-излучающих лазеров ближнего инфракрасного диапазона // Физика и техника полупроводников. 2013. В. 6, С. 833
  149. Малеев Н.А., Кузьменков А.Г. и др. Пространственно-одномодовые полупроводниковые вертикально излучающие лазеры с неплоским верхним распределенным брэгговским отражателем // Физика и техника полупроводников. 2013. В.7, С.» Статья стр. 985
  150. Надточий А.М., Блохин С.А. и др. Способ уменьшения паразитной емкости вертикально-излучающего лазера с селективно-окисленной апертурой // Письма в журнал технической физики. 2012. В. 3, С. » Статья стр. 10
  151. Choquette K. D. Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys// IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. 1997. V. 3. P. 916 926.
  152. Creusen M. Sealing Method of Dry Etched AlAs/GaAs Top Mirrors in Vertical Cavity Surface Emitting Lasers// Electrochem. Sol. St. Lett. 1999. V. 2. No. 2. P. 83.
  153. Jia H.Q. The study of thermal stability during wet oxidation of AlAs// J. Cryst. Growth. 2001. V. 223. No. 4. P. 484.
  154. Фоминский Л.П., Казанский И.В. Наплавка порошковых покрытий пучком релятивистских электронов //Сварочное производство. 1985. №5. С.13.
  155. Фоминский Л.П., Шишханов Т.С. Особенности оплавления поверхностей и покрытий пучком электронов // Сварочное производство. 1984 №4. С.25.
  156. Чечик Н. О. Фотоэлементы и их применение . М: Госэнергоиздат, 1955 . 114 с.
  157. Gokkavas M., Dosunmu O., UnluM. S. High Speed High Efficiency Large Area Resonant Cavity Enhanced p-i-n Photodiodes for Multimode Fiber Communications / // IEEE Photonics Technology Letters. 2001. V. 13. P. 1349.

158. Aglient HP 4284A Precision LCR Meter. Operation Manual
159. Hiramatsu S., Kinoshita M. Three dimensional waveguide arrays for coupling between fiber optic connectors and surface mounted optoelectronic devices // J. of Lightwave Techn. 2005. V. 23. No. 9. P. 2733.
160. Hikita, M. Hikita M., Yoshimura R., Usui M., Tomaru S., Imamura S. Polymeric optical waveguides for optical interconnections// Thin Solid Films. 1998. V. 331. No. 1. P. 303.
161. Wang L. 45° polymer based total internal reflection coupling mirrors for fully embedded intraboard guided wave optical interconnects // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. No. 14. P. 141110.
162. Choi, C. Flexible optical waveguide film fabrications and optoelectronic devices integration for fully embedded board level optical interconnects // J. Lightwave Technol. 2004. V. 22. No. 9. P. 2168.
163. Wang F., Liu F., Adibi A. 45 Degree Polymer Micromirror Integration for Board Level Three Dimensional Optical Interconnects // Opt. Express. 2009. V. 17. N. 13. P. 10514.
164. Lee W. J., Hwang S. H., Lim J. W., Rho B. S. Polymeric Waveguide Film With Embedded Mirror for Multilayer Optical Circuits // IEEE Photon. Technol. Lett. 2009. V. 21. No. 1. P. 12.
165. Van Erps J., Hendrickx N., Debaes C., Van Daele P., Thienpont H. Discrete Out of Plane Coupling Components for Printed Circuit Board Level Optical Interconnections // IEEE Photon. Technol. Lett. 2007. V. 19. N. 21. P. 1753.
166. Dou X., Wang X., et al. Highly flexible polymeric optical waveguide for out-of-plane optical interconnects // Opt. Exp. 2010. V. 18. N. 15. P. 16227.
167. Wang X., Jiang W., et al. Fully embedded board-level optical interconnects from waveguide fabrication to devices integration // J. Lightw. Technol. 2008. V. 26, N. 2. P. 243.
168. Lee W., Hwang S. H., et al. Polymeric waveguide film with embedded mirror for multilayer optical circuits,” IEEE Photon. Technol. Lett. 2009. V. 21. N. 1. P. 12.
169. Lee W., Hwang S. H., et al. Multilayered 3-D optical circuit with mirror embedded

- waveguide film // IEEE Photon. Technol. Lett. 2012. V. 24. N. 14. P. 1179.
170. X. Lin, A. Hosseini, et al. Low-cost board-to-board optical interconnects using molded polymer waveguide with 45 degree mirrors and inkjet-printed micro-lenses as proximity vertical coupler // Opt. Exp. 2013. V. 21. N. 1. P. 60.
  171. X. Dou, X. Wang, et al. Polymeric waveguides with embedded micromirrors formed by metallic hard mold // Opt. Exp. 2010. V. 18. N. 1. P. 378.
  172. X. Dou, A. X. Wang, et al. Photolithography-free polymer optical waveguide arrays for optical backplane bus // Opt. Exp. 2011. V. 19. N. 15. P. 14403.
  173. Kim H. G., Kim H. Y., et al. Enhanced Light Output Power of InGaN/GaN Light Emitting Diodes with Embedded Air Prisms // Electrochem. Solid State Lett. 2010. V.13, P. H42.
  174. Cho C.-Y., Kwon M.-K., et al. High-efficiency light-emitting diode with air voids embedded in lateral epitaxially overgrown GaN using a metal mask // Opt. Express. 2011. V. 19. N. S4. P.A943.
  175. Huang Y.-C., Lin C.-F., et al. InGaN-based light-emitting diodes with an embedded conical air-voids structure // Opt. Express. 2011. V. 19. N.S1. P. A57.
  176. Lai W.-C., Yang Y.-Y., et al. GaN-based light emitting diodes with embedded SiO<sub>2</sub>pillars and air gap array structures // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. N. 8. P.081103.
  177. ParkE.-H., JangJ., et al. Air-voids embedded high efficiency InGaN-light emitting diode // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. N. 19. 191103.
  178. Liu Y., Sun F., et al. Microstructure Evolution and P. Shear Behavior of the Solder Joints for Flip-Chip LED on ENIG Substrate // J. of Electronic Mat. 2015. V. 44. N.7.P.1
  179. FrajtagP., El-MasryN. A., et al. Embedded voids approach for low defect density in epitaxial GaN films // Appl. Phys. Lett. 2011.V.98.P. 023115.
  180. LeeH.-J., LeeK.-J., et al. Solution-Based High-Density Arrays of Dielectric Microsphere Structures for Improved Crystal Quality of III-Nitride Layers on Si Substrates // J. of Nanomaterials 2015.V.2015.P. 639750.

181. Liu C.Y., Huang C. Y., et al. High-Performance Ultraviolet 385 nm GaN-based LEDs With Embedded Nanoscale Air Voids Produced Through Atomic Layer Deposition and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Passivation // IEEE Electron Device Letters 2016. V.37 P. 452.
182. Tsai Y.-L., Liu C.-Y., et al. Bridging the “green gap” of LEDs: giant light output enhancement and directional control of LEDs via embedded nano-void photonic crystals // 2016. Nanoscale V.8 P. 1192.
183. Lee J.W., Sone C., et al. High efficiency GaN-based light-emitting diodes fabricated on dielectric mask-embedded structures // Appl. Phys. Lett. 2009. V.95 P. 011108.
184. Jeon D.-W., Jang L.-W., et al. Enhanced optical output performance in InGaN/GaN light-emitting diode embedded with SiO<sub>2</sub> nanoparticles // Opt. Exp. 2014. V.22, P. 21454.
185. Kim H.-M., Cho Y.-H., et al. High Brightness Light Emitting Diodes Using Dislocation-Free Indium Gallium Nitride/Gallium Nitride Multiquantum-Well Nanorod Arrays // 2004. Nano Lett. V.4(6), P. 1059.
186. Chiu C. H., Lu T. C., et al. Fabrication of InGaN/GaN nanorod light-emitting diodes with self-assembled Ni metal islands // 2007. Nanotechnology V.18, P. 445201.
187. Wang C. Y., Chen L. Y., et al. GaN nanorod light emitting diode arrays with a nearly constant electroluminescent peak wavelength // Opt. Express 2008. V.14, P. 10556.
188. Hsieh M. Y., Wang C. Y., et al. InGaN–GaN Nanorod Light Emitting Arrays Fabricated by Silica Nanomasks // IEEE J. Quant. Electron. 2008. V.44, P. 468.
189. Chen L.-Y., Huang Y.-Y., et al. High performance InGaN/GaN nanorod light emitting diode arrays fabricated by nanosphere lithography and chemical mechanical polishing processes // Opt. Exp. 2010. V.18 P. 7664.
190. Цацульников А.Ф., Лундин В.В. Исследование влияния дизайна активной области монокристаллических многоцветных светодиодных гетероструктур на спектры и эффективность их излучения // Физика и техника полупроводников. 2015. В.11, С. 1563.
191. Rakovics V., Именков А.Н. Мощные светодиоды на основе гетероструктур



## Список источников автора

- A1. Ivanov P. S. , Lysak V. V., Sukhoivanov I. A. Advanced model for simulation of surface emitting quantum well lasers // Int. J. Numerical Modelling : Electronic Networks, Devices and Fields. 2001. Vol.14, N.4. P. 379.
- A2. Ivanov P.S. , Sukhoivanov I.A., Lysak V.V. Extended model of VCSEL with nonuniform laser structures// Physica Status Solidy (a). 2001. V. 188, N. 3. P. 961.
- A3. Lysak V. V. , Sukhoivanov I. A., Petrov S. I. Group delay investigation of the N order chirping mirrors// Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics.2001. V. 4. N. 4. P. 389.
- A4. Lysak V. V. ,SukhoivanovI. A.Determination of the Optical Gain of III V Group Compounds for Simulation of Laser Dynamic Characteristics Over a Wide Range of Radiation Frequency// Telecommunications and Radio Engineering. 2002. V. 58, N. 5&6. P. 142.
- A5. Shulika A.V.,Lysak V. V., SukhoivanovI. A.Investigation of dynamical properties of quantum dot lasers // Radiotekhnika: All Ukrainian Scientific Interdisciplinary Magazine. 2002. V. 125 P. 129.
- A6. Ivanov P.S., Unold H., Lysak V. V., SukhoivanovI. A.Photonic crystals in optical communication systems// Radioelectronics and Informatics. 2002. N. 2 P. 34.
- A7. Lysak V.V., SukhoivanovI. A.Group delay in N order chirping mirrors// Radioelectronics and Informatics. 2002. N.4. P.20.
- A8. Lysak V.V., Kovbasa A.A., Sukhoivanov I. A., Kublik A.V.Calculation of the electromagnetic field in vertical cavity semiconductor lasers using vectorial weighting factor method// Bulletin of V.N.Karazin Kharkov National University, Radiophysics. 2002. № 570. P.57.
- A9. Шулика А. В., Иванов П.С., Сафонов И.М., Дёгтев А.В., Лысак В.В. LaserCADIII на пути к комплексному моделированию квантоворазмерных лазеров // Оптико электронные устройства и компоненты в лазерных и

энергетических технологиях. 2002. №. 1, Т. 3.С. 125.

- A10. Mashoshina O.V., Lysak V. V., Sukhoivanov I. A. The threshold current reduction in InGaAsSb structure with strain layers // Journal of Physical Studies. 2003. V. 7.N.3 P. 288.
- A11. Lysak V. V., Sukhoivanov I. A., Mashoshina O.V. Study of the Auger recombination process in I types strained quantum well structure InGaAsSb/GaSb// Optoelectronics and Semiconductor Techniques. 2003. V.38. P.256.
- A12. Шулика А. В., Сухоиванов И.А., Лысак В. В. Туннелирование в полупроводниковых оптических усилителях на основе асимметричных многослойных квантово размерных структур // Радиотехника. 2004. №. 137. С. 164.
- A13. Lysak V. V., Sukhoivanov I. A., Yakushev S. O., Shulika A. V. Investigation of negative dispersion in chirping mirrors of arbitrary order // Radio electronics and informatics. 2004. №. 3. Т.28. С.54.
- A14. Lysak V. V., Sukhoivanov I. A. Carrier capture efficiency and amplification properties of asymmetrical multiple quantum well optical amplifiers// Journal of Optoelectronics and Advanced materials. 2006. V. 8. N. 2. P. 855.
- A15. Mashoshina O. V., Sukhoivanov I. A., Jullie A., Lysak V. V. Outcome of refinement of the thermal sensitivity Ga<sub>0.65</sub>In<sub>0.35</sub>As<sub>0.15</sub>Sb<sub>0.85</sub>/GaSb MQW laser // Physica Status Solidy (c). 2005. V.2.N. 4. P. 1404.
- A16. Shulika A.V., Safonov I.M., Sukhoivanov I. A., Lysak V. V. Quantum capture area in layered quantum well structures // Microelectronics Journal. 2005. V. 36. P. 350.
- A17. Lysak V. V., Kawaguchi H., Sukhoivanov I. A. Gain Spectra and Saturation Power of Asymmetrical Multiple Quantum Well Semiconductor Optical Amplifiers // IEE Proc. Optoelectronics. 2005. V. 152, N. 2. P. 131.
- A18. Lysak V. V., Kawaguchi H., Sukhoivanov I. A., Katayama T., Shulika A. V. Ultrafast gain dynamics in asymmetrical multiple quantum well SOAs // IEEE J. Quantum Electron. 2005. V. 41, N. 6. P. 797.

- A19. Lysak V. V., Chang K.S., Lee Y.T. Current crowding in graded contact layers of intracavity contacted oxide confined vertical cavity surface emitting lasers // *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 87. N. 23 P. 231118.
- A20. Lysak V. V., Chang K.S., Lee Y.T. Top mirror optimization of high speed of intracavity contacted oxide confined vertical cavity surface emitting lasers // *Journal of Optoelectronics and Advanced materials.* 2006. V. 8, N. 1. P. 355-358.
- A21. Lysak V. V., Shulika A. V., Safonov I.M., Sukhoivanov I. A. Carrier tunneling in complex asymmetrical multiple quantum well semiconductor optical amplifiers // *Photon. Techn. Lett.* 2006. V. 18. N. 12 P. 1362.
- A22. Lysak V. V., Lee Y.T. Geometrical optimization of high speed intra cavity contacted oxide confined VCSELs // *Journal of Optoelectronics and Advanced materials.* 2006. V. 8. N. 4 P. 1601.
- A23. Yakushev S. O., Sukhoivanov I.A., Shulika O.V., Lysak V.V., Petrov S. I. Modeling and simulation of interaction of the ultrashort laser pulse with chirped mirror for structure design improvement // *Journal of Optoelectronics and Advanced materials.* 2007. V. 9. N. 8. P. 2384.
- A24. Lysak V. V., Chang K.S., Song Y. M., Lee Y.T. Step by step parameter extraction method for high speed vertical cavity laser's rate equation model // *Journal of Optoelectronics and Advanced materials.* 2007. V. 9. N. 9. P. 2813.
- A25. Dyomin A. A. , Lysak V. V., Petrov S. I., Lee Y. T. Temperature behaviour of top mirror reflection spectrum in intra cavity contacted oxide confined vertical cavity surface emitting lasers // *Optics and Lasers in Engineering.* 2008. V.46. N. 3. P. 211.
- A26. Safonov I. M., Sukhoivanov I. A., Shulika O. V., Lysak V. V. Piecewise Constant Approximation of the Potential Profile of Multiple Quantum Well Intrinsic Heterostructures // *Superlattices and Microstructures.* 2008. V. 43. N. 2. P.120.
- A27. Dyomin A. A., Lysak V. V., Zinkovska I. O. Reflection spectrum of the top mirror in ICOC VCSELs taking into account the uniform temperature distribution // *Proc. of SPIE.* 2008. Vol. 7009. p.700909.
- A28. Jeong B. K., Song Y. M., Lysak V.V., Lee Y. T. Large Area InGaAs/GaAs

- Resonant Cavity Enhanced Photodetector for Sensor Application // Journal of Optoelectronics and Advanced materials. 2008. V. 10. N. 10. P. 2547.
- A29. Gryshchenko S. V., Dyomin A. A., Lysak V. V., Petrov S. I. Quantum Efficiency of the InGaAs/GaAs Resonant Photodetector for the Ultrashort Optical Connections // Telecommunications and Radio Engineering. 2008. V. 67. No. 19. P. 1749 1762.
- A30. Gryshchenko S. V., Dyomin A. A., Lysak V. V., Sukhoivanov I. A. Influence of anomalous dispersion mirror properties on the quantum efficiency of InGaAs/GaAs resonant cavity photodetector // Opto electronics review. 2010. V. 19, N. 3 P. 296.
- A31. Klymenko M. V., Lysak V. V., Sukhoivanov I. A., Shulika A. V. Optical and transport properties of  $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}/\text{In}_{0.49}(\text{Ga}_{0.6}\text{Al}_{0.4})_{0.51}\text{P}$  single quantum well structure with digital alloy barriers // Superlattices and Microstructures. 2009. V. 46. P. 603.
- A32. Lysak V. V., Safonov I. M., Song Y. M., Sukhoivanov I. A., Lee Y. T. High speed intracavity contacted vertical cavity surface emitting lasers with separated quantum wells // Optical and Quantum Electronics. 2009. V. 40, N. 14. P. 1219.
- A33. Tan C. L., Lysak V. V., Alameh K., Lee Y. T. Absorption Enhancement of 980 nm MSM Photodetector with a Plasmonic Grating Structure // Optics and Communications. 2010. V. 283. N. 9. P. 1763.
- A34. Lysak V. V., Park C. Y., Park K. W., Lee Y. T. High efficient 635 nm resonant cavity light emitting diodes with modified electron stopped layers // Journal of Optoelectronics and Advanced materials Rapid Communications. 2010. V. 4. N. 6. P. 778.
- A35. Gryshchenko S. V., Demin A. A., Sukhoivanov I. A., Lysak V. V. Influence of anomalous dispersion mirror properties on quantum efficiency of InGaAs/GaAs resonant cavity photodetector // Opto-Electronics Review. V. 19. N. 3. P. 296.
- A36. Лысак В.В. Резонансный фотодиод. Теоретическая часть // Вестник ХНУ. №983. Т.19, 2011. С. 54.
- A37. Kang J. H., Ryu J. H., Kim H. K., Kim H. Y., Han N., Lee M. S., Park Y. J.,

- Uthirakumar P., Lysak V. V., Hong C.-H. Enhancement of light output power in GaN-based light-emitting diodes using indium tin oxide films with nanoporous structures // *Thin Solid Films*. Vol. 520. 2011. P. 437.
- A38. Park Y. J., Kang J. H., Kim H. Y., Lysak V. V., Chandramohan S., Ryu J. H., Kim H. K., Han N., Jeong H., Jeong M. S., Hong C.-H. Enhanced light emission in blue light-emitting diodes by multiple Mie scattering from embedded silica nanosphere stacking layers // *Optics Express*. Vol. 19. No. 23. 2011. P. 23429.
- A39. Kang J. H., Kim H. G., Chandramohan S., Kim H. K., Kim H. Y., Ryu J. H., Park Y. J., Beak Y. S., Lee J. S., Park J. S., Lysak V. V., Hong C.-H. Improving the optical performance of InGaN light-emitting diodes by altering light reflection and refraction with triangular air prism arrays // *Optics Letters*. 2012. V. 37. N. 1. P. 88.
- A40. Lysak V.V., Kang J. H., Hong C.-H. Conical air prism arrays as an embedded reflector for high efficient InGaN/GaN light emitting diodes // *Applied Physics Letters*. 2013. V. 102. P. 061114.
- A41. Kim H., Ryu J., et al. The enhancement of the deflection effect in InGaN/GaN light-emitting diodes with an ellipsoidal air tunnel // *Solid state electronics*. 2012. V.69. P.14.
- A42. M. H. Mustary, V. Lysak Fabrication of Nanorod Light Emitting Diode by Ni Nano-cluster and Enhanced Extraction Efficiency // *IOSR J. of Electrical and Electronics Engineering*. 2014. V. 9. N. 4 P. 18
- A43. Mustary M. H., Ryu B. D., Han M., Yang J. H., Lysak V. V. Hong C.-H. Light enhancement of surface nano-textured GaN based light emitting diodes using self-assembled Ni nano-masks // *Optik*. V. 127. 2016. P. 1622.
- A44. Бобров М. А., Малеев Н. А., Блохин С. А., Кузьменков А.Г., Блохин А. А., Васильев А. П., Гусева Ю. А., Кулагина М. М., Задиранов Ю. М., Трошков С. И., Лисак В. В., Устинов В. М. Поляризационные характеристики вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм с внутрирезонаторными контактами и ромбовидной оксидной токовой апертурой // *Физика и техника полупроводников*. №. 50. Т. 10. 2016. С. 1408.
- A45. Блохин С. А., Бобров М. А., Кузьменков А. Г., Блохин А. А., Васильев А. П.,

- Гусева Ю. А., Кулагина М. М., Карповский И. О., Задиранов Ю. М., Трошков С. И., Прасолов Н. Д., Брунков П. Н., Левицкий В. С., Лисак В. В., Малеев Н. А., Устинов В. М. Исследования диэлектрических распределенных брэгговских отражателей для вертикально-излучающих лазеров ближнего ИК-диапазона // Письма в журнал технической физики №. 42. Т. 20. 2016. С. 57.
- A46. Lysak V. V., Kovbasa A. A. Electromagnetic waves in VCSEL: vector method with weighted coefficients // 6<sup>th</sup> International Youth Forum Radio Electronics and youth in XXI century. Kharkov (Ukraine). 2002. P. 66.
- A47. Sukhoivanov I. A., Ivanov P. S., Unold H., Kublik A. V., Lysak V. V. Single mode semiconductor lasers on the photonic crystals basis for high speed all optical systems // 1<sup>st</sup> Intern. Forum on Radio and Electronics. Current state and evolution perspectives. MRF'2002. Kharkov (Ukraine). 2002. C. 418.
- A48. Lysak V. V., Gaidamaka V. V. Planning of SDH system in Ukrainian transmission network // 3<sup>d</sup> International workshop Lasers and fiber optics modeling LFNM'2001, Kharkov, Ukraine, May 22-24, 2001, pp. 15-17.
- A49. Ivanov P., Sukhoivanov I., Lysak V. Extended model of VCSEL with non uniform laser structure // Int. Workshop Microcavity Light Sources. Paderborn (Germany). 2001. P.16
- A50. Lysak V. V., Shulika A. V., Sukhoivanov I. A. Influence of carrier capture escape processes on dynamical behavior and characteristics of quantum dot laser // 3<sup>rd</sup> International Conference on Transparent Optical Networks ICTON'2001, Crakow, Poland, June 18-21, 2001. pp. 28-31. (invited)
- A51. Ivanov P., Sukhoivanov I., Lysak V., Prigoda A., Kohan Y., Zasloukin Y., Shulika A., Kublik A. Laser CAD III software package for quantum well laser simulation // Proc. Of the 6<sup>th</sup> Int. Conf. CADSM 2001. Lviv Slavsko. 2001. P.209-211.
- A52. Shulika A.V., Lysak V.V., Sukhoivanov I.A. A five level time domain model for Quantum dot lasers. // Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Workshop LFNM'2001. Kharkiv (Ukraine). 2001. P. 82-83.

- A53. Lysak V, Ivanov P., Sukhoivanov I., Marciniak M. Dynamics of oxide confinement vertical cavity semiconductor lasers. // 4rd International Conf. ICTON'2002. Warsaw (Poland). 2002, Vol 1, p. 136 139 (invited).
- A54. Sukhoivanov I. A., Lysak V.V., Mashoshina O. V., Yarekha D., Rouillard Y. Importance of As mole fraction on Auger recombination value in strained MQW GaInAsSblasers // Proc. 4<sup>th</sup> International workshop on Lasers and fiber optics modeling, LFNM'2002. Kharkov (Ukraine). 2002. P.145 147.
- A55. Shulika A.V., Lysak V.V. Carrier transport in Quantum Dot structures // 4<sup>th</sup> International workshop Lasers and fiber optics modeling LFNM'2002, Kharkov, Ukraine, June 3 5, 2002, pp. 178 180.
- A56. Lysak V. V, Ivanov P. S., Sukhoivanov I. A. Pulse dynamic of oxide confinement vertical cavity semiconductor lasers. // Proc. Conf. IQEC/LAT YS 22 28 June 2002 Moscow, Russia, p.95.
- A57. Mashoshina O.V., Lysak V. V, Sukhoivanov I. A. Influence of As mode fraction on the threshold characteristics of Mid infrared lasers. *наочове InGaAsSb/GaSb. QsuR51.* // Proc. Conf. IQEC/LAT 22 28 June 2002 Moscow, Russia. P 126.
- A58. Sukhoivanov I.A., Lysak V.V., Mashoshina O.V. Influence of parameters of barrier stratum to a drop of a threshold current in infra red QW lasers // Proc. IV International Scientific Technical Conference on Quantum Electronics. Minsk (Belorussia). 2002. C. 49.
- A59. Sukhoivanov I. A., Lysak V.V., Shulika A.V., Mathematical modeling of unsymmetrical optical mirrors for femtosecond pulse generation // Proc. International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. MMET'2002. Kiev (Ukraine). 2002. P. 236.
- A60. Mashoshina O.V., Sukhoivanov I.A., Lysak V.V., Rouillard Y., Joullie A The ways of threshold current reduction in mid IR QW lasers. // Proc. CLEO/Europe 2003. Munich (Germany), CC3T, P 35.
- A61. Lysak V. V., Sukhoivanov I. A., Shulika A. V., Kawaguchi H. Time domain numerical model for asymmetrical multiple quantum well traveling wave

- semiconductor optical amplifiers. // Proc. CLEO/Europe2003, Munich (Germany), CJ3T, p.73.
- A62. Safonov I. M., Shulika A. V., Ivanov P. S., Lysak V. V., Sukhoivanov I. A., Lesna N. S. Comprehensive simulation of MQW semiconductor lasers by using LaserCAD III. // Proc. of the Int. Conference Laser and Fiber Optical Networks Modelling, LFNM'2003, Alushta (Ukraine), p. 80
- A63. Lysak V. V., Kawaguchi H., Sukhoivanov I. A., Shulika A. V., Carrier recovery dynamics after ultrashort pulse propagation in asymmetrical multiple quantum well traveling wave semiconductor optical amplifiers. // Proc. of the 5<sup>th</sup> International Workshop on Laser and Fiber Optical Network Modeling, CAOL'2003/LFNM'2003, Alushta (Ukraine), p.176.
- A64. Lysak V. V., Schatz R., Shulika A. V., Sukhoivanov I. A. Influence of gain nonlinearity on the second order harmonic distortion in semiconductor lasers. // Proc. of 5<sup>th</sup> International Workshop on Laser and Fiber Optical Network Modelling, CAOL'2003/LFNM'2003, Alushta (Ukraine), p. 236
- A65. Lysak V. V., Sukhoivanov I. A., Yakushev S.O. Investigation of negative dispersion extrema in chirping mirrors of arbitrary order of chirping // Proc. of 5<sup>th</sup> International Workshop on Laser and Fiber Optical Network Modelling, CAOL'2003/LFNM'2003, Alushta (Ukraine), p. 239
- A66. Shulika A. V., Lysak V. V., Sukhoivanov I. A. Tunelling peculiarities in asymmetrical quantum well structures // Proc. of 5<sup>th</sup> International Workshop on Laser and Fiber Optical Network Modelling, CAOL'2003/LFNM'2003, Alushta (Ukraine), p. 242.
- A67. Lysak V.V., Kawaguchi H., Sukhoivanov I. A. Gain properties of asymmetrical multiple quantum well traveling wave SOAs // JAPAM 2003. JAPAM 2003 Autumn JSAP annual meeting, Nagoya, Japan, August 30 September 2, 2003.
- A68. Lysak V. V., Kawaguchi H., Katayama T., Sukhoivanov I. A., Shulika A. V., Ultrafast gain dynamics in asymmetrical multiple quantum well SOAs // The 2003 Institute of Electronics, Information and Communication Engineering (IEICE) Society Conference, 2003, Niigata, Japan, C 4 19, P. 295.

- A69. Shulika A. V., Safonov I.M., Ivanov P. S., Sukhoivanov I. A., Lysak V. V., LASERCAD III web oriented software for distance learning in study of semiconductor structure properties // IEEE/LEOS International Conference on Numerical Simulation of Semiconductor Optoelectronic Devices, 2003, Tokyo, Japan, WP3, pp. 55 56.
- A70. Lysak V.V., Kawaguchi H., Sukhoivanov I. A. Amplification and saturation properties of asymmetrical multiple quantum well traveling wave semiconductor optical amplifiers. // NUSOD IEEE/LEOS International Conference on Numerical Simulation of Semiconductor Optoelectronic Devices October 13 16, 2003, Komaba Campus, the University of Tokyo, Tokyo, Japan, ThA4, pp. 74 75.
- A71. Lysak V. V., Kawaguchi H., Katayama T., Sukhoivanov I. A., Shulika A. V., Numerical Simulation of Gain Properties and Ultrafast Dynamics in Asymmetrical Multiple Quantum Well SOAs // 2<sup>nd</sup> Meeting on Creation of Ultrahigh Speed Optical Buffer Memory with Shift Register, Yamagata University, Yonezawa, Japan, November 13 14, 2003. pp. 49 52.
- A72. Lysak V. V., Kawaguchi H., Katayama T., Sukhoivanov I. A., Simulation of Optical Gain Recovery for Asymmetrical Multiple Quantum Well Semiconductor Optical Amplifiers // 7<sup>th</sup> International Symposium on Contemporary Photonics Technology (CPT'2004), January 14 16, 2004 Tokyo, Japan, P 7, pp. 79 80.
- A73. Kovbasa A.A., Lysak V.V., Shulika A.V., Analysis of reflection properties of bragg mirror with oxide window // Proc. of 6<sup>th</sup> International Workshop on Laser and Fiber Optical Network Modelling, LFNM'2004, Kharkov, Ukraine, September 8 10, 2004, p. 133
- A74. Shulika A. V., Sukhoivanov I.A., Lysak V.V., Capture Area in quantum well structures // 6th International Conf. ICTON'2004. Warsaw (Poland). 4 8 July 2004, vol.1, pp. 371 374, 2004.

- A75. Lysak V. V., Lee Y. T., Chang K. S. Simulation of intracavity contacted oxide confined vertical cavity surface emitting lasers // Photonics Conference 2004, Danyang, Republic of Korea, 2004.
- A76. Lysak V. V., Chang K.S., and Lee Y.T., Current Crowding Suppression in Intracavity Contacted Oxide Confined VCSELs // 10th OptoElectronics and Communications Conference (OECC 2005), Seoul, Korea, July 4 8, 2005
- A77. Lysak V. V Carrier transport properties in asymmetrical multiple quantum well optical amplifiers // Proc. of 7<sup>th</sup>Int. Conf. on Laser and Fiber Optical Network Modeling (LFNM 2005), Sept. 12 17, Ukraine, p.80 82, 2005
- A78. Lee Y. T., Chung I., Jang K., Lysak V., Integrated Vertical Cavity Surface Emitting Lasers and Resonant Cavity Enhanced Photodetectors for Bi Directional Chip to Chip Optical Interconnects // Proc. of 7<sup>th</sup>Int. Conf. on Laser and Fiber Optical Network Modeling (LFNM 2005), Sept. 12 17, Ukraine (invited), p.11, 2005
- A79. Lysak V. V., Chang Ki Soo, LeeYong Tak, Geometrical Optimization of Intracavity Contacted Oxide Confined Vertical Cavity Surface Emitting Lasers // Proc. of 7<sup>th</sup>Int. Conf. on Laser and Fiber Optical Network Modeling (LFNM 2005), Sept. 12 17, Ukraine, p.140 142, 2005
- A80. Dyomin A. A., Lysak V. V., ZinkovskaI. O., Influence of nonuniform temperature distribution on reflection spectrum of DBR in ICOC VCSEL // Proc. of 7<sup>th</sup>Int. Conf. on Laser and Fiber Optical Network Modeling (LFNM 2005), Sept. 12 17, Ukraine, p.143 146, 2005
- A81. Safonov I.M., Sukhoivanov I.A., Shulika O.V., Dyomin A.A., Yakushev S.O., Klymenko M.V., Petrov S.I., Lysak V.V., Continuous band heterostructures: a new concept for development of low loss distributed Bragg reflectors for optoelectronic devices // Proc. 8<sup>th</sup>International Conf. ICTON'2006 June 18 22, United Kingdom, p. 193 198, 2006
- A82. Lysak V. V., Lee Yong Tak, Structure Optimization of High Speed Intracavity contacted Oxide confined VCSELs // Joint International Conferences on Optical Internet and Next Generation Network (COIN NGNCON 2006), Korea, July 9

13, p. 223-225, 2006

- A83. Lysak V. V., Chang Ki Soo, Lee Yong Tak, Contact thickness optimization of high speed intra cavity contacted oxide confined VCSELs // SPIE Symposium on Asia Pacific Optical Communications (APOC2006), Korea, 3-7 September 2006
- A84. Lysak V. V., Chang Ki Soo, Lee Yong Tak, Integrated high speed VCSELs for Bi-Directional Optical Interconnects // NUSOD IEEE/LEOS International Conference on Numerical Simulation of Semiconductor Optoelectronic Devices September 11-14, 2006, Nanyang Technological University, Singapore, WB4, pp. 97-98
- A85. Yakushev S. O., Sukhoivanov I. A., Shulika O. V., Lysak V.V., Petrov S. I., Simulation of interaction of the femtosecond laser pulse with chirped mirrors // NUSOD IEEE/LEOS International Conference on Numerical Simulation of Semiconductor Optoelectronic Devices September 11-14, 2006, Nanyang Technological University, Singapore, WB5, pp. 99-100
- A86. Gryshchenko S. V., Dyomin A. A., Lysak V. V., Theoretical study of the quantum efficiency of InGaAs/GaAs resonant cavity enhanced photodetectors // Int. Workshop on Optoelectronic Physics and Technology, June 20-22, 2007 Kharkov, Ukraine, p. 20-22.
- A87. Lysak V. V., Lee Y. T., Highly efficient resonant cavity light emitting diodes for compact color projectors // Int. Workshop on Optoelectronic Physics and Technology, June 20-22, 2007 Kharkov, Ukraine, p. 3-4.
- A88. Lee Y. T., Chang K. S., Song Y. M., and Lysak V. V., Recent advances of VCSEL technology at GIST // Int. Workshop on Optoelectronic Physics and Technology, June 20-22, 2007 Kharkov, Ukraine, p. 1-2.
- A89. Lysak V., Lee Y. T., Simulation of intra cavity contacted oxide confined vertical cavity surface emitting lasers for 10Gb/s ultrashort optical interconnections // Proc. 9<sup>th</sup>International Conf. ICTON'2007 July 1-5, Italy, p. 132-136, 2007
- A90. Lysak V.V., Chang K.S., Song Y.M., and Lee Y.T., Parameter extraction Method for MQW VCSEL Rate equation Model for System Simulation Purposes//

- A91. Lysak V. V., Dyomin A. A., Lee Y. T., Petrov S. I., Sukhoivanov I. A., Temperature lens effect in top mirror of intra cavity contacted oxide confined VCSELs // Photonics Conference 2007, 14 16 November, Korea, TP 40, p. 165
- A92. Song Y. M., Chang K. S., Lysak V. V., Na P. H., Lee Y. T., Top DBR mirror optimization of intra cavity contacted VCSELs for high speed operation // Photonics Conference 2007, 14 16 November, Korea, TP 12, p. 109
- A93. Gryshchenko, S.V.; Dyomin, A.A.; Lysak, V.V.; Sukhoivanov, I.A. Influence of anomalous dispersion layer thickness and position on optical absorption and quantum efficiency in the resonant cavity detector // Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, 2008. MMET 2008. 12th International Conference on 2008 P.133
- A94. Gryshchenko, S. V.; Dyomin, A. A.; Lysak, V. V.; Sukhoivanov, I. A. Optical absorption and quantum efficiency in the resonant cavity detector with anomalous dispersion layer // NUSOD IEEE/LEOS International Conference on Numerical Simulation of Semiconductor Optoelectronic Devices 2008, UK, P.77.
- A95. Lysak, V. V.; Safonov, I. M.; Song, Y.M.; Sukhoivanov, I. A.; Yong Tak Lee, High speed VCSELs with separated quantum wells // NUSOD IEEE/LEOS International Conference on Numerical Simulation of Semiconductor Optoelectronic Devices 2008, UK, P. 89.
- A96. Gryshchenko, S.V.; Demin, A.A.; Lysak, V.V. Quantum efficiency and reflection in resonant cavity photodetector with anomalous dispersion mirror // Advanced Optoelectronics and Lasers, 2008. CAOL 2008. 4th International Conference on 2008 P. 229.
- A97. Iakushev S. O., Sukhoivanov I. A., Shulika O.V., Lysak V.V., Parabolic pulse characterization in the far field of dispersion in a passive nonlinear fiber // 9<sup>th</sup> Int. Conference on Numerical Simulation of Optoelectronics Devices, NUSOD 2009, South Korea. 2009. P. 39.
- A98. Lysak V. V., Park C. Y., Park K.W., Lee Yong Tak, High efficient 635nm

resonant cavity light emitting diodes with modified electron stopped layers // 9<sup>th</sup> Int. Conference on Numerical Simulation of Optoelectronics Devices, NUSOD 2009, South Korea, 2009 .P. 113.

- A99. Lim J. M., Lysak V.V., Lee Yong Tak, Effect of electron blocking layer on the internal quantum efficiency and optical output power of InGaN/GaN double quantum well structures // 8<sup>th</sup> Int. Conference on nitride semiconductors, South Korea, 2009, pp. 226 227.
- A100. Lysak V. V. ‘Ultrashort optical interconnections of peripheral devices for next generation data processing systems’ 11th Int Conf. Laser and Fiber-Optical Network Modelling LFNM 2011, Kharkov. P.112.
- A101. Lysak V.V. Ultrafast Dynamical properties of the semiconductor amplifier with asymmetrical quantum wells // Proc. V Int. Sci. Conf. STRANN 2016, Russia. P. 234.
- A102. Bobrov M. A., Maleev N. A., Blokhin S. A., Kuzmenkov A. G., Vasil’ev A. P., Blokhin A. A., Kulagina M. M., Guseva Y. A., Troshkov S. I., Lysak V. V., Ustinov V. M. VCSEL polarization control by rhomboidal selectively-oxidized current aperture // Proc. 17th Int. Conference Laser Optics 2016. P.18.

## СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

$R_{AC}$	реактивное сопротивление
$f$	частота Гц
$\rho_r$	удельное сопротивление меди
$w$	ширина проводника
$h$	толщина проводника
$\eta_i$	внутренняя квантовая эффективность
$\Gamma$	коэффициент оптического ограничения
$q$	заряд электрона
$V$	эффективный объем резонатора
$g'$	дифференциальное усиление
$I$	ток накачки
$I_{th}$	пороговый ток.
$R_{tot}$	полное сопротивление прибора
$C_{par}$	паразитная ёмкость
$c$	скорость света
$\rho$	цилиндрическая координата радиус
$\phi$	цилиндрическая координата фаза
$z$	цилиндрическая координата высота
$w$	угловая частота
$\varepsilon$	комплексная диэлектрическая функция
$N$	комплексный показатель преломления
$g$	материальное усиление в активной области
$E_T^{k,m,s}$	поперечная компонента электрического поля
$\beta_s$	постоянная распространения продольной $s$ -ой моды
$J_k(u)$	функции Бесселя $k$ - порядка
$K_k(u)$	модифицированная функция Хенкеля $k$ - порядка

$V$	электростатический потенциал
$p$	концентрация дырок
$n$	концентрация электронов
$N_D^+$	концентрация донорных примесей
$N_A^-$	концентрация акцепторных примесей
$j_n$	плотность электронного тока
$j_p$	плотность дырочного тока
$L_z$	толщина активной области
$k_r$	радиальная составляющая тепловой проводимости
$k_z$	пространственная составляющие тепловой проводимости
$g_T$	объемная плотность тепловой генерации
$R$	частотная зависимость функции абсолютной величины коэффициента отражения
$\Phi$	частотная зависимость фазовой составляющей коэффициента отражения
$n_{300}$	коэффициент преломления при $T = 300\text{K}$
$C_T$	линейно интерполированный температурный коэффициент
$\beta_0$	постоянная распространения на длине волны Брэгга
$t_h$	толщина высоколегированного слоя
$t_l$	толщина низколегированного слоя
$\rho_h$	удельное сопротивление высоколегированного слоя
$\rho_l$	удельное сопротивление низколегированного слоя
$\rho_m$	удельное сопротивление металла контакта
$r_1$	радиус внешнего кольца контакта
$r_2$	радиус внутреннего кольца контакта
$r_3$	радиус оксидного окна
$x_0$	позиция старта системы

$r$	амплитудный коэффициент отражения в $x=0$
$P_f(x_i)$	прямо направленный вектор Пойнтинга
$P_b(x_i)$	и обратно направленный вектор Пойнтинга
$\alpha$	коэффициент поглощения активной области
$\alpha_{ex}$	коэффициент поглощения боковых слоев
$d$	толщина активного слоя
$L_1$	расстояние от входного зеркала до активного слоя
$L_2$	расстояние от активного слоя до выходного зеркала
$\beta$	константа распространения
$\eta_0$	вакуумный импеданс
$\lambda$	резонансная длина волны
$h$	длина резонатора
$R_t$	абсолютная величины коэффициента отражения верхнего зеркала
$R_b$	абсолютная величины коэффициента отражения нижнего зеркала
$\eta$	квантовая эффективность РФД
$R_T$	общее сопротивление ФД
$C$	ёмкость
$\epsilon_r$	относительная диэлектрическая постоянная
$A$	площадь поглощающего слоя
$L_{T1}$	расстояние переноса через обедненный слой для электронов
$L_{T2}$	расстояние переноса через обедненный слой для дырок
$\eta_i$	эффективность инжекции
$I_{drift}$	- ток утечки через структуру благодаря дрейфу носителей
$\xi$	коэффициент утечки
$R_{sp, sch}$	скорость спонтанной рекомбинации в SCH области
$N_{sch i}$	количество носителей в SCH области
$N_{wi}$	количество носителей КЯ области

$n_{sch}$	концентрация носителей в SCH области
$n_{w_i}$	концентрация носителей КЯ области
$V_{sch}$	объем SCH области
$V_w$	объем КЯ области
$l, w$	длина и ширина активной области
$t_{sch}$	толщина SCH области
$t_w$	толщина КЯ области
$\tau_{s_i}$	амбиполярное время переноса
$\tau_{e_i}$	амбиполярное время выброса
$K_{in}$	количество импульсов различных частот
$N_{p_j}$	количество фотонов
$T_{w_i}$	температура носителей в КЯ
$n_{p_j}$	плотность фотонов
$\omega_j$	угловая частота входного оптического сигнала
$\Gamma_w$	коэффициент оптического ограничения
$G$	оптическое усиление
$A_{sch}$	коэффициент рекомбинации Шокли-Рида-Холла SCH
$A_{w_i}$	коэффициент рекомбинации Шокли-Рида-Холла КЯ
$B_{sch}$	коэффициент бимолекулярной рекомбинации SCH
$B_{w_i}$	коэффициент бимолекулярной рекомбинации КЯ
$C_{sch}$	коэффициент Оже рекомбинации SCH
$C_{w_i}$	коэффициент Оже рекомбинации КЯ
$\tau_{tun_{i \rightarrow i+1}}$	время туннелирования в прямом направлении
$\tau_{tun_{i \leftarrow i+1}}$	время туннелирования в обратном направлении

$m_i$	эффективная масса электрона в барьере
$r_{ir}$	коэффициент отражения $i$ -го слоя с правой стороны структуры
$\phi_{ir}$	фаза $i$ -го слоя с правой стороны структуры
$L_i$	толщина барьера
$\tau_{hc}$	время температурной релаксации
$\alpha_{FCA,i}$	коэффициент поглощения свободных носителей
$E_c$	энергия рекомбинируемых носителей
$\mu_c$	характеристическая энергия
$h_c$	коэффициент нагрева носителей
$E_{c-hh_i}$	энергетический зазор между зоной проводимости и зоны тяжелых дырок в каждой КЯ
$k_B$	постоянная Больцмана
$E_t$	общая энергия носителей в единице объема
$m_{c_i}$	эффективная масса электрона
$m_{hh_i}$	эффективная масса тяжелой дырки
$E_{c,norm_{ij}}$	нормированная энергия носителей
$z$	координата
$\alpha_1$	оптические потери в активной области и
$\beta$	фактор спонтанной рекомбинации
$G_{qw}$	коэффициент усиления
$f_c$	функции распределения электронов
$f_{hh}$	функции распределения тяжелых дырок
$\bar{n}$	групповой показатель преломления
$\rho$	плотность состояний
$N_{qw}$	число носителей

- $N_{ps}$  число фотонов в насыщении
- $E_{c, str}$  квантовые уровни в зоне проводимости
- $E_{hh, str}$  квантовые уровни валентной зоны
- $E_{c-hh}$  энергия межзонного перехода
- $E_{n, yy-b}$  квантовый уровень при условии конечности энергии барьера
- $E_{n, yy}$  квантовый уровень для бесконечного барьера
- $m_{yy-b}$  эффективная масса барьера
- $U_{0, yy}$  высота барьера в ЗП и ВЗ
- $K_{yy}$  параметр, характеризующий глубину проникновения волновой функции за  
КЯ
- $\varepsilon_{str}$  коэффициент напряжения
- $a_c$  потенциал гидростатической деформации для ЗП
- $a_v$  потенциал гидростатической деформации для ВЗ
- $b_v$  потенциал деформации сдвига
- $C_{11}$  постоянная эластичного натяжения
- $C_{12}$  постоянная эластичного натяжения
- $a_w$  постоянная решетки для КЯ
- $a_b$  постоянная решетки для барьера
- $\tau_{cv}$  время релаксации диполя
- $\tau_e$  время внутризонной релаксации для электронов
- $\tau_h$  время внутризонной релаксации для дырок
- $\varepsilon_{qw_i}$  диэлектрическая постоянная материала КЯ
- $\varepsilon_b$  диэлектрическая постоянная материала барьера
- $\varepsilon_a$  диэлектрическая постоянная материала полной МКРС структуры
- $t_{tot}$  общая толщина активной области включая КЯ и барьеры
- $\rho_{x2D}$  функции плотности состояний носителей 2D носителей

$\rho_{x3D}$  функции плотности состояний носителей 3D носителей  
 $f_x$  функция Ферми  
 $F_x$  квазиуровень Ферми  
 $\eta_{xcap0}$  эффективность захвата при нулевом токе накачки  
 $N$  концентрация 2D носителей  
 $N_{cap\_sat}$  концентрация носителей, при которой эффективность захвата уменьшается в 2 раза

СКОС сверхкороткие оптические соединения  
 ППУ полупроводниковый усилитель  
 АКРС асимметричные квантоворазмерные структуры  
 КЯ квантовая яма  
 VoD video on Demand  
 ISA Industry Standard Architecture  
 PCI Peripheral Component Interconnect  
 EISA extended ISA  
 MCA Micro Channel Architecture  
 VESA Video Electronics Standards Association  
 VLB VESA Local Bus  
 AGP Accelerated Graphics Port  
 PCIE PCI express  
 ВОК волоконно-оптический кабель  
 ЛТИ лазер с торцевым излучением  
 ВИЛ лазер с вертикальным излучением  
 ПБО полупроводниковый Брэгговский отражатель  
 РБО распределенные зеркала Брэгга  
 ФД Фотодиод  
 РФД резонансный фотодиод  
 МП материнская плата  
 УКИ ультракороткий импульс

АМКРС	асимметричные многослойные квантово-размерные гетероструктуры
ТГС	Толщина градиентного слоя
ТКС	Толщина контактного слоя
ПКО	продольный коэффициент ограничения
КЭ	Квантовая эффективность
SCH	separate-confinement heterostructure
ЗП	зона проводимости
ВЗ	валентная зона
FWHM	full width at half maximum
ППИ	прохождение пробных импульсов
ФЛ	фотолюминесценция
ВСВ	benzocyclobutene
ГМДС	гексаметилдисилазан
ФР	фоторезист
СБ	соединительный блок
КОС	коэффициент оптической связи