

**ЗАКРЫТОЕ АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО  
«ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ»**

---

*на правах рукописи*

**ТЕР-МАРТИРОСЯН АЛЕКСАНДР ЛЕОНОВИЧ**

**МОЩНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ  
КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР**

Специальность: 01.04.01 - Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация  
на соискание ученой степени  
доктора технических наук

Научный консультант:

д. т. н. профессор

В.Е. Курочкин

Санкт-Петербург

2014

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>СОДЕРЖАНИЕ.....</b>	<b>2</b>
<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	<b>8</b>
<b>ГЛАВА I ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....</b>	<b>25</b>
<b>1.1 Предельные возможности работы мощных диодных лазеров.....</b>	<b>25</b>
1.1.1 Физические ограничения.....	25
1.1.2 Выходная мощность излучения, материал активной области и деградация.....	27
1.1.3 Качество излучения.....	32
1.1.4 Тепловые ограничения.....	35
<b>1.2 Мощные лазерные линейки и матрицы – дальнейшее повышение мощности оптического излучения.....</b>	<b>38</b>
<b>1.3 Накачка ТТЛ – основное применение мощных ЛД и линеек.....</b>	<b>42</b>
1.3.1 Особенности использования мощных ЛД и линеек для накачки ТТЛ.....	42
1.3.2 Оптимизация теплового режима работы ТТЛ.....	45
<b>1.4 Технологические аспекты изготовления мощных ЛД .....</b>	<b>48</b>
1.4.1 Материал активной области ЛГС.....	48
1.4.2 Концепция ЛГС с широким оптическим резонатором.....	49
1.4.3 Поперечное ограничение.....	55
1.4.4 Защита зеркал.....	59
<b>1.5 Выводы по Главе 1.....</b>	<b>63</b>
<b>ГЛАВА 2 МОЩНЫЕ ДИОДНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ 808 НМ.....</b>	<b>65</b>
<b>2.1 Термические механизмы ограничения выходной мощности излучения.....</b>	<b>66</b>
2.1.1 Катастрофическое разрушение зеркал ЛД.....	66
2.1.1.1 Природа катастрофического разрушения зеркал ЛД.....	66
2.1.1.2 Модели катастрофического разрушения зеркал ЛД.....	68
2.1.2 Термические механизмы.....	72

2.1.2.1 Разогрев лазерной гетероструктуры.....	72
2.1.2.2 Разогрев зеркал резонатора.....	77
<b>2.2 Нетермические механизмы ограничения выходной мощности излучения.....</b>	<b>78</b>
2.2.1 Непрерывный и импульсный разогрев лазерных диодов.....	79
2.2.2 Порог КРЗ при непрерывной и импульсной токовой накачке.....	81
2.2.3 Нетермические механизмы ограничения мощности.....	82
2.2.3.1 Рост концентрации неравновесных носителей заряда в ГС.....	82
2.2.3.2 Спектральное выжигание НЗ стимулированным излучением....	86
2.2.3.3 Пространственное выжигание НЗ стимулированным излучением.....	87
2.2.4 Соотношение между термическими и нетермическими механизмами ограничения мощности ЛД.....	89
<b>2.3 Пути повышения выходной мощности лазерного излучения.....</b>	<b>91</b>
2.3.1 Современное состояние.....	92
2.3.2 Защита выходных зеркал.....	95
2.3.3 Улучшение отвода тепла из активной области.....	97
2.3.4 Модификации конструкции лазерных излучателей.....	100
2.3.4.1 Оптимизация конструкции ЛГС.....	100
2.3.4.2 Модификации конструкции лазерного чипа.....	102
<b>2.4 Выводы по Главе 2.....</b>	<b>104</b>
<b>ГЛАВА 3 АНАЛИЗ РАБОТЫ И ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МОЩНЫХ ЛД НА ОСНОВЕ ГС СО СВЕРХНИЗКИМИ ОПТИЧЕСКИМИ ПОТЕРЯМИ .....</b>	<b>107</b>
<b>3.1 Анализ работы базовой ЛГС.....</b>	<b>107</b>
3.1.1 Анализ базовой гетероструктуры без нанесенных зеркал.....	107
3.1.2 Анализ базовой гетероструктуры с нанесенными зеркалами.....	111
3.1.3 Распределение концентрации НЗ в активной области вдоль резонатора ЛД .....	112
3.1.4 Фактор оптического ограничения и внутренние потери.....	113

3.1.5 Тепловое сопротивление.....	114
3.1.6 Вольт-амперная характеристика.....	114
3.1.7 Зонные диаграммы и транспорт носителей.....	117
<b>3.2 Анализ работы и оптимизация характеристик мощных ЛД на основе симметричной ЛГС.....</b>	<b>119</b>
3.2.1 Структура с расширенным прямоугольным волноводом (R1).....	120
3.2.2 Структура с расширенным градиентным волноводом (G1).....	127
3.2.3 Структура с двумя активными областями (A1).....	133
3.2.4 Структура с блокирующим электронным слоем (R2).....	140
3.2.5 Низкосоставная градиентная структура (G2).....	145
3.2.6 Низкосоставная градиентная структура с зауженным волноводным слоем (G3).....	153
<b>3.3 Анализ работы и оптимизация характеристик мощных ЛД на основе асимметричной ЛГС.....</b>	<b>160</b>
3.3.1 Структура с асимметричным прямоугольным волноводом (R3)....	161
3.3.2 Структура с инвертированным асимметричным прямоугольным волноводом (R4).....	169
3.3.3 Структура с асимметричным градиентным волноводом (G4).....	176
3.3.4 Структура с инвертированным асимметричным градиентным волноводом (G5).....	182
3.3.5 Модифицированная структура с симметричным градиентным волноводом (G2D).....	188
<b>3.4 Сравнительный анализ ЛГС с симметричными и асимметричными волноводами.....</b>	<b>193</b>
3.4.1 Общие принципы конструирования AlGaAs гетероструктур для мощных полупроводниковых лазеров.....	194
3.4.2 Сравнение характеристик предложенных ЛГС с симметричными волноводами.....	196
3.4.3 Общие замечания о ЛГС с асимметричными волноводами.....	199
3.4.4 Сравнение характеристик ЛГС с симметричными и	

асимметричными волноводами.....	200
3.4.5 Оптимизированная ЛГС с симметричным волноводом.....	205
3.4.6 Оптимизированная ЛГС с асимметричным волноводом.....	208
<b>3.5 Выводы по Главе 3.....</b>	<b>211</b>
<b>ГЛАВА 4 АНАЛИЗ И ПУТИ ОПТИМИЗАЦИИ КОНСТРУКЦИИ</b>	
<b>ТЕПЛОТВОДОВ ДЛЯ МОЩНЫХ ЛД.....</b>	<b>213</b>
<b>4.1 Описание базовой конструкции лазерного диода.....</b>	<b>213</b>
<b>4.2 Моделирование теплопереноса.....</b>	<b>215</b>
<b>4.3 Тепловое сопротивление базовой конструкции теплоотвода.....</b>	<b>217</b>
4.3.1 Вклад гетероструктуры, металлических слоёв и сабмаунта.....	217
4.3.2 Вклад теплоотвода, корпуса лазерного диода и основания.....	218
4.3.3 Полное тепловое сопротивление лазерного диода.....	219
<b>4.4 Геометрическая оптимизация конструкции теплоотвода.....</b>	<b>220</b>
<b>4.5 Оптимизация материала теплоотвода.....</b>	<b>224</b>
<b>4.6 Предельная выходная оптическая мощность излучения ЛД.....</b>	<b>226</b>
<b>4.7 Выводы по Главе 4.....</b>	<b>228</b>
<b>ГЛАВА 5 ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ</b>	
<b>ХАРАКТЕРИСТИК МОЩНЫХ ДИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ.....</b>	<b>230</b>
<b>5.1 Исследование излучательных характеристик мощных диодных</b>	
<b>лазеров с длиной волны генерации 808 нм.....</b>	<b>232</b>
5.1.1 Исследование излучательных характеристик мощных	
непрерывных диодных лазеров.....	230
5.1.1.1 Основные технические требования к технологическому	
процессу приготовления кристаллов мощных непрерывных диодных	
лазеров.....	230
5.1.1.2 Перечень технологических операций, входящих в	
технологический процесс.....	231
5.1.1.2.1 Технологическая схема изготовления чипов непрерывных	
диодных лазеров.....	231
5.1.1.2.2 Технология сборки сверхмощных непрерывных диодных	

лазеров.....	234
5.1.1.3 Излучательные характеристики мощных непрерывных диодных лазеров.....	235
5.1.2 Исследование излучательных характеристик сверхмощных квазинепрерывных лазерных линеек и матриц.....	239
<b>5.2 Исследование излучательных характеристик ЛД и линеек с длиной волны генерации 940 - 960 нм.....</b>	<b>246</b>
5.2.1 Мощные низкопороговые ЛД, работающие в непрерывном режиме.....	246
5.2.2 Исследование влияния длительности импульса накачки и температуры теплоотвода на излучательные характеристики лазерных линеек.....	249
<b>5.3 Исследование излучательных характеристик мощных непрерывных ЛД с длиной волны генерации 670 нм.....</b>	<b>255</b>
<b>5.4 Выводы по Главе 5.....</b>	<b>259</b>
<b>ГЛАВА 6 РАЗРАБОТКА ТТЛ С НАКАЧКОЙ МОЩНЫМИ ЛД И ЛИНЕЙКАМИ.....</b>	<b>261</b>
<b>6.1 Разработка импульсного ТТЛ для технологических применений с накачкой мощными непрерывными ЛД.....</b>	<b>261</b>
<b>6.2 Разработка компактного мощного твердотельного лазерного излучателя для информационных систем с накачкой мощными квазинепрерывными ЛЛ.....</b>	<b>266</b>
6.2.1 Разработка компактного твердотельного лазерного излучателя для информационных систем с накачкой мощными квазинепрерывными ЛЛ.....	266
6.2.2 Исследование излучательных характеристик компактного твердотельного лазерного излучателя для информационных систем с накачкой мощными квазинепрерывными ЛЛ.....	268
<b>6.3 Выводы по Главе 6.....</b>	<b>271</b>

<b>ГЛАВА 7 СОЗДАНИЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫХ МЕДИЦИНСКИХ АППАРАТОВ НА ОСНОВЕ МОЩНЫХ ЛД И УСТРОЙСТВА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ.....</b>	<b>272</b>
<b>7.1 Медицинские лазерные аппараты серии «Аткус» и «Латус».....</b>	<b>274</b>
7.1.1 Устройство для отвода тепла от полупроводникового прибора.....	277
7.1.2 Лазерный излучатель.....	278
7.1.3 Оптическое устройство для суммирования лучей двух и более лазеров.....	280
7.1.4 Устройство для контроля температуры рабочего торца оптоволокна лазерных модулей с волоконным выходом излучения для медицинской аппаратуры.....	284
<b>7.2 Устройство для визуализации пространственного распределения флуоресценции (Флуовизор) злокачественных новообразований при ФДТ.....</b>	<b>288</b>
7.2.1 Анализ требований к программному обеспечению систем для ФДТ.....	290
7.2.2 Аппаратная платформа.....	291
7.2.3 Порядок работы и клинические испытания.....	292
<b>7.3 Выводы по Главе 7.....</b>	<b>297</b>
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>299</b>
<b>Список принятых сокращений.....</b>	<b>302</b>
<b>Список работ, опубликованных автором по теме диссертации.....</b>	<b>304</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА.....</b>	<b>311</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Лазерные технологии, бесспорно, являются ключевыми в промышленно развитых мировых экономиках. Промышленное применение лазеров для обработки материалов в корне изменило технологические процессы, существенно увеличив скорость, качество, гибкость и надежность. Тем не менее, технические возможности и рыночный потенциал применения лазеров в промышленности пока еще далек от насыщения. Это, в частности, связано с тем, что лазерные системы сегодня достаточно тяжелы и объемны, имеют относительно высокую стоимость и требуют периодического обслуживания.

Ситуация на рынке в последние годы кардинально меняется, поскольку внедрение мощных диодных лазеров способно революционно изменить лазерные технологии, подобно тому, как это сделало внедрение транзисторов вместо электровакуумных триодов. Лазерные диоды малой мощности уже давно и массово используются в волоконно-оптических телекоммуникационных системах, считывателях штрих-кода, для записи и считывания информации на оптических дисках. Мощные лазерные диоды являются не просто источниками битов информации, они генерируют высокоинтенсивное оптическое излучение, которое широко применяется для обработки материалов (сварка, резка, сверление, удаление ржавчины, упрочнение и т.п.), в полиграфии и медицине.

Фактически, после появления мощных лазерных диодов, лазерные технологии переживают фундаментальное структурное изменение, поскольку полупроводниковые приборы стали ключевыми элементами нового поколения лазерных систем, которые успешно конкурируют с газовыми лазерами и твердотельными лазерами с ламповой накачкой. В различных областях науки и техники, таких как дальняя (космическая) и ближняя связь, автоматика, робототехника, геология, спектроскопия и др., мощные лазерные диоды предпочтительнее, чем газовые или твердотельные лазеры вследствие малости их размера и веса, отсутствия высокого напряжения и жидкостного охлаждения, высокого КПД и возможности прямой модуляции. Для того, чтобы освоить



огромный потенциал применения мощных лазерных диодов в большинстве развитых стран мира действует целый ряд исследовательских программ.

Реализовать эти преимущества в полной мере удалось только в наноразмерных инжекционных гетеролазерах, где имеется возможность осуществления как электронного, так и оптического ограничений, причем каждым можно управлять в определенных пределах независимо. Это обстоятельство в совокупности с успехами в технологии эпитаксиального выращивания гетероструктур с наперед заданными параметрами позволяет уже в настоящее время реализовывать приборы с параметрами, близкими к предельным. Важно, что инжекционные лазеры наряду со светодиодами являются единственными приборами, в которых электрическая энергия непосредственно, без каких-либо промежуточных звеньев, преобразуется в электромагнитное (световое) излучение.

Наряду с указанными выше преимуществами, инжекционные лазеры имеют ряд недостатков, вызванных следующими ограничениями принципиального характера.

1. Спектральный диапазон работы ограничен в коротковолновой области шириной запрещенной зоны полупроводника, а в длинноволновой области – взаимодействием с колебаниями решетки, т.е. энергией фононов. Коротковолновый предел составляет  $0,2...0,25$  мкм и связан с применением нитрида алюминия ( $E_g = E_g^\Gamma = 6,2$  эВ) и его твердых растворов с нитридом галлия ( $E_g = E_g^\Gamma = 3,6$  эВ) и, может быть, сульфида цинка ( $E_g = E_g^\Gamma = 3,7$  эВ). К настоящему времени реализованы инжекционные лазеры на GaN-AlN, работающие в ближней ультрафиолетовой области спектра.

Длинноволновый предел работы инжекционных гетеролазеров выражен весьма расплывчато и связан с применением узкозонных полупроводников в системе кадмий-ртуть-теллур (КРТ) и теллуридов свинца-олова. Реализованы лабораторные образцы гетеролазеров, работающие в области  $8...10$  мкм. Поскольку коэффициент поглощения на свободных носителях заряда пропорционален  $\lambda^p$  ( $p \sim 1,5...3$ ), то это приводит к росту нерезонансных потерь при движении в ИК диапазон. Кроме того, в дальней ИК области спектра резко

возрастают процессы безызлучательной рекомбинации. Эти два обстоятельства позволяют прогнозировать, что в области спектра с  $\lambda \geq 5$  мкм инжекционные лазеры будут обладать сравнительно низкой эффективностью. Более того, они принципиально требуют глубокого охлаждения. Такие приборы могут представлять лишь специальный интерес в связи с возможной перестройкой длины волны в течение токового импульса накачки, вызванной локальным разогревом активной области.

Для среднего и дальнего ИК диапазонов (вплоть до СВЧ) значительно больший интерес представляют полупроводниковые лазеры, использующие электронные переходы между подзонами размерного квантования при накачке путем резонансного туннелирования в системе квантовых ям (каскадные лазеры).

Таким образом, хотя спектральный диапазон полупроводниковых лазеров ограничен принципиальными соображениями, он остается весьма широким. Коммерческий интерес представляют лазеры, работающие во всем видимом и ИК диапазонах спектра (0,38...3 мкм). В настоящей работе будут подробно рассматриваться полупроводниковые лазеры, работающие на длине волны 808 нм и предназначенные для накачки ТТЛ на основе YAG:Nd, поскольку это применение является одним из наиболее массовых. Большинство из рассмотренных ниже процессов не являются привязанными к выбранной выше длине волны излучения, а имеют общий характер.

2. Выходная оптическая мощность, как в непрерывных, так и в импульсных полупроводниковых лазерах ограничена малым объемом вещества, т.е. малым объемом активной области. При разработке мощных лазерных диодов необходимо четкое понимание влияния этих ограничений на работу полупроводниковых лазеров.

3. Качество излучения (когерентность, монохроматичность и направленность), генерируемого полупроводниковыми лазерами, как правило, хуже, чем у газовых, твердотельных и жидкостных лазеров.

4. Вследствие исключительно высокой плотности энергии в активной области мощных гетеролазеров, работающих на пределе физического ограничения

возможны, а иногда неизбежны, процессы их деградации.

Несмотря на вышеперечисленные недостатки, количество применений мощных лазерных диодов неуклонно растет, что связано, в первую очередь, с высокой энергетической эффективностью полупроводниковых лазеров. КПД современных лазерных диодов составляет более 50%, что в 5 раз выше, чем в любых других типах лазеров. Динамичное развитие потребностей современного рынка требует постоянного совершенствования основных характеристик мощных лазерных диодов – выходной оптической мощности, диаграммы направленности излучения и срока службы.

Мощные инжекционные гетеролазеры изготавливаются из твердых растворов элементов III и V групп химических элементов таблицы Менделеева (Al, Ga)As/(In,Ga)As/GaAs и (Ga, In)(As, P)/InP или (Ga, In)(As, P)/GaAs. Они перекрывают спектральный диапазон  $0,78 \div 1,55$  мкм, исключительно важный для накачки твердотельных лазеров и лазерных усилителей, а также волоконно-оптических линий связи. Для изготовления полупроводниковых инжекционных лазеров на основе GaAs и его твердых растворов требуются развитые технологии роста эпитаксиальных наногетероструктур, позволяющие с минимальными дефектами формировать гетерослои с заданным содержанием основных элементов и легирующих примесей, четко формировать гетеропереход на границе эпитаксиальных слоев. На современном этапе используются технологии газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений и молекулярно-лучевой эпитаксии.

Оптимизация конструкции гетероструктур (состав, толщина и уровень легирования гетероэпитаксиальных слоев) для достижения максимальной выходной оптической мощности излучения является предметом пристального внимания исследователей с момента их создания и до настоящего времени. Это объясняется не только постоянным совершенствованием ростового оборудования и расширением технологических возможностей эпитаксиального выращивания. Оптимизация конструкции ГС для мощных (более 1 Вт в многомодовом непрерывном режиме) ЛД представляет собой поиск компромисса между

основными характеристиками ГС (фактор оптического ограничения, величина потерь на свободных носителях заряда, рабочий ток, дифференциальная квантовая эффективность, удельное омическое сопротивление, расходимость излучения и т.п.). Так, например, уменьшение расходимости излучения в вертикальной плоскости приводит к ухудшению КПД прибора, увеличению нагрузки на выходное зеркало и, как следствие, снижению выходной оптической мощности и срока службы изделия. Следовательно, разработка конструкции гетероструктуры со сверхнизкими оптическими потерями для мощных лазерных диодов является актуальной задачей.

Важной причиной, ограничивающей мощность излучения и срок службы мощных ЛД, является тепловой нагрев, приводящий в большинстве случаев к тепловому выбросу носителей заряда из активной области или падению квантового выхода излучательной рекомбинации. Последовательное омическое сопротивление современных мощных ЛД не превышает 0,01 Ом. Рабочие токи мощных лазерных диодов составляют десятки ампер через активную область, площадь которой составляет доли квадратного миллиметра. Это накладывает очень серьезные требования на теплоотвод, на который напаивается лазерный кристалл (чип). В большинстве случаев теплоотвод изготавливают из меди, которая имеет высокую теплопроводность. Однако, КТР меди значительно отличается от КТР GaAs, что ограничивает возможность использования меди в качестве теплоотвода мощных лазерных диодов из-за возникающих механических напряжений, приводящих к деградации прибора. Таким образом, для достижения оптимального теплового режима работы инжекционного лазера и минимизации его теплового сопротивления необходимо детальное исследование тепловых процессов, происходящих в теплоотводе.

На сегодняшний день наиболее востребованными с точки зрения существующих применений являются мощные полупроводниковые лазеры, генерирующие лазерное излучение в красном и ближнем ИК диапазонах: 670 нм (источники оптического возбуждения для фотодинамической терапии онкологических заболеваний), 808 нм и 950 нм (источники оптической накачки

для твердотельных лазеров на основе YAG:Nd и Yb-Er стекол). Разработка таких полупроводниковых лазеров и оптимизация их параметров являются актуальной научно-технической задачей.

Твердотельные лазеры с диодной накачкой широко применяются в различных областях науки и техники. Процесс постепенной замены традиционно используемых твердотельных лазеров с ламповой накачкой лазерами с диодной накачкой в последние годы привел к значительному увеличению областей применения последних для создания приборов специального назначения, обработки материалов, в медицине, полиграфии, метрологии, научном приборостроении, а также в шоу-бизнесе. Уровень развития этих технологий определяет конкурентоспособность, независимость и безопасность государств, обладающих ими.

В России отсутствует серийное производство высокоэффективных квазинепрерывных импульсных твердотельных лазеров с диодной накачкой на основе полупроводниковых гетероструктур для технологических применений, что сдерживает внедрение новых технологий на ведущих промышленных предприятиях. В последние годы в области дальнометрии всё более актуальным становится задача использования лазеров с полупроводниковой накачкой, которые генерируют излучение в безопасной для глаз области спектра, характеризуются более высокими параметрами и, принципиально, обладают большим сроком службы, чем традиционные лазеры с ламповой накачкой. Несмотря на актуальность развития такого направления техники и достижения ряда предприятий России в создании опытных образцов дальномеров на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой, пригодных для серийного производства дальномеров с диодной накачкой пока не имеется. Переход к дальномерам на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой для оборонной тематики, маркшейдерского дела, строительства, позволит приступить к выпуску нового класса приборов, обладающих улучшенными эксплуатационными параметрами, а также меньшей стоимостью.

Лазерные аппараты на основе мощных лазерных диодов используются сегодня в большинстве областей современной медицины: общей, эндоскопической и торакальной хирургии, нейрохирургии, онкологии, оториноларингологии, гастроэнтерологии, гинекологии, урологии, проктологии, стоматологии, травматологии и ортопедии, офтальмологии, дерматологии, флебологии и косметологии. На сегодняшний день в России разработка новейших методик лазерного лечения онкологических заболеваний сдерживается отсутствием доступных по цене для широкого круга медицинских учреждений полупроводниковых лазерных аппаратов с требуемыми техническими параметрами и устройств для оперативной неразрушающей диагностики злокачественных новообразований. Это делает лазерные методики лечения и диагностики недоступными для абсолютного большинства населения. Широкое распространение новейших лазерных методик лечения приведет к качественному улучшению объема и состава медицинских услуг, оказываемых населению, повышению эффективности работы медицинских учреждений и, в конечном итоге, улучшению здоровья и продолжительности жизни населения.

#### Цель работы:

Разработка мощных полупроводниковых источников лазерного излучения (ЛД, лазерных линеек и матриц) в системах материалов GaInP/AlGaInP/GaAs и AlInGaAs/AlGaAs/GaAs, излучающих в видимом (670 нм) и ближнем инфракрасном (808 нм, 950 нм) диапазонах спектра. Создание на их основе твердотельных лазеров с диодной накачкой для технологических и информационных применений, а также высокоэффективных медицинских лазерных аппаратов и устройства для диагностики онкологических заболеваний.

Достижение указанной цели обеспечивается решением следующих задач:

1. Исследовать механизмы ограничения и определить пути увеличения выходной оптической мощности в мощных ЛД с длиной волны излучения 808 нм.
2. Провести анализ работы и оптимизацию характеристик мощных ЛД на основе симметричных и асимметричных ГС со сверхнизкими оптическими потерями на свободных носителях заряда, обеспечивающих высокую дифференциальную

квантовую эффективность, низкие рабочий ток и расходимость излучения в вертикальной плоскости.

3. Выполнить анализ и определить пути оптимизации конструкции теплоотводов для мощных ЛД, работающих в непрерывном режиме генерации.
4. Исследовать излучательные характеристики мощных ЛД и линеек, работающих в различных диапазонах спектра (670 нм, 808 нм, 950 нм).
5. Разработать импульсный твердотельный лазер с торцевой накачкой мощными ЛД для технологических применений.
6. Разработать компактный мощный твердотельный лазер с боковой накачкой квазинепрерывными лазерными линейками для информационных систем, работающий в безопасном для глаз диапазоне спектра.
7. Разработать медицинские лазерные аппараты для хирургии и ФДТ.
8. Разработать устройство для контроля температуры рабочего торца оптоволокна лазерных модулей с волоконным выходом излучения для медицинской аппаратуры.
9. Разработать устройство для визуализации пространственного распределения флуоресценции злокачественных новообразований при фотодинамической терапии.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. С помощью математического моделирования показано, что уменьшение концентрации носителей заряда, инжектированных в волноводный слой мощных непрерывных лазерных диодов и, следовательно, снижение поглощения на свободных носителях заряда, можно получить как дополнительным легированием волновода, так и изготовлением волноводных слоев с градиентными составами, причем последний подход является более перспективным из-за наличия встроенного электрического поля, ускоряющего движение НЗ в ГС.
2. Показано, что при непрерывной инжекционной накачке ЛД, napаянного на теплоотвод эпитаксиальными слоями вниз, температура активной области определяется тепловым сопротивлением эмиттера и тепловым сопротивлением теплоотвода. Если теплоотвод не даёт доминирующего вклада в тепловое

сопротивление ЛД, лазерные ГС, выполненные из твёрдых растворов AlGaAs имеют преимущество по тепловому сопротивлению относительно безалюминиевых ГС на основе InGaAsP, из-за более высокой теплопроводности используемых материалов.

3. Показано, что использование мощных ЛД с длинными резонаторами является предпочтительным с точки зрения эффективного отвода тепла вследствие сильной зависимости теплового сопротивления лазерного диода от длины лазерного резонатора и, в меньшей степени, от его ширины.

4. Использование алмазного термокомпенсатора (сабмаунта), усиливающего латеральное растекание тепла, оказывается эффективным только в том случае, когда ширина сабмаунта заметно превышает ширину полоскового контакта мощного лазерного диода.

5. Использование пирометрического сенсора на основе иммерсионного фотодиода среднего ИК-диапазона, интегрированного в драйвер лазерного модуля с оптоволоконным выходом, обеспечивает повышение надежности и функциональности лазерных систем за счет непрерывного контроля температуры на торце оптоволокна, подключаемого для доставки лазерного излучения к облучаемой площадке или объекту.

6. Визуализация пространственного распределения флуоресценции при диагностике и лечении методами фотодинамической терапии позволяет наблюдать в реальном времени процесс взаимодействия накопленного в биоткани фотосенсибилизатора с оптическим излучением, определять момент окончания процедуры и избегать передозировки при проведении сеанса.

#### Практическая ценность работы:

1. Разработаны оптимизированные варианты лазерных гетероструктур со сверхнизкими оптическими потерями на свободных носителях заряда, обеспечивающие высокую дифференциальную квантовую эффективность, низкие рабочий ток и расходимость излучения в вертикальной плоскости.

2. Разработаны мощные ЛД и линейки, работающие в различных диапазонах спектра (670 нм, 808 нм, 950 нм), проведено исследование их характеристик и



показано, что они могут эффективно использоваться для накачки твердотельных лазеров и медицинских применений.

3. Разработаны медицинские лазерные аппараты для хирургии и ФДТ, проведена их сертификация в Минздраве РФ.

4. Разработаны опытные образцы ТТЛ с диодной накачкой для технологических применений и дальнометрии. В качестве источников накачки в твердотельных лазерах используются разработанные ранее ЛД и линейки.

5. Разработано устройство для контроля температуры объекта, нагреваемого излучением диодных лазеров с оптоволоконным выходом излучения. Оснащение медицинской лазерной аппаратуры подобным устройством позволяет исключить неконтролируемый разогрев оптоволокна до температур, приводящих к его деформации и разрушению, а также обеспечивает возможность управления температурой лазерного «скальпеля» для оптимизации процесса коагуляции биоткани.

6. Разработано устройство для визуализации пространственного распределения флуоресценции злокачественных новообразований при фотодинамической терапии.

Внедрение результатов работы. Результаты диссертационной работы в части:

а) разработки технологии изготовления инжекционного полупроводникового лазера защищены патентом №2110874 и полностью использованы в ОКР по созданию мощного непрерывного ЛД. Серийный выпуск этих приборов осуществляется ЗАО «Полупроводниковые приборы»;

б) оптимизации характеристик мощных ЛД, изготовленных на основе симметричных и асимметричных ЛГС со сверхнизкими оптическими потерями на свободных носителях заряда защищены патентами №№ 2309501, 2309502 и полностью использованы в НИОКР по созданию ЛД, линеек и матриц. Серийный выпуск этих приборов осуществляется ЗАО «Полупроводниковые приборы»;

в) разработки импульсных твердотельных лазеров с диодной накачкой полностью использованы при разработке конструкторской документации на эти приборы, подготовленной к серийному производству. ЗАО «Полупроводниковые приборы»

освоен мелкосерийный выпуск твердотельных лазерных излучателей для технологических применений и дальнометрии;

г) разработки базовой блок-схемы лазерных аппаратов, способа суммирования лучей двух и более лазеров, лазерного излучателя, способа отвода тепла от полупроводниковых приборов, устройства для формирования смесителя мод использованы в НИОКР по созданию медицинских лазерных аппаратов для хирургии и фотодинамической терапии. Приоритет изделий защищен патентами №№ 8524, 9098, 14407, 112458, 117189, 117191 и товарным знаком «Латус». В настоящее время серийный выпуск медицинских лазерных аппаратов серии «Латус» освоен ООО «Аткус»;

д) разработки устройства для визуализации пространственного распределения флуоресценции злокачественных новообразований при фотодинамической терапии полностью использованы в НИОКТР по созданию лазерного комплекса для диагностики, профилактики и лечения онкологических заболеваний и медицинского аппарата «Флуовизор». Начата клиническая апробация аппарата «Флуовизор» в ведущих медицинских учреждениях РФ (ФГБУ «ГНЦ лазерной медицины ФМБА», г. Москва, ФГБУ «МРНЦ» МЗ РФ, г. Обнинск, ФГБУ «НИИ онкологии им. Н.Н. Петрова» МЗ РФ, г. С.-Петербург).

Положения, выносимые на защиту:

1. Уменьшение концентрации носителей заряда, инжектированных в волноводный слой мощных непрерывных лазерных диодов и, следовательно, снижение поглощения на свободных носителях заряда, можно получить как дополнительным легированием волновода, так и изготовлением волноводных слоев с градиентными составами, причем последний подход является более перспективным из-за наличия встроенного электрического поля, ускоряющего движение НЗ в ГС.

2. ЛГС, выполненные из твердых растворов AlGaAs имеют преимущество по тепловому сопротивлению относительно безалюминиевых ГС на основе InGaAsP из-за более высокой теплопроводности используемых материалов и, как следствие, меньшего вклада в тепловое сопротивление мощных лазерных диодов.

3. Тепловое сопротивление мощных лазерных диодов не является функцией площади полоскового контакта, как в случае одномерного переноса тепла, но зависит различным образом от его длины (более сильно) и ширины (более слабо), так что для уменьшения теплового сопротивления предпочтительным является увеличение длины резонатора.

4. Использование алмазного термокомпенсатора (сабмаунта) для усиления латерального растекания тепла оказывается эффективным только в том случае, когда его ширина более чем на порядок превышает ширину полоскового контакта мощного ЛД.

5. Оснащение лазерных аппаратов с волоконным выводом излучения пирометрическими сенсорами на основе иммерсионного фотодиода среднего ИК-диапазона позволяет с высокой точностью контролировать температуру выходного торца оптического волокна в диапазоне от + 600 до +1000 °С, что не только увеличивает срок службы волоконно-оптического инструмента, но и обеспечивает равномерный и качественный разрез биоткани.

6. Наблюдение в реальном времени пространственного распределения сигнала флуоресценции фотосенсибилизатора накопленного в биоткани при проведении сеанса фотодинамической терапии позволяет точно определять момент окончания процедуры и избегать избыточного воздействия оптического излучения.

Апробация работы: Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на семинарах и конференциях: Международных конференциях Laser Optics 1998 и 2008 (Санкт-Петербург, 1998 и 2008 г.); 1-м, 2-м и 3-м Симпозиумах «Полупроводниковые лазеры: физика и технология» (Санкт-Петербург, 2008 г., 2010 г., 2012 г.); Российско-германском семинаре-совещании по вопросам внедрения лазерных технологий в промышленность (Санкт-Петербург, 2008 г.); IX международной конференции «Лазерная физика и оптические технологии» (Минск, Беларусь, 2012 г.); 9 Белорусско-Российском семинаре «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе» (Минск, Беларусь, 2013 г.).

Публикации: По теме диссертации опубликовано 20 научных статей, в том числе 15 статей в журналах, входящих в перечень ВАК («Квантовая электроника», «Письма в ЖТФ», Научно-технические Ведомости СПбГПУ, «Научное приборостроение», «Физика и техника полупроводников»), 8 тезисов докладов. Приоритет исследований и разработок защищен 15 патентами.

Личное участие автора: Настоящая работа представляет обобщение результатов исследований и разработок, проведенных автором и руководимым им Закрытым акционерным обществом «Полупроводниковые приборы». Автором сформулированы задачи и организовано проведение научных исследований; осуществлены обзор литературы по механизмам ограничения выходной мощности полупроводниковых лазеров и выявление наиболее эффективных путей дальнейшего повышения мощности излучения многомодовых полупроводниковых лазеров; выполнен анализ работы и оптимизация с помощью моделирования квантоворазмерных лазерных гетероструктур и эффективных теплоотводов, что позволило создать новый класс приборов – мощные непрерывные лазерные диоды и сверхмощные квазинепрерывные лазерные линейки и матрицы; созданы новые методы флуоресцентной диагностики злокачественных новообразований и пирометрического определения температуры выходного торца оптоволоконных лазерных модулей. Под руководством автора в качестве главного конструктора разработаны базовые конструкции ТТЛ с диодной накачкой для технологических применений и дальнометрии; создан, внедрен в серийное производство и широкую медицинскую практику ряд медицинских лазерных аппаратов, с новыми методиками их использования.

Объем и структура работы: Диссертация состоит из введения, 7 глав, заключения, списка цитируемой литературы, включающего 179 ссылок, изложена на 331 страницах текста, содержит 34 таблицы, 158 рисунков.

Краткое содержание работы описано далее.

В Главе 1 подробно рассмотрены предельные возможности работы мощных диодных лазеров. Показано, что желание снять световую мощность более 1 Вт (в том числе в импульсном режиме) с  $1 \text{ мкм}^2$  сечения гетеролазера будет

наталкиваться на фундаментальные трудности. Рассмотрены дополнительные факторы, не носящие принципиального характера, но довольно часто определяющие мощностные характеристики инжекционных гетеролазеров «классического» исполнения с торцевым выводом излучения лазера по причинам технического и технологического плана: катастрофическая оптическая деградация, многомодовая генерация, тепловыделение и нагрев, старение. Показано, что дальнейшее увеличение энергии и мощности оптического излучения, генерируемого полупроводниковыми лазерами, достигается суммированием световых потоков от отдельных лазерных элементов в мощных лазерных линейках и матрицах. Рассмотрены особенности использования мощных лазерных диодов и линеек для накачки твердотельных лазеров и варианты оптимизации теплового режима работы твердотельного лазера. Обсуждаются технологические аспекты изготовления мощных лазерных диодов: материал активной области лазерных гетероструктур, концепция лазерной гетероструктуры с широким оптическим резонатором, поперечное ограничение тока, оптической волны и носителей, а также защита зеркал лазерного резонатора. В конце главы сформулированы цель и задачи диссертационной работы.

В Главе 2, разделе 2.1 представлены результаты анализа термических механизмов, ограничивающих выходную мощность полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения 808 нм. Большинство из рассмотренных механизмов не являются привязанными к выбранной выше длине волны излучения, а имеют общий характер. Подробно описаны природа и модели, описывающие катастрофическое разрушение зеркал лазерных диодов. Рассмотрены термические эффекты, не вызывающие КРЗ, но понижающие ДКЭ полупроводниковых лазеров, приводя к сублинейности их ватт-амперных характеристик: разогрев лазерной гетероструктуры, разогрев зеркал резонатора. В разделе 2.2 описаны различия в непрерывном и импульсном разогреве лазерных диодов, а также рассмотрены нетермические механизмы, как правило, становящиеся значимыми при импульсной инжекционной накачке: рост концентрации неравновесных носителей заряда в гетероструктуре, спектральное и пространственное выжигание

носителей заряда стимулированным излучением. В разделе 2.3 рассмотрено современное состояние технологии изготовления одиночных ЛД с широким полосковым контактом и определены основные пути повышения выходной мощности лазерного излучения: защита выходных зеркал резонатора, улучшение отвода тепла из активной области и модификации конструкции лазерных излучателей, включая оптимизацию конструкции гетероструктуры и модификации конструкции лазерного чипа.

В Главе 3, раздел 3.1 детально рассмотрена работа базовой лазерной гетероструктуры, традиционно использованной ЗАО «Полупроводниковые приборы» для изготовления низкопороговых ЛД с выходной оптической мощностью  $1 \div 2$  Вт. Расчеты характеристик лазерных структур проводились на основе программного пакета SiLENSe, анализирующего зонные диаграммы прибора, распределения в гетероструктуре концентраций неравновесных носителей заряда, и электромагнитного поля волноводной моды. В разделе 3.2 описана оптимизация с помощью моделирования квантоворазмерных лазерных гетероструктур с симметричным волноводом и уменьшенным, по крайней мере в 2 раза, фактором оптического ограничения по сравнению с базовой гетероструктурой. Волноводные свойства гетероструктуры оценивались совместно с анализом ее инжекционных свойств для поиска и оптимизации новых конструкций лазерных диодов с уменьшенным фактором оптического ограничения. Подробно рассмотрены конструкции 6 различных гетероструктур (структура с расширенным прямоугольным волноводом, структура с расширенным градиентным волноводом, структура с двумя активными областями, структура с блокирующим электронным слоем, низкосоставная градиентная структура, низкосоставная градиентная структура с зауженным волноводным слоем. В разделе 3.3 приведены результаты анализа лазерных гетероструктур с асимметричным волноводом с целью выбора оптимальной конструкции и сравнения ее характеристик с характеристиками симметричных структур. Подробно рассмотрены 5 различных гетероструктур (структура с асимметричным прямоугольным волноводом, структура с инвертированным

асимметричным прямоугольным волноводом, структура с асимметричным градиентным волноводом, структура с инвертированным асимметричным градиентным волноводом, модифицированная структура с симметричным градиентным волноводом). В разделе 3.4 представлены результаты сравнительного анализа лазерных гетероструктур, определены рекомендации по оптимизации гетероструктур, а также подробно описаны оптимальные варианты лазерных гетероструктур с симметричным и асимметричным волноводами.

В Главе 4, раздел 4.1 приведено описание традиционной конструкции ЛД с пассивным теплоотводом и идентификация наиболее критичных для отвода тепла её элементов. В разделе 4.2 проведено моделирование теплопереноса. В качестве методики исследования принято численное моделирование, прошедшее верификацию путём сравнения теоретических предсказаний с экспериментом. В разделе 4.3 представлены результаты анализа вкладов различных элементов конструкции ЛД в его тепловое сопротивление: вклад ГС, металлических слоёв, сабмаунта, теплоотвода, корпуса ЛД и основания. В разделах 4.4 и 4.5 представлены результаты геометрической оптимизации конструкции теплоотвода и оптимизации материала теплоотвода. Раздел 4.6 посвящен описанию того, как тепловое сопротивление ЛД влияет на предельную выходную оптическую мощность излучения лазерного диода. Результаты анализа и оптимизации конструкции теплоотвода описаны в разделе 4.7.

В Главе 5, раздел 5.1 описаны результаты исследования излучательных характеристик мощных лазерных диодов, сверхмощных квазинепрерывных лазерных линеек и матриц с длиной волны генерации 808 нм. Подробно рассмотрены основные технические требования к технологическому процессу, перечень технологических операций, входящих в технологический процесс изготовления кристаллов мощных непрерывных диодных лазеров и технология сборки сверхмощных непрерывных диодных лазеров. В разделе 5.2 рассмотрены результаты исследования излучательных характеристик лазерных диодов и линеек с длиной волны генерации 940 - 960 нм, в частности влияния длительности импульса накачки и температуры теплоотвода на излучательные характеристики

лазерных линеек. Раздел 5.3 содержит результаты исследования излучательных характеристик мощных непрерывных диодных лазеров с длиной волны генерации 670 нм.

В главе 6, раздел 6.1 приведено описание оптической схемы твердотельного лазера с диодной накачкой для технологических применений и отражены результаты исследования его излучательных характеристик. В разделе 6.2 описана оптическая схема твердотельного лазера с диодной накачкой для информационных систем, приведены результаты исследования излучательных характеристик твердотельного лазера с оптимальной конфигурацией оптического резонатора.

В главе 7, раздел 7.1 приведено описание основных технических решений, использованных при создании компактных и высокоэффективных медицинских лазерных аппаратов для хирургии и ФДТ на основе мощных и ярких полупроводниковых лазерных диодов производства ЗАО «Полупроводниковые приборы», работающих во всех требуемых диапазонах длин волн (670, 808 и 950 нм). Далее приведено описание результата разработки системы контроля температуры рабочего торца оптоволокна лазерных модулей с волоконным выходом излучения для медицинской аппаратуры на основе быстродействующего пирометрического сенсора - иммерсионного фотодиода среднего ИК-диапазона. Раздел 7.2 посвящен разработке и исследованию свойств устройства для визуализации пространственного распределения флуоресценции злокачественных новообразований при фотодинамической терапии - спектрально-селективной системы регистрации оптического излучения, пропускающей свет во всей полосе флуоресценции, непрозрачной для возбуждающего флуоресценцию излучения и осуществляющей автоматический количественный анализ изображения флуоресценции в реальном времени.

В Заключении приведена сводка основных результатов работы.



## ГЛАВА I ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

### 1.1 Предельные возможности работы мощных диодных лазеров

Разделение полупроводниковых лазеров на маломощные и мощные весьма условно и зависит от многих факторов, в том числе от области применения, типа лазера, спектрального диапазона и режима работы. К настоящему времени принято называть мощными полупроводниковые лазеры, генерирующие в одномодовом или одночастотном непрерывном режиме мощности более 100 мВт, в многомодовом непрерывном режиме более 1 Вт.

#### 1.1.1 Физические ограничения

Фундаментальным фактором, ограничивающим возможность достижения высоких мощностей в инжекционных гетеролазерах, является предельно допустимая плотность электромагнитной энергии внутри активной области [1]. Если напряженность электрического поля  $E$ , создаваемая электромагнитной волной, будет сравнима с внутриатомными полями, то наступит разрыв межмолекулярных и межатомных связей, что приведет к разрушению полупроводникового материала – явлению, известному как «оптический пробой». Этот фактор является пределом, который вряд ли удастся превысить.

Напряженность электрического поля  $E$  создает в световой волне плотность электромагнитной энергии  $\rho$  порядка  $10^7$  В/м. Эта величина выбрана из соображений, что она должна быть на порядок меньше среднего значения внутрикристаллического поля в полупроводнике. Оценка, сделанная для арсенида галлия дает  $E_{кр} \approx 2 \cdot 10^8$  В/м, что согласуется с величиной критического поля в кремнии, при котором наступает оптический пробой ( $E_{кр} \approx 0,8 \cdot 10^8$  В/м).

Напряженность электрического поля  $E$  в световой волне связана с объемной плотностью электромагнитной энергии  $\rho$  и величиной вектора Пойтинга  $\vec{P}$ , определяющего среднюю по времени плотность мощности излучения, как

$$|\vec{P}| = \rho \cdot v = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E^2 \cdot \frac{c}{n}, \quad (1.1)$$

где  $v$  – скорость света в среде,  $c$  – скорость света в вакууме,  $n$  – показатель преломления среды [1]. Из (1.1) для арсенида галлия при  $E = 10^7$  В/м получаем:

$$P_{кр} \approx 10^{12} \text{ Вт/м}^2 = 1 \text{ Вт/мкм}^2.$$

Это означает, что максимальная выходная оптическая мощность излучения, которая может быть получена с полоскового лазера на основе двойной гетероструктуры с поперечными размерами активной области (волноводного слоя)  $H \times W = 0,2 \text{ мкм} \times 5 \text{ мкм}$ , ограниченный лучевой объемной стойкостью материала, составляет  $\sim 1$  Вт.

Приведенная выше оценка соответствует идеально однородному распределению электромагнитного поля внутри активной области, что, едва ли реализуется на практике. Неоднородности могут быть весьма существенны даже в идеально-однородном активном слое, что связано с:

- эффектами «шнурования» тока накачки;
- неоднородным распределением поля в плоскости  $H \times W$ , особенно по направлению  $W$  вдоль «полоска», и эффектами «оптического шнурования» или «филаментации»;
- интерференционными эффектами, связанными с взаимодействием мод более высокого порядка, что характерно для работы лазеров при токах накачки, существенно превышающих пороговые;
- гауссовым характером распределения поля даже в идеальном случае  $TEM_{00}$ -моды;
- эффектами пространственного «выжигания дыр».

На самих гетерограницах, формирующих активную область инжекционного лазера, также существует электрическое поле, которое по разным оценкам в разных структурах может достигать  $10^3 - 10^8$  В/м. В неблагоприятных случаях это поле, складываясь с полем световой волны, может привести к локальному оптическому пробое. По этой причине желательно использовать однородный рабочий объем активной области инжекционного гетеролазера, в котором отсутствуют внутренние локальные поля, хотя это и приведет к возрастанию

пороговой плотности тока. Впрочем, следует учитывать и наличие потерь в активной области, в частности – поглощения на свободных носителях заряда. Использование гетероструктур с отдельными оптическим и электронным ограничениями позволяет уменьшить эти потери.

Из сказанного следует, что даже в инжекционном лазере с активной областью, свободной от дефектов и неоднородностей, но работающем в многомодовом режиме, «средняя» напряженность поля в электромагнитной волне не должна превышать  $(0,4 \div 0,6) \cdot 10^7$  В/м, что соответствует удельной плотности оптической мощности на выходе ЛД на уровне  $(0,2 \div 0,4)$  Вт/мкм<sup>2</sup>. Это означает, что для инжекционного гетеролазера с излучающей площадкой размером  $H \times W = 100 \times 1$  мкм<sup>2</sup> выходная мощность излучения порядка 20 Вт является пределом, превышение которого скорее всего приведет к необратимым изменениям в объеме активной области и на гетерограницах. Наиболее сильные внутренние поля сосредоточены, как правило, на зеркалах инжекционного гетеролазера – переднем, через которое происходит вывод излучения и заднем, обычно HR зеркале. Сделанная выше оценка позволяет утверждать, что получение выходной оптической мощности более 1 Вт (как в импульсном, так и в непрерывном режиме генерации) с 1 мкм<sup>2</sup> излучающей площадки инжекционного гетеролазера будет наталкиваться на фундаментальные проблемы.

### 1.1.2 Выходная мощность излучения, материал активной области и деградация

Выше были рассмотрены фундаментальные причины, ограничивающие удельную мощность излучения в идеальной гетероструктуре. Реальные возможности достижения предельных мощностей излучения инжекционными гетеролазерами «классического» исполнения с торцевым выводом ограничены рядом дополнительных факторов, не носящих принципиального характера, но довольно часто определяющих мощностные характеристики лазера по причинам технического и технологического плана.

Исключительно жесткие требования предъявляются к качеству активной области, как впрочем, и ко всем слоям лазерной гетероструктуры. Квантовый

выход излучательной рекомбинации должен быть максимально близок к единице не только для повышения эффективности, но и для уменьшения тепловыделения, поскольку все безызлучательные процессы рекомбинации в конечном итоге переводят энергию накачки в тепло. В активном слое недопустимо наличие как макроскопических, так и микроскопических точечных дефектов, например, глубоких примесей, связанных с кислородом, вакансиями решетки и т.п. Вблизи таких центров возникают сильные локальные поля и неоднородности, что при больших плотностях энергии в конечном итоге приводит к локальному разрушению и объемной деградации мощных инжекционных лазеров.

При наличии активного слоя высокого качества наиболее уязвимым местом в мощных инжекционных лазерах «классического» исполнения являются торцевые поверхности, образованные сколом по плоскостям спайности и выполняющие роль зеркал резонатора. С точки зрения надежности и возможности получения максимальных мощностей эти поверхности представляют собой самое «узкое» место. Центры поверхностной рекомбинации на сколотых кристаллографических плоскостях и связанные с ними истощение носителей заряда и приповерхностное электрическое поле являются причинами паразитного поглощения лазерного излучения. В результате в тонком приповерхностном слое локально повышается температура, приводя к генерации новых дефектов, после чего процесс нарастает лавинообразно. Наблюдались случаи, когда вид механически поврежденных граней резонатора однозначно указывал, что локальная температура достигала температуры плавления материала.

Из сказанного следует, что в мощных инжекционных лазерах совершенно необходимо проводить пассивацию торцевых поверхностей для уменьшения поверхностных состояний и, помимо этого, защищать эти поверхности от внешних воздействий и наносить на них отражающие (просветляющие) покрытия. Принято считать, что в AlGaAs-лазерах с открытыми сколотыми гранями критическая плотность оптической мощности составляет  $(1\div 5)$  МВт/см<sup>2</sup> [1]. Пассивация поверхности и нанесение защитных покрытий увеличивают критическую плотность оптической мощности до  $(10\div 30)$  МВт/см<sup>2</sup> или

$(0,1 \div 0,3) \text{ Вт/мкм}^2$ . Эта величина лишь немногим меньше предельных значений, приведенных в п. 1.1.1. Если сравнить эти величины с лучевой стойкостью материалов активных элементов твердотельных лазеров, то оказывается, что они близки к лучевой стойкости граната и превышают лучевую стойкость стекла с неодимом в режиме свободной генерации ( $10^3 \div 10^4 \text{ Дж/см}^2$ ).

Режим многомодовой генерации существенно уменьшает средние плотности энергии инжекционных гетеролазеров. Этот режим работы проявляется в инжекционных лазерах с шириной полоскового контакта  $W$  более 10 мкм (впрочем, при большом превышении тока накачки над пороговым она проявляется и в инжекционных лазерах с шириной полоска  $1 \div 2$  мкм). В режиме многомодовой генерации, как правило, появляются локальные области с большой напряженностью электромагнитного поля, которые приводят к возникновению разрушений в материале ГС. В мощных ЛД с шириной полоска более 50 мкм и рабочих токах значительно выше порогового значения, появление многомодовой генерации практически неизбежно. Даже в специально созданных структурах, содержащих задающий одночастотный генератор и усилитель мощности, распределение интенсивности по ширине активной области весьма далеко от идеального, как это проиллюстрировано на Рис. 1.1.

Данные, полученные на интегральных структурах, состоящих из задающего генератора и усилителя мощности (так называемые МОРА-лазеры), весьма полезны для установления предельных возможностей. Эти данные показывают, что даже при наличии запускающего генератора, работающего в одночастотном режиме, в процессе дальнейшего усиления появляются существенные неоднородности интенсивности излучения, возрастающие по мере увеличения мощности накачки. В обычных мощных инжекционных лазерах эти эффекты выражены на порядок сильнее. Более того, даже в процессе непрерывной или квазинепрерывной работы наблюдается перекачивание энергии из одной моды в другую и связанные с этим хаотические флуктуации выходных параметров излучения лазера, что является весьма нежелательным для большинства потребителей.

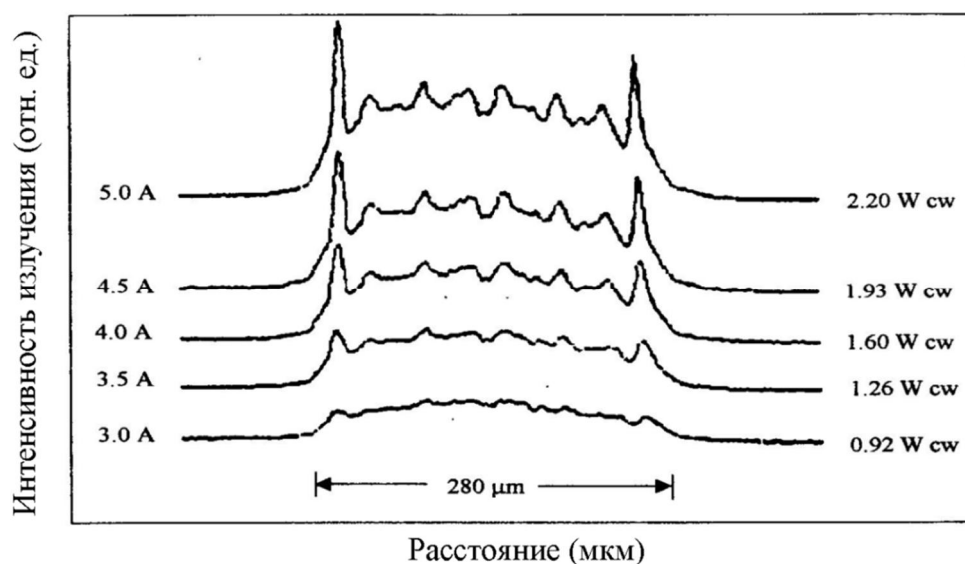


Рисунок 1.1 - Измеренный профиль интенсивности излучения (ближнее поле) как функция выходной мощности для полупроводникового лазера с длиной волны генерации 860 нм, включающего задающий одночастотный генератор и усилитель мощности. Картины ближнего поля приведены для дискретных значений тока накачки и выходной мощности (W – Вт) в непрерывном режиме генерации (CW)

При толщине активной области  $H$  больше 0,4 мкм (для  $\lambda \sim 0,9$  мкм) наблюдаются неоднородности и флуктуации в распределении поля не только в продольном, но и в поперечном направлении. Оптимизации этой величины – важная задача. В последнее время ряд фирм-производителей перешел от традиционно используемых волноводных слоев толщиной 1 мкм к слоям толщиной 0,4 мкм, обеспечивающим Гауссов характер распределения поля в поперечном направлении вплоть до больших уровней накачки.

Тепловой нагрев мощных ЛД, работающих в непрерывном режиме, приводит к насыщению и даже снижению выходной оптической мощности излучения с возрастанием тока накачки. Как правило, такое поведение определяется снижением внутреннего квантового выхода излучательной рекомбинации или температурным выбросом носителей заряда из активной области. Поэтому все возможные потери, включая омические потери на контактах, потери на безызлучательную рекомбинацию и поглощение на свободных носителях заряда с последующей внутризонной релаксацией должны

быть сведены к минимуму. Это кажется тривиальным, но для мощных лазеров борьба идет за сотые и тысячные доли ома.

Финальным ограничением выходной мощности инжекционных лазеров является их старение. Во всех полупроводниковых лазерах в той или иной степени проявляется деградация – снижение оптического выхода при работе в течение длительного периода времени. Весь вопрос в длительности этого периода. Для маломощных лазеров он может составлять десятки и сотни лет ( $10^5$ - $10^6$  часов), а для мощных инжекционных лазеров – существенно меньше, что связано с исключительно жесткими условиями их работы. В настоящее время можно утверждать, что надежность мощных инжекционных лазеров обычно ограничивается либо процессами теплового рассеяния, либо катастрофической оптической деградацией на торцевых гранях (зеркала) или в объеме активного слоя. Термическая деградация связана с большой плотностью протекающего тока. Часто деградация AlGaAs-лазеров связана с формированием точечных дефектов или так называемых «дефектов темных линий», которые могут мигрировать внутрь и вдоль активной области.

Таким образом, можно выделить четыре основных фактора, ограничивающих полезную выходную мощность инжекционных лазеров:

1. Катастрофическое разрушение зеркал;
2. Многомодовая генерация;
3. Тепловыделение и нагрев;
4. Старение.

Диагностировать эти факторы проще всего по виду ватт-амперной характеристики конкретного прибора.

Процессы старения в AlGaAs-лазерах проявляются сильнее, чем в так называемых «Al-free» материалах, например, на основе InGaAsP. В структурах на основе InP скорость поверхностной рекомбинации существенно ниже, чем в структурах на основе AlGaAs. Этот хорошо известный факт указывает на значительно меньшую плотность поверхностных состояний в первых по сравнению со вторыми. Значит, лучевая стойкость первых должна быть выше, чем

вторых. Это является той причиной, по которой некоторые фирмы, выпускающие мощные лазеры на диапазон  $0,8\div 0,9$  мкм переходят от традиционных гетероструктур на основе AlGaAs к «Al-free»-системам, отдельно указывая это обстоятельство в каталогах своей продукции как возможную гарантию долговечности и надежности.

### 1.1.3 Качество излучения

Для целого ряда применений, когда необходимо фокусировать излучение в малую область пространства с размером пятна, ограниченным дифракционным пределом, либо передавать излучение на большие расстояния, либо использовать различного рода интерференционные методики – во всех этих случаях к качеству светового луча, а именно – к его пространственной когерентности предъявляются высокие требования. По основным параметрам качества (когерентности, монохроматичности, пространственной однородности и направленности) излучение полупроводниковых лазеров, как правило, существенно уступает излучению, генерируемому газовыми и даже твердотельными лазерами. Но даже в случаях технологического применения мощных полупроводниковых лазеров (медицина, резка, скрайбирование и т.п.) к качеству луча, его однородности и отсутствию «боковых лепестков» предъявляются вполне определенные требования.

В мощном инжекционном лазере с шириной полоскового контакта  $W$ , ( $W \gg \lambda$ ), электрическое поле в световой волне  $E(x,y,z,t)$  формируется как суперпозиция боковых (латеральных, зависящих от координаты  $x$ ), поперечных (зависящих от  $y$ ) и продольных (зависящих от  $z$ ) мод, каждая из которых имеет различные собственные частоты. Известно, что в идеальной модели генерация на одной продольной моде с собственной частотой  $\omega_0$  осуществляется преимущественно в TE-поляризации [1]. Коэффициент усиления и коэффициент отражения для этой поляризации имеют максимальное значение. Для TE-моды  $x$ -компонента электрического поля в световой волне, распространяющейся вдоль направления  $z$ , записывается в виде:



$$E_x(x,y,z,t)=E(x) \cdot F(x,y) \cdot \exp i(\beta \cdot z - \omega_0 \cdot t), \quad (1.2)$$

где  $\beta$  – комплексная постоянная распространения, связанная с комплексным эффективным показателем преломления  $n_{eff}$  и волновым вектором  $k_0 = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_0}$  соотношением  $\beta = k_0 \cdot n_{eff}$ . Зависимость  $E(x)$  в соотношении (1.2) определяет латеральную моду, а зависимость  $F(x,y)$  определяет поперечную моду и обычно является слабо меняющейся функцией координаты  $x$ . Результаты расчета зависимостей  $E(x)$  и  $F(x,y)$ , представленные на Рис. 1.2 для полоскового лазера с  $W \gg \lambda$  и  $H \approx \lambda$  показывают, что даже в идеальном случае при генерации на одной продольной моде распределение поля внутри активной области мощного лазера с широким полоском далеко не однородно, что согласуется с высказанными выше соображениями.

Предельные возможности пространственной однородности и когерентности излучения полупроводникового лазера с широким полосковым контактом представлены на Рис. 1.2. В реальных ЛД однородность распределения электромагнитного поля значительно хуже. В условиях отсутствия дефектов изготовления ЛД, однородность распределения поля определяется в основном эффектами нитеобразования, которые проявляются в расщеплении лазерного луча на ряд узких нитей. Это явление связано с нелинейными процессами насыщения усиления и их влиянием на эффективный показатель преломления  $n_{eff}$ . В результате в активной области происходит самофокусировка лазерного излучения, которая сопровождается эффектами «пространственного выжигания дыр».

Анализ экспериментальных данных, полученных к настоящему времени, позволяет утверждать следующее. При токах значительно превышающих пороговое значение, оптический пучок лазерного излучения большой мощности, генерируемый в полосковом контакте шириной больше 10 мкм, может схлопываться в отдельные нити шириной 5÷7 мкм. Это приводит к профилированию (модуляции) интенсивности лазерного излучения на выходном зеркале ЛД, и, как следствие, к выгоранию отдельных участков с максимальной интенсивностью излучения.

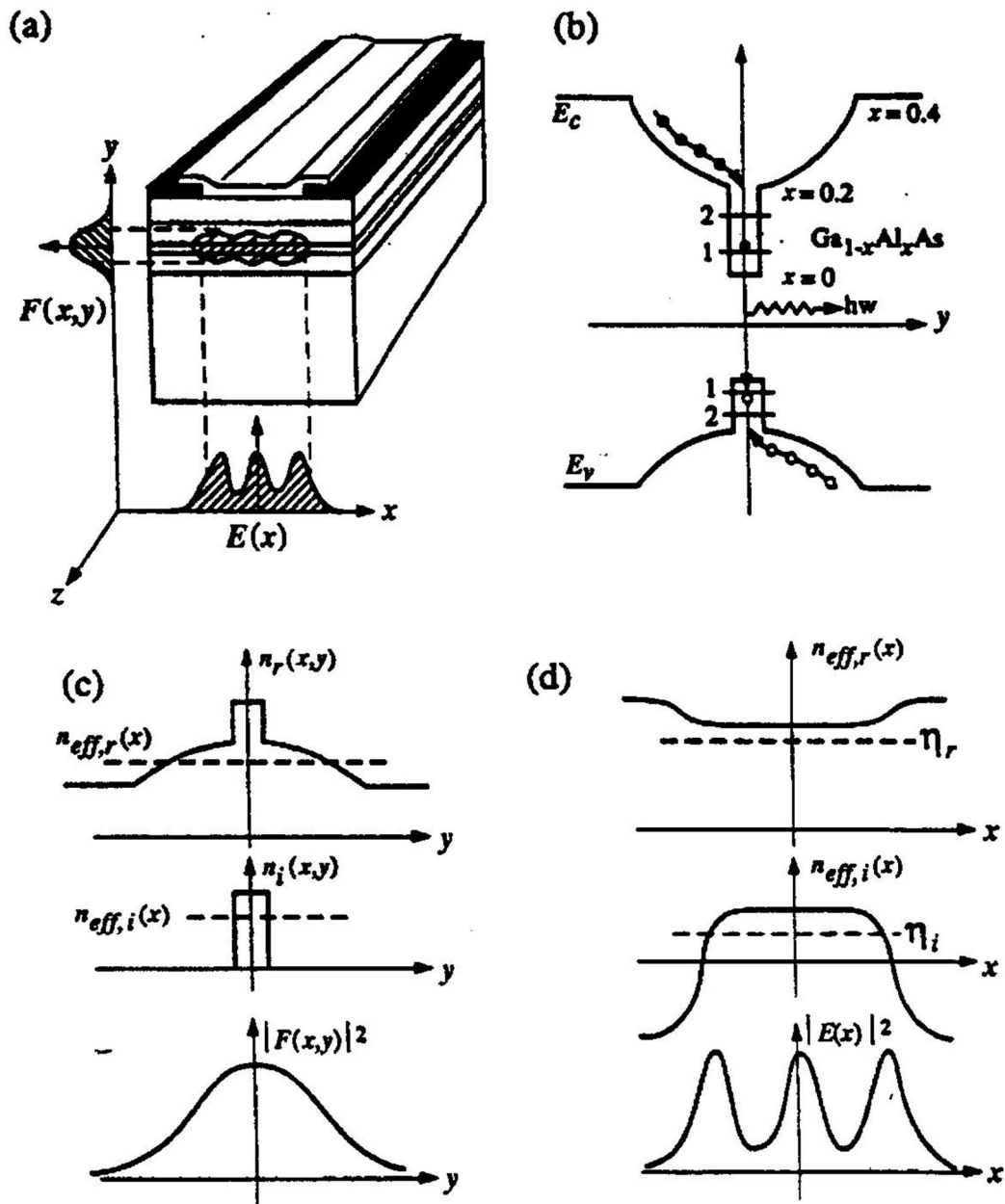


Рисунок 1.2 - Особенности распределения поля в мощном лазерном диоде с широкой активной областью:

- a) Пространственные распределения, указывающие на поперечные и латеральные оптические моды,
- b) Зонная диаграмма в поперечном направлении  $y$ ;
- c) Профили для поперечного усиления  $n_i(x,y)$  и показателя преломления  $n_r(x,y)$  для заданной координаты  $x$  в поперечной моде  $F(x,y)$ ;
- d) Профили для латерального (горизонтального) усиления  $n_{eff,i}(x)$  и показателя преломления  $n_{eff,r}(x)$  для латеральной моды  $E(x)$ .

Для подавления этого эффекта используются специальные конструкции лазерного чипа, например, фазированные лазерные решетки, которые предотвращают самопроизвольное шнурование лазерного излучения [2]. Фазированная лазерная решетка представляет собой полупроводниковый лазер со встроенной периодической модуляцией (4 – 6 мкм) электрических и оптических свойств в направлении параллельном р-п переходу, т.е. набор близко расположенных одномодовых лазеров, работающих как единое целое.

Качество лазерного излучения обычно определяют по трем параметрам: мощности, спектру и диаграмме направленности («дальнее поле»). Для целого ряда ответственных применений, когда необходимо знать, какая часть мощности может быть сфокусирована в очень малое пятно или какая часть мощности может быть передана на большое расстояние от лазера до детектора, проводят количественные измерения еще двух параметров, характеризующих качество лазерного луча: яркости и так называемого  $M^2$ -фактора, характеризующего отклонение профиля реального лазерного пучка в дальней зоне от Гауссова.

#### 1.1.4 Тепловые ограничения

Поскольку тепловыделение в мощных инжекционных лазерах достигает внушительных величин, то к условиям теплоотвода предъявляются весьма жесткие требования. По степени важности вопросы, связанные с отводом тепла стоят на втором месте после оптимизации параметров рабочей структуры, и в ряде случаев именно теплоотвод является тем фактором, который не только ограничивает мощность излучения инжекционных лазеров, но и определяет деградацию, в том числе – катастрофическую, прибора в целом.

Оптимизация теплоотвода для мощного инжекционного лазера представляет собой актуальную задачу, однако прежде чем оптимизировать теплоотвод, создавая громоздкие конструкции по охлаждению миниатюрного рабочего элемента, необходимо до физически возможного предела уменьшить тепловыделение. Чисто омические потери, связанные с прохождением электрического тока через омические контакты, приконтактные области,

подложку и прилегающие к активной области слои не должны превышать единиц процентов, что при оптической мощности инжекционного лазера в единицы Ватт составляет десятки милливольт. Ведущие фирмы активно работают по снижению омического сопротивления контактов до сотых и даже тысячных долей ома. Типичные значения последовательного сопротивления мощного инжекционного лазера составляет десятки мОм (до 0,01 Ом).

Тепловыделение в активной области определяется в основном тремя факторами: безызлучательной рекомбинацией, поглощением на свободных носителях заряда и поглощением в волноводе и прилегающих к нему N- и P-эмиттерах.

Безызлучательная рекомбинация в эпитаксиальных структурах высокого качества может быть сведена к минимуму. При большой интенсивности лазерного излучения излучательное время жизни сокращается за счет преобладания вынужденных переходов, так что обычные безызлучательные каналы быстро насыщаются. В большинстве случаев необходимо исключить безызлучательную Оже-рекомбинацию, что достигается подбором материала с соответствующими параметрами валентной зоны. Часто для этой цели применяют напряженные слои с внутренними деформациями. По причинам, указанным в п. 1.1.1. это не всегда желательно. Внутренний квантовый выход  $\eta_i$  в структурах хорошего качества достигает по разным оценкам 95÷99%. Отметим, что измерение этой величины с точностью 1÷2% весьма затруднительно. Уменьшение  $\eta_i$  всего на 2% не только уменьшает интенсивность лазерного излучения (что нежелательно), но приводит к нагреву активной области (что может оказаться катастрофическим).

Поглощение на свободных носителях заряда является тем механизмом потерь, который в конечном итоге определяет физические ограничения, накладываемые на выходную мощность со стороны тепловыделения. Для однородной активной области в GaAs/AlGaAs ДГС-лазерах коэффициент распределенных потерь, определяемый поглощением на свободных электронах и свободных дырках, по данным разных авторов колеблется от 5 до 10 см<sup>-1</sup>. Дырочная составляющая, по всей видимости, вносит основной вклад. Для такого

коэффициента потерь при длине активной области  $0,3 \div 1$  мм от 20 до 50% световой мощности переходит в тепло, что в мощных лазерах крайне нежелательно.

В лазерах с раздельными оптическим и электронным ограничением (РО ДГС) потери, обусловленные поглощением на свободных носителях заряда, могут быть уменьшены за счет того, что волна в своей большей части распространяется в волноводном слое, не содержащем свободных носителей. Благодаря этому в лазерах с активной областью в виде квантовой ямы коэффициент распределенных потерь снижается до  $1 \div 2$  см<sup>-1</sup>. Это обстоятельство объясняет, почему даже в мощных лазерах активная область внутри волноводного слоя толщиной порядка  $\lambda/n$  содержит квантовую яму (или набор квантовых ям) толщиной  $1 \div 30$  нм, несмотря на желание иметь активную область, не содержащую никаких неоднородностей.

Уменьшение распределенных оптических потерь до  $1 \div 2$  см<sup>-1</sup> позволяет снизить тепловыделение в активной области до величины менее 10% световой мощности. Помимо того, что это дает возможность в принципе довести КПД инжекционного лазера до 90%, это же обстоятельство приводит к улучшению двух очень важных потребительских качеств инжекционных лазеров:

- 1) такие лазеры с выходной мощностью  $1 \div 2$  Вт не требуют дополнительного охлаждения (в том числе, с помощью термобатарей Пельтье);
- 2) такие лазеры обладают минимальной долговременной деградацией и насыщение мощности у них наблюдается при больших плотностях тока.

Известно, что в РО ДГС-лазерах пороговая плотность тока значительно меньше, чем в ДГС-лазерах и составляет  $\sim 50$  А/см<sup>2</sup>, однако для мощных инжекционных лазеров это обстоятельство не является существенным достоинством. Поглощение в волноводе и прилегающих к нему эмиттерах должно быть сведено к минимуму (менее 1%) по причинам, изложенным выше. Для этого энергетические барьеры  $\Delta E_v$  и  $\Delta E_c$  должны превышать  $\sim 8$  кТ, т.е.  $\sim 200$  мэВ. В системе GaAs/AlGaAs это наиболее трудно выполняется для валентной зоны.

КПД мощных инжекционных лазеров определяется как отношение выходной оптической мощности лазерного излучения к подводимой электрической мощности и составляет 50÷60% . Увеличение КПД мощных ЛД особенно важно для уменьшения выделяемого тепла и связанных с ним негативных явлений, прежде всего – деградации.

Вследствие плохой теплопроводности GaAs, AlGaAs и особенно GaInAsP, почти все приборы выполняются в конфигурации, когда к теплообменнику – держателю непосредственно напаивается сторона, содержащая *p-n*-переход. Плохая теплопроводность приводит к сильным градиентам температуры и, как следствие, к появлению «дефектов темных линий» и термической деградации. Поскольку тепловое сопротивление уменьшается при увеличении длины активной области, то этот параметр должен быть оптимизирован не только по пороговому току и дифференциальной квантовой эффективности, но и по условиям теплоотвода.

Таким образом, для мощных лазерных диодов, работающих в непрерывном режиме генерации, актуальными задачами являются детальное исследование механизмов ограничения и путей увеличения выходной оптической мощности, а также проведение анализа и определение путей оптимизации конструкции теплоотводов.

## **1.2 Мощные лазерные линейки и матрицы – дальнейшее повышение мощности оптического излучения**

Одним из наиболее распространенных способов получения большей выходной оптической мощности в лазерном диоде является увеличение ширины излучающей площадки. Однако при этом в значительной степени возрастает вероятность нитеобразования и нестабильности работы лазерного диода, связанной с генерацией большего числа поперечных мод. По мере увеличения ширины излучающей площадки, распределение лазерного излучения по выходному зеркалу становится менее однородным и в местах наибольшей интенсивности возможно появление катастрофической оптической деградации

лазерного диода. Этим объясняется тот факт, что большинство производителей мощных лазерных диодов не производят приборы с шириной излучающей площадки более чем  $200 \div 400$  мкм. Выходные оптические мощности излучения, генерируемые одиночными лазерными диодами достигают  $10 \div 15$  Вт в многомодовом непрерывном режиме при ширине излучающей апертуры  $100 \div 400$  мкм.

Дальнейшее увеличение энергии и мощности оптического излучения, генерируемого полупроводниковыми лазерами, достигается суммированием световых потоков от отдельных лазерных элементов в дальнем поле. В полупроводниковом кристалле с помощью фотолитографии формируется система мезаполосковых лазеров с общей подложкой и выращенными на ней эпитаксиальными слоями, разделенных друг от друга электрически и оптически. Такая система мезаполосковых лазеров представляет собой лазерную линейку. Каждый элемент лазерной линейки работает на среднем уровне выходной оптической мощности, который не приводит к ускоренной деградации выходного зеркала. КПД лазерных линеек составляет 50% и более преимущественно за счет применения квантоворазмерных гетероструктур с отдельным оптическим и электронным ограничением, обладающих высокой квантовой эффективностью. В связи с тем, что около половины подводимой электрической мощности в мощных одиночных лазерных диодах и линейках переходит в тепло, важную роль для достижения стабильной работы в течение большого срока службы (более 10.000 часов) играет архитектура теплоотвода и процедура посадки лазерного кристалла на теплоотвод.

Предельные выходные мощности оптического излучения, которые могут быть получены от лазерных линеек, ограничены теми же причинами, которые обсуждались в п. 1.1.1 для отдельных ЛД. В настоящее время ведущими мировыми производителями выпускаются непрерывные лазерные линейки с выходной мощностью  $80 \div 100$  Вт и квазинепрерывные лазерные линейки с выходной мощностью  $200 \div 300$  Вт (фирма Lasertel, США).

Схематическое изображение ЛЛ приведено на Рис. 1.3. Лазерная линейка включает в себя набор полосковых контактов, через которые протекает ток накачки. В свою очередь, каждый активный элемент линейки может представлять собой ряд узких параллельных полосков, образующих фазированную лазерную решетку [3]. Отношение площади верхнего контакта лазерного чипа, через которую протекает ток, к общей площади кристалла называется фактором заполнения. Фактор заполнения в современных лазерных линейках может изменяться от величин порядка 20÷40% (непрерывный режим) до 70÷90% (квазинепрерывный режим). В квазинепрерывном режиме работы полупроводникового лазера длительность импульса составляет 250÷500 мкс, частота повторения - 50÷100 Гц.

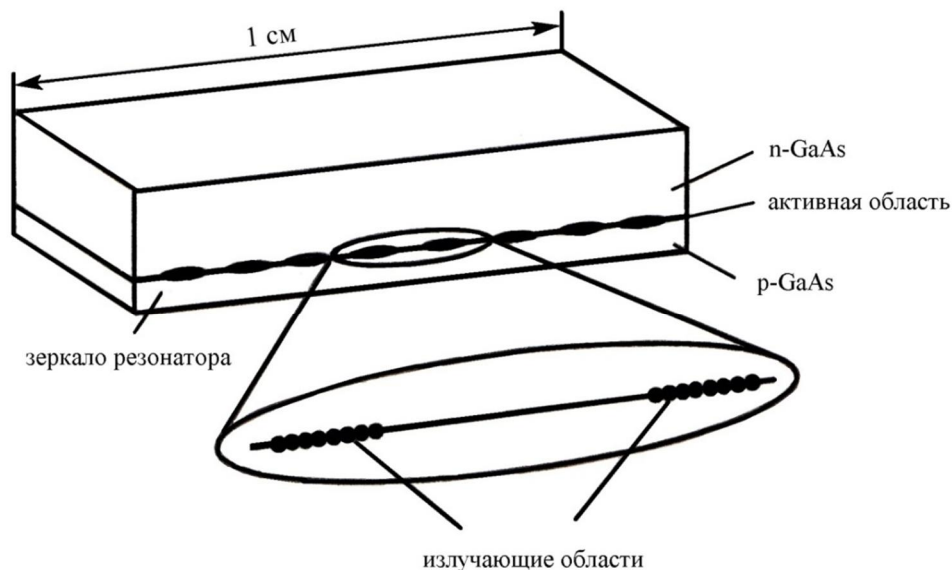


Рисунок 1.3 - Схематическое изображение лазерной линейки. Указаны отдельные излучающие области, представляющие собой фазированные лазерные решетки

Технологический процесс изготовления кристаллов лазерных диодов и линеек почти идентичен – разница состоит лишь в геометрии мезаполосковой структуры, формируемой на поверхности гетероструктуры. Однако, в отличие от лазерных диодов, требования к чистоте и воспроизводимости технологических процессов в случае лазерных линеек вырастают более чем на порядок. Это



объясняется большим количеством элементов в лазерной линейке, дефект каждого из которых может привести к выходу из строя всего прибора.

Серьезной проблемой, которая может присутствовать в лазерных линейках, является наличие поперечной или кольцевой моды. Эти моды распространяются перпендикулярно или под углом к нормальным модам резонатора и не дают вклад в выходную оптическую мощность линейки. Такие моды появляются в линейках с большим фактором заполнения, приводят к уменьшению КПД прибора и могут быть подавлены за счет введения больших потерь для таких мод. Наиболее распространенным способом введения дополнительных потерь для поперечных и кольцевых мод является изготовление мезаструктуры на поверхности лазерного кристалла. Наиболее надежным способом является изготовление глубокой мезы между элементами лазерной линейки с введением дополнительного изолирующего слоя на стенки и дно вытравленных канавок для предотвращения закорачивания лазерной линейки.

Лазерные линейки применяются для сборки лазерных матриц. В качестве базового элемента матрицы выбрана ширина лазерной линейки, равная 10 мм, и кратные ей величины. В настоящее время ведущими мировыми производителями выпускаются непрерывные лазерные матрицы с выходной мощностью до 10 кВт и квазинепрерывные лазерные матрицы с выходной мощностью до 40 кВт (фирма Lasertel, США). Современная технология сборки лазерных матриц позволяет получать средние выходные уровни плотности мощности до  $500 \text{ Вт/см}^2$  и пиковые плотности мощности до  $10 \text{ кВт/см}^2$ .

Российские предприятия, имея большой задел и возможности разработки мощных твердотельных лазеров с диодной накачкой и приборов на их основе, начали отставать в производстве и применении подобного оборудования в связи с отсутствием мощных диодных линеек и матриц (200 Вт – 10 кВт в квазинепрерывном режиме). Использование импортных лазеров для промышленного применения сложно, поскольку они являются продуктами двойного применения, а в России серийное производство изделий такого класса отсутствует. Мощные диодные лазеры являются основой элементной базы

современной оптоэлектроники и большинство развитых стран в мире имеют собственное производство таких изделий. Это обуславливает целесообразность исследования излучательных характеристик и создания технологии серийного производства мощных лазерных линеек, работающих в различных диапазонах спектра (808 нм, 950 нм).

### 1.3 Накачка ТТЛ – основное применение мощных ЛД и линеек

#### 1.3.1 Особенности использования мощных ЛД и линеек для накачки ТТЛ

Наиболее важной областью применения лазерных диодов и линеек является накачка твердотельных лазеров. Помимо традиционного лазера на иттрий-алюминиевом гранате (Nd:YAG) возрос интерес к другим системам, особенно к Er:YAG, Cr:LiSrAlF<sub>6</sub>, Tm:YAG, Ho:YAG (Таблица 1.1). Если накачка Nd:YAG лазера осуществляется в области длин волн 798÷810 нм с помощью AlGaAs/GaAs инжекционного лазера, то для накачки Er:YAG и эрбиевого стекла необходимо использовать InGaAs/AlGaAs инжекционный лазер, излучающий в области 920÷960 нм. Для накачки Tm:YAG и Ho:YAG лазеров требуются источники накачки с длиной волны генерации 1,8 мкм, которые используют систему InGaAs/InGaAsP. Для накачки коротковолнового твердотельного лазера Cr:LiSrAlF<sub>6</sub> требуются инжекционные лазеры, работающие в области 680 нм, которые изготавливаются на основе соединения GaInP/AlGaInP.

Таблица 1.1 Длины волн генерации и накачки для различных материалов активных элементов твердотельных лазеров

Материал активного элемента	Длина волны генерации ТТЛ, мкм	Длина волны лазерной накачки, мкм
Cr:LiSrAlF <sub>6</sub>	0,85	0,68
Yb:YAG	1,03	0,94
Nd:YAG	1,06; 1,32; 1,44	0,81
Tm:YAG, Tm:YLF	2,1	0,78; 0,80
Er:YAG, Er:YLF; Er:BYF	3,0	0,79; 0,97

Типичный твердотельный лазер включает активный элемент в форме стержня. Такая геометрия оптимальна с точки зрения производства и дает симметричный круговой выходной пучок, который предпочтителен в большинстве случаев. Активные элементы другой геометрии используются, если требуется получить специфические лазерные параметры или использовать специфические материалы в качестве активных элементов. Большинство твердотельных лазеров для промышленных применений используют в качестве источника накачки лампы-вспышки, наполненные инертным газом. Сборка активного элемента - лазерного стержня и лампы вспышки внутри замкнутого объема с отражающим покрытием на внутренней поверхности дает простую и надежную конструкцию.

Длина волны излучения лампы-вспышки определяется электронными переходами возбужденных атомов. Эти длины волн зависят только от газа, наполняющего лампу, и имеют, по своей природе, фиксированные значения. Следовательно, степень их соответствия узким полосам поглощения активных ионов активных элементов твердотельных лазеров обычно невысока. На практике, только менее 3% энергии лампы-вспышки передается на верхний лазерный уровень и конвертируется в лазерное излучение [4], остальное идет на нагрев кристалла и ухудшение эффективности работы твердотельного лазера.

Длина волны излучения лазерного диода определяется толщиной и составом квантоворазмерной активной области лазерной гетероструктуры. Современные ростовые технологии обеспечивают очень высокую воспроизводимость состава и толщин слоев лазерной гетероструктуры, кроме того имеется возможность небольшого сдвига спектра лазерного диода при изменении рабочей температуры или коэффициента отражения выходного зеркала. Таким образом, лазерные диоды с КПД более 50% являются идеальными источниками накачки для твердотельных лазеров. Появление на рынке коммерчески доступных мощных и надежных лазерных диодов инициировало развитие твердотельных лазеров самых разнообразных конструкций. Узкий спектр генерации лазерных диодов (полуширина 3÷5 нм) обеспечивает высокую эффективность поглощения

излучения накачки материалом активного элемента твердотельного лазера, при этом минимизируются потери излучения накачки и нагрев активного элемента, что обеспечивает высокие КПД и качество лазерного пучка твердотельного лазера. Более того, время жизни лазерного диода превышает 10.000 часов по сравнению с 1.000 часов для лампы-вспышки. Это позволяет создавать надежные и необслуживаемые твердотельные лазеры, что важно для целого ряда применений.

Другим важным преимуществом лазерного диода является направленность его излучения. В отличие от лампы-вспышки, излучение лазерного диода может быть легко сфокусировано в маленькое пятно. Это дает возможность получить высокую плотность мощности накачки, что позволяет минимизировать габариты и вес твердотельных лазеров. Оптимизация конструкции твердотельного лазера позволяет обеспечить стабильную работу на нижней поперечной резонаторной моде, имеющей Гауссовый профиль пучка. Типичный пример твердотельного лазера с торцевой диодной накачкой показан на Рис. 1.4а.

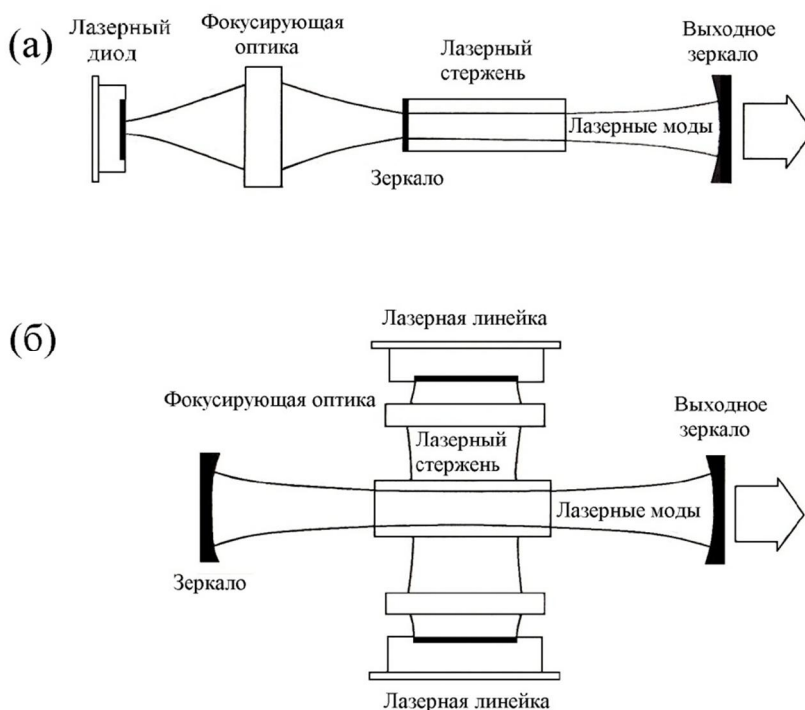


Рисунок 1.4 - Типичные схемы твердотельных лазеров с (а) продольной накачкой лазерным диодом и (б) боковой накачкой лазерной линейкой

Рис. 1.4б демонстрирует схему боковой диодной накачки, которая используется для получения большей выходной оптической мощности за счет увеличения длины активного элемента и использования лазерной линейки в качестве источника накачки.

### 1.3.2 Оптимизация теплового режима работы ТТЛ

Процесс оптического возбуждения в твердотельных лазерах неизбежно приводит к генерации тепла в материале активного элемента вследствие безызлучательных переходов. В зависимости от конкретных экспериментальных условий, ламповая накачка создает до 4 раз больше тепла, чем диодная накачка при том же уровне энергии накачки, поступившей на верхний лазерный уровень [5]. Однако даже в случае диодной накачки происходит генерация значительного количества тепла. Обычно это количество тепла описывается коэффициентом тепловой нагрузки, который равен отношению генерируемой тепловой мощности к поглощенной мощности оптической накачки. К примеру, при накачке широко распространенного материала Nd:YAG диодными лазерами с длиной волны 808 нм, коэффициент тепловой нагрузки составляет около 0,4 до появления лазерной генерации. После появления лазерной генерации коэффициент падает до величины порядка 0,3 [6, 7].

Тепло, которое выделяется при накачке твердотельного лазера, ограничивает выходную мощность и ухудшает качество пучка. Тепло выделяется в объеме материала активного элемента, тогда как охлаждение осуществляется на его поверхности, либо потоком охлаждающей жидкости, либо кондуктивным способом. Это приводит к неоднородному распределению температуры внутри материала активного элемента, и, следовательно, к появлению механических напряжений. Таким образом, максимальная величина мощности накачки, которая может быть эффективно использована активным элементом, ограничена критической величиной механических напряжений в кристалле.

При торцевой накачке твердотельного лазера (см. Рис. 1.4а) максимальные растягивающие напряжения появляются в накачиваемом торце активного элемента. Для активного элемента в виде стержня Nd:YAG может быть получена максимальная выходная мощность порядка 60 Вт с обоих торцов [8]. Этот предел может быть увеличен при использовании стержней с нелегированными торцами, при этом происходит удаление тепла от торцов стержня [9, 10]. Дальнейшее увеличение выходной мощности возможно, если поместить в резонатор несколько стержней или использовать длинные стержни с низким поглощением, которые в большинстве случаев запрещают селективное возбуждение фундаментальной поперечной моды.

Увеличение мощности накачки значительно проще осуществляется при боковой накачке твердотельных лазеров (см. Рис. 1.4б), для этого достаточно увеличить длину стержня при неизменной плотности мощности накачки. Стержни Nd:YAG могут поглощать до 300 Вт мощности накачки на сантиметр длины при безопасной работе лазера [11, 12]. Большие мощности накачки приводят к разрушению кристалла вследствие растягивающих напряжений по длине окружности стержня. При таких мощностях накачки возможно получение выходной мощности лазера более 1 кВт.

Механическое разрушение активного элемента твердотельного лазера может происходить не только при перегреве кристалла. В общем случае, показатель преломления материала активного элемента зависит от температуры. Возникновение перепада температур в среде активного элемента приводит к появлению соответствующего перепада показателя преломления, который оказывает фокусирующий эффект на лазерное излучение и называется «тепловой» линзой. Этот эффект особенно сильно проявляется в случае торцевой накачки. В приближении независимой от температуры теплопроводности, однородно разогретый длинный стержень, охлаждаемый по окружности, имеет параболический профиль показателя преломления материала активного элемента [4]. Эффект «тепловой» линзы, в принципе, легко может быть компенсирован с помощью стандартных

оптических компонентов, размещенных внутри резонатора, но только при фиксированной мощности излучения накачки, поскольку «тепловая» линза зависит от мощности накачки. В реальных твердотельных лазерах изменения теплопроводности с температурой и пространственно неоднородное распределение поглощенной мощности накачки приводят к появлению aberrаций наведенной «тепловой» линзы, которые сильно влияют на эффективность работы твердотельного лазера и качество выходного пучка [8, 13]. Сильное поглощение излучения накачки диодных лазеров может привести к очень неоднородному его распределению. Таким образом, для того, чтобы полностью использовать преимущество меньшего тепловыделения в случае диодной накачки по сравнению с ламповой, необходимо уделять внимание распределению мощности накачки, поглощенной в активном элементе твердотельного лазера [11].

Тепловой нагрев активного элемента может приводить к другому негативному явлению, которое ухудшает работу твердотельного лазера. Появление механических напряжений в кристалле может привести к двойному лучепреломлению, деполяризации и расфокусировке излучения. Деполяризация ведет к появлению дополнительных потерь при наличии поляризующих элементов внутри резонатора. Эффект расфокусировки излучения ограничивает выходную мощность излучения твердотельного лазера, работающего на фундаментальной поперечной моде [14]. Для того, чтобы избежать влияния расфокусировки на ограничение выходной оптической мощности следует использовать активные элементы на основе материалов, в которых наведенное в результате нагрева двойное лучепреломление составляет малую часть от природного лучепреломления [14]. К сожалению, такие материалы имеют ряд недостатков, таких как низкая теплопроводность или слабая устойчивость к механическим напряжениям, которые ограничивают их использование в твердотельных лазерах высокой мощности.

Твердотельные лазеры с полупроводниковой накачкой широко используются в изделиях двойного назначения, для обработки материалов, разделения изотопов, медицины, аналитического приборостроения, систем мониторинга атмосферы, беспроводной оптической связи, управляемого термоядерного синтеза. Они отличаются существенно более высокими КПД, надёжностью, лучшими массогабаритными показателями, отсутствием высокого напряжения питания и водяного охлаждения и заменяют устаревшие твердотельные лазеры с ламповой накачкой и газовые лазеры. Поэтому задачами настоящего исследования являются разработка импульсного твердотельного лазера с диодной накачкой и высоким качеством пучка для технологических применений, а также компактного мощного твердотельного лазера с диодной накачкой для информационных систем, работающего в безопасном для глаз диапазоне спектра.

## **1.4 Технологические аспекты изготовления мощных ЛД**

### **1.4.1 Материал активной области ЛГС**

Многослойные гетероструктуры для мощных лазерных диодов с длиной волны генерации 808 нм изготавливаются современными методами эпитаксиального выращивания – молекулярно-пучковой эпитаксией или газофазной эпитаксией из металл-органических соединений. Гетероструктуры представляют собой набор монокристаллических слоев различных полупроводниковых материалов с близкими значениями постоянной кристаллической решетки, последовательно выращенных на подложках GaAs с прецизионным контролем толщины, состава материала и уровня легирования. Последовательность слоев гетероструктуры включает буферный слой, эмиттерные слои р- и n-типа, волноводный слой, слой для изготовления омического контакта и активную область, которая может представлять собой слой объемного материала или сложную структуру, содержащую одну или несколько квантовых ям, с отдельным оптическим



ограничением. Лазерные гетероструктуры для мощных лазерных диодов выращиваются на основе следующих материалов:

- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  выращенный на GaAs является классическим материалом для лазерных гетероструктур. Поскольку радиусы ионов галлия и алюминия почти равны, то  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  структура может быть выращена с любой величиной  $x$  при хорошем соответствии постоянных решетки. Длина волны генерации лазерных диодов, изготовленных из таких гетероструктур, лежит в диапазоне  $700 \div 870$  нм.
- При условии выращивания (Al)GaInAs квантовой ямы, диапазон возможных длин волн для системы AlGaAs/GaAs может быть расширен в длинноволновую область. Поскольку ион индия имеет больший радиус, чем ион галлия, параметр решетки (Al)GaInAs больше чем параметр решетки GaAs. Следовательно, только тонкие квантовые ямы (Al)GaInAs со встроенными сжимающими механическими напряжениями могут быть выращены при условии соблюдения соответствия параметров решетки. Длина волны генерации лазерных диодов, изготовленных на основе таких гетероструктур, лежит в диапазоне  $800 \div 1100$  нм и может сдвигаться при изменении толщины и содержания индия в напряженной квантовой яме.
- Аналогичный диапазон длин волн ( $800 \div 1100$  нм) может быть получен при выращивании напряженных GaInAs квантовых ям в комбинации со слоями GaInAsP, обеспечивающими раздельное ограничение и эмиттерными слоями GaInP. Подобно GaInAs-AlGaAs/GaAs, такие гетероструктуры также имеют хорошее совпадение параметров решетки с GaAs, но являются полностью безалюминиевыми.

#### 1.4.2 Концепция ЛГС с широким оптическим резонатором

Структура слоев, размеры типичного мощного ЛД с широким полосковым контактом и профиль выходного пучка показаны на Рис. 1.5.

Вертикальный волновод формируется из материала с показателем преломления большим, чем показатель преломления эмиттерных слоев. В

волноводе располагается активная область, представляющая собой напряженную квантовую яму. Оптимизированная гетероструктура должна удовлетворять следующим, частично конфликтующим между собой, требованиям:

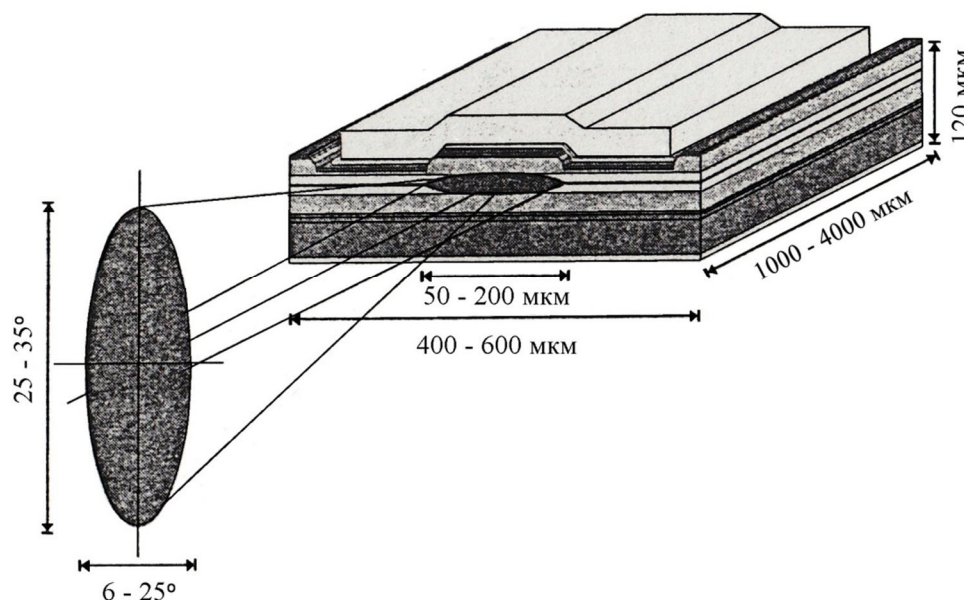


Рисунок 1.5 - Схематическое изображение мощного лазерного диода с типичными размерами кристалла и профилем пучка излучения

- большой фактор оптического ограничения для уменьшения порогового тока;
- большая ширина волновода для уменьшения нагрузки на зеркала;
- малая ширина волновода для уменьшения общей толщины эпитаксиальных слоев, теплового и омического сопротивления;
- большая ширина волновода для уменьшения расходимости излучения в вертикальной плоскости;
- низкие потери на рассеяние излучения;
- низкие потери за счет поглощения излучения на свободных носителях;
- высокий уровень легирования для уменьшения омического сопротивления;

- высокие барьеры для носителей заряда с целью улучшения электрического ограничения, внутренней квантовой эффективности и температурной стабильности;
- низкие барьеры между различными эпитаксиальными слоями для минимизации падения напряжения на лазерном диоде.

Перечисленные выше требования показывают, что при конструировании мощного лазерного диода необходимо уделить особое внимание ширине оптической моды и профилю легирования. Очевидно, что при этом неизбежны компромиссы, которые зависят от требуемой величины удельной выходной оптической мощности (выходной оптической мощности на единицу ширины излучающей апертуры). На Рис. 1.6 приведено сравнение различных типов волноводов. Типичная гетероструктура, показанная в центре, позволяет изготовить лазерные диоды с минимальной пороговой плотностью тока. Эта структура имеет относительно большой скачок показателя преломления между эмиттерами и волноводными слоями. Толщина волновода оптимизирована для большого значения фактора оптического ограничения. Однако, расходимость излучения в лазерных диодах, изготовленных из такой структуры, велика и распределение интенсивности излучения, показанное на Рис. 1.5 демонстрирует узкий максимум, свидетельствующий о высокой нагрузке на зеркале, которая приводит к снижению выходной оптической мощности. Поскольку уменьшение порогового тока в мощных лазерных диодах не является первостепенной задачей, поиск альтернативных конструкций лазерных гетероструктур имеет определенную перспективу. Два примера таких альтернативных конструкций показано на Рис. 1.6 слева и справа.

Обе эти структуры представляют принципиальные подходы к задаче расширения оптической моды. Согласно первому подходу, волноводный слой лазерной гетероструктуры выполняется очень тонким, при этом фактор оптического ограничения остается относительно большим, а оптическое поле глубоко проникает в эмиттерные слои. Второй подход состоит в

увеличении ширины волноводного слоя и уменьшения скачка показателя преломления между волноводными и эмиттерными слоями. Вторым подход, упомянутый выше, называется «широкий оптический резонатор» (Large Optical Cavity), предполагает наличие расширенных волноводных слоев, дает распределение ближнего поля близкое к Гауссовому [15] и приводит к улучшению работы мощного ЛД. В этом случае фактор оптического ограничения имеет наименьшее значение, также как и нагрузка на зеркало. С другой стороны, распределение поля сглажено, и перенос энергии в эмиттерные слои минимален. Это позволяет делать эмиттерные слои относительно тонкими с высокой степенью легирования, что, в свою очередь, приводит к снижению омического и теплового сопротивления лазерного диода.

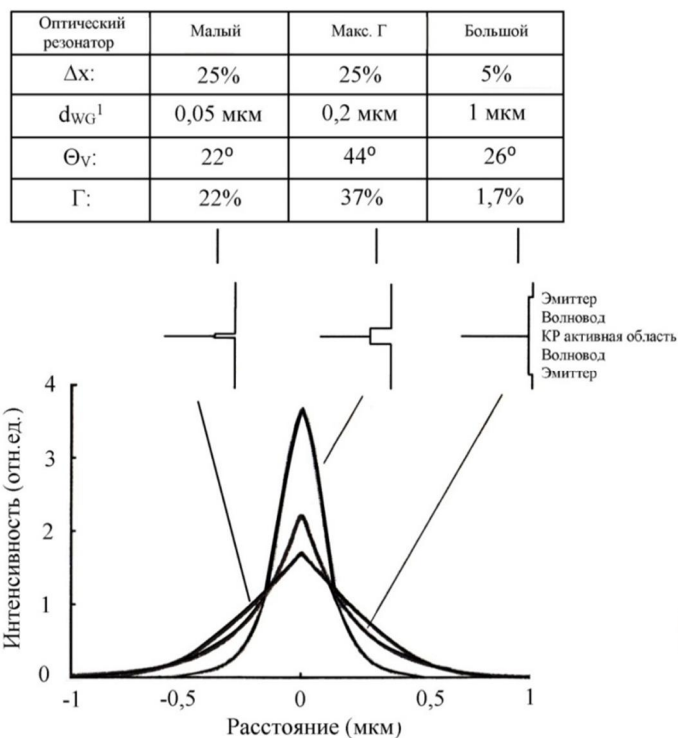


Рисунок 1.6 - Различные типы волноводов в вертикальном направлении и рассчитанные распределения интенсивности ближнего поля для лазерных диодов, излучающих на длине волны 810 нм. Расчеты сделаны для  $Al_{0,7}Ga_{0,3}As$  эмиттерных и  $Al_{0,45}Ga_{0,55}As$  волноводных слоев (левый и средний варианты); в правом варианте состав волноводного слоя  $Al_{0,65}Ga_{0,35}As$

Недостаток модового усиления в таких гетероструктурах компенсируется очень низкими оптическими потерями. Наличие низких оптических потерь позволяет изготавливать лазерные диоды с большими длинами резонатора (3 – 4 мм), при этом сохраняется высокий КПД всего прибора. Расходимость лазерного излучения в вертикальной плоскости определяется разницей показателей преломления волноводных и эмиттерных слоев.

Первые гетероструктуры с широким оптическим резонатором на длину волны 808 нм были предложены Д.З. Гарбузовым [16]. Эти структуры включали волноводный слой  $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$  толщиной 1,2 мкм и эмиттерные слои  $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ . Гетероструктура с большим содержанием AlAs в волноводных и эмиттерных слоях, но с меньшей разницей содержания AlAs между волноводными и эмиттерными слоями показана на Рис. 1.7 [17].

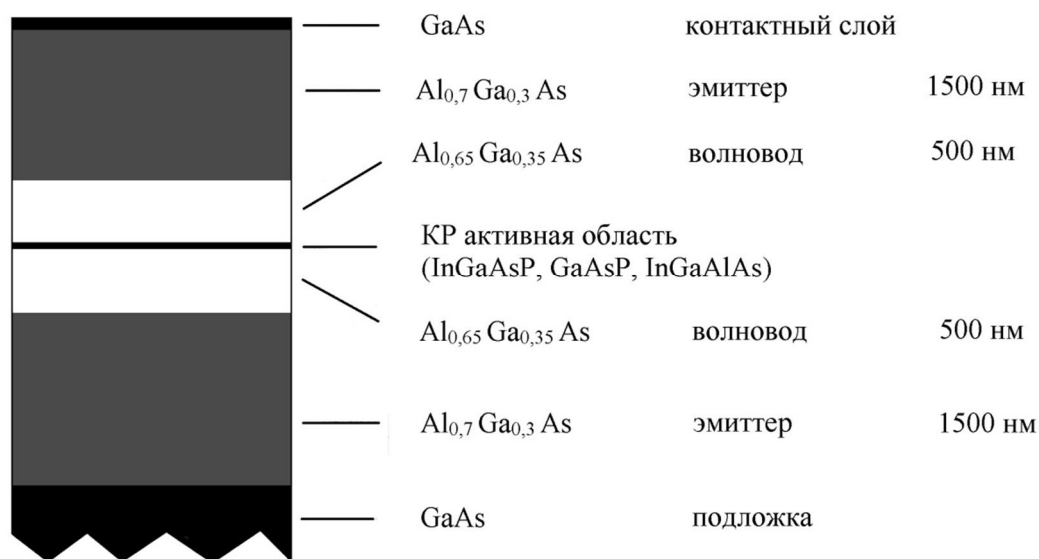


Рисунок 1.7 - Схематическое изображение последовательности эпитаксиальных слоев в лазерной гетероструктуре AlGaAs с широким оптическим волноводом

Такая конструкция гетероструктуры позволила получить значительное уменьшение нагрузки на зеркало и расходимости излучения в вертикальной плоскости (полуширина – 27 градусов), что особенно важно при коллимации излучения или введении его в оптическое волокно.

В Таблице 1.2 представлены экспериментальные результаты, полученные для ЛГС с квантовыми ямами, изготовленными из ненапряженных слоев InGaAsP, растянутых слоев GaAsP и сжатых слоев InGaAsP или AlGaInAs [18]. Коэффициенты усиления, внутренние потери, внутренний квантовый выход и плотности тока прозрачности определены из зависимостей пороговой плотности тока и ДКЭ от длины резонатора.

Таблица 1.2 демонстрирует улучшение параметров лазерных диодов при введении напряженной квантовой ямы. Напряженные квантовые ямы обеспечивают снижение пороговой плотности тока и увеличение внутреннего квантового выхода. Выбор конкретного состава материала активной области зависит от эпитаксиального оборудования и требований к лазерным диодам (ТЕ или ТМ поляризация, напряжения растяжения или напряжения сжатия в активной области).

Таблица 1.2 Основные параметры ЛД с длиной волны 810 нм, изготовленных из квантоворазмерных ГС AlGaAs с широким оптическим резонатором (импульсные измерения, образцы без зеркал, ширина полоска 100 мкм)

QW	N	D <sub>QW</sub> , (нм)	H	J <sub>t</sub> , (А/см <sup>2</sup> )	η <sub>i</sub> , (%)	ΓG <sub>0</sub> , (см <sup>-19</sup> )	I <sub>th</sub> , (мА)	η <sub>d</sub> , (%)	Θ <sub>⊥</sub> , (°)
InGaAsP	1	18	---	222	80	23	362	73	25
InGaAsP	1	12	---	144	80	14	310	73	24
InGaAsP	1	12	сж	117	94	14	292	81	26
InGaAsP	1	6	сж	121	92	18	250	85	28
InGaAsP	2	4	сж	222	85	34	340	75	33
InAlGaAs	2	7	сж	225	90	45	290	85	29
GaAsP	1	9	рас	163	91	19	290	90	25
GaAsP	1	15	рас	140	90	18	260	88	27
GaAsP	1	20	рас	153	92	22	254	88	27

Обозначения в таблице 1.2:

QW– материал квантоворазмерной активной области; N – количество квантовых ям; D<sub>QW</sub> – толщина квантовой ямы; H – наличие встроенных

механических напряжений в квантовой яме (--- - отсутствуют, сж – сжатие, рас – растяжение);  $J_t$  – плотность тока прозрачности;  $\eta_i$  – внутренний квантовый выход;  $\Gamma G_0$  – коэффициент модального усиления;  $I_{th}$  – пороговый ток (длина резонатора 1000 мкм);  $\eta_d$  – дифференциальная квантовая эффективность (длина резонатора 1000 мкм);  $\Theta_{\perp}$  – полуширина диаграммы направленности излучения в вертикальной плоскости.

Оптимальное количество квантовых ям определяется величиной удельной выходной оптической мощности и длиной резонатора. Если лазерные диоды рассчитаны на работу со средней выходной оптической мощностью, то изготавливаются кристаллы с небольшой длиной резонатора (до 1 мм), поскольку при этом происходит экономия материала гетероструктуры и снижается себестоимость изделия. Более того, в таком случае следует использовать двойную квантовую яму в качестве активной области. Однако для достижения максимальной выходной оптической мощности длину резонатора увеличивают до 2 ÷ 4 мм. В этом случае предпочтение отдается одиночной квантовой яме, что приводит к уменьшению порогового тока.

#### 1.4.3 Поперечное ограничение

Различают два основных способа формирования оптического ограничения в поперечном направлении при изготовлении мощных лазерных диодов. Первый способ, более легкий с точки зрения технологии изготовления, заключается в том, что поперечное ограничение оптических мод в волноводах осуществляется только за счет профиля инжектированных носителей (gain-волновод) [19-21]. Оптическое ограничение в таких волноводах очень слабое и сильно зависит от величины рабочего тока или режима работы (импульсный с большой скважностью или непрерывный). Вторым способом, при котором «встроенный» диэлектрический волновод (index-волновод) формируется при изготовлении гетероструктуры, обеспечивается более стабильная работа при различных токах и режимах

эксплуатации [22–27]. Следует отметить, в реальных конструкциях лазерных диодов не существует чистых gain- или index-волноводов. В каждой конкретной конструкции можно говорить лишь о преобладании того или иного типа волновода.

На Рис. 1.8а показан пример gain-волновода в поперечном направлении.

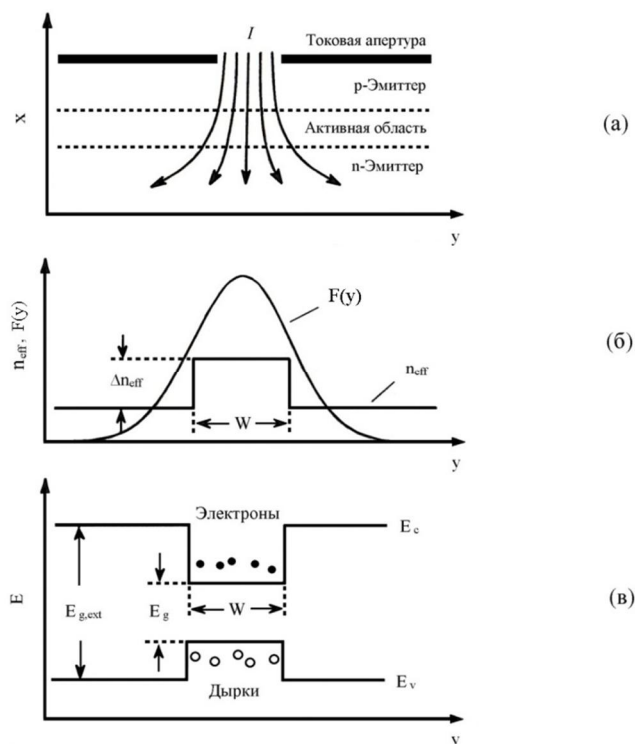


Рисунок 1.8 - Три базовые конструкции поперечного ограничения в лазерных кристаллах. Токовое ограничение (а): ток инжектируется через специальную маску. Оптическое ограничение (б): диэлектрический волновод в поперечном направлении для оптической моды появляется за счет скачка эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}}$ . Ограничение носителей (в): барьер, образованный двойной гетероструктурой предотвращает поперечную диффузию электронов и дырок

Протекание тока здесь ограничивается специальной маской, которая обычно представляет собой слой диэлектрического изолятора (см. Рис. 1.9а). Ограничение протекания тока в поперечном направлении может также выполняться посредством ионной имплантации. В таких конструкциях происходит усиление только тех мод, которые распространяются под полосковым контактом, т.к.



оптическое усиление достигается только в областях, прокачанных электрическим током. За пределами полоскового контакта электромагнитные волны испытывают большие оптические потери. Такие конструкции с малой шириной полоскового контакта могут работать на фундаментальной поперечной моде.

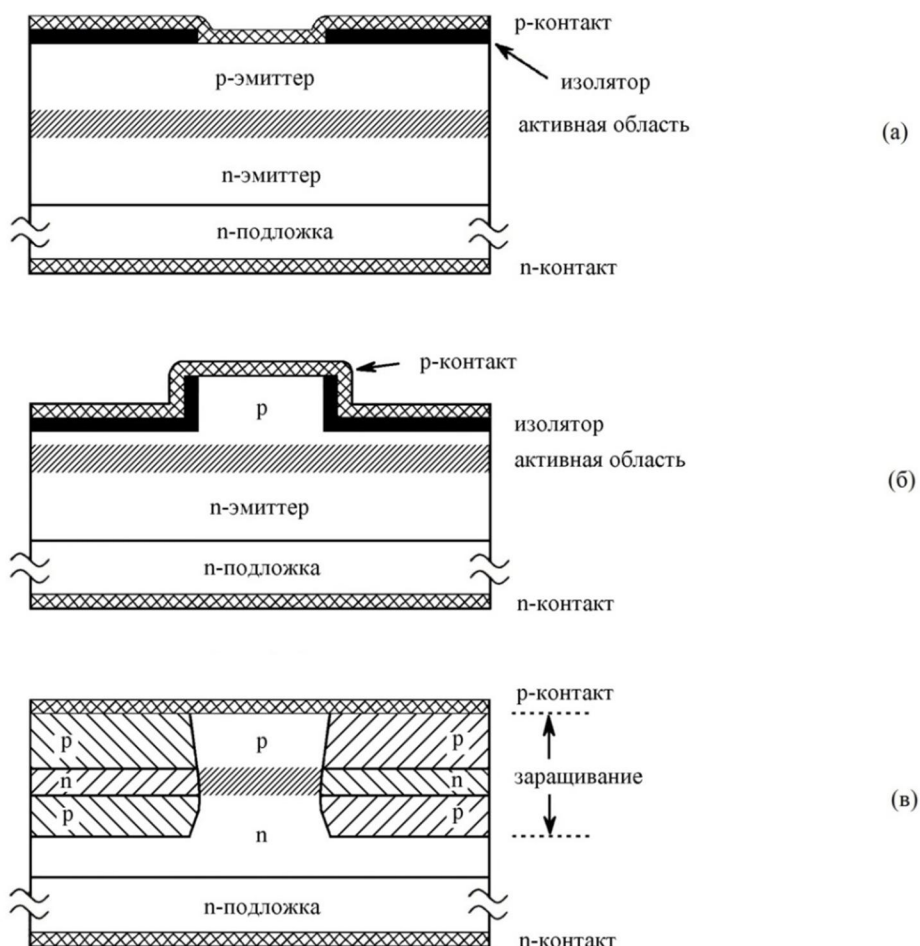


Рисунок 1.9 - Примеры конструкций лазерных кристаллов с различными вариантами поперечного ограничения. Лазер с полосковым контактом (а) имеет только токовое ограничение, в поперечном направлении формируется gain-волновод. Мезаполосковый лазер (б) имеет токовое ограничение и оптическое ограничение за счет index-волновода. Лазер на основе зарощенной гетероструктуры (в) имеет токовое, оптическое и ограничение носителей

Одномодовые полосковые лазеры такой конструкции достаточно легко изготавливать, однако они имеют значительные недостатки по сравнению с лазерами на index-волноводах: большой пороговый ток из-за наличия

значительных потерь в волноводе и существенный астигматизм выходного пучка вследствие частичного распространения электромагнитной волны в поглощающем материале. Принцип index-волновода демонстрирует Рис. 1.8б. В этой конструкции волновод в поперечном направлении образуется за счет скачка эффективного показателя преломления  $\Delta n_{\text{eff}}$ . Такая конструкция может обеспечить работу лазерного диода на одной поперечной моде при определенном сочетании величины  $\Delta n_{\text{eff}}$  и ширины волновода. Типичным примером лазера с index-волноводом является мезаполосковый лазер, показанный на Рис. 1.9б. Скачок эффективного показателя преломления в этой конструкции возникает, главным образом, из-за резкого изменения толщины верхнего эмиттера. Поскольку ток инжектируется через мезаполосковый контакт, то токовое ограничение здесь также присутствует. Ширине и высоте мезаполоска сильно влияют на качество пучка мезаполоскового лазера, поэтому необходимыми условиями процесса изготовления таких лазеров являются точность геометрических размеров и воспроизводимость технологических операций.

Все три типа поперечного ограничения присутствуют в лазерных диодах на основе зарощенных гетероструктур, схематически показанных на Рис. 1.9в. Гетероструктура в поперечном направлении формируется за счет техники эпитаксиального зарощивания. Такая гетероструктура имеет index-волновод и ограничение носителей, поскольку потенциальные барьеры, образованные при зарощивании гетероструктуры, предотвращают диффузию электронов и дырок в поперечном направлении. p-n-p структура в вертикальном направлении работает как блокирующий ток слой, обеспечивая ограничение носителей. Лазерные диоды на зарощенной гетероструктуре широко используются в телекоммуникационных системах, где требуется минимальный пороговый ток для обеспечения хороших динамических свойств и низкого потребления электрической мощности.

#### 1.4.4 Защита зеркал

Одним из наиболее критичных аспектов в технологической последовательности изготовления мощных лазерных диодов является

формирование стабильных и надежных зеркал на сколотых гранях лазерного кристалла. Во время работы мощного лазерного диода энергия электромагнитного излучения разогревает малый объем полупроводникового материала вблизи выходного зеркала лазерного резонатора, причем плотность мощности достигает  $10 \text{ МВт/см}^2$ . Эта величина находится вблизи порога разрушения материала полупроводникового лазера (см. п. 1.1.2). Обычно защита лазерных зеркал представляет собой трехстадийный процесс:

- раскалывание лазерной гетероструктуры на линейки,
- пассивация сколотых граней линейки,
- нанесение покрытий с требуемым значением отражения.

К процессу защиты зеркал предъявляются следующие требования. Во-первых, при нанесении отражающих покрытий обычно изготавливают более 90% на заднем зеркале и между 3% и 20% на переднем. Во вторых, технологический процесс должен обеспечивать высокую оптическую прочность зеркала для обеспечения срока службы прибора более 10.000 часов. В третьих, процесс должен быть воспроизводимый и недорогой для обеспечения низкой себестоимости лазерных диодов.

Рис. 1.10 показывает обратную связь процессов, происходящих на сколотой грани лазерного диода и приводящих к разрушению зеркала и, следовательно, к выходу прибора из строя. Все процессы, приводящие к деградации лазерного диода подробно описаны в [28]. Причиной начального поглощения излучения на зеркале лазерного диода является наличие глубоких центров на границе раздела полупроводник-воздух, которые множатся при возникновении окисной пленки на поверхности полупроводника. Поглощение стимулированного излучения приводит к возникновению электронно-дырочных пар, которые безызлучательно рекомбинируют в прилегающей к зеркалу области. Эта безызлучательная поверхностная рекомбинация разогревает прилегающую к зеркалу область, в результате чего ширина запрещенной зоны в этой области уменьшается. Это уменьшение ширины запрещенной зоны увеличивает поглощение света в этой области и возникает положительная обратная связь. Если поглощаемая энергия

велика, то возникает самоподдерживающийся процесс, который приводит к тепловому разрушению зеркала и называется «катастрофическое оптическое разрушение зеркал» (КРЗ).



Рисунок 1.10 - Схема процессов, приводящих к катастрофическому оптическому разрушению зеркал лазерного диода [29].

Для того, чтобы уменьшить вероятность появления КРЗ используются различные подходы, тщательно охраняемые производителями в режиме коммерческой тайны. Ниже приведены несколько примеров таких подходов.

- Уменьшение начального поглощения света вблизи зеркала: для того, чтобы избежать поглощения света вблизи зеркала увеличивают ширину запрещенной зоны. Как пример, релаксация напряженно-растянутой квантоворазмерной активной области увеличивает ширину запрещенной зоны вблизи зеркала [30]. Однако этот эффект не всегда явно выражен и напряженно-растянутая квантоворазмерная активная область не всегда получается воспроизводимо. Другой возможностью добиться расширения запрещенной зоны вблизи лазерного

зеркала является взаимная диффузия между квантоворазмерной активной областью и прилегающими слоями [31]. Край поглощения измененного материала сдвигается на несколько нанометров в коротковолновую область и поглощение стимулированного излучения в этой области уменьшается. Процесс взаимной диффузии требует относительно высоких температур (более чем  $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), так что этот процесс сложно интегрировать в обычную технологическую цепочку изготовления лазерного диода. Третьей, наиболее редкой технологией, является вытравливание секций вблизи лазерных зеркал с последующим наращиванием полупроводниковым материалом с большей шириной запрещенной зоны. Данная технология также требует высоких температур и позволяет проводить обработку только отдельных лазерных линеек [32].

- Уменьшение скорости поверхностной рекомбинации включает весьма сложную технологию, которая требует узкоспециализированного технологического оборудования. Одним из способов является раскалывание лазерной гетероструктуры на лазерные линейки в условиях ультравысокого вакуума или защитной атмосферы и нанесения соответствующих защитных покрытий на сколотую грань [33]. Другой вариант включает обработку поверхности полупроводника серными реагентами (сульфидирование) для замещения нестабильных оксидов на более стабильные серные соединения. Обработка серными реагентами приводит к уменьшению скорости безызлучательной рекомбинации и увеличению уровня КРЗ [34, 35], однако в промышленном производстве этот процесс не используется. Альтернативным вариантом является нанесение на зеркало лазерного диода очень тонких слоев Al, который выступает в качестве геттера по отношению к кислороду на поверхности полупроводника [36]. В случае безалюминиевой активной области это приводит к уменьшению скорости поверхностной рекомбинации в квантоворазмерной активной области и волноводных слоях.

- Уменьшение тока, протекающего вблизи поверхности зеркала. Не только поглощение света приводит к возрастанию температуры вблизи лазерного зеркала. Причиной нагрева области вблизи лазерного зеркала вследствие

безызлучательной рекомбинации также является ток, протекающий через лазерный диод. Одним из простейших способов уменьшения безызлучательной рекомбинации электронно-дырочных пар вблизи зеркала является предотвращение поступления носителей заряда в эту область [37]. Для этого вблизи зеркала лазерного диода должна быть сформирована область, шириной не менее нескольких диффузионных длин носителей заряда, в которой контакт ЛД должен отсутствовать.

Уровень КРЗ по отношению к ширине излучающей площадки определяется плотностью оптической мощности на зеркале. Уменьшение нагрузки на зеркала в лазерных гетероструктурах с широким оптическим резонатором обеспечивает возможность достижения большей удельной оптической плотности мощности. Один из максимальных значений КРЗ, был получен в многомодовом лазерном диоде и составил  $15 \div 20 \text{ МВт/см}^2$  [38]. Подобный или чуть лучший результат был получен в одномодовом лазере [39]. В любом случае КРЗ и долговременная деградация зеркал являются факторами, ограничивающими увеличение выходной оптической мощности в мощных лазерных диодах.

Таким образом, для мощных лазерных диодов, работающих в непрерывном режиме генерации, представляет несомненную актуальность разработка конструкции лазерных гетероструктур со сверхнизкими оптическими потерями на свободных носителях заряда, обеспечивающих высокую дифференциальную квантовую эффективность, низкие рабочий ток и расходимость излучения в вертикальной плоскости, а также исследование излучательных характеристик мощных лазерных диодов, работающих в различных диапазонах спектра (670 нм, 808 нм, 950 нм).

Отправными точками диссертационного исследования явились:

- в области разработки конструкции лазерных гетероструктур и создания мощных и высокоэффективных лазерных диодов, линеек и матриц работы научной школы, возглавляемой академиком Ж.И.Алферовым, исследования Д.З.Гарбузова и И.С.Тарасова;

- в области создания твердотельных лазеров с диодной накачкой работы научной школы, возглавляемой проф. А.А.Маком;
- в области создания медицинских лазерных аппаратов и приборов для флуоресцентной диагностики исследования проф. А.В.Гейница и проф. М.А.Каплана.

### 1.5 Выводы по Главе 1

Изучение современного уровня разработки полупроводниковых и твердотельных лазеров показывает развитость направления, связанного с созданием и выпуском большого ассортимента приборов для обработки материалов, специальных применения, оптической связи, автоматике и робототехнике, научных применений.

Однако имеющаяся на российском рынке номенклатура мощных полупроводниковых лазеров и твердотельных лазеров с диодной накачкой не позволяет решать большой круг научных и практических задач, связанных с использованием мощных, ярких, энергоэффективных, недорогостоящих и надежных диодных лазеров, линеек и матриц.

В области технологических и информационных применений – это задачи, связанные с заменой традиционно используемых для накачки активных сред твердотельных лазеров ламп-вспышек на высокоэффективные диодные лазеры, линейки и матрицы, которые имеют существенно больший срок службы и не требуют высокого напряжения питания и водяного охлаждения.

В медицинских применениях – это ряд задач, связанных с диагностикой, профилактикой и лечением онкологических заболеваний, нерешение которых приводит к большим социальным и экономическим потерям.

Целью диссертационной работы является разработка мощных полупроводниковых источников лазерного излучения (ЛД, лазерных линеек и матриц) в системах материалов GaInP/AlGaInP/GaAs и AlInGaAs/AlGaAs/GaAs, излучающих в видимом (670 нм) и ближнем инфракрасном (808 нм, 950 нм) диапазонах спектра. Создание на их основе твердотельных лазеров с диодной

накачкой для технологических и информационных применений, а также высокоэффективных медицинских лазерных аппаратов и устройства для диагностики онкологических заболеваний.

Для достижения указанной цели необходимо решить следующие задачи.

1. Исследовать механизмы ограничения и определить пути увеличения выходной оптической мощности в мощных ЛД с длиной волны излучения 808 нм.
2. Провести анализ работы и оптимизацию характеристик мощных ЛД на основе симметричных и асимметричных гетероструктур со сверхнизкими оптическими потерями на свободных носителях заряда, обеспечивающих высокую дифференциальную квантовую эффективность, низкие рабочий ток и расходимость излучения в вертикальной плоскости.
3. Выполнить анализ и определить пути оптимизации конструкции теплоотводов для мощных лазерных диодов, работающих в непрерывном режиме генерации.
4. Исследовать излучательные характеристики мощных лазерных диодов и линеек, работающих в различных диапазонах спектра (670 нм, 808 нм, 950 нм).
5. Разработать импульсный твердотельный лазер с торцевой накачкой мощными лазерными диодами для технологических применений.
6. Разработать компактный мощный твердотельный лазер с боковой накачкой лазерными линейками для информационных систем, работающий в безопасном для глаз диапазоне спектра.
7. Разработать медицинские лазерные аппараты для хирургии и фотодинамической терапии.
8. Разработать устройство для контроля температуры рабочего торца оптоволокна лазерных модулей с волоконным выходом излучения для медицинской аппаратуры.
9. Разработать устройство для визуализации пространственного распределения флуоресценции злокачественных новообразований при фотодинамической терапии.



## ГЛАВА 2 МОЩНЫЕ ДИОДНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ 808 НМ

Благодаря высокому КПД преобразования электрической энергии в оптическую, компактности, надёжности и высокому уровню развития технологии изготовления, мощные лазерные диоды, линейки и сборки лазеров нашли широкое применение в системах накачки твёрдотельных и волоконных лазеров и оптических усилителей, оборудовании для обработки материалов, в метрологии, полиграфии, медицине, системах оптической локации, робототехнике и других отраслях (см. обзор истории вопроса, критических элементов технологии, проблем и подходов к их решению в [40-42]). Подавляющее число приборов этого класса выполняется в виде торцевых излучателей с широким полосковым контактом, обеспечивающим многомодовую в плоскости эпитаксиальных слоёв лазерной структуры генерацию света. Ключевой задачей разработки таких излучателей является максимальное повышение удельной мощности излучения, то есть мощности, приходящейся на единичную ширину полоскового контакта. Для решения этой задачи необходимо детальное понимание механизмов, ограничивающих мощность излучения ЛД, и их связи с конструктивными особенностями лазерной гетероструктуры и чипа.

В данной главе представлены результаты анализа термических и нетермических механизмов, ограничивающих выходную мощность полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения 808 нм. Такие лазеры широко применяются для накачки ТТЛ на основе YAG:Nd, поэтому увеличение выходной оптической мощности является актуальной задачей. Впрочем, большинство из рассмотренных механизмов не являются привязанными к выбранной выше длине волны излучения, а имеют общий характер. Проведённый анализ сфокусирован на одиночных ЛД и не рассматривает механизмов, специфических для лазерных линеек и матриц.

## 2.1 Термические механизмы ограничения выходной мощности излучения

В общем случае мощность когерентного излучения лазера  $P$  связана с током  $I$ , протекающим через ЛД, соотношением

$$P = \frac{\hbar\omega}{q} \cdot \frac{\alpha_R}{\alpha_R + \alpha_i} \eta_{st} (I - I_{th}) \quad , \quad (2.1)$$

где  $\hbar\omega$  – энергия фотонов, доминирующая в спектре излучения,  $q$  – заряд электрона,  $I_{th}$  – пороговый ток,  $\eta_{st}$  – квантовый выход стимулированного излучения,  $\alpha_i$  – коэффициент внутренних оптических потерь, существенно зависящий от распределения концентраций электронов и дырок в лазерной ГС, а

$$\alpha_R = -\frac{1}{2L} \ln(R_F R_B) \quad (2.2)$$

есть коэффициент потерь на излучение. Здесь  $L$  – длина резонатора (полоскового контакта) ЛД,  $R_B$  – коэффициент отражения генерируемого света от заднего (сильно отражающего) зеркала, а  $R_F$  – коэффициент отражения света от переднего (обычно слабо отражающего) зеркала резонатора. Безразмерный параметр

$$\eta_D = \left( \frac{q}{\hbar\omega} \right) \cdot \frac{dP}{dI} = \eta_{st} \frac{\alpha_R}{\alpha_R + \alpha_i} \quad (2.3)$$

в (2.1) есть дифференциальная квантовая эффективность лазера.

Обсуждаемые механизмы ограничения мощности излучения полупроводниковых лазеров можно разделить на термические и нетермические. Исключение составляет катастрофическое разрушение зеркал лазерных диодов, в основе которого лежат связанные между собой механизмы различной природы. Ниже различные механизмы ограничения выходной мощности ЛД рассмотрены отдельно.

### 2.1.1 Катастрофическое разрушение зеркал ЛД

#### 2.1.1.1 Природа катастрофического разрушения зеркал ЛД

КРЗ инициируется разогревом выходного зеркала ЛД из-за безызлучательной рекомбинации на его поверхности электронов и дырок в активной области. В результате разогрева и сужения запрещённой зоны в узком

слое, прилегающем к зеркалу, возникает усиленное поглощение света, приводящее к генерации в этом слое избыточных электрон-дырочных пар. В свою очередь, эти пары рекомбинируют на поверхности и в объёме активной области, усиливая, тем самым, разогрев выходного зеркала и прилегающей к нему области. Такая положительная обратная связь приводит к взрывному повышению температуры активной области ЛД у выходного зеркала при превышении мощностью излучения некоторого порогового значения. В результате такого повышения температуры происходит разрушение ГС вблизи выходного зеркала лазерного резонатора [43].

Основываясь на результатах просвечивающей электронной микроскопии, авторы [43] связали разрушение лазерной ГС с её локальным плавлением и последующим образованием в рекристаллизованной области большого числа точечных и протяжённых дефектов, усиливающих безызлучательную рекомбинацию неравновесных носителей. Отмечалось проникновение дефектной области от выходного зеркала вглубь материала на несколько сотен микрон, что связывалось с движением фронта плавления.

Дальнейшие исследования механизма КРЗ, включая комплексную диагностику лазеров с высоким временным разрешением [44-47], позволили установить, что а) КРЗ имеет существенно нестационарный характер, вызванный неустойчивостью стационарного переноса тепла в ЛД, б) взрывной подъём температуры и область генерации дефектов имеют локальный характер, т. е. КРЗ происходит в относительно малой части полоскового контакта [46, 47] и в) существует критический перегрев зеркала относительно объёма ГС, выше которого возникает КРЗ [45]. Последнее, в частности, приводит к задержке КРЗ во времени при импульсной накачке – сначала зеркало разогревается до критической температуры, а затем инициируется взрывное повышение температуры, приводящий к КРЗ [47]. Кроме того, в работе [48] была экспериментально продемонстрирована качественная корреляция между скоростью поверхностной рекомбинации неравновесных носителей на выходном зеркале ЛД и его

разогревом: большая скорость рекомбинации соответствовала большему разогреву зеркала.

Конкретный механизм разрушения ЛД в настоящее время нельзя считать надёжно установленным. В частности, столь разветвлённую и анизотропную границу дефектной области, какая наблюдалась в [47], трудно ассоциировать с фронтом плавления материала под действием разогрева выходного зеркала ЛД. Возможно, что в формировании дефектов участвуют нестационарные термоупругие напряжения, вызывающие массовую генерацию дислокаций и точечных дефектов вблизи активной области. Несомненным, однако, является резкий подъём локальной температуры у зеркала и пороговый характер КРЗ. Именно эти два аспекта существенны для поиска различного рода путей увеличения порога КРЗ за счёт модификации конструкций лазерной гетероструктуры и чипа.

#### 2.1.1.2 Модели катастрофического разрушения зеркал ЛД

Чтобы понять роль различных факторов, влияющих на КРЗ, были предприняты попытки построения теоретических моделей этого процесса. Уже грубые оценки баланса тепловыделения и теплоотдачи, сделанные в [43], показали возможность разогрева выходного зеркала ЛД вплоть до значений, соответствующих плавлению материала. Существенной для такой возможности являлась сильная температурная зависимость коэффициента поглощения стимулированного излучения  $\alpha$ . Именно такую зависимость демонстрировали при перегревах менее 90 К экспериментальные данные, приведённые в работе [43] (см. Рис. 2.1).

Аппроксимация этих данных зависимостью

$$\alpha(T) = \alpha_0 \exp \left[ T_a \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right], \quad (2.4)$$

с параметрами  $T_0$ ,  $T_a$  и  $\alpha_0$  показала, что поглощение света возрастает на порядок уже при перегревах ~40-50 К. Однако при перегревах, превышающих 90 К, рост  $\alpha$  замедляется, а его величина стремится к насыщению вблизи максимального

значения  $\alpha_{\max} = \alpha_0 \exp(T_a/T_0)$ . Значение этого эффекта для КРЗ ни в работе [43], ни в последующих исследованиях, к сожалению, не анализировалось.

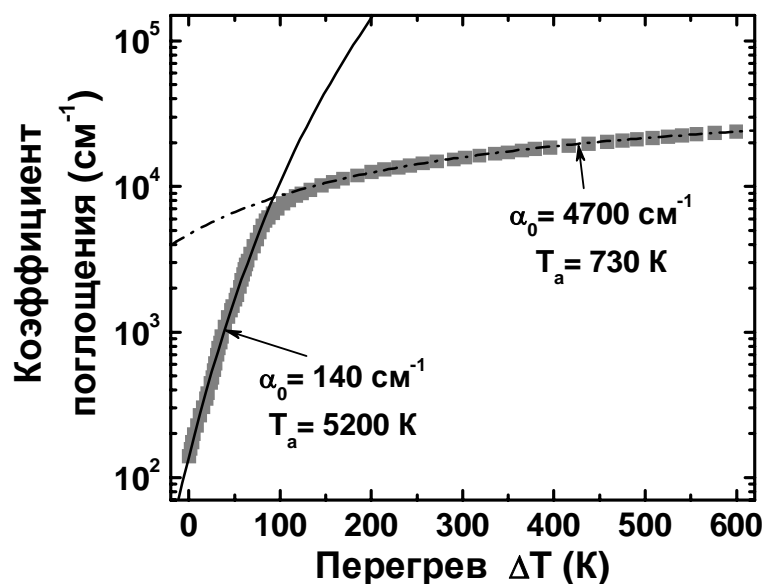


Рисунок 2.1 - Зависимость коэффициента поглощения излучения от перегрева  $\Delta T$  относительно комнатной температуры (кружки) [32]. Линии – аппроксимации этих данных зависимостью (2.4) с указанными на рисунке параметрами;  $T_0 = 300$  К

Для ЛД с полосковым контактом шириной  $W$ , монтируемого на теплоотвод  $p$ -слоями вниз, в работе [49] была развита полуэмпирическая модель КРЗ, во многом использующая идеи работы [43]. В этой модели подъем температуры  $\Delta T$  вблизи зеркала ЛД связан с выделяемой в этой области тепловой мощностью  $Q$  соотношением, следующим из упрощенного стационарного подхода:

$$\Delta T = R_{th} Q, \quad R_{th} = \frac{1}{\pi W} \left( \frac{1}{\kappa_E} \ln \frac{d_E}{l_T} + \frac{1}{\kappa_C} \ln \frac{d_E + d_C}{d_E} \right), \quad (2.5)$$

где  $\kappa_E$  и  $\kappa_C$  – коэффициенты теплопроводности, а  $d_E$  и  $d_C$  – толщины материала  $p$ -эмиттера лазерного диода и  $p$ -контактного слоя, соответственно;  $l_T$  – ширина области, примыкающей к выходному зеркалу, в которой происходит поглощение света и тепловыделение. В свою очередь, мощность  $Q$  оценивается как

$$Q = \frac{1 + R_F}{1 - R_F} (\alpha l_T) \Gamma P, \quad (2.6)$$

где  $\Gamma$  – фактор оптического ограничения поперечной моды лазерного волновода. Линеаризуя температурную зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$ , авторы [49] получили следующие соотношения:

$$\Delta T = \frac{\Delta T_0}{1 - \frac{1}{\alpha_0} \frac{\partial \alpha}{\partial T} \Delta T_0}, \quad \Delta T_0 = R_{th} \frac{1 + R_F}{1 - R_F} (\alpha_0 l_T) \Gamma P. \quad (2.7)$$

Как видно из (2.7), перегрев зеркала  $\Delta T$  стремится к бесконечности при приближении  $\alpha_0^{-1}(\partial \alpha / \partial T) \Delta T_0$  к единице. По мнению авторов [49], это определяет порог КРЗ или максимально достижимую мощность излучения ЛД как

$$P_{КРЗ} = \frac{1 - R_F}{1 + R_F} \left( l_T \frac{\partial \alpha}{\partial T} R_{th} \Gamma \right)^{-1}. \quad (2.8)$$

На практике авторы [49] оценивали  $\partial \alpha / \partial T$  экспериментально по сдвигу края поглощения в GaAs с температурой. Такая оценка дала значение примерно в 60 раз более высокое, чем аппроксимация (2.4). Параметры  $\alpha_0$  и  $l_T$  рассматривались в [49] как подгоночные, изменяющиеся в диапазоне  $\sim 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1}$  и  $\sim 0.1 - 1.0 \text{ мкм}$ , соответственно. В этом случае длина  $l_T$  по порядку величины соответствовала длине амбиполярной диффузии неравновесных носителей, что вполне разумно с физической точки зрения. Таким образом, для увеличения порога КРЗ, согласно (2.8), нужно либо понижать плотность оптической энергии в активной области путём уменьшения фактора оптического ограничения  $\Gamma$ , либо улучшать отвод тепла от активной области (снижать тепловое сопротивление  $R_{th}$ ).

К сожалению, безызлучательная рекомбинация носителей на поверхности выходного зеркала, как существенный элемент модели КРЗ, в подходе [49] не учитывалась, а «убегание» температуры трактовалось как стационарный процесс. Поэтому наблюдаемый экспериментально критический перегрев зеркала, приводящий к КРЗ [45], в модели [49] как таковой отсутствует. Всё это не позволяет с помощью данной модели выявить пути повышения критического перегрева выходного зеркала лазерного диода.

В [50] построена самосогласованная стационарная модель переноса тепла, транспорта носителей и поглощения стимулированного излучения в условиях,

предшествующих началу КРЗ. Хотя в [50] и отмечено, что порог КРЗ может быть найден из анализа неустойчивости полученного стационарного решения, такой анализ в работе проведён не был. Несмотря на это, исследование [50] оказалось весьма полезным с точки зрения выявления дополнительных факторов, влияющих на КРЗ и порог его возникновения. В частности, было установлено, что а) необходимо учитывать температурную зависимость коэффициентов теплопроводности используемых материалов и б) нужно учитывать уменьшение времён жизни электронов и дырок, связанное со стимулированным излучением. Последующие исследования показали, что одномерное приближение в задаче переноса тепла существенно переоценивает перегрев лазерных зеркал, в то время как 2D и 3D модели дают сходные и вполне разумные результаты [51].

Предложенные к настоящему времени модели КРЗ рассматривают этот процесс как происходящий однородно по всей площади выходного зеркала. Это предположение, однако, исходно не верно. Действительно, область разрушений в ГС, идентифицированная в [46, 47], имеет микронные латеральные размеры, что свидетельствует о локализации процесса КРЗ в узком канале. Теория образования таких каналов и связанного с ними КРЗ ещё требуют своей разработки и экспериментальной верификации. Поэтому экспериментальные методы определения порога КРЗ и идентификации факторов, на него влияющих, являются сегодня доминирующими.

На данный момент, качественная модель «убегания» (взрывного повышения) температуры, предложенная в [43], считается наиболее адекватной для объяснения КРЗ лазерных диодов, несмотря на не вполне удачные попытки количественной её реализации. Именно на основе этой модели сформулированы основные пути повышения порога КРЗ: а) защита зеркал, уменьшающая поверхностную рекомбинацию неравновесных носителей, б) уменьшение плотности оптической мощности в активной области лазерной гетероструктуры различными конструктивными методами, и в) улучшение отвода тепла из активной области. Конкретные технические решения, разработанные в этих направлениях, рассмотрены в работе [52].

## 2.1.2 Термические механизмы

В данном разделе рассмотрены термические эффекты, не вызывающие КРЗ, но понижающие ДКЭ полупроводниковых лазеров, приводя к сублинейности их ватт-амперных характеристик.

### 2.1.2.1 Разогрев лазерной гетероструктуры

Из-за температурной зависимости рекомбинационных коэффициентов и уменьшения оптического усиления с температурой разогрев активной области ЛД приводит к увеличению его порогового тока. Температурную зависимость порогового тока принято аппроксимировать экспоненциальной функцией

$$I_{th}(T) = I_{th}(T_{HS}) \cdot \exp\left(\frac{T - T_{HS}}{T_0}\right), \quad (2.9)$$

где  $T$  и  $T_{HS}$  суть температуры активной области и теплоотвода, а  $T_0$  – параметр, отражающей темп изменения порогового тока при разогреве лазера. Выражение (2.9) не отражает реальный степенной характер температурной зависимости порогового тока [53], а скорее является удобной аппроксимацией. У различных ЛД температура  $T_0$  может меняться в широких пределах, от ~50 К до ~300-350 К.

Оценить влияние разогрева активной области лазера на его ватт-амперную и другие характеристики можно, используя выражение (2.1) для мощности лазерного излучения, температурную зависимость порогового тока (2.9) и соотношение

$$T - T_{HS} = R_{th}(1 - \eta_w)I \cdot V_f, \quad \eta_w = P/I \cdot V_f, \quad (2.10)$$

связывающее перегрев активной области  $T - T_{HS}$  с прикладываемой электрической мощностью. Здесь  $V_f$  – рабочее напряжение ЛД, обеспечивающее ток  $I$ ,  $R_{th}$  – тепловое сопротивление лазера, а  $\eta_w$  – его КПД. Для такой оценки зависимость рабочего напряжения  $V_f$  от тока удобно представить в упрощённой форме:  $V_f = V_{to} + IR_S$ , где  $V_{to}$  – напряжение «включения» лазерного диода, а  $R_S$  – его последовательное сопротивление. Игнорируя для наглядности слабые



температурные зависимости ДКЭ, напряжения включения  $V_{to}$  и сопротивления  $R_S$ , примем в качестве неизменных параметров:  $\eta_D = 0.7$ ,  $V_{to} = \hbar\omega/q = 1.53$  В,  $R_S = 0.2$  Ом,  $I_{th}(300\text{ К}) = 0.4$  А и  $T_0 = 120$  К.

На Рис. 2.2а,б показаны рассчитанные ватт-амперные характеристики ЛД и зависимости КПД от тока, полученные для тепловых сопротивлений 5 и 10 К/Вт [54]. Из сравнения характеристик видна их высокая чувствительность к разогреву активной области: если при  $R_{th} = 5$  К/Вт ватт-амперная характеристика визуально близка к линейной, то при  $R_{th} = 10$  К/Вт предсказывается «завал» мощности излучения лазера при токах более  $\sim 7$  А и более быстрое, чем в первом случае, падение КПД лазерного диода с током.

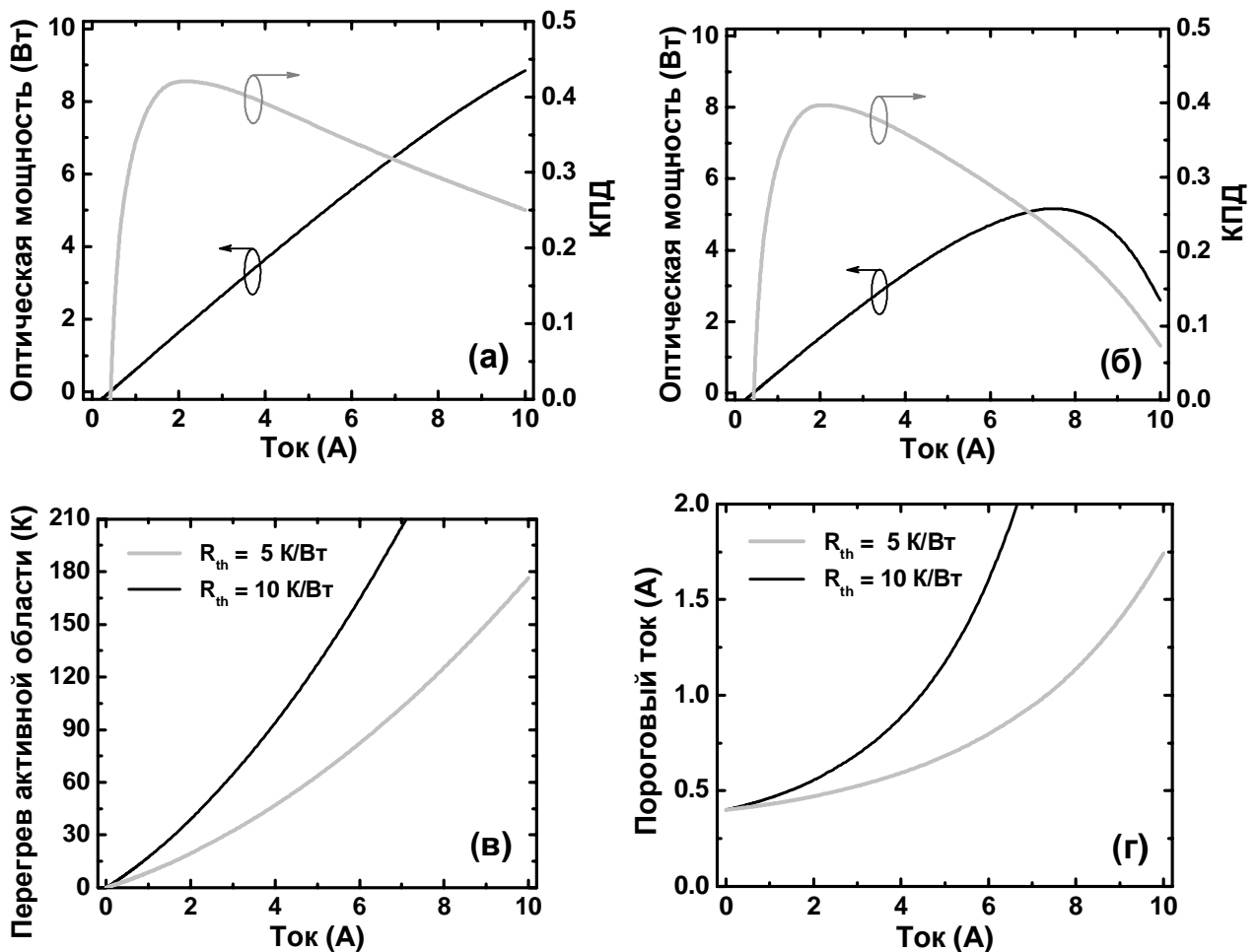


Рисунок 2.2 - Ватт-амперные характеристики и КПД лазерных диодов с тепловым сопротивлением 5 К/Вт (а) и 10 К/Вт (б). Перегрев активной области (в) и пороговый ток лазеров (г) в зависимости от протекающего тока

Предсказываемые перегревы активной области, превышающие сотню градусов (Рис. 2.2 в), и рост порогового тока (Рис. 2.2 г) представляются несколько завышенными из-за принятых значений теплового и последовательного сопротивлений ЛД. Тем не менее, общая тенденция, вытекающая из сделанных оценок, весьма показательна: при больших токах, а также при малых значениях характерной температуры  $T_0$  разогрев ЛД приводит к заметной сублинейности его ватт-амперной характеристики. Такой эффект неоднократно наблюдался экспериментально (см., например, [55-59]).

Данные оценки учитывают наиболее сильный эффект – изменение порогового тока ЛД при его разогреве. Однако рост порогового тока означает также увеличение пороговой концентрации электронов и дырок, усиление поглощения света свободными носителями и, как следствие, уменьшение ДКЭ лазерного диода с током, инициирующим разогрев. Этот механизм, опущенный в приведённых выше оценках, усиливает сублинейность ватт-амперной характеристики лазера.

Падение ДКЭ полупроводниковых лазеров с температурой наблюдалось неоднократно, в том числе, в [60]. Авторы этой работы связали рост оптических потерь в исследуемых ГС с увеличением концентрации неравновесных носителей в волноводных слоях, а не в сильно легированных эмиттерах и активной области. Чтобы проверить этот вывод, мы промоделировали работу простейшей лазерной ГС, излучающей свет с длиной волны 808 нм. Эта структура состояла из 2 мкм  $n$ - $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$  эмиттера с концентрацией доноров  $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , двух нелегированных  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  волноводных слоёв толщиной 0.74 мкм с нелегированной 20 нм  $\text{Al}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$  активной областью между ними, 2 мкм  $p$ - $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$  эмиттера с концентрацией акцепторов  $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и тонкого контактного  $p^+$ -GaAs слоя. Моделирование осуществлялось с помощью пакета SiLENSe 5.0 [61], алгоритм расчета основных параметров ЛД описан в параграфе 3.1.1. Предполагалось, что лазер имеет полосковый контакт шириной 100 мкм и длиной 2 мм. Чтобы получить близкие к экспериментальным (см., например, [62]) значения ДКЭ, мы полагали, что кроме потерь, связанных с поглощением света свободными

носителями, в лазерной ГС происходит также рассеяние основной волноводной ТЕ-моды, характеризуемое коэффициентом потерь  $\alpha_{sct} = 2 \text{ см}^{-1}$ .

На Рис. 2.3а символы показывают полученное с помощью моделирования изменение порогового тока ЛД с температурой. Видно, что при перегреве ГС на  $\sim 100 \text{ К}$  пороговый ток возрастает примерно в два раза. Результаты моделирования неплохо аппроксимируются зависимостью (2.9) с параметром  $T_0 = 135 \text{ К}$ .

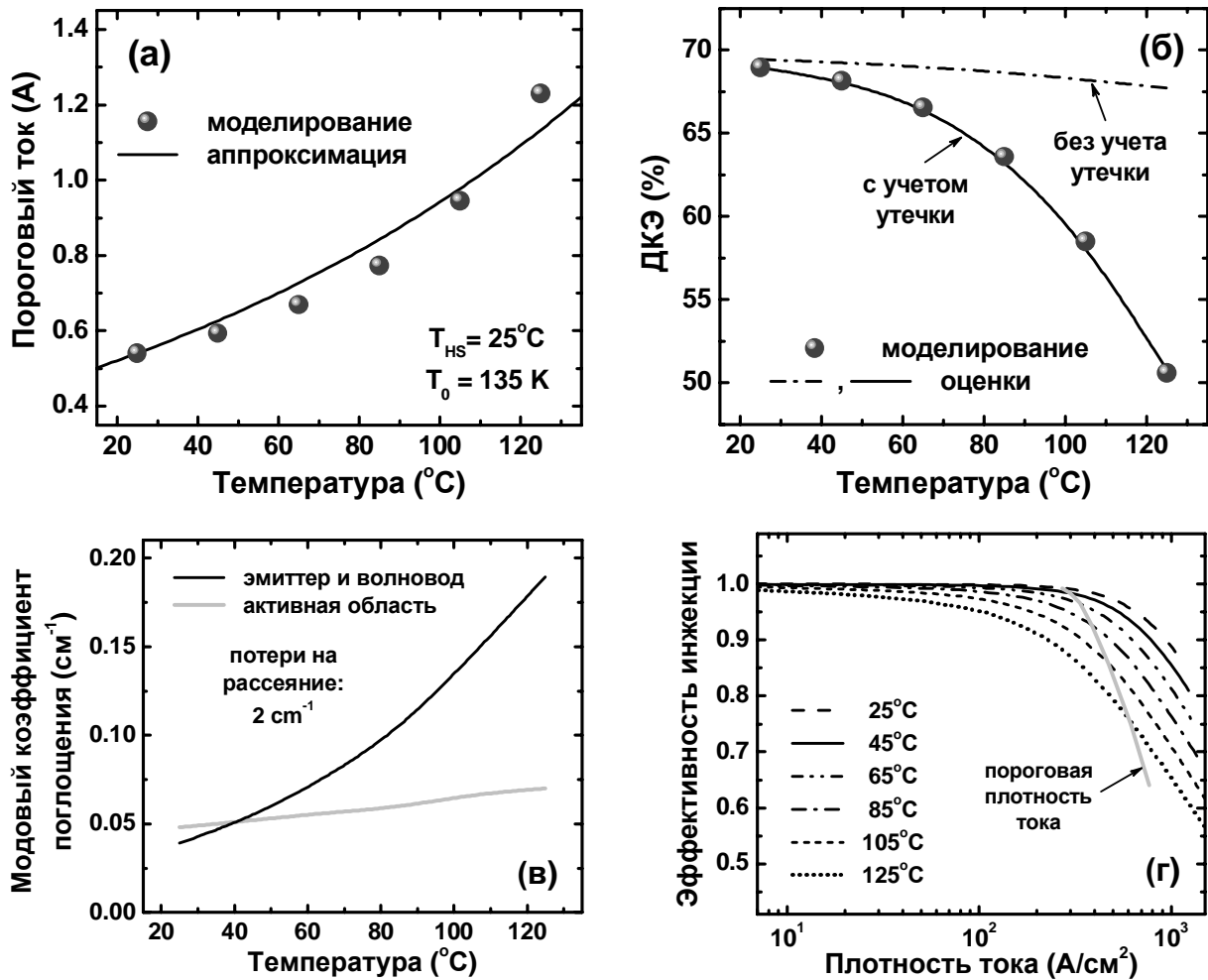


Рисунок 2.3 - Температурные зависимости порогового тока (а), дифференциальной квантовой эффективности (б), модовых коэффициентов поглощения света в активной области ЛД и за пределами её (в), а также эффективности инжекции неравновесных носителей как функции плотности тока при различных температурах, полученные с помощью моделирования

Сильный спад ДКЭ с температурой, полученный моделированием, показан символами на Рис. 2.3б. Чтобы интерпретировать это поведение, были рассчитаны модовые коэффициенты поглощения света на свободных носителях заряда в

активной области лазера и за её пределами (Рис. 2.3в), а также эффективность инжекции неравновесных носителей, определяемая как отношение плотности тока носителей, рекомбинирующих в ГС, к полной плотности тока. Как видно из Рис. 2.3в, поглощение света на свободных носителях существенно растёт с температурой, особенно в нелегированных волноводных слоях. Это связано с ростом концентрации в них электронов и дырок при повышении температуры (Рис. 2.4). Однако при выбранном относительно малом уровне легирования эмиттеров потери на свободных носителях остаются во много раз меньшими потерь, связанных с рассеянием волноводной моды, которые от температуры не зависят. Поэтому оценка ДКЭ лазерного диода, сделанная по формуле (2.3) с  $\eta_{st} = 1$ , даёт весьма слабую зависимость от температуры (см. Рис. 2.3б).

На самом деле, разогрев рассматриваемой лазерной ГС приводит к утечке носителей и, прежде всего, электронов из активного и волноводного слоёв с последующей безызлучательной рекомбинацией на электродах, формирующих омические контакты.

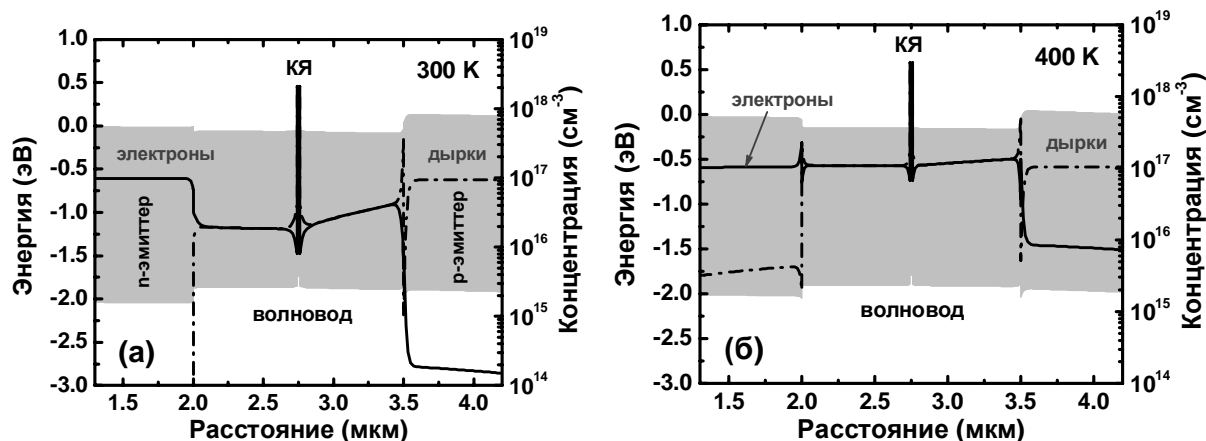


Рисунок 2.4 - Зонные диаграммы и распределения концентраций электронов и дырок в лазерной гетероструктуре, излучающей свет на длине волны 808 нм, при температурах 300 К (а) и 400 К (б) и токах, соответствующих порогу генерации при данной температуре

Эта утечка в частности, проявляется в отличной от единицы эффективности инжекции носителей (Рис. 2.3г), которая, в свою очередь, определяет квантовый выход стимулированного излучения выше порога генерации лазерного диода.

Оценка ДКЭ лазерного диода, сделанная по формуле (2.3) с  $\eta_{st} = \eta_{inj}$ , полностью воспроизводит результаты численного анализа (Рис. 2.3б).

Таким образом, приведённые выше результаты моделирования работы лазерной ГС демонстрируют важность ещё одного механизма, дающего вклад в сублинейность ВТАХ, – утечки неравновесных носителей заряда из гетероструктуры на металлические контакты (см. также обсуждение этого механизма в [63] применительно к ЛД, излучающим красный свет). Этот механизм отличен от часто обсуждаемого выброса электронов и дырок из активной области в волноводный слой и определяется преимущественно электронами, имеющими более высокую подвижность, чем дырки. В частном случае, рассмотренном выше, утечка электронов оказывается на порядок сильнее, чем утечка дырок. Повышение температуры усиливает утечку носителей заряда (см. Рис. 2.3г).

#### 2.1.2.2 Разогрев зеркал резонатора

Как отмечалось в разделе 2.1.1, области лазерной ГС, примыкающие к зеркалам резонатора, дополнительно перегреваются относительно объёма материала, что связано с рекомбинацией неравновесных электронов и дырок на поверхности зеркал. Экспериментально этот перегрев трудно выделить из общего разогрева ЛГС. Поэтому чаще всего в литературе приводятся данные по измерению локальной температуры на выходных зеркалах лазерных диодов. Эта температура может достигать  $\sim 50-150^\circ\text{C}$  в зависимости от тока, пропускаемого через диод [44, 47, 64-66]. При этом распределение температуры в лазерной структуре и подложке в стационарных условиях определяется условиями теплоотвода и может быть предсказано на основе тепловых расчётов [67].

Несмотря на заметный перегрев зеркал резонатора ЛД, его влияние на пороговый ток и ДКЭ прибора может быть незначительным, что связано с малыми размерами перегретых областей. Действительно, согласно работе [66], ширина области, примыкающей к зеркалу, в которой возникает перегрев, оказывается порядка нескольких микрон, а по данным работы [51] – не

превышает  $\sim 10$  мкм. Эта ширина во много раз меньше полной длины резонатора типичных лазерных диодов. С другой стороны, именно разогрев областей, примыкающих к зеркалам лазерных диодов, инициирует КРЗ, что указывает на сильное изменение поглощения/усиления света в этих областях. На наш взгляд, вопрос о степени влияния перегрева зеркал резонатора на характеристики лазерных диодов в отсутствие КРЗ остаётся на сегодняшний день недостаточно изученным и требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Анализ литературы и численное моделирование различных аспектов работы лазерных структур показали, что в режиме непрерывной накачки основными механизмами, ограничивающими выходную мощность ЛД, являются КРЗ и тепловые эффекты, приводящие к сублинейности ватт-амперных характеристик приборов. Относительная значимость того или иного механизма зависит от конкретной конструкции лазерной ГС и чипа и, в частности, от организации отвода тепла из активной области. Улучшение теплоотвода позволяет, как увеличить порог КРЗ, так и уменьшить сублинейность ватт-амперной характеристики ЛД.

Среди не решённых к настоящему времени проблем следует выделить построение количественной модели КРЗ, учитывающей все значимые оптические, тепловые и рекомбинационные механизмы. Решение этой задачи позволило бы получить новый взгляд на дальнейшие пути повышения мощности полупроводниковых ЛД, а также разработать критерии оптимизации длины лазерного резонатора и отражающих покрытий, наносимых на его зеркала.

## **2.2 Нетермические механизмы ограничения выходной мощности излучения**

В настоящем разделе рассмотрены нетермические механизмы, как правило, становящиеся значимыми при импульсной инжекционной накачке. Как и в случае с термическими механизмами [54], нетермические механизмы не связаны прямо с конкретной длиной волны излучения, а работают в достаточно широком спектральном диапазоне. Прежде, чем детально рассматривать нетермические

механизмы ограничения мощности ЛД, представляется разумным сначала обсудить особенности их разогрева в условиях непрерывной и импульсной накачки, а также критерии, позволяющие разграничить эти режимы с точки зрения переноса тепла.

### 2.2.1 Непрерывный и импульсный разогрев лазерных диодов

При непрерывной инжекционной накачке лазерных диодов температура активной области  $T$  определяется тепловым сопротивлением  $R_{th}$  лазерного чипа, т. е.

$$T - T_{HS} = R_{th} [I \cdot V_f(I, T) - P] \quad . \quad (2.11)$$

Здесь  $T_{HS}$  – температура теплоотвода, которая считается заданной,  $V_f$  – рабочее напряжение, зависящее от тока  $I$  в соответствии с вольт-амперной характеристикой лазерного диода, а  $P$  – мощность его излучения, определяемая выражением (1.1). Для уменьшения теплового сопротивления мощные ЛД обычно монтируют на теплоотвод эпитаксиальными слоями вниз. В этом случае определяющий вклад в тепловое сопротивление лазерной гетероструктуры даёт эмиттер, обычно изготавливаемый из твёрдых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$ , имеющих в диапазоне составов  $x = 0.3-0.7$  коэффициент теплопроводности  $\kappa_E$  примерно в четыре раза меньший, чем у GaAs [68]. В приближении одномерного растекания тепла по ГС тепловое сопротивление эмиттера  $R_E = d_E / \kappa_E WL$ , что при толщине эмиттера  $d_E = 2$  мкм, длине резонатора  $L = 2$  мм, ширине полоскового контакта  $W = 100$  мкм и  $\kappa_E = 0.14$  Вт/см·К, даёт значение  $R_E = 0.71$  К/Вт. К нему необходимо добавить тепловое сопротивление теплоотвода  $R_{HS}$ , которое в приближении двумерного растекания тепла можно оценить как  $R_{HS} \approx (\pi \kappa_{HS} L)^{-1} \ln(d_{HS}/W)$ , где  $\kappa_{HS}$  – коэффициент теплопроводности теплоотвода, а  $d_{HS}$  – характерное расстояние от активной области ЛД до поверхности теплоотвода, на которой фиксируется температура окружающей среды. Если теплоотвод изготовлен из меди ( $\kappa_{HS} = 4.01$  Вт/см·К), то  $R_{HS} = 1.55$  К/Вт при  $d_{HS} = 5$  мм,  $L = 2$  мм и  $W = 100$  мкм. Величина суммарного теплового

сопротивления  $R_{th} = R_E + R_{HS} = 2.27$  К/Вт представляет собой оценку снизу, так как в ней не учтено тепловое сопротивление припоя, используемого для посадки ЛД на теплоотвод, и ряд других возможных составляющих. Интересно, что вклад в тепловое сопротивление от медного теплоотвода оказывается в два раза больше вклада от AlGaAs эмиттера, несмотря на огромную разницу коэффициентов теплопроводности этих материалов. Это связано с предполагаемым двумерным характером растекания тепла в теплоотводе, вызванным сильной локализацией тепловыделения в полосковом контакте, а также с тем, что длина резонатора ЛД  $L$  во много раз превышает толщину  $p$ -эмиттера  $d_E$ .

При накачке ЛД импульсом тока длительностью  $\tau$  температура активной области возрастает пропорционально  $t^{1/2}$ , где время  $t$  отсчитывается от момента включения импульса тока. Максимальный разогрев активной области, достигаемый в конце импульса, может быть оценён по формуле (2.11), в которой фигурирует динамическое тепловое сопротивление  $R_{th} = d_\tau / \kappa_E WL$ , с характерной длиной  $d_\tau = (D_T \tau / \pi)^{1/2}$ , по порядку величины равной длине распространения теплового фронта за время действия импульса накачки ( $D_T = \kappa_E / \rho_E C_E^p$  – коэффициент температуропроводности,  $\rho_E$  – плотность материала эмиттера, а  $C_E^p$  – его удельная теплоёмкость) [69]. При  $\tau = 100$  нс, длине резонатора  $L = 2$  мм, ширине полоска  $W = 100$  мкм и  $\kappa_E = 0.14$  Вт/см·К оценка даёт:  $d_\tau = 0.5$  мкм и  $R_{th} = 0.18$  К/Вт, т. е. величину, лишь на порядок меньшую теплового сопротивления, оценённого для случая непрерывной накачки. Это означает, что уже при длительностях импульса накачки  $\sim 10$  мкс и более разогрев активной области в конце импульса может стать сравнимым с разогревом в условиях непрерывной накачки (см. Рис. 2.5а).

Последний вывод подтверждается результатами измерений динамики нагрева ЛД при их накачке импульсами тока различной длительности [70]. На Рис. 2.5б показана расчётная зависимость перегрева активной области ЛД с AlGaAs эмиттерами от плотности подводимой электрической мощности. Видно, что при непрерывной накачке перегрев  $\sim 10$  К достигается при плотностях



мощности  $\sim 5\text{-}6 \text{ кВт/см}^2$ , в то время как при накачке 100 нс импульсами этот же перегрев достигается при плотности мощности, на порядок большей. Последнее означает, что при таких высоких плотностях электрической мощности длительность импульса  $\sim 100 \text{ нс}$  всё ещё является недостаточно малой, чтобы полностью исключить влияние тепловых эффектов на ватт-амперную характеристику лазера.

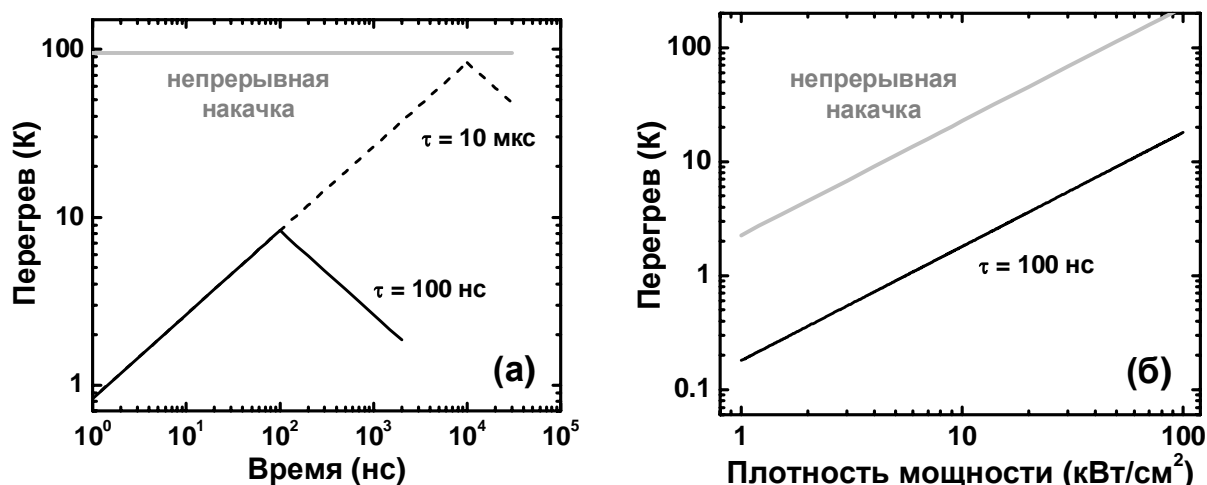


Рисунок 2.5 - Динамика нагрева активной области ЛД при накачке импульсами тока различной длительности с плотностью  $30 \text{ кА/см}^2$  и при непрерывной накачке (а). Зависимость перегрева активной области от плотности подводимой электрической мощности при импульсной и непрерывной накачке (б). В обоих случаях КПД ЛД полагался равным 50%

### 2.2.2 Порог КРЗ при непрерывной и импульсной токовой накачке

Как отмечалось в [54], отвод тепла из активной области ЛД существенно влияет на порог катастрофического разрушения выходного зеркала резонатора: чем лучше теплоотвод, тем большим становится порог КРЗ. Как показано в разделе 2.1, при накачке ЛД импульсами длительностью 100 нс и менее динамическое тепловое сопротивление лазерной ГС становится заметно меньшим, чем при непрерывной накачке. В результате переход от непрерывной к импульсной накачке даёт типичное повышение порога КРЗ у ЛД с полосковым контактом шириной 100 мкм от  $\sim 5\text{-}8 \text{ Вт}$  до  $\sim 80\text{-}120 \text{ Вт}$ , т. е. более, чем на порядок.

Тем самым, порог КРЗ становится настолько высоким, что практически уже не он ограничивает мощность излучения лазера, а иные механизмы, рассматриваемые ниже.

Зависимость порога КРЗ от длительности импульсов накачки, а также от конструкции ЛГС (последняя определяет эффективное тепловое сопротивление ЛД), делает этот параметр в общем случае малоинформативным. Исключение составляет лишь случай непрерывной накачки, в котором порог КРЗ интегрально отражает уровень технологии изготовления ЛД, включая защиту зеркал резонатора и организацию отвода тепла.

### 2.2.3 Нетермические механизмы ограничения мощности

При импульсной накачке, заметно уменьшающей влияние тепловых эффектов и КРЗ, достигаются бóльшие мощности излучения ЛД. Однако и в этом случае наблюдается сублинейность их ватт-амперных характеристик, хотя и при токах бóльших, чем в условиях непрерывной накачки. Выявленные к настоящему времени различные нетермические механизмы сублинейности ватт-амперных характеристик ЛД можно разделить на две группы. К первой относятся механизмы, предполагающие рост концентрации неравновесных носителей в лазерной ГС за порогом генерации света. Ко второй группе относятся механизмы, предполагающие влияние высокой плотности фотонов в волноводе на оптическое усиление в лазере. Ниже эти две группы механизмов рассмотрены отдельно.

#### 2.2.3.1 Рост концентрации неравновесных носителей заряда в ГС

Считается, что при превышении током порога генерации света, резкий рост темпа излучательной рекомбинации за счёт появления стимулированного излучения приводит к стабилизации концентрации неравновесных электронов и дырок в активной области ЛД вблизи соответствующих пороговых значений. Однако поддержание всё более возрастающего тока в гетероструктуре за порогом генерации требует роста концентраций неравновесных носителей за пределами активной области. Это возрастание минимально в сильно легированных *p*- и *n*-

эмиттерах, где концентрация носителей определяется условием электронейтральности материала и примерно соответствует концентрации внедрённых акцепторов или доноров. Однако легирование обычно минимизируют в волноводных слоях лазерной ГС, чтобы понизить поглощение в них света на свободных носителях. Поэтому именно в этих слоях и наблюдается увеличение концентрации неравновесных электронов и дырок за порогом генерации света (см., например, [71]).

Обычно толщины волноводных слоёв заметно превышают характерные длины экранирования электрического поля неравновесными носителями заряда. Поэтому транспорт электронов и дырок в этих слоях носит амбиполярный характер, т. е. концентрации электронов и дырок в большей части волноводных слоёв равны друг другу. Авторы [72, 73] предположили, что перенос носителей в волноводных слоях происходит, в основном, за счёт амбиполярной диффузии. С использованием моделирования в [62] было показано, что доминирующим может стать дрейф электронов и дырок в электрическом поле  $p$ - $n$  перехода. В случае переноса носителей за счёт амбиполярной диффузии концентрация электронов и дырок должна возрастать по мере удаления от активной области к эмиттерам. В случае дрейфа электронов и дырок в электрическом поле неравновесные носители должны более или менее равномерно распределяться по волноводным слоям. Моделирование показывает, что в зависимости от температуры и тока, протекающего через ЛД, может доминировать как тот, так и иной механизм переноса (см., например, распределения концентрации электронов и дырок на Рис. 2.4а, где по разные стороны от активной области видны признаки доминирования либо диффузионного, либо дрейфового механизмов). Однако в любом случае концентрация неравновесных носителей заряда в волноводном слое заметно растёт с током и приближается к своим значениям в эмиттерах.

Рассмотрим последствия роста концентрации неравновесных носителей в волноводных слоях. Первое из них – увеличение потерь света на свободных носителях, которое потенциально может как дать вклад в уменьшение ДКЭ лазерного диода с током [72], так и привести к срыву генерации при больших

токах [74]. Однако, как это обсуждалось в разделе 2.1, вклад поглощения света на свободных носителях в общие внутренние потери может быть незначительным, если достаточно велики потери, связанные с рассеянием волноводной моды на оптических неоднородностях ГС и полоскового контакта. Рост концентрации неравновесных носителей в волноводных слоях с током за порогом генерации приводит и к увеличению скорости их рекомбинации в этих слоях. При этом излучательная рекомбинация электронов и дырок в волноводе не даёт вклад в стимулированное излучение света из-за несовпадения с последним по длине волны. Тем самым, рекомбинация в волноводе представляет собой дополнительный канал потерь носителей, усиливающийся с ростом тока. В выражении (2.1) для мощности излучения ЛД такие потери приводят к квантовому выходу стимулированного излучения  $\eta_{st}$ , меньшему единицы и, к тому же, уменьшающемуся с током. Простые аналитические модели токовой зависимости квантового выхода  $\eta_{st}$  предложены в [75, 76] в предположении о доминирующей роли либо излучательной, либо Оже-рекомбинации в волноводе.

Для уменьшения концентрации инжектированных в волновод НЗ и, следовательно, снижения поглощения на свободных НЗ, нами предложены два подхода: (1) дополнительное n-легирование волноводного слоя и (2) использование волноводных слоев с градиентными составами для ускорения движения НЗ в волноводе за счет встроенного электрического поля [62]. Рис. 2.6 демонстрирует схематические зонные диаграммы рассмотренных ЛГС (а, б, в), а также полученные в результате моделирования зонные диаграммы и концентрации НЗ в ЛД на пороге генерации при длинах резонатора 1500 мкм (г, д, е) и 500 мкм (ж, з, и). Диаграммы (Рис. 2.6 г, ж) демонстрируют распределение электронов и дырок в нелегированном волноводном слое ЛГС шириной 0,5 мкм (Рис. 5 а). Диаграммы (Рис. 2.6 д, з) соответствуют варианту такого же волноводного слоя, легированного примесью n-типа до уровня  $(1 - 2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . На диаграмме видно, что это привело к уменьшению концентрации дырок, инжектированных в волновод. Несмотря на увеличение концентрации электронов, результатом является уменьшение поглощения на свободных НЗ и,

следовательно, увеличение ДКЭ ЛД. Диаграммы (Рис. 2.6 е, и) соответствует варианту волноводного слоя с переменным показателем преломления (graded index, GRIN) шириной 0,3 мкм со встроенным тянущим полем.

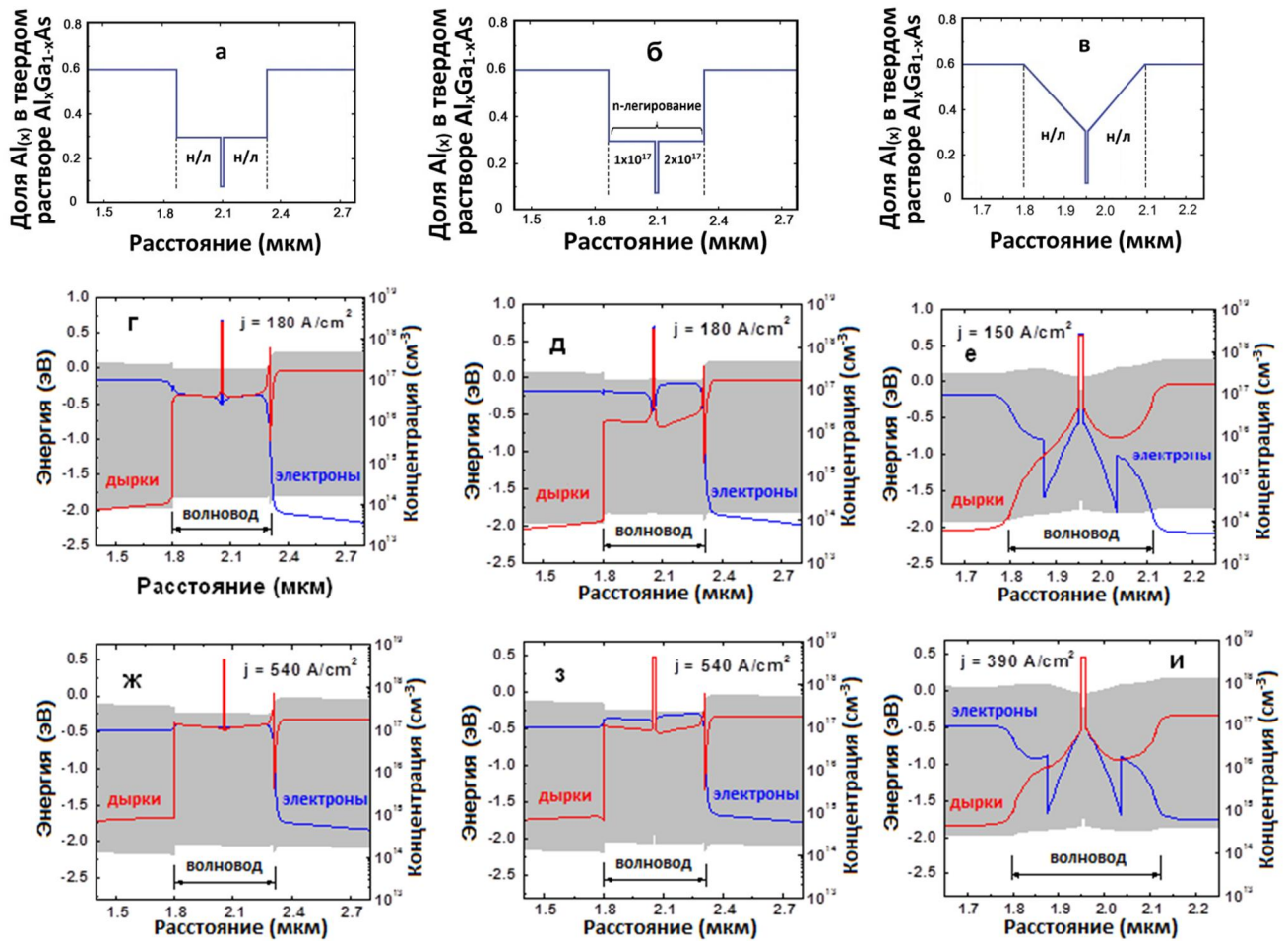


Рисунок 2.6 – Схематические зонные диаграммы ЛГС (а, б, в), концентрации НЗ и зонные диаграммы AlGaAs/GaAs ЛД полученные в результате моделирования при плотности тока равной пороговому значению, длинах резонатора 1500 мкм (г, д, е) и 500 мкм (ж, з, и). Слева направо – нелегированный волновод (а, г, ж); волновод, легированный примесью n-типа (б, д, з) и GRIN-волновод со встроенным тянущим полем (в, е, и)

В этом варианте, который представляется более перспективным с точки зрения снижения поглощения на свободных НЗ, наблюдается значительное уменьшение инжектированных в волновод НЗ по сравнению с волноводным слоем постоянного состава (Рис. 2.6 е, и). Встроенное тянущее поле ускоряет движение НЗ в ГС, что также приводит к существенному подавлению поглощения

на свободных НЗ за пределами активной области. Отличительной чертой зонных диаграмм (Рис. 2.6 е, и) является немонотонный профиль края зоны проводимости. Изломы в распределении концентрации электронов связаны с изменением плотности состояний в зоне проводимости  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с составом, близким к  $x = 0.45$  (пересечение дна  $\Gamma$ -долины с  $X$ - и  $L$ -долинами зоны проводимости).

Накапливание электронов и дырок в волноводных слоях и, соответственно, сублинейность ватт-амперных характеристик ЛД проявляются тем сильнее, чем меньше оказывается скорость захвата носителей из этих слоёв в активную область [75-77]. Этот кинетический механизм, предполагающий неравновесное распределение носителей между активной областью и волноводным слоем, сродни рассмотренным в следующем разделе.

### 2.2.3.2 Спектральное выжигание НЗ стимулированным излучением

Наличие большого числа когерентных фотонов в резонаторе лазера существенно изменяет скорость излучательной рекомбинации носителей, уменьшая, тем самым, их концентрацию. Это уменьшение происходит неоднородно по энергетическому спектру электронов и дырок – в первую очередь рекомбинируют и, следовательно, исчезают носители, разница энергии которых близка к энергии когерентных фотонов. Данный эффект, названный спектральным выжиганием носителей [78], приводит к неравновесному распределению электронов и дырок внутри соответствующей зоны. Обеднение носителями определённой части энергетического спектра сначала компенсируется за счёт их внутризонной энергетической релаксации. Однако при дальнейшем увеличении плотности когерентных фотонов внутри резонатора лазера скорость излучательной рекомбинации носителей, индуцированной стимулированным излучением, может стать меньше скорости их релаксации. В результате мощность когерентного излучения на исходной длине волны стабилизируется и перестаёт зависеть от тока, пропускаемого через лазерный диод, а дальнейший рост мощности с током происходит за счёт генерации всё более и более

коротковолнового света [79, 80]. В случае активных областей с узкими квантовыми ямами, обеспечивающими большую разницу энергий между уровнями размерного квантования электронов, рассмотренный выше механизм приводит в многополосной генерации света [81]. Важно, что полная мощность излучения оказывается тем большей, чем больше уровней размерного квантования возникает в квантовой яме [81]. То есть, широкие квантовые ямы оказываются предпочтительными для изготовления мощных импульсных ЛД.

Описанная выше качественная картина показывает, что при высоких уровнях накачки ватт-амперная характеристика уже не представляет собой достаточно полного и адекватного описания конверсии электрического тока в свет, осуществляемой лазером – появляется дополнительная степень свободы, связанная со спектральным составом когерентного излучения. Последнее является следствием существенной неравновесности инжектированных в активную область электронов и дырок, возникшей вследствие спектрального выжигания носителей.

### 2.2.3.3 Пространственное выжигание НЗ стимулированным излучением

В мощных ЛД выходное зеркало резонатора обычно делают слабо отражающим, в то время как заднее («глухое») зеркало – практически полностью отражающим когерентное излучение. Вследствие этой разницы коэффициентов отражения плотности генерируемых фотонов у выходного и «глухого» зеркал могут заметно отличаться.

На Рис. 2.7 показаны рассчитанные с помощью скоростных уравнений плотности фотонов вблизи каждого из этих зеркал, нормированные на среднюю плотность фотонов в резонаторе, как функции коэффициента отражения выходного зеркала  $R_F$  (коэффициент отражения «глухого» зеркала полагался при этом равным единице). Из рисунка видно, что разница между плотностями не слишком велика, если  $R_F > 0.2-0.3$ . Однако, если  $R_F$  составляет несколько процентов, плотности фотонов у выходного и «глухого» зеркал могут различаться в несколько раз. Это различие проявляется, в частности, в существенно различающихся скоростях излучательной рекомбинации электронов и дырок,

индуцированной стимулированным излучением и, как следствие, приводит к уменьшению концентрации неравновесных носителей и оптического усиления у выходного зеркала резонатора. Данный эффект носит название пространственного выжигания носителей и проявляется тем сильнее, чем большая мощность излучения достигается в лазере.

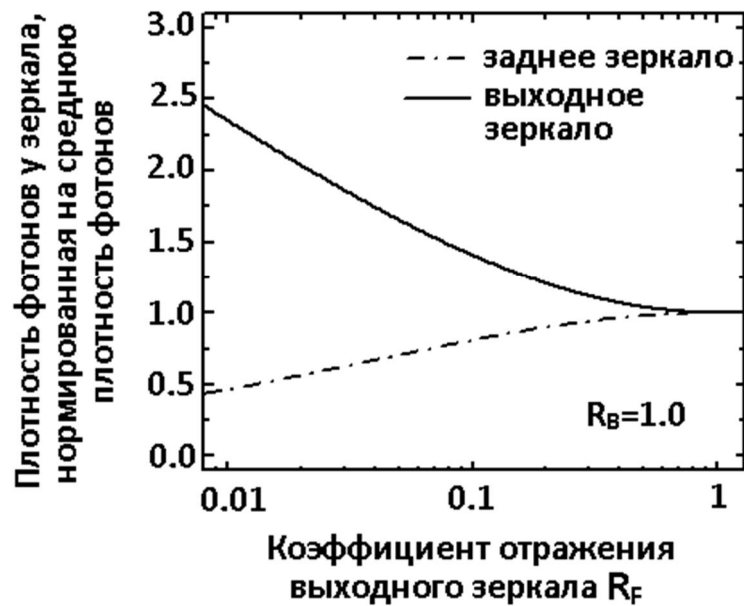


Рисунок 2.7 - Плотность фотонов у входного и «глухого» зеркала резонатора лазера, нормированная на среднюю плотность фотонов в резонаторе, в зависимости от коэффициента отражения выходного зеркала

Результаты моделирования, основанные на совместном решении скоростных уравнений [82, 83], показали, что пространственное выжигание носителей приводит к сильному, более чем в 20 раз, изменению оптического усиления вдоль оси резонатора. Это изменение приводит к трансформации профиля оптической мощности, переносимой стимулированным излучением внутри резонатора, который становится заметно отличным от экспоненциального. Согласно теоретическим оценкам, выжигание носителей приводит к ~15-20% понижению мощности излучения вблизи выходного зеркала резонатора, т. е. этот механизм может давать вклад и в сублинейность ватт-амперной характеристики ЛД.



К этим результатам моделирования надо, тем не менее, относиться с определённой долей осторожности. Дело в том, что они получены без учёта поверхностной рекомбинации носителей на зеркалах, избыточного поглощения света вблизи них и связанного с этими эффектами перегрева зеркал (см. [54]). Так как вклад всех этих явлений в сублинейность ватт-амперных характеристик лазеров до конца ещё не изучен, уровень их влияния на ватт-амперные характеристики ЛД всё еще остаётся предметом дискуссий.

#### 2.2.4 Соотношение между термическими и нетермическими механизмами ограничения мощности ЛД

Многочисленные сравнения ватт-амперных характеристик различных полупроводниковых лазеров при импульсной и непрерывной инжекционной накачке показывают, что тепловые механизмы начинают работать при более низких плотностях тока. Поэтому именно они, в первую очередь, приводят к сублинейности ватт-амперной характеристики в непрерывном режиме генерации света. Соответственно, нетермические эффекты становятся важными для лазерных диодов, работающих в условиях импульсной накачки (при этом, как уже отмечалось ранее, импульсная накачка подразумевает длительность токовых импульсов менее 1 мкс, а типично – ~100 нс). Поскольку исходный разогрев лазерной структуры понижает порог КРЗ, этот процесс в мощных непрерывных лазерах начинает развиваться при более низких плотностях оптической мощности на выходном зеркале лазерного резонатора (см. раздел 2.2.2). Тем самым, при импульсной накачке могут быть достигнуты значительно более высокие удельные мощности излучения.

Отдельно следует обсудить конкуренцию тепловых эффектов, вызывающих сублинейность ватт-амперных характеристик лазеров, и КРЗ. Какой из этих механизмов окажется преобладающим, зависит от конкретной конструкции ЛД и, прежде всего, от организации отвода тепла, а также уровня развития технологии защиты зеркал резонатора.

В литературе достаточно часто можно встретить как ватт-амперные характеристики с сильным «завалом» мощности без признаков КРЗ [55] (см. Рис. 2.8), так и практически линейные характеристики, ход которых ограничивается КРЗ (см., например, данные из [84]). Это означает, что оба механизма примерно одинаково существенны с точки зрения ограничения мощности излучения ЛД, а доминирование одного из них по отношению к другому говорит о недостаточном внимании, уделяемом либо отводу тепла от ГС, либо защите зеркал резонатора. В частности, превалирование тепловых эффектов ограничения мощности лазерных диодов над нетермическими эффектами и КРЗ в условиях наиболее распространённой на практике непрерывной накачки делает улучшение теплоотвода в ЛД задачей первостепенной важности.

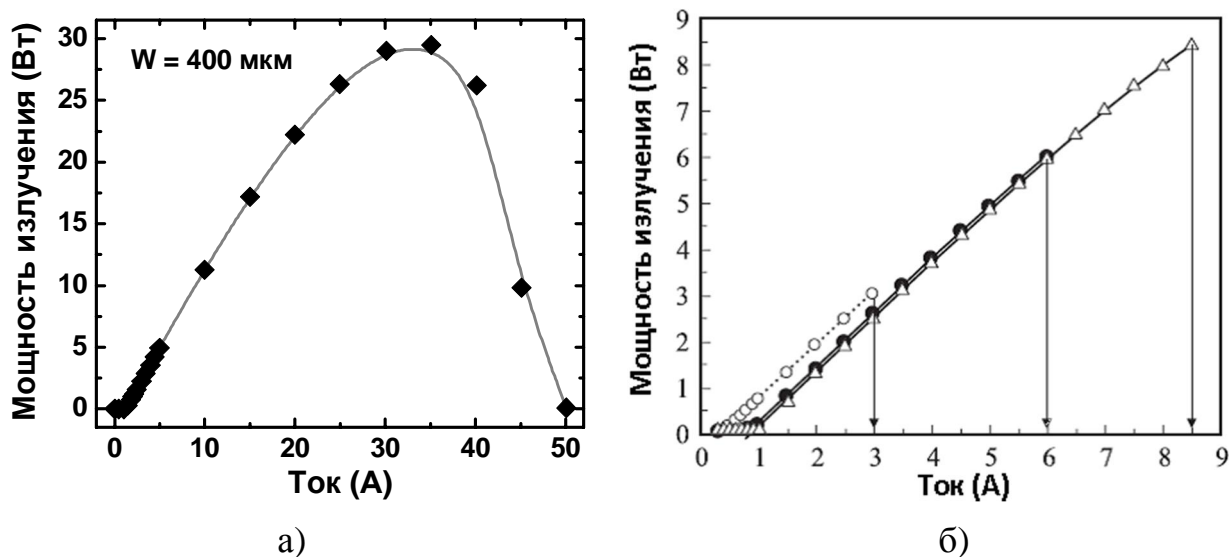


Рисунок 2.8 - Ватт-амперные характеристики лазерных диодов с длиной волны излучения 808 нм и шириной полоска (а) 400 мкм [55] и (б) 100 мкм [84] в условиях непрерывной накачки.

При импульсной инжекционной накачке порог КРЗ повышается, значимость термических эффектов уменьшается, и становятся существенными нетермические механизмы ограничения мощности излучения ЛД. Их можно разделить на две группы – а) связанные с накоплением неравновесных носителей в волноводных слоях лазерной ГС и б) обусловленные неравновесностью распределения электронов и дырок по энергии.

Накопление неравновесных носителей в волноводных слоях связано с необходимостью протекания через них тока больших плотностей. Из-за амбиполярного характера транспорта носителей концентрации электронов и дырок в этих слоях оказываются примерно равными, а интеграл перекрытия поля лазерной моды с волноводными слоями отнюдь не мал. Оба этих фактора приводят к заметному увеличению потерь света на свободных носителях. Следует отметить, что такого рода оптические потери отсутствуют при малых токах, протекающих через ЛД. Поэтому минимизация именно их, а не потерь, характерных для сравнительно малых токов, должна стать одной из основных целей оптимизации ГС для мощных полупроводниковых лазеров.

Спектральное и пространственное выжигание носителей являются следствием неравновесности электронов и дырок в активной области ЛД, вызванной существенным уменьшением их времён жизни в присутствии стимулированного излучения большой интенсивности. Оба этих механизма требуют более подробного и углублённого изучения как экспериментальными, так и теоретическими методами, что не является целью данного исследования. В частности, для дальнейшего повышения мощности излучения ЛД необходимо лучшее понимание влияния продольной неоднородности переносимой оптической мощности (пространственного выжигания носителей) на усиление/поглощение света, а также разогрев материала в лазерной ГС, и, в конечном счёте, на ватт-амперные характеристики ЛД.

### **2.3 Пути повышения выходной мощности лазерного излучения**

Анализ термических и нетермических механизмов ограничения мощности лазерных диодов, рассмотренных в [54, 85], позволяет выявить наиболее эффективные пути дальнейшего повышения мощности излучения многомодовых полупроводниковых лазеров. Как и ранее, мы ограничимся обсуждением торцевых излучателей с широким полосковым контактом, являющихся в свою очередь базовым элементом лазерных линеек и матриц.

### 2.3.1 Современное состояние

В данном разделе рассматривается современное состояние технологии изготовления одиночных ЛД с широким полосковым контактом, которую во многом можно считать установившейся (см. обзор различных её аспектов в [68, 86, 87]).

При отработке конструкции ЛД основные усилия за последний десяток лет были направлены на повышение порога катастрофического разрушения зеркал (КРЗ) резонаторов. Считалось, что активные области лазеров, не содержащие алюминия, обладают более высоким порогом КРЗ из-за меньших скоростей поверхностной рекомбинации носителей на выходном зеркале [89]. Таблица 2.1, в которой суммированы наилучшие результаты по мощности излучения ЛД, достигнутые за достаточно долгий период времени, показывает, что это не так – в пределах собственного разброса данных максимально достижимые плотности оптической мощности для алюминий-содержащих и безалюминиевых активных областей можно считать примерно одинаковыми. В частности, мощность, которую можно получить из ЛД с полосковым контактом шириной 100 мкм и активной областью любого типа, составляет в среднем ~8-9 Вт [88].

В Таблице 2.1 собраны наилучшие результаты, полученные, в основном, в исследовательских лабораториях за период с 1991 по 2009 г. На основе ограниченной опубликованной информации часто трудно идентифицировать конкретный механизм, лимитирующий приводимую мощность излучения ЛД. Кроме того, сильный разброс данных указывает на множество факторов, повлиявших на итоговую мощность излучения и связанных с различным уровнем используемой технологии изготовления ЛД в разных исследовательских группах и в разное время. По этой причине из таблицы надёжно следуют лишь наиболее грубые тенденции, которые и обсуждаются в данном разделе. Сравнение собранных в Таблице 2.1 результатов не позволяет, например, судить о перспективности той или иной конструкции лазерных ГС или о временной эволюции технологии изготовления мощных ЛД, поскольку приведённые данные представляют собой ограниченную выборку наилучших результатов.

Таблица 2.1 Максимальные мощности и плотности мощности непрерывного излучения ЛД с широким полосковым контактом, излучающих на длине волны 808 нм<sup>1</sup>

Материал активной области	Длина / ширина полоска (мкм)	Ширина волновода (мкм)	Максимальная мощность излучения (Вт)	Максимальная плотность мощности (МВт/см <sup>2</sup> )	Ссылка
AlGaAs	1500/100		8.5		[90]
InGaAsP	2000/100	1.035	5.6	10.8	[91]
GaAsP	4000/100	3.014	13	8.6	[92]
GaAsP	4000/100	1.017	8.9	17.5	[93]
InGaAlAs	1000/100	0.926	5.4	11.7	[94]
AlGaAs	2500/100	1.552	8.5	11.0	[84]
InGaAsP	1250/100	1.0	8.8	17.6	[95]
GaAsP	2000/60	1.017	2.6	8.6	[96]
InAlGaAs	1500/5	~2.0	0.68	13.6	[97]
InAlGaAs	2000/400	~1.1	29.6	13.6	[55]
AlGaAs	2500/100	1.541	8.5	11.0	[84]
InGaAsP	2100/100	1.809	9.9	11.0	[55]
InGaAsP	1160/100	~0.6	5.6	18.6	[98]

Сделанный выше вывод о примерно одинаковых предельных мощностях излучения ЛД, содержащих и не содержащих алюминий в активной области, подтверждается собранными из различных источников данными по максимальным мощностям излучения ЛД в зависимости от их длины волны

<sup>1</sup> Максимальная плотность выводимой мощности на выходном зеркале оценивалась как удвоенное отношение мощности излучения к произведению ширины полоскового контакта и ширины оптического волновода. Коэффициент 2 здесь грубо учитывает неоднородное распределение интенсивности волноводной моды поперёк волновода.

генерации (см. Рис. 2.9). В последнем случае для выявления общей тенденции мы не ориентировались на отдельные рекордные результаты, поскольку для их получения часто использовались специальные высокоэффективные теплоотводы, а характеристики ЛД измерялись при несколько пониженной относительно комнатной температуре. Что касается основной массы результатов с тенденцией, показанной на Рис. 2.9 сплошной линией, то в спектральном интервале, где могут использоваться ЛД с алюминий-содержащими активными областями, особой разницы между ними и ЛД с безалюминиевыми активными областями не видно.

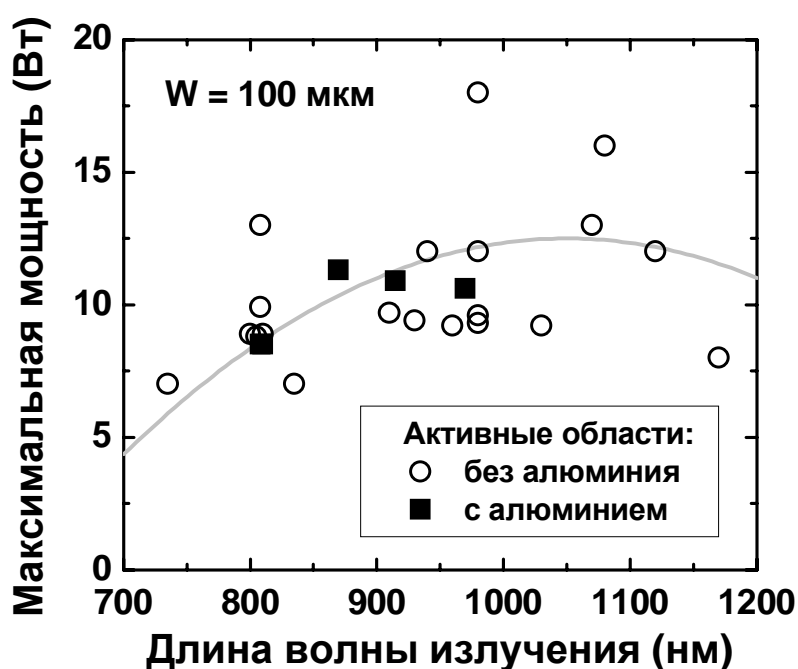


Рисунок 2.9 - Максимальные мощности излучения лазерных диодов с полосковым контактом шириной 100 мкм в зависимости от длины волны генерации. Линия показывает тенденцию, обсуждаемую в тексте

Интересна и спектральная зависимость предельной достигнутой мощности. Видно, что максимум достигается при длинах волн ~980-1100 нм, а при удалении в обе стороны от этих длин волн мощность излучения ЛД падает. Такое поведение означает, что не только наличие алюминия в активной области, но и другие факторы влияют на предельные мощности излучения. Одним из них может быть Оже-рекомбинация неравновесных носителей в гетероструктуре, приводящая к дополнительным их потерям и повышающая пороговые токи ЛД.

Другим фактором вполне может быть материал волноводных слоёв и его теплопроводность. Действительно, максимальные мощности излучения на Рис. 2.8 соответствуют длинам волн ЛД, волноводные слои которых выполнены из GaAs, имеющего теплопроводность, заметно большую по сравнению с теплопроводностью многокомпонентных твёрдых растворов. Поэтому бóльшие предельные мощности излучения лазеров с длиной волны 980-1100 нм могут быть связаны, в том числе, и с лучшим отводом тепла.

### 2.3.2 Защита выходных зеркал

Нанесение на поверхность выходного зеркала защитных покрытий в виде многослойных диэлектрических плёнок служит одновременно нескольким целям. Во-первых, таким образом, контролируется коэффициент отражения генерируемого света от этого зеркала, что важно для оптимизации конструкции лазерного чипа и условий его работы. Во-вторых, защитная плёнка, которая часто наносится на скол лазерного кристалла после специальной обработки его поверхности, должна уменьшить скорость поверхностной рекомбинации электронов и дырок на зеркале, снижая, тем самым, порог КРЗ. В-третьих, эта плёнка или многослойное плёночное покрытие должны препятствовать химическому/фотохимическому взаимодействию лазерной ГС с окружающей атмосферой. У AlGaAs лазеров на основе двойных ГС с толстыми активными областями подобное взаимодействие приводило к окислению приповерхностного слоя материала. В случае ЛД с активными областями, выполненными в виде квантовых ям, наблюдалось проникновение кислорода вглубь полупроводника на несколько десятков нанометров, сегрегация атомов III группы у скола лазерного кристалла, а также связанное с этим нарушением стехиометрии полупроводника [99]. На практике достижение лишь первой из перечисленных выше целей можно надёжно контролировать диагностическими методами. Поэтому о достижении остальных целей обычно судят по конечному результату – увеличению порога КРЗ.

В ранних работах КРЗ небезосновательно связывалось с химическими превращениями, протекающими у скола лазерного кристалла и, в первую очередь, со взаимодействием полупроводника с кислородом. Действительно, внедрение кислорода и формирование с его участием дефектных комплексов усиливает безызлучательную рекомбинацию в GaAs и AlGaAs. Считается, что особенно опасным этот процесс является для алюминий-содержащих материалов и наименее опасным для индий-содержащих полупроводников. Такая эмпирическая тенденция согласуется с разницей энергий образования оксидов элементов III группы – наибольшей у  $Al_2O_3$  и наименьшей у  $In_2O_3$ . В соответствии с этой тенденцией и было в своё время сформировано мнение о том, что ЛД с безалюминиевой активной областью имеют более высокий порог КРЗ [89].

На самом деле, ключевым моментом оказалось исключение доступа/накопления кислорода к/на поверхности выходного зеркала при нанесении на него защитного покрытия. В частности, обработка поверхности путем её травления в плазме аргона и формирование на ней блокирующих диффузию кислорода промежуточных плёнок GaN и  $Si_3N_4$  позволило в ~1.5 раза увеличить максимальную выходную мощность излучения AlGaAs лазера с длиной волны излучения 808 нм [100] (аналогичные результаты были получены и для других длин волн). Альтернативным материалом блокирующего слоя может быть аморфный кремний [101]. Важно при этом, чтобы используемые блокирующие слои сами не содержали кислорода, являющегося источником окисления поверхности выходного зеркала [102, 103]. В частности, напыление тонкого (менее 10 нм) слоя кремния на поверхность кристалла, сколотого в вакууме, и последующее напыление защитной плёнки  $Al_2O_3$  обеспечило больший выход люминесценции, меньшую скорость поверхностной рекомбинации и более высокий порог КРЗ, чем непокрытые поверхности резонатора или же покрытые просто плёнкой  $Al_2O_3$  [33].

Использование безкислородных защитных плёнок фактически нивелировало исходное различие в КРЗ для алюминий-содержащих и безалюминиевых лазерных ГС. В то же время, при использовании кислород-



содержащих защитных покрытий чувствительность к кислороду безалюминиевых активных областей оказывается явно меньшей, чем у содержащих алюминий. Поэтому при отсутствии более сложной бескислородной технологии защиты зеркал использование безалюминиевых активных областей может оказаться полезным.

### 2.3.3 Улучшение отвода тепла из активной области

Как показано в [85], медный теплоотвод может дать больший или сравнимый с лазерной ГС вклад в общее тепловое сопротивление ЛД. Очевидным путём увеличения скорости отвода тепла является использование для теплоотвода материалов с более высокой теплопроводностью, чем у меди. Таблица 2.2 и обзор [104] показывают, что имеется достаточно ограниченный набор таких материалов. Среди металлов лишь серебро имеет более высокий коэффициент теплопроводности, чем у меди, но всего лишь на ~7%. Существенно более высокую теплопроводность имеют углеродные материалы – углеродные нанотрубки, алмаз и пиролитический графит. Алмаз был бы идеальным материалом теплоотвода, если бы не его высокая стоимость и сильное отличие коэффициента теплового расширения от значений, характерных для GaAs и AlGaAs (см. Таблицу 2.2 и Рис. 2.10).

Углеродные нанотрубки в составе композитных материалов могли бы составить конкуренцию алмазу, однако промышленно такого рода материалы, насколько нам известно, не выпускаются. Весьма интересным представляется использование пиролитического графита, обладающего теплопроводностью в направлении, перпендикулярном его гексагональной оси (С-оси), сравнимой с теплопроводностью алмаза. Однако вдоль С-оси его теплопроводность оказывается примерно в 400 раз меньшей. Кроме того, КТР пиролитического графита в направлении, перпендикулярном С-оси вообще отрицателен, что может привести к растрескиванию при его использовании в качестве теплоотвода для ЛД (важность согласования КТР лазерной ГС и теплоотвода обсуждается в [41], а применительно к линейкам лазерных диодов – в [105]).

Таким образом, прямое использование углеродных материалов для создания лазерных теплоотводов наталкивается на ряд до конца не решённых проблем.

Таблица 2.2 Тепловые характеристики некоторых материалов при 300 К (по данным разных источников)

Материал	Теплопроводность (Вт/см·К)	Коэффициент теплового расширения ( $\times 10^{-6}$ )
Алмаз	10-26	1.0
Пиролитический графит	0.057 (   С-оси) 20 ( $\perp$ С-оси)	27 (   С-оси) -1.2 ( $\perp$ С-оси)
Углеродные нанотрубки	25-35 (   трубке)	
Серебро	4.3	19
Медь	4.01	17
Золото	3.17	14
Алюминий	2.37	23
Вольфрам	1.55	4.5
Молибден	1.42	4.9
Никель	0.91	13.3
Сплав Cu(10%)W(90%)	1.8-1.9	6.5
Припой Au(80%)Sn(20%)	0.57	16
Припой In(50%)Sn(50%)	0.34	20
Припой Sn(63%)Pb(37%)	0.41	21
Припой SAC : Sn(95.5%)Ag(3.8%)Cu(0.7%)	0.6	20
Нитрид бора кубический	7.4-13	3.8
Нитрид бора гексагональный	< 0.3 (   с-оси) < 6 ( $\perp$ с-оси)	38 (   с-оси) -2.7 ( $\perp$ с-оси)
Нитрид алюминия	3.20	4.5
Карбид кремния	2.70	3.7
Арсенид галлия	0.55	5.7
$Al_xGa_{1-x}As$ ( $x = 0.3-0.7$ )	0.14	5.5
InGaAsP	0.03-0.06	5.5-6.5

Среди неметаллических материалов только BN имеет коэффициент теплопроводности выше, чем у меди. При этом гексагональный BN имеет всего в 1.5 раза более высокую теплопроводность в направлении, перпендикулярном С-оси и те же проблемы с анизотропией КТР, что и пиролитический графит.

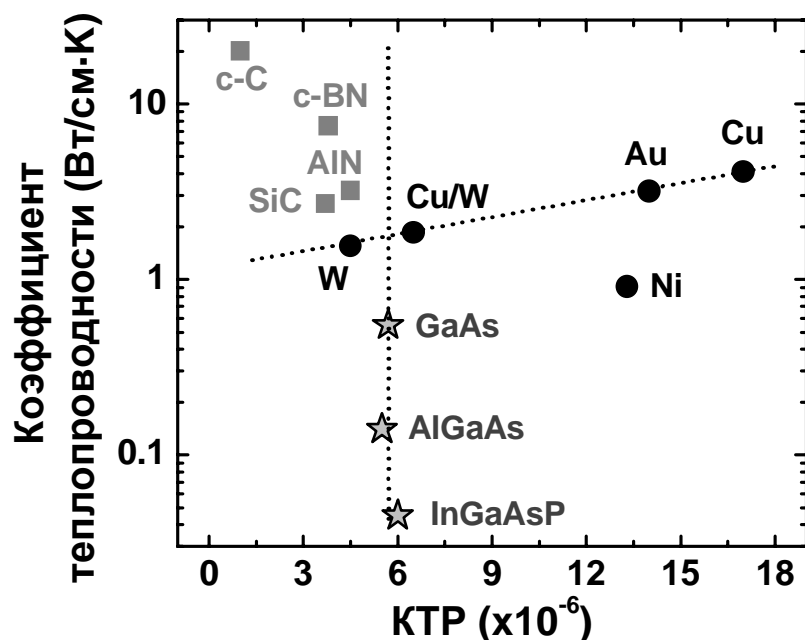


Рисунок 2.10 - Коэффициенты теплопроводности и КТР материалов для теплоотводов и полупроводниковых гетероструктур. Пунктирная вертикальная линия показывает условия согласования с КТР лазерной структуры. Наклонная пунктирная линия показывает эмпирическое соотношение между коэффициентами теплопроводности и КТР для ряда металлов

Кубический же BN теоретически имеет коэффициент теплопроводности  $\sim 13$  Вт/см·К, но на практике достигнуты лишь значения  $\sim 7-8$  Вт/см·К. КТР кубического BN сравним с коэффициентами теплового расширения AlN и SiC и лучше, чем КТР углеродных материалов, согласуется со значениями, характерным для полупроводников, составляющих лазерную ГС. Поэтому его вполне можно использовать в качестве эффективного теплоотвода [106]. Однако для этого требуется тщательная оптимизация технологии металлизации как поверхности теплоотвода, так лазерного чипа с целью уменьшения остаточных упругих напряжений в приборе [106].

В том случае, когда тепловое сопротивление теплоотвода становится сравнимым с тепловым сопротивлением ГС, свойства слоёв ГС могут начать играть заметную роль в общем отводе тепла. При этом структуры, использующие AlGaAs эмиттеры и волноводные слои имеют несомненное преимущество по сравнению со структурами, выполненными из твёрдых растворов InGaAsP.

Действительно, коэффициенты теплопроводности соединений InGaAsP, изопериодичных с InP подложкой, по различным оценкам составляют  $\sim 0.02-0.05$  Вт/см·К [107]. В случае соединений InGaAsP, изопериодичных с GaAs подложкой, коэффициенты теплопроводности должны быть несколько бóльшими, но не превышать при этом значения, характерные для тройных соединений  $In_xGa_{1-x}P$  и  $In_xGa_{1-x}As$ , которые в интервале составов  $x = 0.2-0.8$  изменяется от 0.05 до 0.08 Вт/см·К.

Из приведённых оценок видно, что коэффициент теплопроводности InGaAsP должен быть примерно в  $\sim 2-3$  раза меньшим, чем у AlGaAs. Это означает, что InGaAsP лазерные ГС должны давать систематически больший вклад в тепловое сопротивление, чем структуры, выполненные на основе AlGaAs. Именно по этой причине весьма перспективным являются гетероструктуры с эмиттерами и волноводом, выполненными из AlGaAs, но с безалюминиевой активной областью, изготовленной из напряжённого GaAsP [92]. Такие структуры дают нестандартную ТМ-поляризацию излучения и обеспечивают время жизни лазерных диодов, превышающее, по крайней мере, несколько тысяч часов [108].

### 2.3.4 Модификации конструкции лазерных излучателей

#### 2.3.4.1 Оптимизация ЛГС

В соответствии с выражением (2.8), порог КРЗ можно повысить, понижая фактор оптического ограничения  $\Gamma$  лазерной ГС. Именно на это направлены основные пути модификации ГС для мощных ЛД. На практике  $\Gamma$ -фактор стремятся понизить до  $\sim 1-2\%$  (см., например, [109]). Дальнейшее его понижение часто приводит к срыву генерации света, например, из-за тепловых эффектов, существенно повышающих пороговый ток лазера. Уменьшения  $\Gamma$ -фактора

добиваются использованием: а) расширенного волновода [41, 93, 105], б) асимметричного волновода, в котором активная область лазера расположена вдали от максимума интенсивности поперечной волноводной моды [57, 73, 97, 109] и в) волновода с дополнительной «оптической полостью» [111].

Первый, наиболее распространённый из перечисленных способов дополнительно обеспечивает наименьшую расходимость лазерного пучка в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу. Поэтому он применяется, если предъявляются особые требования к характеристикам пучка, например, для сопряжения мощного ЛД с волокном. Второй способ позволяет контролировать селекцию поперечных мод в волноводе, что важно при уменьшении фактора оптического ограничения за счёт расширения волновода. Третий способ требует более сложной ГС и не показал существенных преимуществ по сравнению с первыми двумя, и поэтому в настоящее время практически не используется.

В настоящее время концепция расширенного волновода с той или иной степенью асимметрии, диктуемой конкретными приложениями, стала основной для мощных ЛД, в том числе излучающих свет на длине волны 808 нм.

#### 2.3.4.2 Модификации конструкции лазерного чипа

Основные модификации конструкции лазерного чипа направлены на уменьшение поглощения света вблизи выходного зеркала резонатора и, как следствие, на увеличение порога КРЗ. Прежде всего, это – создание непоглощающих зеркал, под которым подразумевается формирование узкой области (или «окна») вблизи зеркала, где отсутствовало бы поглощение стимулированного излучения. Для этого в «окне» убирают активную область, выполненную в виде квантовой ямы. Технически существует несколько способов, реализующих данный подход. Первый – это глубокое травление ГС с последующим её зарастиванием [112, 113], что требует сложной многостадийной технологии. Аналогичного эффекта можно добиться путем локального диффузионного «разупорядочения» активной области, усиленного за счёт внедрения в приповерхностный слой подвижных примесных атомов, таких как Si

или Zn [114]. Эта технология сравнительно более проста и эффективна, но её недостатком является проникновение примесей в лазерную ГС, приводящее к нежелательным токовым утечкам и росту оптических потерь на свободных носителях. Последнее время используется альтернативная технология «разупорядочения», усиленная миграцией собственных дефектов, формирующихся на поверхности выходного зеркала в процессе нанесения на неё различных тонкоплёночных покрытий [115, 116]. Здесь не ясно, однако, как эти точечные дефекты влияют на долговременную деградацию ЛД. В целом, непоглощающие зеркала позволяют увеличить порог КРЗ, но платой за это является заметное усложнение и удорожание технологии изготовления ЛД.

Существуют и иные подходы к увеличению порога КРЗ. Один из них предполагает травление области вблизи выходного зеркала с последующим её зарращиванием таким образом, чтобы сформировать в ней волновод с расширенной областью локализации поперечной моды [64]. При этом автоматически уменьшается плотность оптической мощности моды на выходном зеркале резонатора. Недостатками этого подхода являются нежелательные оптические потери на стыке обычного и расширенного волновода, а также усложнение технологии изготовления ЛД. Другой подход, предложенный, в частности, в [117], основан на формировании сегментированного контакта к ЛД и возможности приложения различных напряжений к разным сегментам контакта. Было показано, что электрический потенциал сегментов, примыкающих к зеркалам резонатора, влияет на уровень накачки активной области в этих областях, и, следовательно, на поглощение в них света, что важно для повышения порога КРЗ. Такой подход, на наш взгляд, изучен не достаточно. Оценки показывают, что в пренебрежении тепловыми эффектами и поверхностной рекомбинацией неравновесных носителей наличие поглощающей области вблизи выходного зеркала резонатора действительно уменьшает вблизи него плотность мощности стимулированного излучения, что снижает разогрев выходного зеркала. Однако одновременно должна упасть и выходная мощность излучения, поскольку она достаточно жёстко связана с оптической мощностью у выходного

зеркала ЛД. Таким образом, повышения порога КРЗ в этом случае может и не произойти. С другой стороны, модификация хода электрического потенциала вблизи выходного зеркала может повлиять на скорость поверхностной рекомбинации неравновесных носителей в активной области и через неё – на порог КРЗ. Поэтому, чтобы прояснить все детали поведения такого рода прибора и выявить возможности оптимизации его мощностных характеристик, требуются дополнительные исследования. Отдельным важным вопросом здесь является стабильность непрерывного режима излучения лазера с сегментированным контактом, поскольку сильная неоднородность уровня инжекции в отдельных сегментах может инициировать самопроизвольные пульсации излучаемой мощности [118].

Проведённый анализ показал, что наиболее эффективными путями повышения мощности излучения ЛД непрерывного излучения можно считать использование ГС с расширенным волноводом, защиту зеркал резонатора и улучшение отвода тепла от активной области. На сегодняшний день, возможности оптимизации лазерных ГС для получения максимальной мощности излучения во многом исчерпаны. Доминирующей здесь является концепция расширенного волновода с той или иной степенью асимметрии ГС, диктуемой конкретными её приложениями. При этом фактор оптического ограничения основной волноводной моды стараются снизить до ~1.0-1.5% с целью повышения порога КРЗ.

Наилучшей для защиты зеркал резонатора можно считать процедуру, включающую: а) очистку скола ГС перед нанесением на неё плёночных покрытий; б) формирование на очищенном сколе блокирующей плёнки, не содержащей кислорода и препятствующей его проникновению в ГС (в качестве материала такой плёнки апробированы GaN, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, аморфный и кристаллический Si); и в) нанесение на блокирующую плёнку многослойного диэлектрического зеркала с оптимальным коэффициентом отражения. Оптимизированные защитные покрытия дают примерно одинаковые предельные мощности излучения ЛД с активными областями, содержащими и не содержащими алюминий.

Улучшение пассивного теплоотвода от ЛД может быть достигнуто за счет использования новых материалов с высокой теплопроводностью, круг которых весьма ограничен. По этой причине дальнейшее повышение мощности излучения лазеров потребует разработки и применения активных теплоотводов.

Если теплоотвод не даёт доминирующего вклада в тепловое сопротивление ЛД, то лазерные ГС, выполненные из твёрдых растворов InAlGaAs имеют преимущество по тепловому сопротивлению относительно безалюминиевых ГС на основе InGaAsP, из-за более высокой теплопроводности используемых материалов.

Использование непоглощающих зеркал резонатора той или иной конструкции позволяет заметно повысить порог КРЗ у ЛД. Апробированными подходами здесь являются заращивание предварительно вытравленной вблизи выходного зеркала активной области или её «разупорядочение» за счёт миграции легирующих примесей или собственных точечных дефектов. Недостатком этих подходов является сильное усложнение технологии изготовления лазеров. Сомнительным в плане перспективности представляется в данный момент использование сегментированных контактов из-за не прояснённого пока механизма, который потенциально мог бы обеспечить повышение порога КРЗ.

## 2.4 Выводы по Главе 2

1. В режиме непрерывной инжекционной накачки основными механизмами, ограничивающими выходную мощность ЛД с длиной волны излучения 808 нм, являются КРЗ и тепловые эффекты, приводящие к сублинейности ВтАХ лазеров. Большая значимость первого или второго механизма зависит от конкретной конструкции ЛГС и чипа и, в первую очередь, от организации отвода тепла из активного слоя ГС.
2. Наиболее эффективными путями повышения мощности излучения ЛД можно считать использование ЛГС с расширенным волноводом, защиту зеркал резонатора лазера и улучшение отвода тепла из ГС.



3. Основные механизмы ограничения мощности излучения ЛД в отсутствие КРЗ связаны с накоплением НЗ в волноводных слоях гетероструктуры при плотностях тока, превышающих порог генерации света. Снижение влияния этих механизмов на ВТАХ ЛД возможно в случае (i) понижения суммарного поглощения на свободных носителях в волноводных слоях за счёт их намеренного легирования примесями *n*-типа и (ii) стимуляции переноса носителей в нелегированных волноводных слоях за счёт тянущего поля в градиентных многокомпонентных соединениях [62]. Однако при этом необходимо дополнительно изучить влияние повышенной температуры на генерацию избыточных электронов и дырок в волноводе.
4. Уменьшение концентрации НЗ, инжектированных в волноводный слой мощных непрерывных ЛД и, следовательно, снижение поглощения на свободных НЗ, можно получить как дополнительным легированием волновода, так и изготовлением волноводных слоев с градиентными составами, причем последний подход является более перспективным из-за наличия встроенного электрического поля, ускоряющего движение НЗ в ГС.
5. Наилучшей для защиты зеркал резонатора лазера представляется процедура, включающая в себя: (i) очистку скола ЛГС перед нанесением на неё защитных покрытий, (ii) формирование на очищенном сколе блокирующей плёнки, не содержащей кислорода и препятствующей его проникновению в ЛГС, и (iii) нанесение на блокирующую плёнку многослойного диэлектрического зеркала с оптимальным коэффициентом отражения.
6. При оптимизированных защитных покрытиях зеркал резонатора предельно достижимые мощности излучения ЛД с активными областями, содержащими и не содержащими алюминий, оказываются примерно одними и теми же. Если же защита зеркал лазерного резонатора не оптимизирована, то ГС с безалюминиевыми активными областями обычно имеют более высокий порог КРЗ по сравнению со структурами, содержащими алюминий.

7. В случае, когда ТО не даёт доминирующего вклада в тепловое сопротивление ЛД, ЛГС на основе твёрдых растворов InAlGaAs имеют преимущество по тепловому сопротивлению относительно безалюминиевых структур, содержащих твердые растворы InGaAsP, из-за более высокой теплопроводности используемых материалов.
8. Использование непоглощающих зеркал резонатора той или иной конструкции позволяет заметно повысить порог КРЗ ЛД, однако при этом происходит сильное усложнение технологии изготовления лазеров.

## ГЛАВА 3 АНАЛИЗ РАБОТЫ И ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МОЩНЫХ ЛД НА ОСНОВЕ ГС СО СВЕРХНИЗКИМИ ОПТИЧЕСКИМИ ПОТЕРЯМИ

### 3.1 Анализ работы базовой ЛГС

В настоящем разделе детально рассмотрена работа лазерной РО ДГС, традиционно используемой ЗАО «Полупроводниковые приборы» для изготовления низкороговых ЛД с выходной оптической мощностью 1÷2 Вт, и названной базовой, поскольку дальнейшая оптимизация конструкции выполнена на ее основе. Параметры гетероструктуры, используемые в расчетах приведены в Табл. 3.1. Волноводные слои гетероструктуры имели линейный градиент состава. Анализ включает оценку оптических и электрических параметров, а также удельных теплового и электрического сопротивлений ЛД, изготовленных из базовой ГС без учета трехмерного растекания тепла и тока в чипе.

Таблица 3.1 Последовательность слоев в базовой гетероструктуре

Слои гетероструктуры	Толщина (нм)	Легирование
GaAs подложка		$N_D = 5 \times 10^{18}$
n- GaAs эмиттер	300	$N_D = 2 \times 10^{18}$
n- $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ эмиттер	1500	$N_D = 1 \times 10^{17}$
$Al_{0.6}Ga_{0.4}As \rightarrow Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ волноводный слой	150	–
$Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ активная область	10	–
$Al_{0.3}Ga_{0.7}As \rightarrow Al_0Ga_{0.4}As$ волноводный слой	150	–
p- $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ эмиттер	1500	$N_A = 2 \times 10^{17}$
GaAs контактный слой	200	$N_A = 1 \times 10^{19}$

#### 3.1.1 Анализ базовой гетероструктуры без нанесенных зеркал

Расчеты характеристик лазерных структур проводились на основе программного пакета SiLENSe, анализирующего зонные диаграммы прибора,

распределения в гетероструктуре концентраций неравновесных носителей, и электромагнитного поля волноводной моды. На основе этой исходной информации вычислялся пороговый ток лазерного диода и коэффициент оптических потерь, связанных с поглощением света на свободных носителях. Расчет волноводных свойств, оптических потерь, пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности проводился по следующему алгоритму:

1. Расчет распределения напряженности электрического поля для основной ТЕ-моды осуществлялся путем решения волнового уравнения. Распределение показателя преломления вычислялось по известному распределению состава твердого раствора AlGaAs;
2. Расчет фактора оптического ограничения и внутренних оптических потерь на свободных носителях вне активной области проводился с учетом распределения электромагнитного поля по гетероструктуре. Концентрация носителей в каждом слое полагалась постоянной и задавалась с учетом результатов расчета зонных диаграмм и инжекции носителей (см. раздел 3.1.7);
3. Пороговая концентрация неравновесных носителей в активной области находилась из условия равенства коэффициента усиления и суммарных потерь, состоящих из излучательных потерь, потерь на рассеяние света и потерь на свободных носителях внутри и снаружи активной области. Пороговая плотность тока находится путем расчета скорости спонтанной и безызлучательной рекомбинации при пороговой концентрации носителей;
4. Расчет диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной p-n переходу, проводился с учетом ближнего поля волноводной моды и эффективности ее преобразования в моду излучения на торце лазерного диода.

Рис. 3.1 иллюстрирует результаты моделирования работы базовой структуры при различных плотностях тока. В частности из рисунка видно, что электроны и дырки из эмиттеров, где их концентрация постоянна и контролируется уровнем легирования, инжектируются в нелегированные волноводные слои, где концентрация неравновесных носителей при высоких

плотностях тока становится сравнимой с их концентрацией в эмиттерах. Изломы в распределении концентрации электронов (синие кривые на Рис. 3.1) связаны с изменением плотности состояний в зоне проводимости  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с составом, близким к  $x = 0.4$  (пересечение дна  $\Gamma$ -долины с  $X$ - и  $L$ -долинами зоны проводимости).

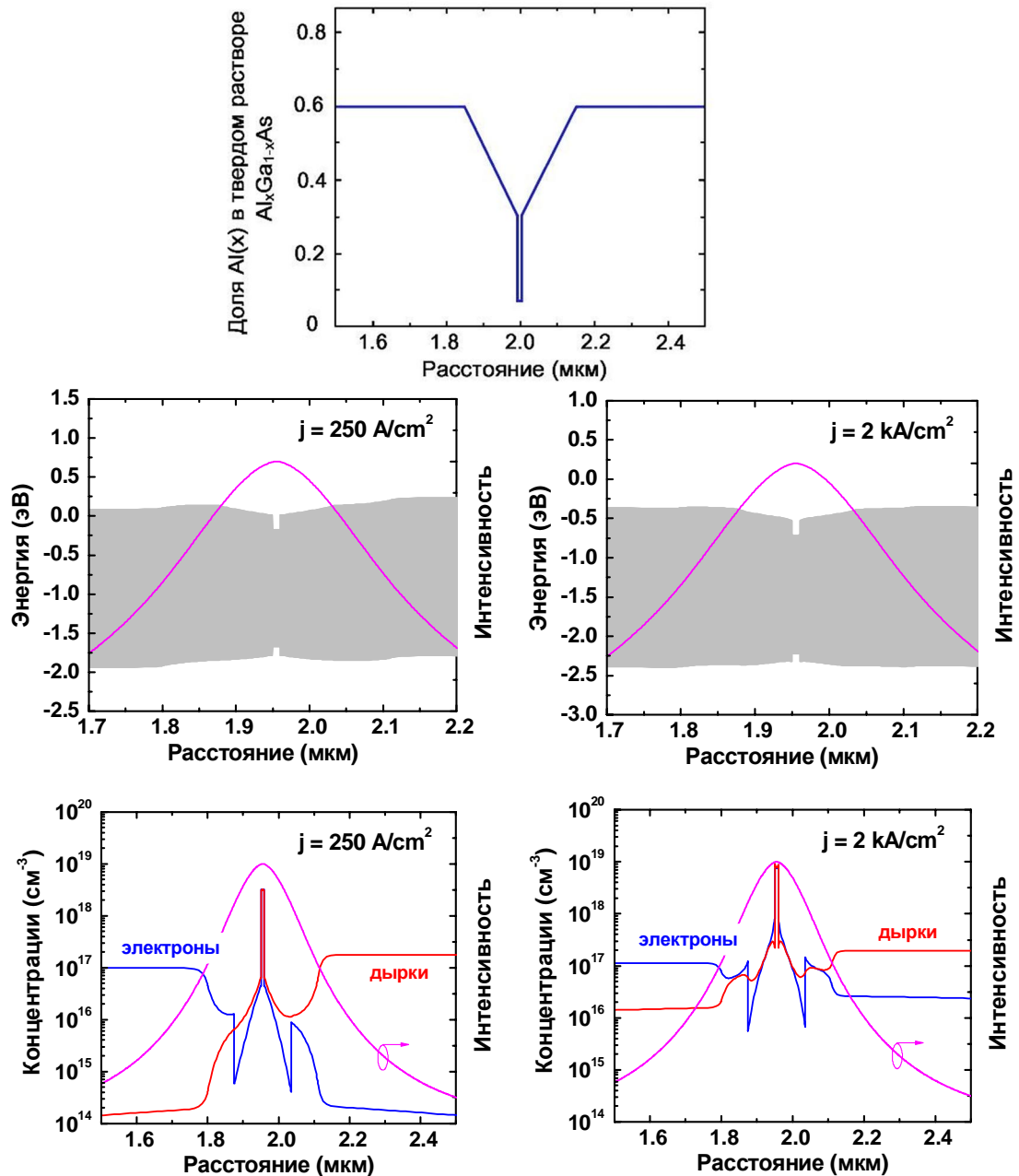


Рисунок 3.1 - Зонная диаграмма (сверху), распределения концентраций носителей (в середине) и амплитуды электромагнитного поля (внизу) в базовой гетероструктуре при различных плотностях тока

Поскольку интенсивность волноводной моды в волноводных слоях достаточно велика, инжекция в них неравновесных носителей дает дополнительное поглощение света на свободных носителях. На Рис. 3.2 и Рис. 3.3 расчетные характеристики базовой структуры сравниваются с экспериментальными данными, полученными автором для диодов без нанесенных на торцы резонатора зеркал. Расчеты, проведенные с различными значениями дополнительных оптических потерь, ассоциированных с рассеянием света в волноводе, показали, что наилучшее согласие теории с экспериментом достигается при коэффициенте дополнительных потерь  $\alpha_{\text{add}} = 0.2 \text{ см}^{-1}$ . Зависимость потерь на свободных носителях от тока, протекающего через лазерный диод, иллюстрируют расчетные кривые, представленные на Рис. 3.3. Как видно из рисунка, коэффициент оптических потерь начинает резко возрастать при длинах резонатора менее 400 мкм.

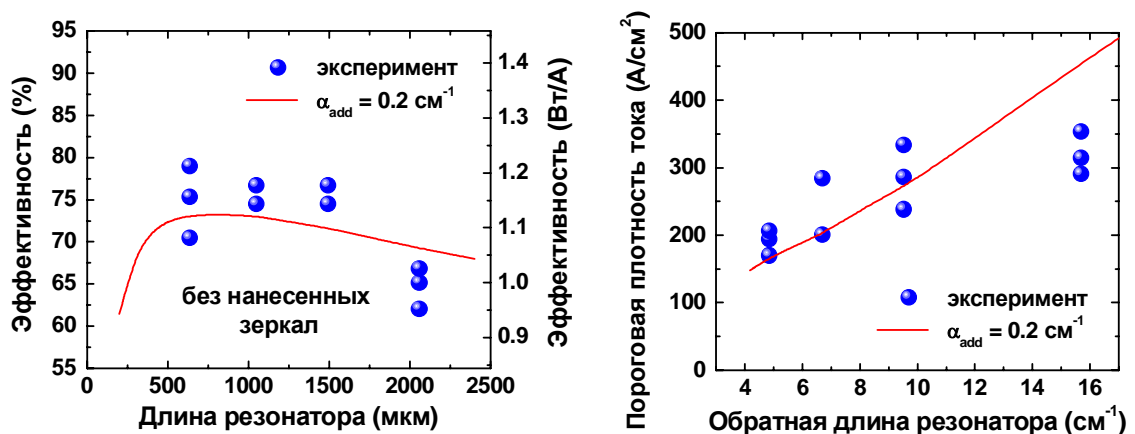


Рисунок 3.2 - Дифференциальная эффективность и пороговая плотность тока базовой структуры без нанесенных зеркал в зависимости от длины резонатора. Точки – эксперимент, линии – результаты расчета

Следует также отметить, что расчеты предсказывают существование оптимальной длины резонатора как для дифференциальной эффективности, так и для рабочего тока лазерного диода. Для приборов без нанесенных зеркал оптимум лежит в интервале 700-900 мкм. Причиной существования этого оптимума является резкое увеличение коэффициента оптических потерь  $\alpha_{\text{int}}$  при длинах резонатора менее 500 мкм.

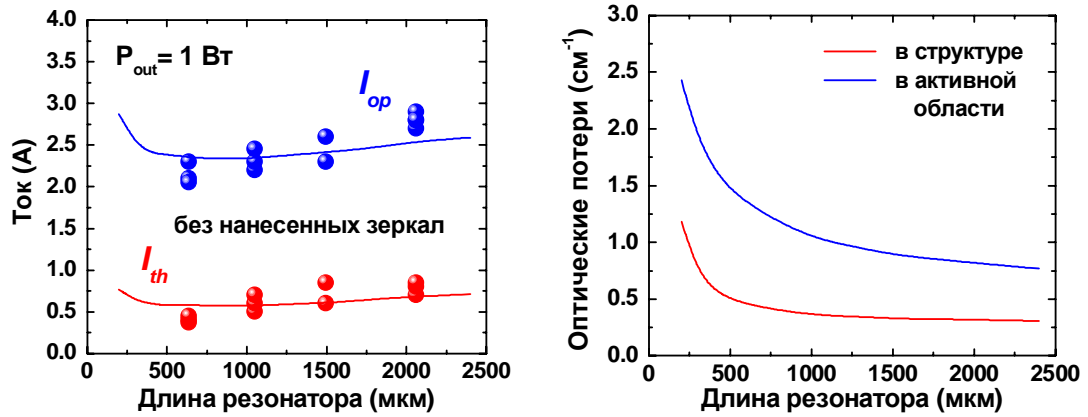


Рисунок 3.3 - Пороговый и рабочий (соответствующий мощности излучения 1 Вт из одного торца) токи базовой структуры без нанесенных зеркал в зависимости от длины резонатора. Точки – эксперимент, линии – результаты расчета. Оптические потери в пассивной части (красная кривая) и в активной области (синяя кривая) гетероструктуры

### 3.1.2 Анализ базовой гетероструктуры с нанесенными зеркалами

Используя величину дополнительных потерь  $\alpha_{add} = 0.2 \text{ см}^{-1}$ , были рассчитаны основные характеристики лазерных диодов, изготовленных на основе базовой гетероструктуры, с нанесенными на сколы зеркалами с различными комбинациями коэффициентов отражения.

Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными, полученными автором по рабочим токам, пороговым плотностям токов и дифференциальным эффективностям лазерных диодов приведено на Рис. 3.4. Такое сравнение позволило сделать вывод о том, что наилучшее согласие с полным набором экспериментальных данных, достигается при коэффициентах отражения зеркал 90% и 20%. Проведенная проверка расчетной модели лазерного диода показала ее работоспособность. Поэтому все остальные расчеты были проведены с использованием этой модели и в предположении о коэффициенте дополнительных оптических потерь равном  $0.2 \text{ см}^{-1}$ .

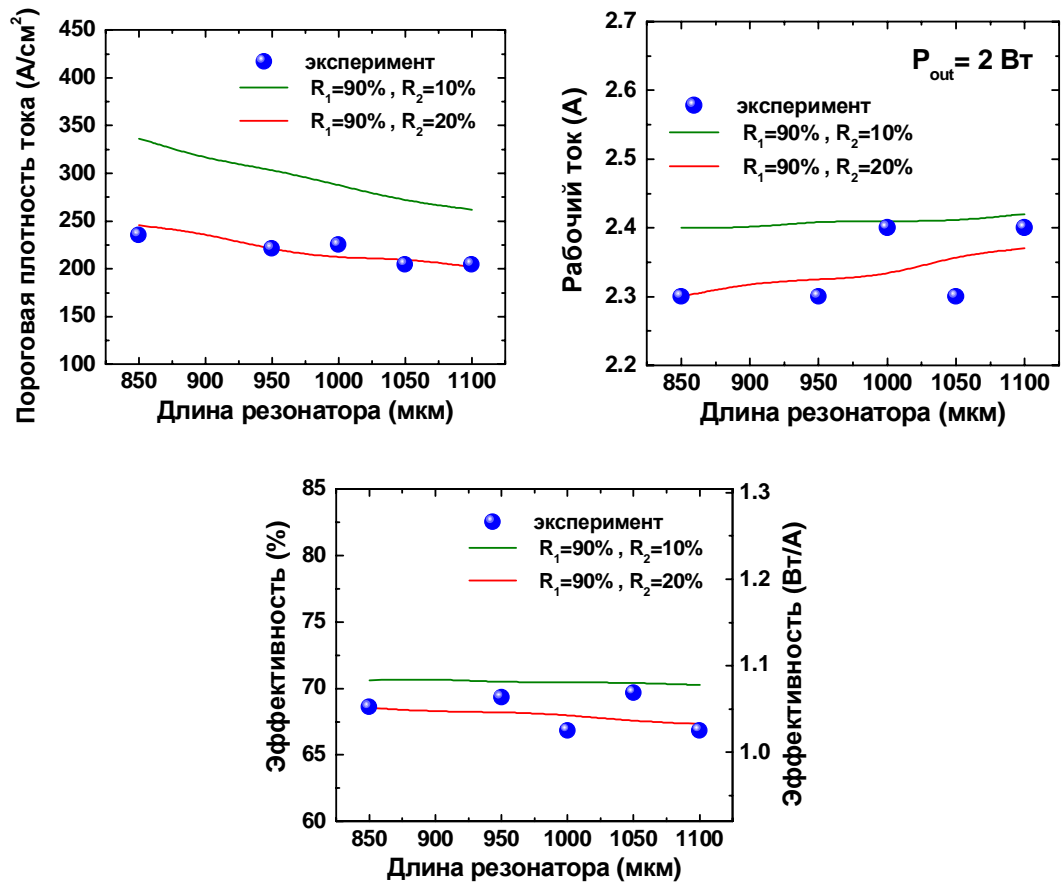


Рисунок 3.4 - Пороговая плотность тока, рабочий ток, обеспечивающий выходную мощность 2 Вт, и дифференциальная эффективность лазерных диодов с нанесенными на торцы кристалла зеркалами

### 3.1.3 Распределение концентрации НЗ в активной области вдоль резонатора ЛД

Распределение концентрации пар неравновесных носителей  $N(z)$  вдоль оси резонатора оценивались на основе линеаризованной системы скоростных уравнений, учитывающей неоднородное распределение плотности фотонов в лазерном диоде. Результаты расчета показаны на Рис. 3.5.

Как видно из рисунка, увеличение концентрации неравновесных носителей относительно пороговой вблизи «глухого» зеркала составляет ~15% , в то время как сброс концентрации у выходного зеркала может достигать ~35% . Однако при этом концентрация носителей в любой точке резонатора превышает значение, соответствующее порогу прозрачности, т. е. той концентрации, при которой достигается инверсная заселенность в активной области.



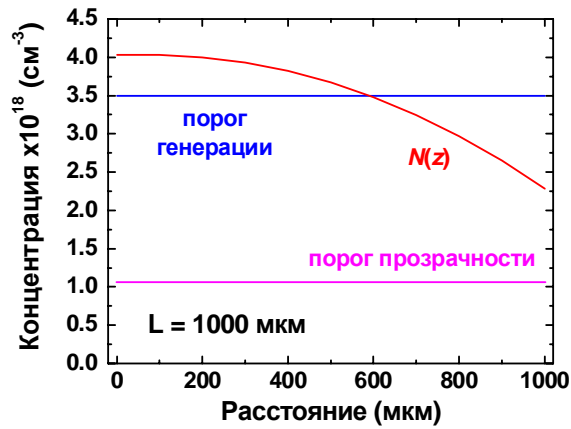


Рисунок 3.5 - Распределение концентрации НЗ вдоль резонатора для ЛД с нанесенными зеркалами, имеющими коэффициенты отражения 90% и 20%

### 3.1.4 Фактор оптического ограничения и внутренние потери<sup>2</sup>

Рассчитанные фактор оптического ограничения, потери на свободных носителях вне активной области и в активной области приведены в Табл. 3.2.

Таблица 3.2 Фактор оптического ограничения и потери на свободных носителях, рассчитанные для базовой гетероструктуры

Рассчитанный параметр	Значение
Фактор оптического ограничения	0.033
Потери на свободных НЗ вне активной области при длине резонатора 600 мкм ( $\text{см}^{-1}$ )	0.450
Потери на свободных НЗ в активной области на пороге генерации при длине резонатора 600 мкм ( $\text{см}^{-1}$ )	1.320

Таблица 3.2 показывает, что потери на свободных носителях вне активной области (не зависящие от протекающего тока) оказываются более, чем в 4 раза меньше потерь на неравновесных носителях в активной области (зависящие от рабочего тока). Это означает, что оптимизация профиля легирования лазерной структуры за пределами активной области представляется неэффективной с точки зрения понижения общих оптических потерь.

<sup>2</sup> Все расчеты выполнены в предположении о коэффициентах отражения зеркал 90% и 20% и существовании дополнительных потерь, связанных с рассеянием.

### 3.1.5 Тепловое сопротивление

Коэффициент теплопроводности твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  максимален для бинарных соединений (GaAs и AlAs) и убывает по мере увеличения содержания Al, достигая минимального значения приблизительно для 50% твердого раствора. В расчетах нами использовалась аппроксимация для коэффициента теплопроводности  $k = 0.55 - 2.12x + 2.48x^2$ , предложенная в [119].

Как это видно из Таблицы 3.2, основной вклад в поглощение излучения на свободных носителях осуществляется в активной области лазерного диода. Из анализа протекания тока следует, что там же сосредоточена большая часть безызлучательной рекомбинации, а также именно в активной области происходит термализация электронов и дырок. Считая поэтому, что выделение тепла происходит только вблизи активной области, можно найти удельное тепловое сопротивление участка гетероструктуры от активной области ( $z_{\text{act}}$ ) до верхнего края структуры ( $z_{\text{max}}$ ) по формуле

$$\rho_{th} = \int_{z_{act}}^{z_{max}} \frac{dz}{k(z)} . \quad (3.1)$$

Эта величина составляет  $1.0 \times 10^{-3} \text{ см}^2 \text{ К/Вт}$  для базовой гетероструктуры. При длине резонатора  $L = 1 \text{ мм}$  и ширине полоска  $W = 200 \text{ мкм}$  полное тепловое сопротивление базовой гетероструктуры равно  $0.52 \text{ К/Вт}$ . Следует отметить, что данная оценка не включает в себя сопротивление припоя, никелевого слоя, покрывающего теплоотвод, а также эффекты трехмерного растекания тепла в медном теплоотводе.

### 3.1.6 Вольт-амперная характеристика

Последовательное сопротивление лазерного диода было рассчитано на основе диодной модели Шокли, согласно которой прямое смещение  $U_b$  связано с плотностью тока  $j$ , протекающего через диод, соотношением

$$U_b = U_T \cdot \ln(1 + j / j_0) + j\rho_s \quad , \quad U_T = kT / q\gamma \quad , \quad (3.2)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $q$  – заряд электрона,  $\gamma$  – фактор неидеальности,  $j_0$  – темновой ток, а  $\rho_s$  – последовательное удельное сопротивление диода. Для независимой от эксперимента оценки последовательного удельного сопротивления были рассчитаны удельные сопротивления каждого из слоев базовой гетероструктуры с учетом инжекции неравновесных носителей и уточненных данных по их подвижности. Эти данные сведены в Табл. 3.3. Из таблицы, в частности, видно, что основной вклад в сопротивление гетероструктуры дают  $n$ - и  $p$ -эмиттеры (отмечен желтой заливкой).

Таблица 3.3 Удельное электрическое сопротивление слоев базовой структуры.

Слой ГС	Толщина (нм)	Концентрация НЗ, (см <sup>-3</sup> )	Подвижность (см <sup>2</sup> /В·с)	Уд. сопротивл. (Ом·см <sup>2</sup> )
GaAs подложка	$3.5 \times 10^5$	$n = 5 \times 10^{18}$	3000	$2.0 \times 10^{-5}$
n- GaAs контактный слой	300	$n = 2 \times 10^{18}$	3000	$5.0 \times 10^{-8}$
n-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	1500	$n = 1 \times 10^{17}$	200	$7.5 \times 10^{-5}$
Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As → Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As волноводный слой	150	$n,p = 1 \times 10^{17}$	1000	$1.5 \times 10^{-6}$
Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	$n = 2 \times 10^{18}$	8000	$6.2 \times 10^{-10}$
Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As → Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.4</sub> As волноводный слой	150	$n,p = 1 \times 10^{17}$	1000	$1.5 \times 10^{-6}$
p-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	1500	$p = 4 \times 10^{17}$	70	$5.4 \times 10^{-5}$
p-GaAs контактный слой	200	$p = 3 \times 10^{18}$	200	$3.3 \times 10^{-7}$
<b>Полное удельное сопротивление (Ом·см<sup>2</sup>)</b>				<b><math>1.5 \times 10^{-4}</math></b>
<b>Полное сопротивление при площади <math>2 \times 10^3</math> см<sup>2</sup> (Ом)</b>				<b>0.076</b>

Учитывая тот факт, что для оценки выбирались подвижности носителей, максимальные для выбранных составов и уровней легирования AlGaAs, величина последовательного удельного сопротивления  $1.5 \times 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ , приведенная в Табл. 3.3, представляет собой оценку снизу.

Штриховая линия на Рис. 3.6 представляет собой шоклиевскую вольт-амперную характеристику базовой гетероструктуры, рассчитанную для нулевого удельного последовательного сопротивления  $\rho_s$  и подогнанных под эксперимент значений  $j_0 = 4 \times 10^{-14} \text{ А/см}^2$  и  $U_T = 42 \text{ мэВ}$ . Уже при  $\rho_s = 1.5 \times 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  становится заметным отклонение шоклиевской характеристики (штрихпунктирная кривая на Рис. 3.6) от экспериментальных значений, а при  $\rho_s = 1.5 \times 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  это отклонение наблюдается уже во всем интервале смещений, использованных в эксперименте.

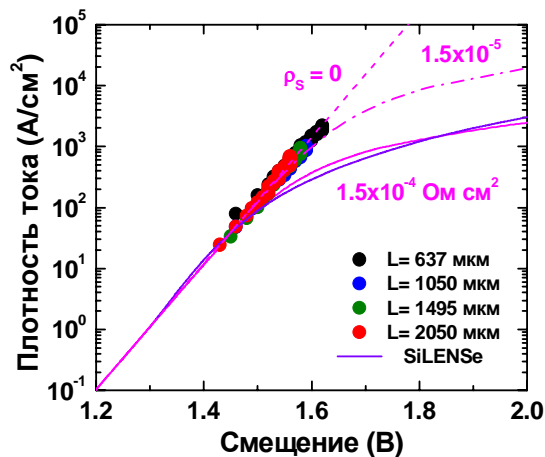


Рисунок 3.6 - Плотность тока в зависимости от приложенного смещения для базовой структуры: сравнение теории с экспериментом (детальное описание дано в тексте)

Поскольку последнее значение удельного последовательного сопротивления представляет собой минимально возможное омическое сопротивление гетероструктуры, это расхождение указывает на существование факторов, не учтенных при измерении вольт-амперных характеристик. Одним из таких возможных факторов является неконтролируемый нагрев лазерного диода при увеличении тока, который должен привести к уменьшению напряжения

отсечки и, тем самым, к заниженным экспериментальным оценкам последовательного сопротивления.

Интересно, что шоклиевская модель в сочетании с оценкой удельного последовательного сопротивления, приведенного в Таблице 3.3, хорошо согласуется с результатами прямого моделирования вольт-амперной характеристики базовой структуры, сделанного с помощью пакета SiLENSe (синяя кривая на Рис. 3.6). При моделировании нами не использовались какие-либо априорные оценки последовательного сопротивления, а сама характеристика получалась в результате численного расчета зонной диаграммы и анализа транспорта носителей. В частности, эта численная модель хорошо воспроизвела заметное отличие от единицы фактора неидеальности лазерного диода ( $\gamma = 1.615$ ). Хорошее согласие результатов моделирования с трехпараметрической шоклиевской моделью косвенно подтверждает предсказательность использованного теоретического подхода, который впоследствии был применен для расчета вольт-амперных характеристик других гетероструктур.

### 3.1.7 Зонные диаграммы и транспорт носителей

Анализ инжекции носителей в активную область проводился в рамках диффузионно-дрейфовой модели. При этом подвижность электронов и дырок в GaAs n-типа с концентрацией доноров  $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  полагалась равной  $2500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и  $150 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . В твердом растворе AlGaAs и p-GaAs использовались значения  $500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и  $50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Время безызлучательной рекомбинации электронов и дырок подбиралось таким образом, чтобы обеспечить наблюдаемые в GaAs длины диффузии носителей:  $\sim 6 \text{ мкм}$  для электронов и  $\sim 2 \text{ мкм}$  для дырок.

На Рис. 3.7 показаны зонные диаграммы базовой гетероструктуры для случаев низкой и высокой плотности рабочего тока. В базовой структуре активная область окружена волноводными слоями с выраженным тянущим полем, которое «сталкивает» носители в активную область, как при низком, так и при высоком рабочем токе. Основное их отличие состоит в том, что при малых смещениях

уровни Ферми в квантовых ямах практически совпадают с уровнями Ферми в эмиттерах. Начиная с величины  $\sim 1.5$  В для прямого смещения, приложенного к р-п переходу, возникает резкое падение квазиуровня Ферми дырок в градиентном волноводном слое р-типа рядом с интерфейсом  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}/\text{GaAs}$ . Такое поведение связано со значительным разрывом валентной зоны и, как следствие, малой концентрацией дырок в AlGaAs. Таким образом, обедненная часть волноводного слоя представляет собой участок повышенного сопротивления, последовательно включенный в эквивалентную цепь.

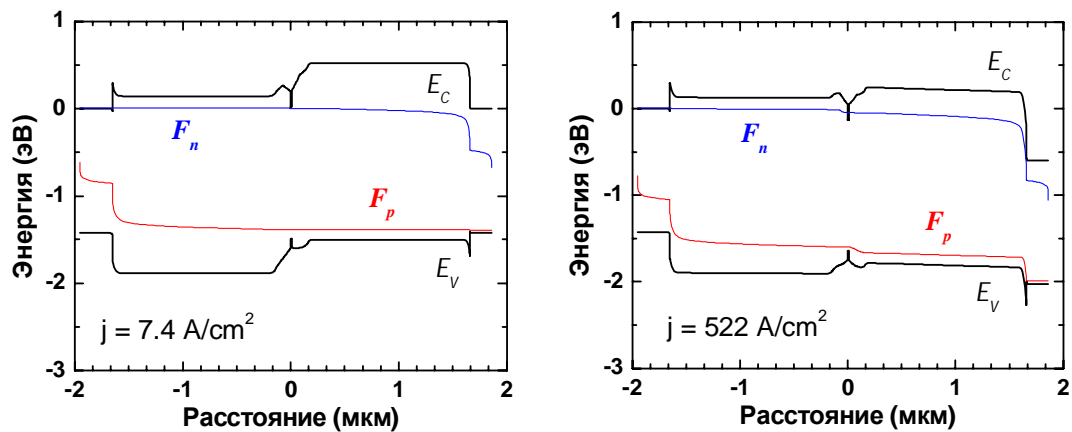


Рисунок 3.7 - Зонные диаграммы для базовой структуры при низком (слева) и высоком (справа) токах

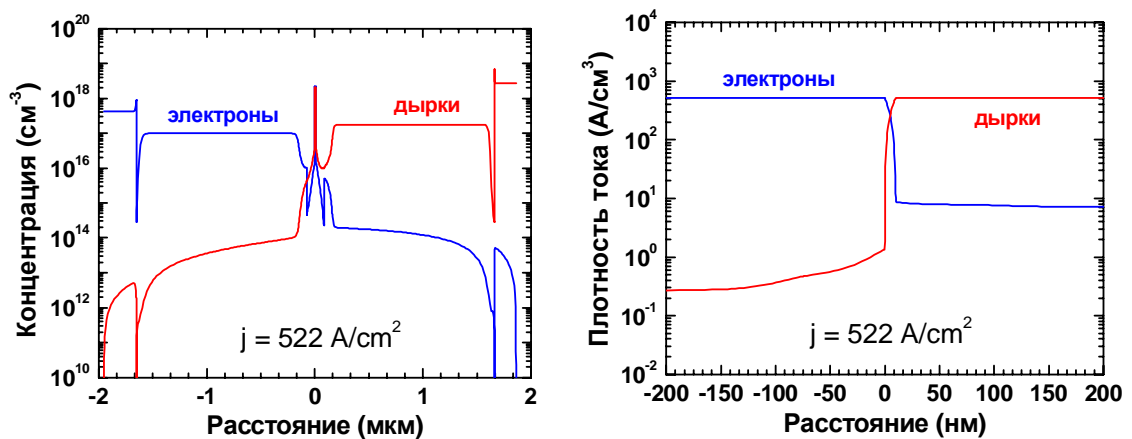


Рисунок 3.8 - Распределение концентраций НЗ (слева) и парциальные плотности тока электронов и дырок (справа) для базовой структуры при высоком токе

С ростом напряжения и тока дифференциальное сопротивление р-п перехода падает, а роль  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}/\text{GaAs}$  интерфейса в общем падении

напряжения растет. Иными словами, начиная с напряжения  $\sim 1.5$  В (плотность тока  $\sim 500$  А/см<sup>2</sup>) большая часть добавочного напряжения падает на этом интерфейсе, а плотность тока растет значительно медленнее, чем при низких токах (см. Рис. 3.7)<sup>3</sup>.

Мы учли повышение концентрации ННЗ, связанных с их инжекцией в расчетах внутренних потерь лазерных диодов. Оказалось, что их влияние на оптические потери и, следовательно, на пороговый ток пренебрежимо мало. Токи утечки электронов и дырок также оказались малыми (Рис. 3.8).

### **3.2 Анализ работы и оптимизация характеристик мощных ЛД на основе симметричной ЛГС**

В настоящем разделе описана оптимизация с помощью моделирования квантоворазмерных лазерных гетероструктур с симметричным волноводом. Целью оптимизации было достижение следующих основных параметров: фактор оптического ограничения менее 2%; коэффициент оптических потерь менее  $1,5$  см<sup>-1</sup>; плотность порогового тока менее  $250$  А/см<sup>2</sup>; дифференциальная квантовая эффективность более  $1$  Вт/А; ширина диаграммы направленности излучения FWHM менее  $40$  градусов. Для расчетов мы использовали модель ЛД, в которой волноводные свойства гетероструктуры оценивались совместно с анализом ее инжекционных свойств. Эта модель применена для поиска и оптимизации новых конструкций лазерных диодов с уменьшенным фактором оптического ограничения. В данную работу включены результаты анализа наиболее репрезентативных гетероструктур, т. е. тех, которые, с одной стороны, уже прошли оптимизацию по параметрам отдельных слоев, а, с другой стороны, представляют собой определенное направление развития конструкции мощных лазерных диодов. Сравнение этих гетероструктур между собой позволило выбрать наиболее перспективные технические решения, а также выявить общие проблемы работы приборов такого класса.

---

<sup>3</sup> В данных расчетах не учитывается сброс концентрации неравновесных носителей в квантовой яме за счет вынужденного излучения. Это приводит к переоценке обсуждаемого эффекта.

### 3.2.1 Структура с расширенным прямоугольным волноводом (R1)

В данном разделе проведен анализ свойств ЛГС с расширенным волноводом прямоугольного сечения. Структура R1 обеспечивает сужение диаграммы направленности излучения и уменьшение фактора оптического ограничения, но имеет заметно меньшую ДКЭ по сравнению с базовой ГС. Для предотвращения утечки НЗ через низкосоставные  $Al_xGa_{1-x}As$  эмиттеры состав эмиттеров в структуре R1 был выбран равным  $x = 0.6$ . Кроме того, для лучшего сравнения с базовой структурой были исключены градиентные слои снаружи эмиттеров, призванные уменьшить сопротивление ГС. Толщина волноводных слоев была выбрана такой, чтобы обеспечить требуемое уменьшение фактора оптического ограничения в ГС. В результате для моделирования были приняты параметры структуры R1, приведенные в Табл. 3.4.

Таблица 3.4 Последовательность слоев в структуре R1

	Слои гетероструктуры	Толщина (нм)	Легирование
1	GaAs подложка		$N_D = 5 \times 10^{18}$
2	GaAs буферный слой	300	$N_D = 2 \times 10^{18}$
3	n- $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ эмиттер	1500	$N_D = 1 \times 10^{17}$
4	i- $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ волноводный слой	500	—
5	$Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ активная область	10	—
6	i- $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ волноводный слой	500	—
7	p- $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ эмиттер	1500	$N_A = 2 \times 10^{17}$
8	p <sup>+</sup> -GaAs контактный слой	200	$N_A = 1 \times 10^{19}$

Кроме того, в соответствии с результатами раздела 3.1.2, была выбрана для расчетов комбинация коэффициентов отражения 0.9 и 0.2, как обеспечивающая наилучшее согласие результатов моделирования и экспериментальных данных



для базовой ГС. Ширина полоска 200 мкм и величина коэффициента дополнительных оптических потерь  $0.2 \text{ см}^{-1}$  в расчетах не изменялись.

Прежде всего, были рассчитаны основные характеристики лазерной гетероструктуры (пороговая плотность тока, пороговый ток, рабочие токи, обеспечивающие выходную мощность излучения 2 Вт и 6 Вт, и дифференциальная квантовая эффективность) в зависимости от длины резонатора лазерного диода. Эти характеристики показаны на Рис. 3.9. Как видно из рисунка, оптимальной как для эффективности лазера, так и для рабочего/порогового тока является длина резонатора  $L_{\text{opt}} = 1.0\text{-}1.1 \text{ мм}$ . Расчетная пороговая плотность тока составляет при этом  $480 \text{ А/см}^2$ , а дифференциальная эффективность –  $0.91 \text{ Вт/А}$  (59%). Пороговая плотность тока становится меньше, чем  $250 \text{ А/см}^2$  при длине резонатора более 1.9 мм, но дифференциальная эффективность падает при этом до величины  $0.89 \text{ Вт/А}$  (56%). Следует отметить, что пороговый ток при этом возрастает незначительно, а рабочий ток, соответствующий мощности излучения 6 Вт, увеличивается всего на 3.5% .

Дифференциальная эффективность структуры R1 оказывается заметно меньше, чем у базовой структуры. Причиной этого являются достаточно большие потери света на свободных носителях, инжектированных в активную область и в волноводные слои гетероструктуры, при  $L < 1,0 \text{ мм}$  (см. Рис. 3.9). Интересно, что в отличие от базовой структуры, где потери в активной области доминировали, в структуре R1 основной вклад в поглощение дают волноводные слои. При изменении длины резонатора от 0.6 до 2.0 мм суммарные потери на свободных носителях падают в 3 раза. Другой причиной уменьшения дифференциальной эффективности лазера является понижение внутреннего квантового выхода излучательной рекомбинации  $\eta_{\text{int}}$  от 0.83 , значения характерного для базовой структуры, до 0.77 за счет большего уровня накачки и, соответственно, более интенсивной Оже-рекомбинации электронов и дырок.

Учитывая тот факт, что дифференциальная эффективность и рабочий ток лазерного диода мало меняются при длинах резонатора более 1.0 мм, а уменьшение плотности порогового (и, соответственно, рабочего) тока

необходимо для улучшения теплоотвода от лазерного диода, можно считать, что оптимальными длинами резонатора являются  $L_{\text{opt}} = 1.9\text{-}2.0$  мм.

Расчеты показывают, что в гетероструктуре возможно существование трех поперечных волноводных мод (см. Рис. 3.10). Этим модам соответствуют факторы оптического ограничения  $\Gamma_1 = 1.73\%$ ,  $\Gamma_2 = 0.0003\%$  и  $\Gamma_3 = 1.40\%$ .

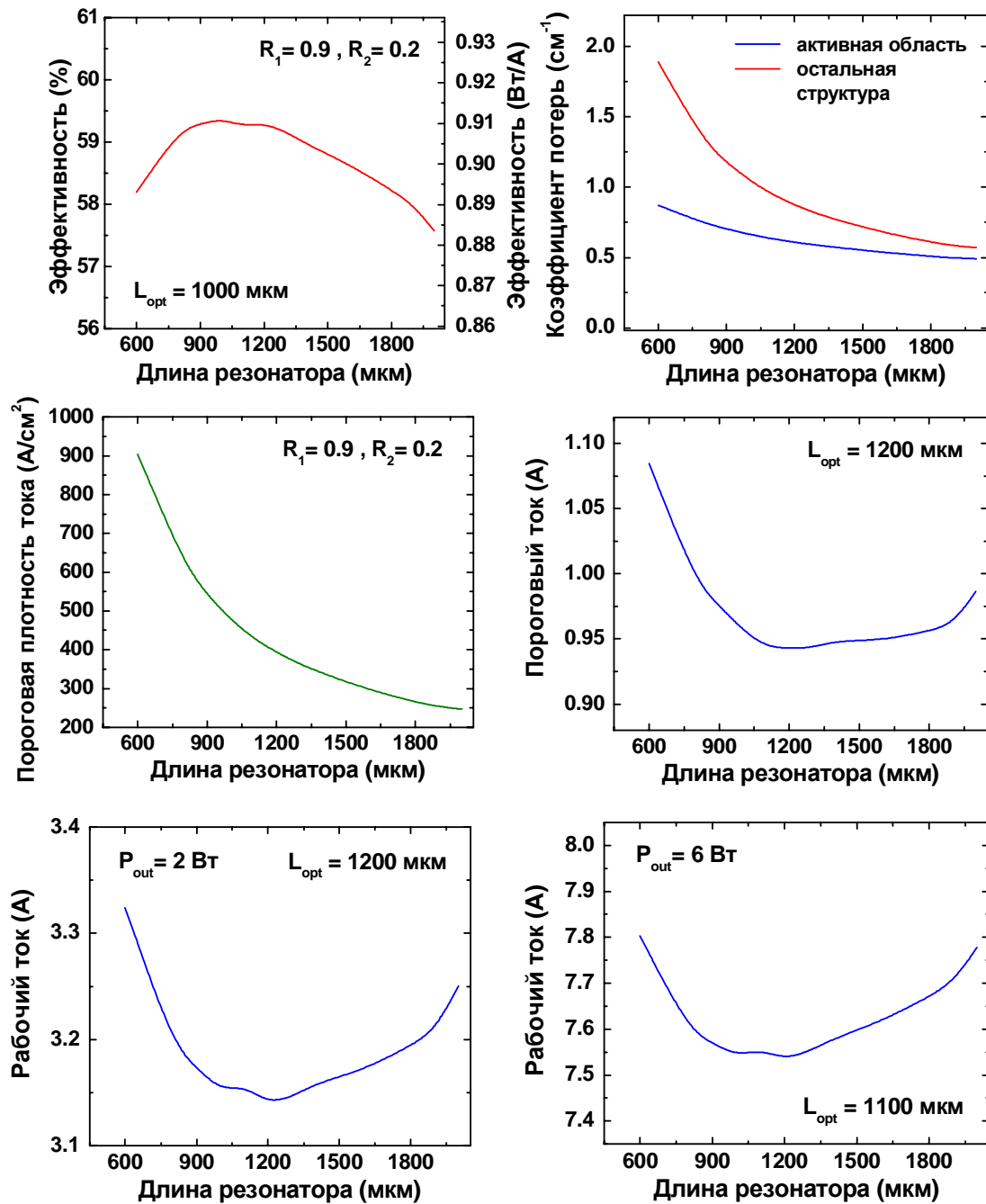


Рисунок 3.9 - Изменение основных характеристик структуры R1 в зависимости от длины резонатора

Так как фактор оптического ограничения третьей моды близок к фактору оптического ограничения основной моды, генерация третьей моды может негативно повлиять на диаграмму направленности лазерного диода в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу.

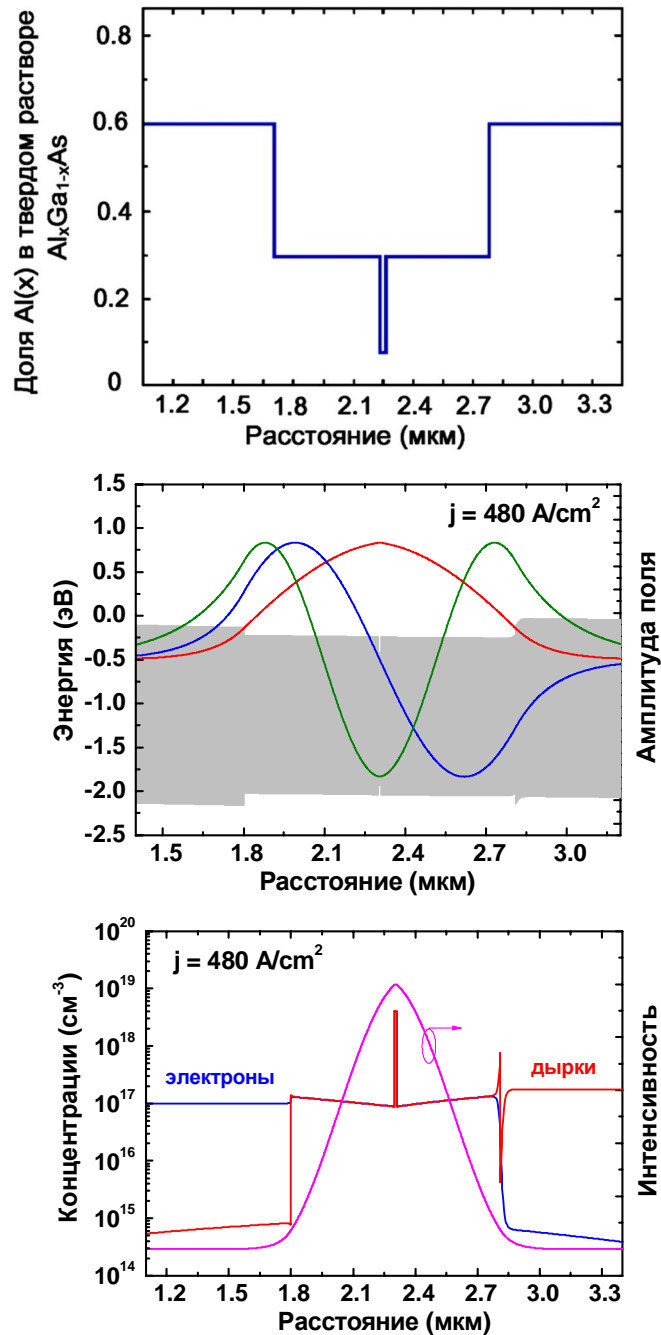


Рисунок 3.10 - Зонная диаграмма (вверху), распределения амплитуд электромагнитного поля волноводных мод (в середине) и концентрации электронов и дырок на фоне распределения интенсивности основной моды (внизу) в структуре R1 на пороге генерации, соответствующем длине резонатора 1.1 мм

Рис. 3.10 демонстрирует также интенсивную инжекцию электронов и дырок в волноводные слои гетероструктуры. Транспорт носителей в этих слоях носит ярко выраженный амбиполярный характер, что видно из равенства в них концентраций электронов и дырок. Фактически концентрации инжектированных носителей превышают здесь их равновесные концентрации в эмиттерах. При этом концентрация неравновесных носителей возрастает к границам волноводных слоев и эмиттеров. Это является неблагоприятным фактором из-за повышенного темпа безызлучательной рекомбинации в материале, содержащем значительную долю AlAs. Уровень концентрации носителей в волноводных слоях ( $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) определяет значительные потери света на свободных носителях, на которые уже мало влияет уровень легирования материала в эмиттерах.

Расчетная полуширина диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу, составляет  $38.8^\circ$  (см. Рис. 3.11). Концентрация носителей изменяется по длине резонатора ( $L = 1.9$  мм) примерно в три раза, однако при этом нет участков сброса инверсной заселенности (Рис. 3.12); сброс инверсной заселенности является фактором, способным ускорить катастрофическую деградацию выходного зеркала резонатора.

Вольт-амперные характеристики структуры R1 показаны на Рис. 3.13. Для сравнения там же приведена зависимость плотности тока от смещения, рассчитанная на основе диодной модели Шокли с такими же параметрами, как и в случае базовой гетероструктуры за исключением последовательного удельного сопротивления, которое оценивалось на основе подсчета сопротивлений отдельных слоев структуры (см. Таблице 3.5). Как видно, результаты моделирования неплохо согласуются с шоклиевской моделью.

Ватт-амперные характеристики структуры R1, рассчитанные для двух различных длин лазерного резонатора показаны на Рис. 3.14. Сравнение этих характеристик подтверждает сделанный ранее вывод о незначительном уменьшении дифференциальной эффективности лазерного диода при увеличении длины резонатора от 1.1 до 1.9 мм. структуры R1.

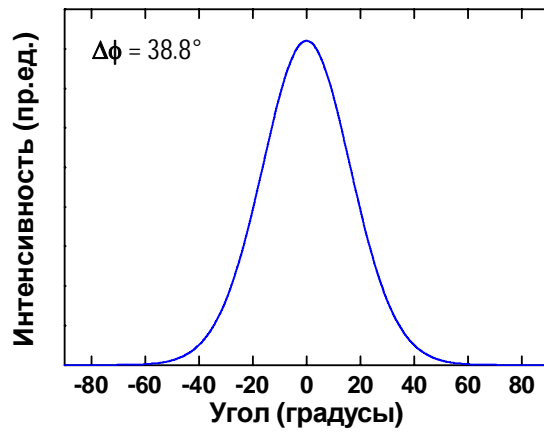


Рисунок 3.11 - Диаграмма направленности излучения структуры R1 в плоскости, перпендикулярной  $p-n$  переходу

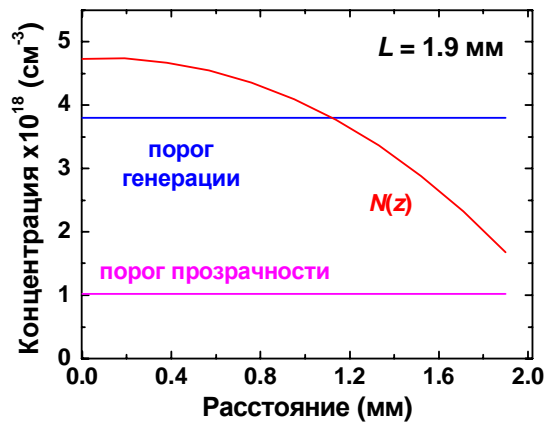


Рисунок 3.12 - Распределение концентрации пар неравновесных носителей в активной области по длине резонатора

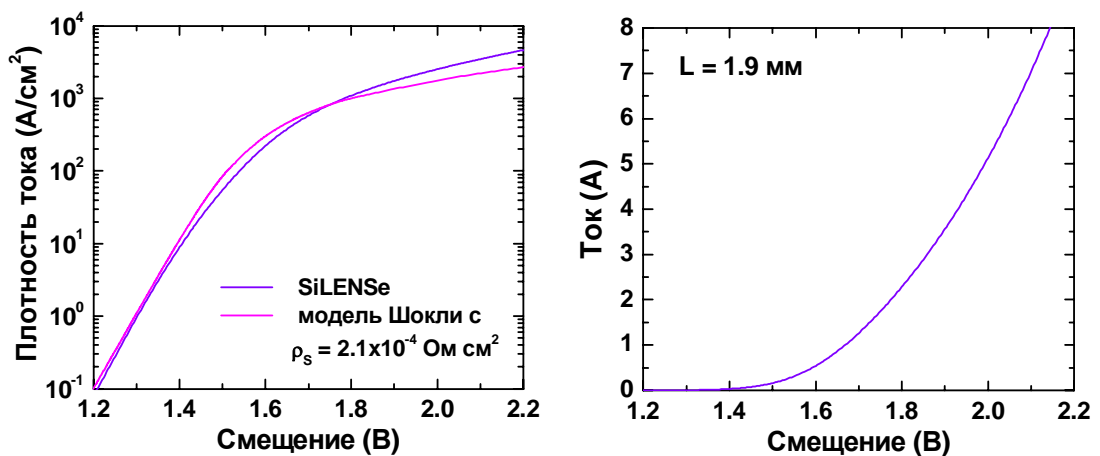


Рисунок 3.13 - Зависимость плотности тока и рабочего тока от смещения для структуры R1

Удельное тепловое сопротивление гетероструктуры R1, рассчитанное по методике, описанной в 3.1.5, составляет  $1.36 \times 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$ , а полное тепловое сопротивление –  $0.358 \text{ К}/\text{Вт}$  при длине резонатора 1.9 мм.

Таблица 3.5 Удельное электрическое сопротивление структуры R1. Желтым цветом отмечен вклад наиболее критичных слоев

	Слой ГС	Толщина (нм)	Концентрация НЗ, ( $\text{см}^{-3}$ )	Подвижность ( $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ )	Уд. сопротивл. ( $\text{Ом} \cdot \text{см}^2$ )
1	GaAs подложка	$3.5 \times 10^5$	$n = 5 \times 10^{18}$	3000	$2.0 \times 10^{-5}$
2	n-GaAs контактный слой	300	$n = 2 \times 10^{18}$	3000	$5.0 \times 10^{-8}$
3	n- $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ эмиттер	1500	$n = 1 \times 10^{17}$	200	$7.5 \times 10^{-5}$
4	$\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ волноводный слой	500	$n, p = 1 \times 10^{17}$	1000	$5.0 \times 10^{-6}$
5	$\text{Al}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$ активная область	10	$n = 2 \times 10^{18}$	8000	$6.2 \times 10^{-10}$
6	$\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ волноводный слой	500	$n, p = 1 \times 10^{17}$	1000	$5.0 \times 10^{-6}$
7	p- $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ эмиттер	1500	$p = 2 \times 10^{17}$	70	$1.07 \times 10^{-4}$
8	p-GaAs контактный слой	200	$p = 1 \times 10^{19}$	100	$2.0 \times 10^{-7}$
<b>Полное удельное сопротивление (<math>\text{Ом} \cdot \text{см}^2</math>)</b>					<b><math>2.1 \times 10^{-4}</math></b>
<b>Полное сопротивление при площади <math>2 \times 10^3 \text{ см}^2</math> (Ом)</b>					<b>0.106</b>

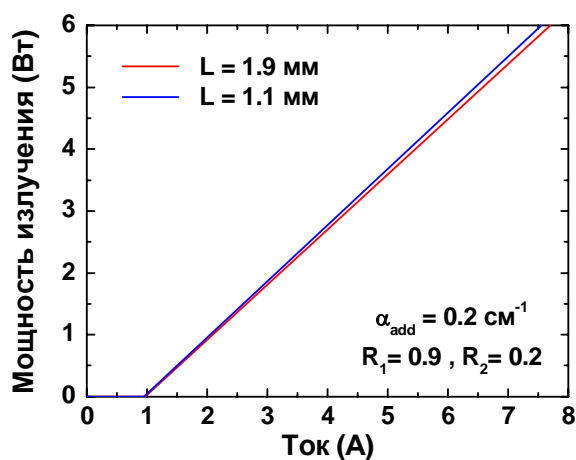


Рисунок 3.14 - Ватт-амперные характеристики структуры R1 для двух различных длин резонатора

### 3.2.2 Структура с расширенным градиентным волноводом (G1)

Данная структура призвана объединить преимущество структур с прямоугольным профилем состава в волноводном слое (фиксацию области локализации светового поля на границах волноводных слоев) с преимуществом градиентных волноводов (тянущее поле вблизи активной области).

В процессе моделирования такой структуры было выяснено, что она обладает повышенной утечкой электронов при достаточно больших плотностях тока. Поэтому для подавления этой утечки был немного увеличен состав  $p$ -AlGaAs эмиттера. Внесенная при этом асимметрия распределения состава в структуре практически не сказывается на распределении электромагнитного поля волноводной моды. По этой причине структура G1 рассматривается как структура с симметричным волноводом. Состав гетероструктуры представлен в Таблице 3.6.

Таблица 3.6 Последовательность слоев в структуре G1

	Слои гетероструктуры	Толщина (нм)	Легирование
1	GaAs подложка и буферный слой		$N_D = 5 \times 10^{18}$
2	$n$ -Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	1500	$N_D = 1 \times 10^{17}$
3	$i$ -Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As волноводный слой	725	—
4	$i$ -Al <sub><math>x</math></sub> Ga <sub>1-<math>x</math></sub> As волноводный слой с $x = 0.4 \rightarrow 0.3$	75	—
5	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	—
6	$i$ -Al <sub><math>x</math></sub> Ga <sub>1-<math>x</math></sub> As волноводный слой с $x = 0.3 \rightarrow 0.4$	75	—
7	$i$ -Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As волноводный слой	725	—
8	$p$ -Al <sub>0.7</sub> Ga <sub>0.3</sub> As эмиттер	1500	$N_A = 2 \times 10^{17}$
9	$p^+$ -GaAs контактный слой	200	$N_A = 1 \times 10^{19}$

Характеристики лазерной гетероструктуры с расширенным градиентным волноводом, т. е. пороговая плотность тока, пороговый ток, рабочие токи, обеспечивающие выходную мощность излучения 2 Вт и 6 Вт, и дифференциальная квантовая эффективность, в зависимости от длины резонатора лазерного диода показаны на Рис. 3.15.

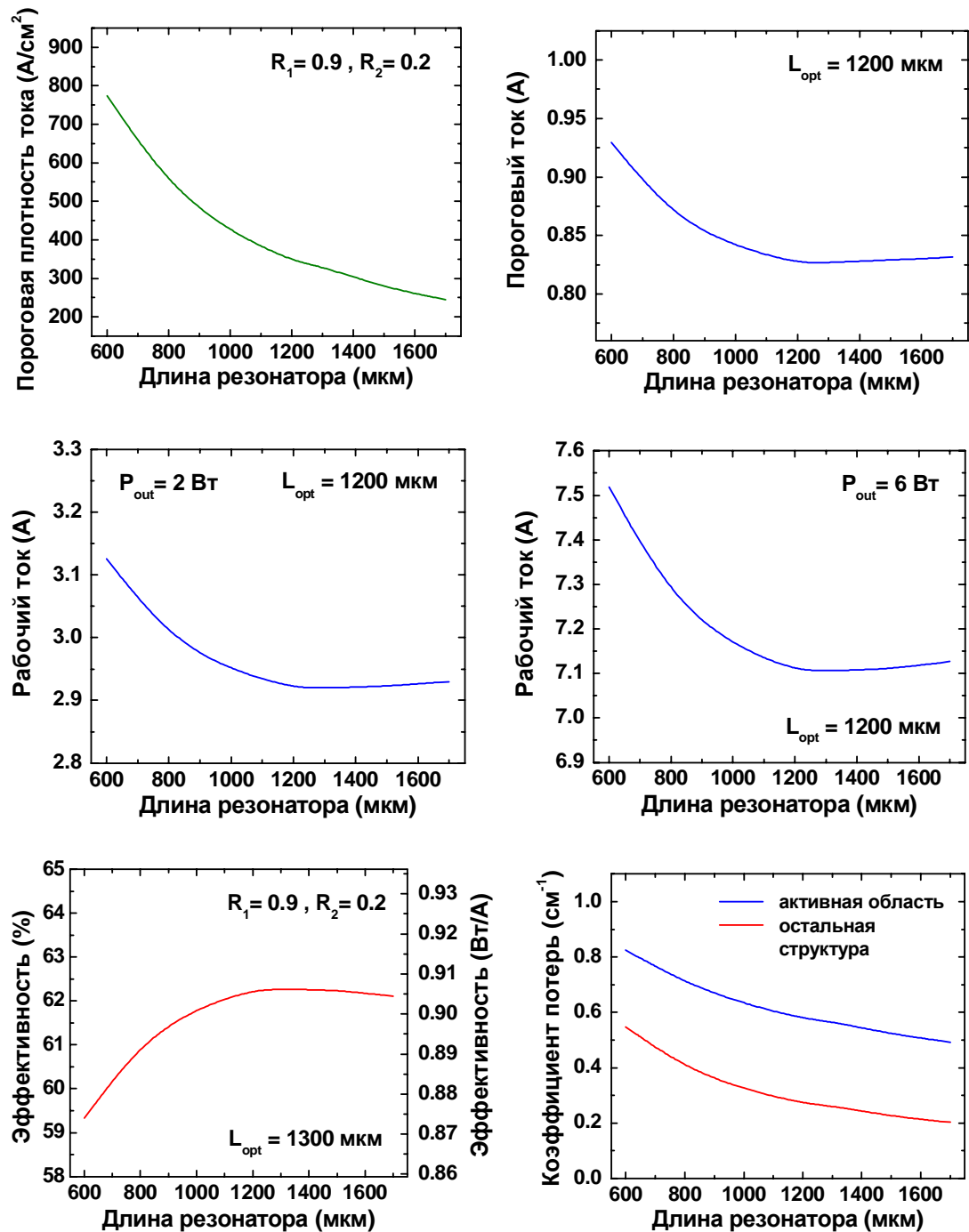


Рисунок 3.15 - Изменение основных характеристик структуры G1 в зависимости от длины резонатора



Как видно из рисунка, оптимальной как для эффективности лазера, так и для рабочего/порогового тока является длина резонатора  $L_{\text{opt}} = 1.2$  мм. Расчетная пороговая плотность тока составляет при этом  $345 \text{ А/см}^2$ , а дифференциальная эффективность –  $0.96 \text{ Вт/А}$  ( $\sim 62\%$ ). Пороговая плотность тока становится меньше, чем  $250 \text{ А/см}^2$  при длине резонатора более 1.7 мм, но дифференциальная эффективность падает при этом незначительно – до  $0.95 \text{ Вт/А}$  ( $\sim 62\%$ ). Следует отметить, что пороговый ток при увеличении длины резонатора, а также другие характеристики меняются незначительно. Учитывая этот факт, в дальнейшем будем считать оптимальной длину резонатора 1.7 мм.

Расчеты показывают, что в гетероструктуре G1 возможно существование четырех поперечных волноводных мод (первые три из них показаны на Рис. 3.16). Этим модам соответствуют факторы оптического ограничения  $\Gamma_1 = 1.70\%$ ,  $\Gamma_2 = 0.002\%$ ,  $\Gamma_3 = 0.95\%$  и  $\Gamma_4 = 0.02\%$ . Так как факторы оптического ограничения высших мод оказываются заметно меньшими, чем фактор оптического ограничения основной моды, паразитная генерация высших мод представляется маловероятной.

Инжекция неравновесных носителей в волноводные слои выражена в меньшей степени, чем в структуре R1 (Рис. 3.16). Это связано как с конструкцией гетероструктуры (последовательность разрывов зон, зависящая от составов контактирующих слоев), так и толщины нелегированного волноводного слоя, где транспорт носителей носит явный амбиполярный характер. Следует отметить, что в области локализации поля основной волноводной моды концентрация инжектированных носителей примерно на порядок меньше, чем в эмиттерах. Это приводит к уменьшению потерь на свободных носителях, что видно из Рис. 3.15.

Расчетная полуширина диаграммы направленности излучения структуры G1 составляет  $28.5^\circ$ . Такое сужение дальнего поля вызвано «растягиванием» поля основной волноводной моды по волноводному слою и изменением профиля его интенсивности по сравнению с прямоугольным волноводом (структура R1).

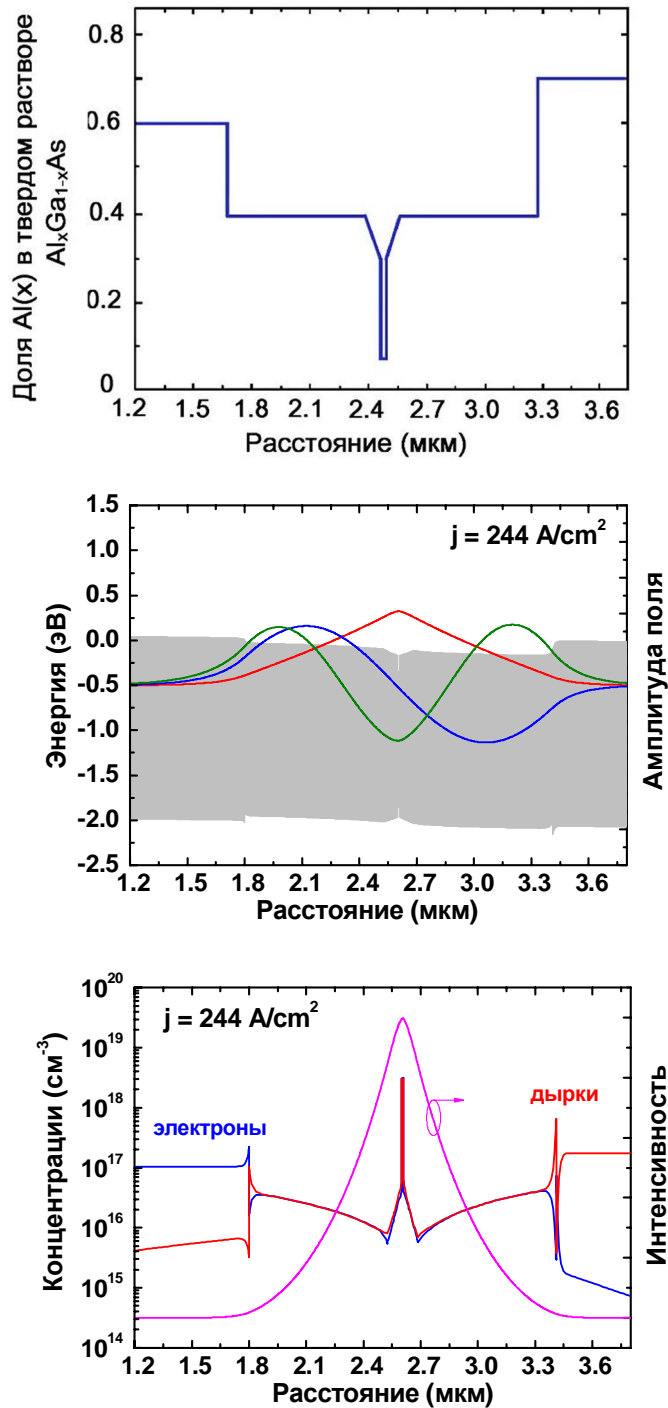


Рисунок 3.16 - Зонная диаграмма (вверху), распределения амплитуд электромагнитного поля волноводных мод (в середине) и концентрации электронов и дырок на фоне распределения интенсивности основной моды (внизу) в структуре G1 на пороге генерации, соответствующем длине резонатора 1.7 мм

Расчеты выявили также достаточно большую чувствительность области локализации ближнего поля основной моды и, как следствие, ширины диаграммы

направленности излучения к изменениям толщины и состава градиентных волноводных слоев. Распределение ННЗ по длине резонатора оказывается существенно неоднородным (см. Рис. 3.17).

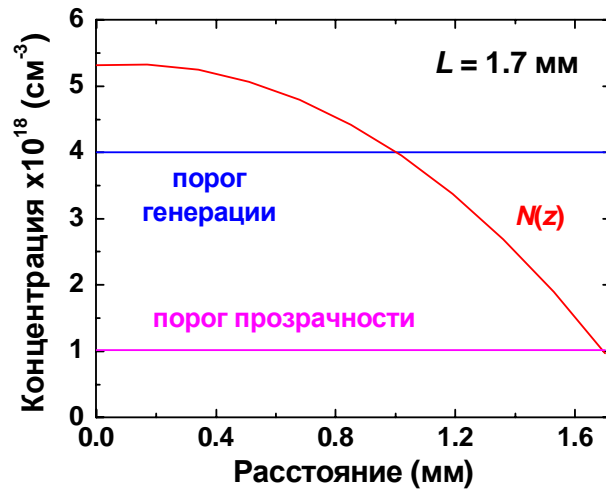


Рисунок 3.17 - Распределения концентрации пар ННЗ в активной области по длине резонатора

Вблизи выходного зеркала расчетная концентрация становится меньше порога прозрачности. Это означает, что в структуре G1 весьма вероятно образование поглощающих областей вблизи этого зеркала, которые впоследствии могут индуцировать его катастрофическую деградацию<sup>4</sup>.

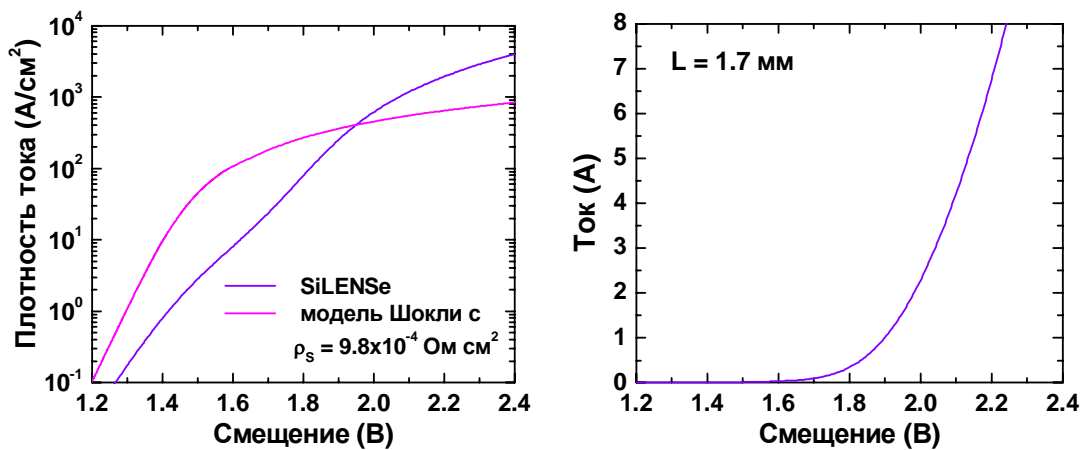


Рисунок 3.18 - Зависимость плотности тока и рабочего тока от смещения для структуры G1

<sup>4</sup> Данный анализ проведен в линейном приближении, которое переоценивает неоднородность распределения концентрации неравновесных носителей. Поэтому к сделанным выводам следует относиться с осторожностью. Более точный расчет требует разработки специальной нелинейной модели.

Вольт-амперные характеристики структуры G1 не описываются адекватно в рамках диодной модели Шокли (Рис. 3.18). В целом структура G1 работает при избыточном по сравнению с шоклиевской кривой смещении при малых плотностях тока, но ситуация изменяется на противоположную при плотностях тока, больших  $\sim 500 \text{ A/cm}^2$ . Оценка последовательного удельного сопротивления (см. Табл. 3.7) показывает, что основной вклад в сопротивление структуры G1 дают нелегированные волноводные слои из  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ . Это связано с низкой подвижностью НЗ в этих слоях, которая возникает из пересечения  $\Gamma$ - и  $L$ - ( $X$ -) долин зоны проводимости. Уход от этого критического состава резко ухудшает волноводные свойства гетероструктуры.

Таблица 3.7 Удельное электрическое сопротивление структуры G1. Желтым цветом отмечен вклад наиболее критичных слоев

Слой ГС	Толщина (нм)	Концентрация НЗ, ( $\text{см}^{-3}$ )	Подвижность ( $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ )	Уд. сопротивл. ( $\text{Ом}\cdot\text{см}^2$ )
GaAs подложка	$3.5 \times 10^5$	$n = 5 \times 10^{18}$	3000	$2.0 \times 10^{-5}$
n- $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ эмиттер	1500	$n = 1 \times 10^{17}$	200	$7.5 \times 10^{-5}$
$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ волноводный слой	725	$n, p = 2.1 \times 10^{16}$	70	$4.9 \times 10^{-4}$
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x = 0.4 \rightarrow 0.3$ волноводный слой	75	$n, p = 1 \times 10^{17}$	1000	$3.6 \times 10^{-6}$
$\text{Al}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$ активная область	10	$n, p = 4 \times 10^{18}$	8000	$1.2 \times 10^{-9}$
$\text{Al}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$ активная область	10	$n, p = 2 \times 10^{18}$	8000	$6.2 \times 10^{-10}$
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x = 0.3 \rightarrow 0.4$ волноводный слой	75	$n, p = 1 \times 10^{17}$	1000	$3.6 \times 10^{-6}$
$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ волноводный слой	725	$n, p = 2.6 \times 10^{16}$	70	$2.8 \times 10^{-4}$
p- $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ эмиттер	1500	$p = 2 \times 10^{17}$	70	$1.07 \times 10^{-4}$
p-GaAs контактный слой	200	$p = 1 \times 10^{19}$	100	$2.0 \times 10^{-7}$
<b>Полное удельное сопротивление (<math>\text{Ом}\cdot\text{см}^2</math>)</b>				<b><math>9.77 \times 10^{-4}</math></b>
<b>Полное сопротивление при площади <math>3.4 \times 10^3 \text{ см}^2</math> (Ом)</b>				<b>0.287</b>

Ватт-амперная характеристика структуры G1 показана на Рис. 3.19.

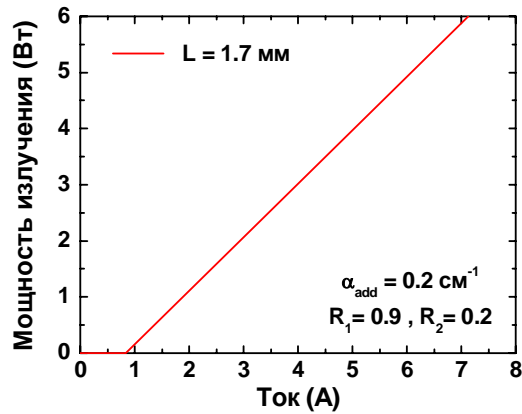


Рисунок 3.19 - Ватт-амперная характеристика структуры G1

В целом ее поведение аналогично поведению ватт-амперной характеристики структуры R1. Удельное тепловое сопротивление гетероструктуры G1, рассчитанное по методике, описанной в 3.1.5, составляет  $1.49 \times 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$ , а полное тепловое сопротивление –  $0.438 \text{ К}/\text{Вт}$  при длине резонатора 1.7 мм.

### 3.2.3 Структура с двумя активными областями (A1)

Основопологающей идеей уменьшения фактора оптического ограничения в лазерной гетероструктуре является повышение ее деградационной стойкости за счет снижения интенсивности лазерной моды в активной области прибора. С другой стороны, как показали расчеты, уменьшение фактора оптического ограничения ведет к заметному повышению пороговой плотности тока в лазерном диоде. Чтобы найти компромисс между этими двумя противоположными тенденциями, была рассмотрена гетероструктура с двумя квантовыми ямами, выступающими в качестве активных областей, которые располагаются далеко от пика интенсивности светового поля и разделяются слоем AlGaAs постоянного состава. Полный фактор оптического ограничения в такой структура примерно равен фактору оптического ограничения базовой гетероструктуры при сниженной оптической нагрузке на каждую квантовую яму. Параметры слоев структуры с двумя квантовыми ямами сведены в Таблице 3.8.

Основные характеристики лазерной гетероструктуры – пороговая плотность тока, пороговый ток, рабочие токи, обеспечивающие выходную мощность

излучения 2 Вт и 6 Вт, и дифференциальная квантовая эффективность – в зависимости от длины резонатора лазерного диода показаны на Рис. 3.20.

Таблица 3.8 Последовательность слоев в структуре А1

	Слой гетероструктуры	Толщина (нм)	Легирование
1	GaAs подложка и буферный слой		$N_D = 5 \times 10^{18}$
2	n-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	1500	$N_D = 1 \times 10^{17}$
3	i-Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As волноводный слой с $x = 0.6 \rightarrow 0.3$	150	—
4	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	—
5	i-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As	300	—
6	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	—
7	i-Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As волноводный слой с $x = 0.3 \rightarrow 0.6$	150	—
8	p-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	1500	$N_A = 2 \times 10^{17}$
9	p <sup>+</sup> -GaAs контактный слой	200	$N_A = 1 \times 10^{19}$

Как видно из рисунка, оптимальной как для эффективности лазера, так и для рабочего/порогового тока является длина резонатора  $L_{opt} = 0.7$  мм. Расчетная пороговая плотность тока составляет при этом  $590 \text{ А/см}^2$ , а дифференциальная эффективность –  $1.03 \text{ Вт/А}$  (67%).

Пороговая плотность тока становится меньше, чем  $250 \text{ А/см}^2$  при длине резонатора более 2.0 мм, но ДКЭ падает при этом до величины  $0.96 \text{ Вт/А}$  (62%). Следует отметить, что при этом заметно возрастает пороговый ток (на ~25%), и рабочий ток, соответствующий мощности излучения 6 Вт, – на ~10%. Учитывая заметное изменение ДКЭ и рабочего тока лазерного диода с длиной резонатора, будем в дальнейшем рассматривать две «оптимальные» длины резонатора – 0.7 и 2.2 мм.

В гетероструктуре А1 возможно существование двух поперечных волноводных мод (см. Рис. 3.21). Этим модам соответствуют факторы оптического ограничения  $\Gamma_1 = 1.65 \%$  и  $\Gamma_2 = 1.58 \%$  в расчете на одну квантовую яму. Так как фактор оптического ограничения второй моды близок к фактору

оптического ограничения основной, паразитная генерация второй моды является фактором, который может негативно повлиять на характеристики лазерного диода.

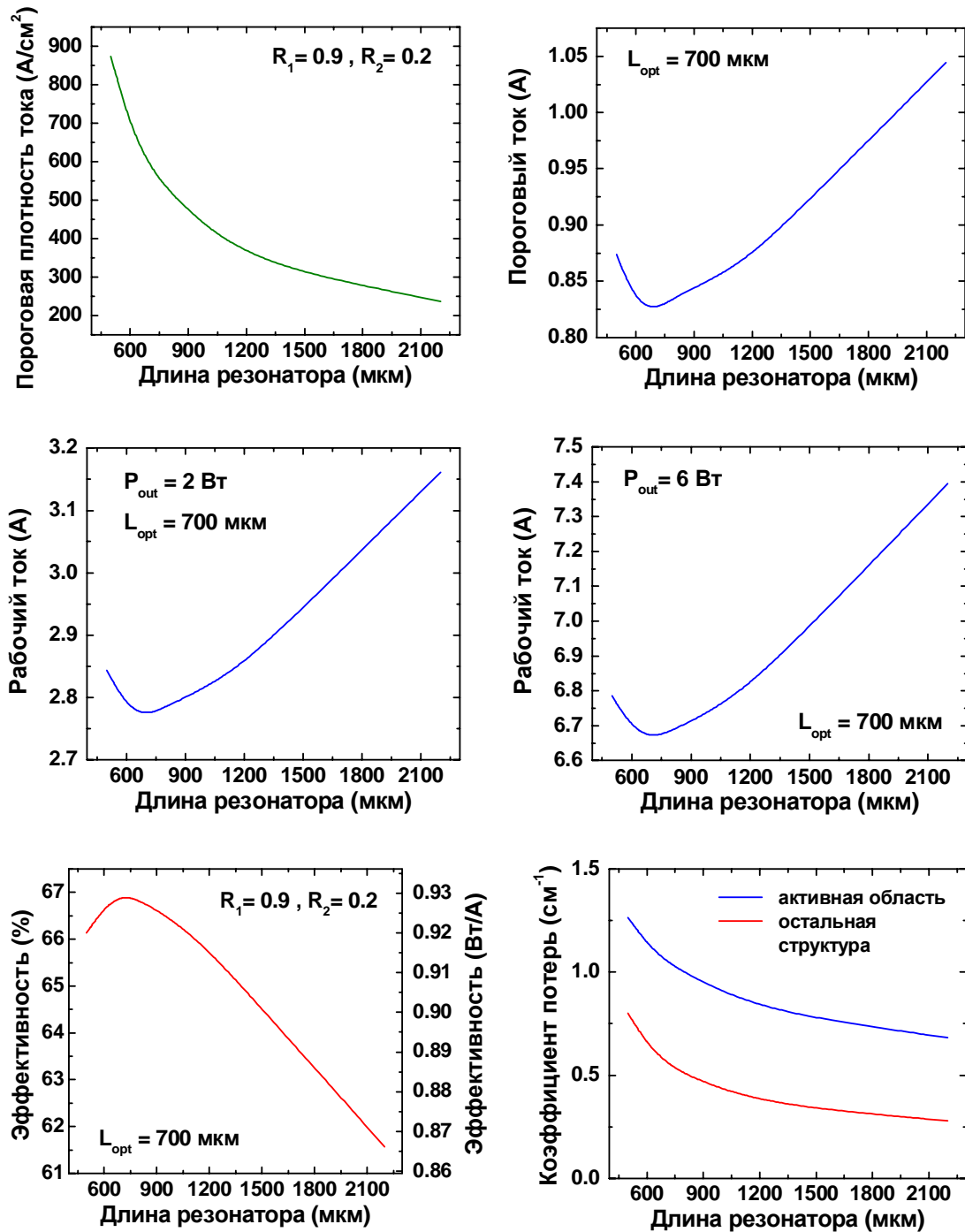


Рисунок 3.20 - Изменение основных характеристик структуры А1 в зависимости от длины резонатора

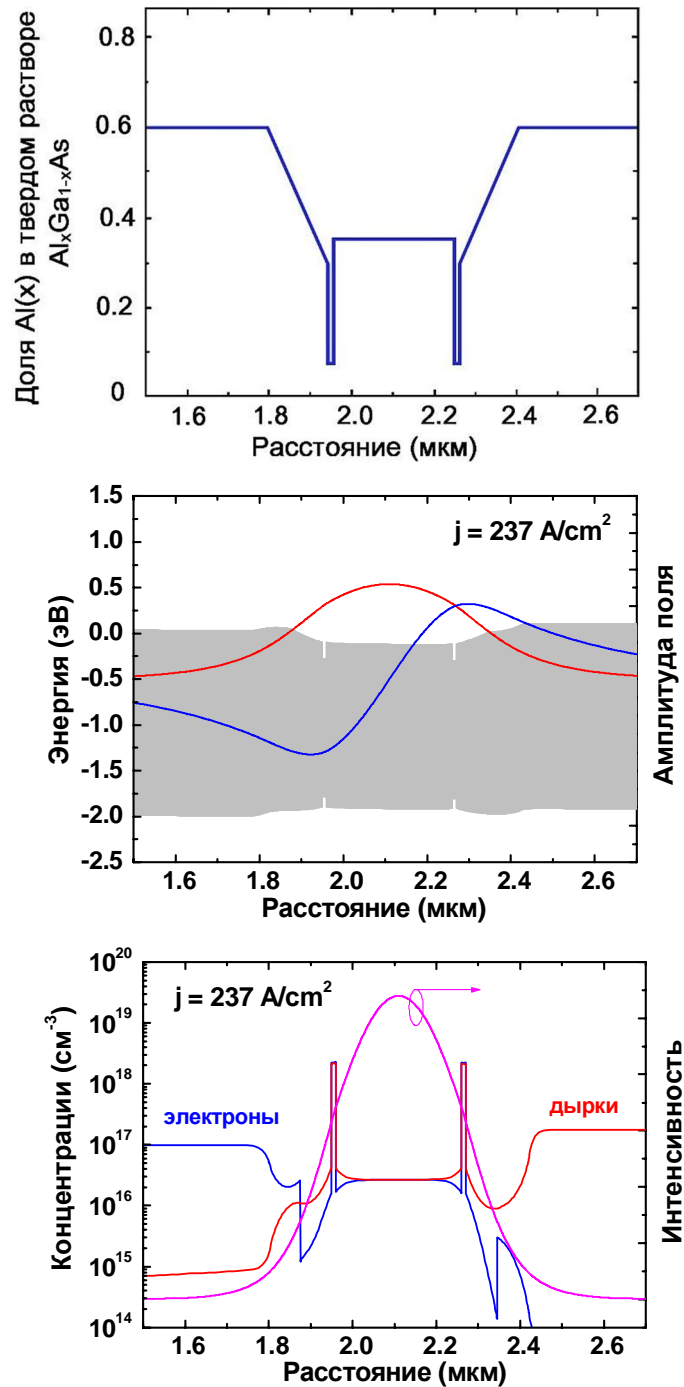


Рисунок 3.21 - Зонная диаграмма (вверху), распределения амплитуд электромагнитного поля волноводных мод (в середине) и концентрации электронов и дырок на фоне распределения интенсивности основной моды (внизу) в структуре A1 на пороге генерации, соответствующем длине резонатора 2.2 мм

Инжекция НЗ в волноводные слои в структуре A1 выражена в меньшей степени, чем, например, в структуре R1 (Рис. 3.21). В частности, концентрация НЗ



в этих слоях на пороге генерации в 4-5 раз меньше концентрации электронов и дырок в эмиттерах. В то же время, обе квантовых ямы достаточно равномерно заполняются НЗ, несмотря на различие подвижностей электронов и дырок. Поэтому они дают примерно одинаковый вклад в усиление. Расчетная полуширина диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной  $p-n$  переходу, составляет  $50.5^\circ$  (см. Рис. 3.22), что больше, чем у базовой гетероструктуры. Такое расширение диаграммы направленности связано с дополнительной локализацией электромагнитного поля волноводной моды за счет введения слоя AlGaAs, разделяющего квантовые ямы.

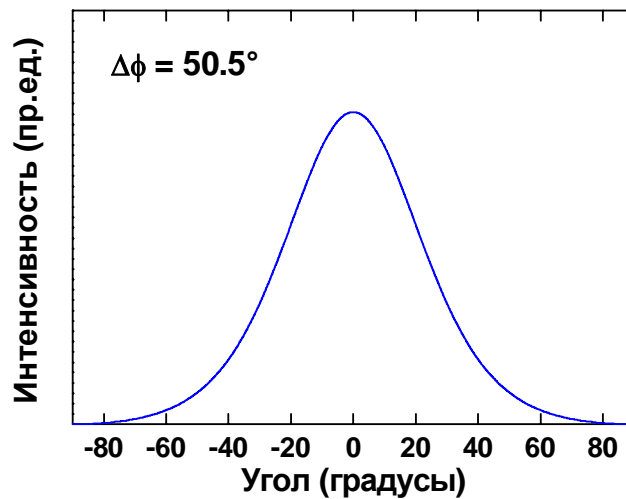


Рисунок 3.22 - Диаграмма направленности излучения структуры А1 в плоскости, перпендикулярной  $p-n$  переходу

Концентрация НЗ изменяется по длине резонатора примерно в 1.5 раза для длины резонатора 2.2 мм; при длине резонатора 0.7 мм концентрация НЗ у выходного зеркала приближается к порогу прозрачности, что является опасным с точки зрения формирования поглощающей зоны и усиления вероятности катастрофической деградации этого зеркала (см. Рис. 3.23).

Вольт-амперные характеристики структуры А1 показаны на Рис. 3.24. Для сравнения на этом же рисунке показана зависимость плотности тока от смещения, рассчитанная на основе диодной модели Шокли с такими же параметрами, как и в случае гетероструктуры R1.

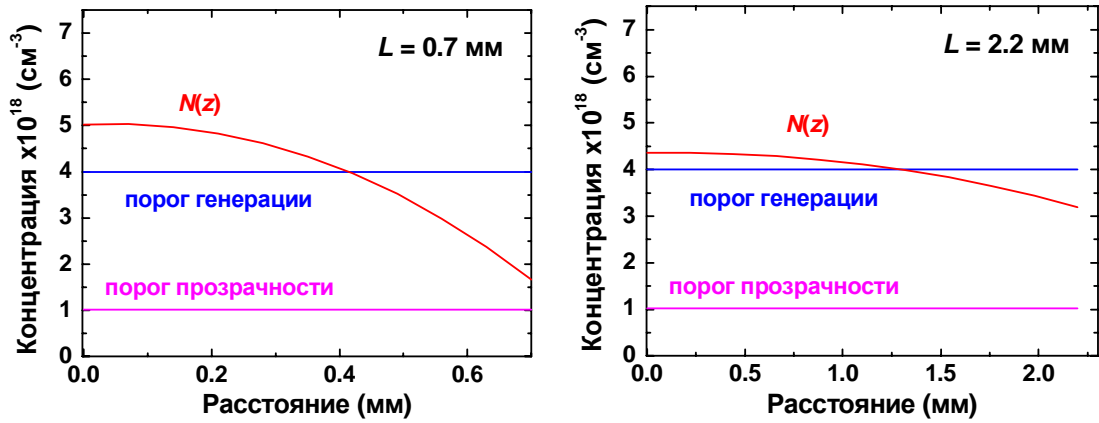


Рисунок 3.23 - Распределения концентрации пар неравновесных носителей в активной области по длине резонатора

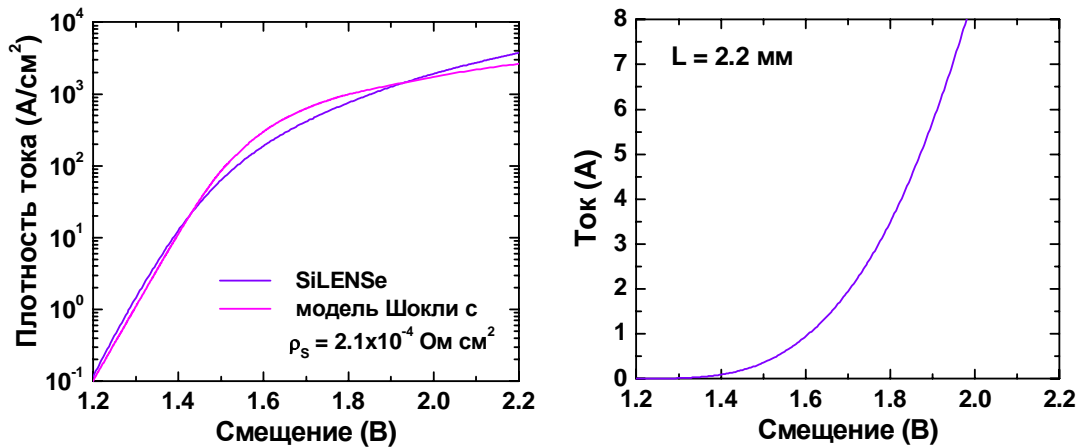


Рисунок 3.24 - Зависимость плотности тока и рабочего тока от смещения для структуры А1

Как оказалось, последовательное удельное сопротивление у структур А1 и R1 близко друг к другу (см. Таблицу 3.9). Также близкими оказываются и вольт-амперных характеристики этих двух лазерных гетероструктур при длине резонатора 2.2 мм. Ватт-амперные характеристики структуры А1, рассчитанные для двух различных длин лазерного резонатора показаны на Рис. 3.25. Как видно, дифференциальные эффективности лазерного диода, как и пороговые токи, при различных длинах резонатора заметно отличаются.

Удельное тепловое сопротивление гетероструктуры А1, рассчитанное по методике, описанной в 3.1.5, составляет  $1.34 \times 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{К/Вт}$ , а полное тепловое сопротивление –  $0.304 \text{ К/Вт}$  при длине резонатора 2.2 мм.

Таблица 3.9 Удельное электрическое сопротивление структуры А1. Желтым цветом отмечен вклад наиболее критичных слоев

	Слой ГС	Толщина (нм)	Концентрация НЗ, (см <sup>-3</sup> )	Подвижность (см <sup>2</sup> /В·с)	Уд. сопротивл. (Ом·см <sup>2</sup> )
1	GaAs подложка	$3.5 \times 10^5$	$n = 5 \times 10^{18}$	3000	$2.0 \times 10^{-5}$
2	n-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	1500	$n = 1 \times 10^{17}$	200	$7.5 \times 10^{-5}$
3	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As, x = 0.6 → 0.3 волноводный слой	150	$n, p = 1 \times 10^{17}$	1000	$3.0 \times 10^{-6}$
4	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	$n, p = 2 \times 10^{18}$	8000	$6.2 \times 10^{-10}$
5	Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As промежуточный слой	300	$n, p = 5 \times 10^{16}$	1000	$6.0 \times 10^{-6}$
6	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	$n, p = 2 \times 10^{18}$	8000	$6.2 \times 10^{-10}$
7	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As, x = 0.3 → 0.6 волноводный слой	150	$n, p = 1 \times 10^{17}$	1000	$1.5 \times 10^{-6}$
8	p-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	1500	$p = 2 \times 10^{17}$	70	$1.07 \times 10^{-4}$
9	p-GaAs контактный слой	200	$p = 1 \times 10^{19}$	100	$2.0 \times 10^{-7}$
<b>Полное удельное сопротивление (Ом·см<sup>2</sup>)</b>					<b><math>2.13 \times 10^{-4}</math></b>
<b>Полное сопротивление при площади <math>4.4 \times 10^3</math> см<sup>2</sup> (Ом)</b>					<b>0.048</b>

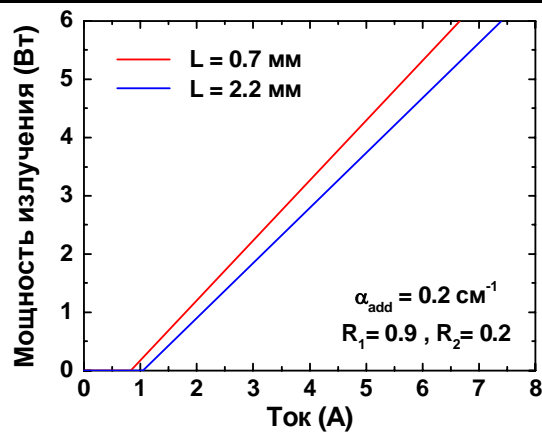


Рисунок 3.25 - Ватт-амперные характеристики структуры А1 для двух различных длин резонатора

## 3.2.4 Структура с блокирующим электронным слоем (R2)

В данной структуре для подавления утечки электронов через  $p$ -AlGaAs эмиттер введен блокирующий слой из высокосоставного AlGaAs, расположенный между волноводным слоем и  $p$ -эмиттером. Спецификация данной гетероструктуры приведена в Таблице 3.10. В целях сравнения в структуру не включены градиентные переходные слои на границах эмиттеров и контактных слоев, которые понижают последовательное сопротивление лазерного диода.

Таблица 3.10 Последовательность слоев в структуре R2

	Слой гетероструктуры	Толщина (нм)	Легирование
1	GaAs подложка и буферный слой		$N_D = 5 \times 10^{18}$
2	$n$ -Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1500	$N_D = 1 \times 10^{17}$
3	$i$ -Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As волноводный слой	300	—
4	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	—
5	$i$ -Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As волноводный слой	300	—
6	$p$ -Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As блокирующий слой	50	$N_A = 2 \times 10^{17}$
7	$p$ -Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1500	$N_A = 2 \times 10^{17}$
8	$p^+$ -GaAs контактный слой	200	$N_A = 1 \times 10^{19}$

Основные характеристики лазерной гетероструктуры R2 – пороговая плотность тока, пороговый ток, рабочие токи, обеспечивающие выходную мощность излучения 2 Вт и 6 Вт, и дифференциальная квантовая эффективность – в зависимости от длины резонатора лазерного диода показаны на Рис. 3.26. Как видно из рисунка, оптимальной как для эффективности лазера, так и для рабочего/порогового тока является длина резонатора  $L_{opt} = 1.2$  мм. Расчетная пороговая плотность тока составляет при этом  $375 \text{ А/см}^2$ , а дифференциальная эффективность –  $0.90 \text{ Вт/А}$  (59%). Пороговая плотность тока становится меньше, чем  $250 \text{ А/см}^2$  при длине резонатора более 1.9 мм, но дифференциальная эффективность падает при этом лишь до величины  $0.89 \text{ Вт/А}$  (58%). Пороговый

ток и рабочий ток при этом меняются незначительно. В качестве оптимальной длины резонатора в дальнейшем выбрано значение  $L_{\text{opt}} = 2.0$  мм.

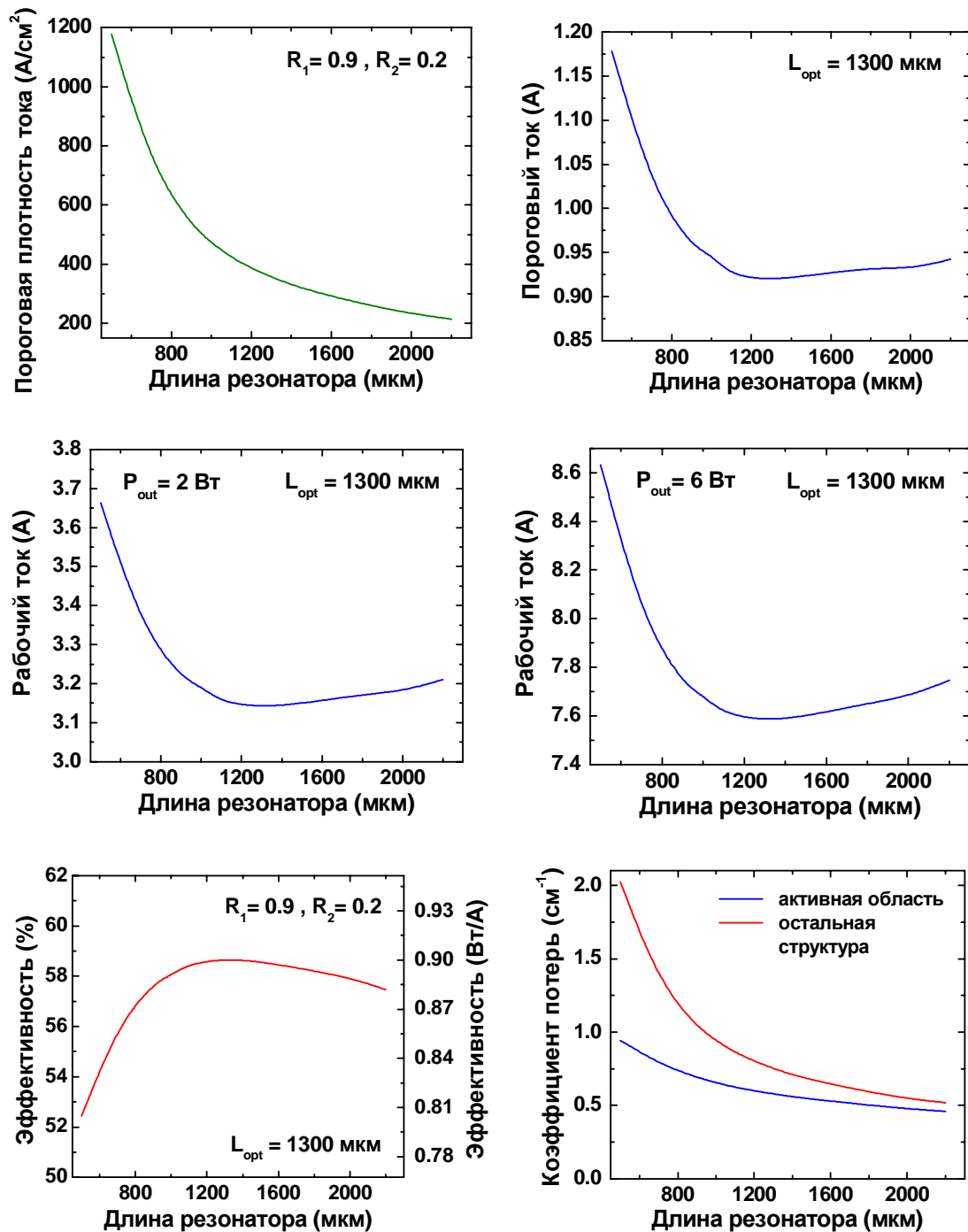


Рисунок 3.26 - Изменение основных характеристик структуры R2 в зависимости от длины резонатора

В гетероструктуре R2 возможно существование лишь единственной поперечной волноводной моды (см. Рис. 3.27) с величиной фактора оптического ограничения  $\Gamma_1 = 1.67\%$ . Локализация ближнего поля этой моды определяется

шириной волноводных слоев, а блокирующий слой не вносит существенной асимметрии в распределение интенсивности электромагнитного поля.

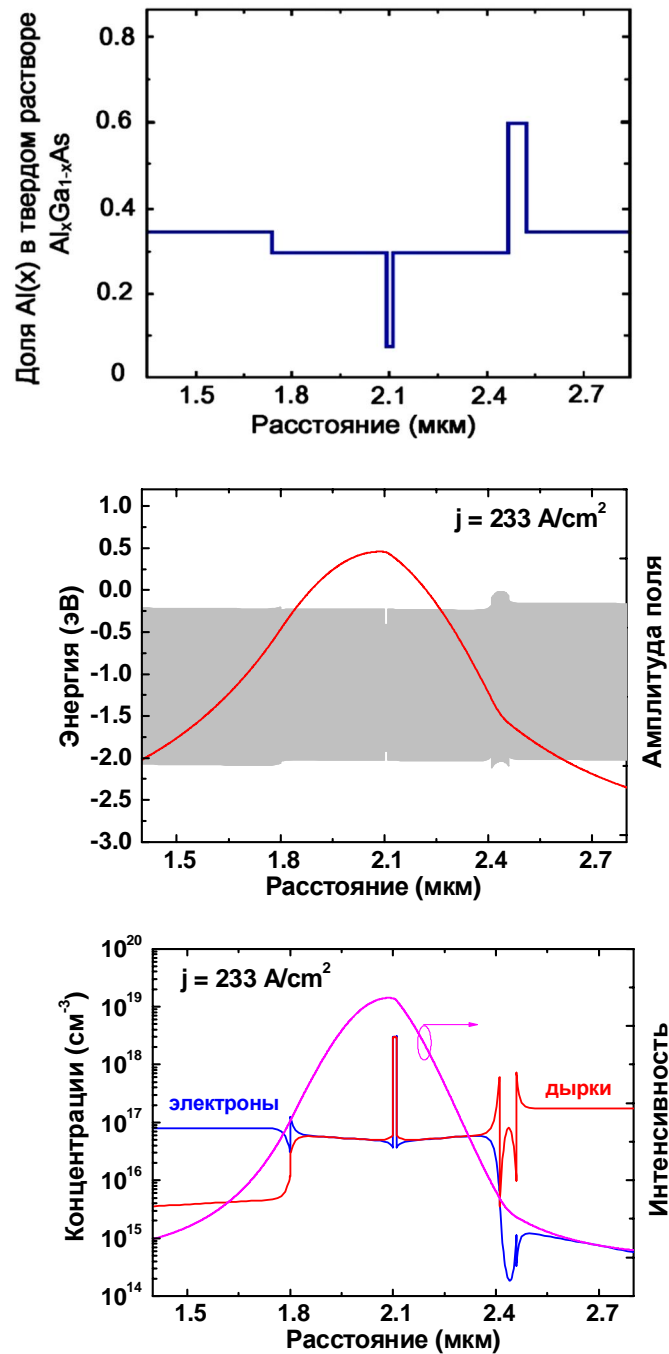


Рисунок 3.27 - Зонная диаграмма (вверху), распределения амплитуд электромагнитного поля волноводных мод (в середине) и концентрации электронов и дырок на фоне распределения интенсивности основной моды (внизу) в структуре R2 на пороге генерации, соответствующем длине резонатора 2.0 мм

Инжекция ННЗ в волноводные слои в структуре R2 выражена достаточно явно, как и в гетероструктуре R1 (ср. Рис. 3.27 и Рис. 3.10). Это связано с отсутствием тянущего поля в волноводных слоях структур с кусочно-постоянным составом (см. обсуждение этого вопроса в разделе 3.4.1). Всплески концентрации дырок на границах блокирующего слоя не оказывают заметного влияния на коэффициент оптических потерь – в целом он остается на уровне  $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ , характерном и для других гетероструктур.

Расчетная полуширина диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу, составляет  $23.3^\circ$  (см. Рис. 3.28), что заметно меньше, чем у базовой гетероструктуры и структур с высоко-составными AlGaAs эмиттерами.

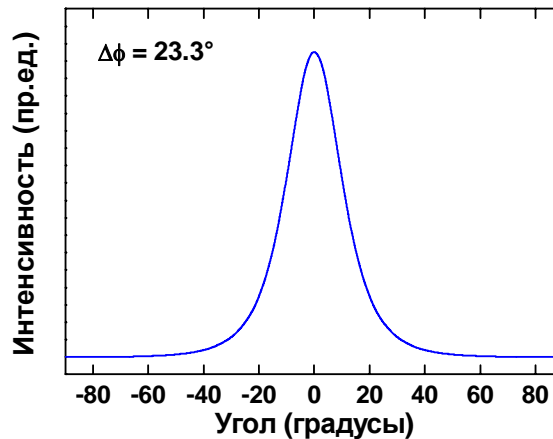


Рисунок 3.28 - Диаграмма направленности излучения структуры R2 в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу

Концентрация ННЗ изменяется по длине резонатора примерно в 5 раз для длины резонатора 2.0 мм и приближается к порогу прозрачности у выходного зеркала без образования области сброса инверсной заселенности (см. Рис. 3.29).

Вольт-амперные характеристики структуры R2 показаны на Рис. 3.30. Для сравнения на этом же рисунке показана зависимость плотности тока от смещения, рассчитанная на основе диодной модели Шокли с такими же параметрами, как и в случае гетероструктуры R1, исключая удельное последовательное сопротивление. Последнее определялось на основе подсчета сопротивлений отдельных слоев, как

показано в Таблице 3.11. Как видно расчетная вольт-амперная характеристика хорошо согласуется с шоклиевской вплоть до плотностей тока  $\sim 1 \text{ кА/см}^2$ .

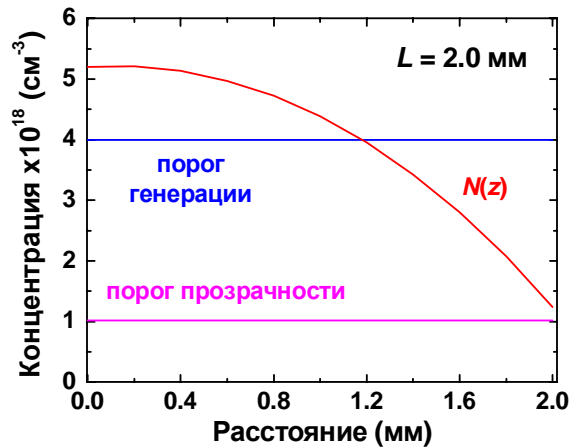


Рисунок 3.29 - Распределения концентрации пар неравновесных носителей в активной области по длине резонатора

Таблица 3.11 Удельное электрическое сопротивление структуры R2. Желтым цветом отмечен вклад наиболее критичных слоев

	Слои ГС	Толщина (нм)	Концентрация НЗ, (см <sup>-3</sup> )	Подвижность (см <sup>2</sup> /В·с)	Уд. сопротивл. (Ом·см <sup>2</sup> )
1	GaAs подложка	$3.5 \times 10^5$	$n = 5 \times 10^{18}$	3000	$2.0 \times 10^{-5}$
2	n-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1500	$n = 1 \times 10^{17}$	1000	$1.5 \times 10^{-5}$
3	Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As волноводный слой	300	$n, p = 5 \times 10^{16}$	1000	$5.7 \times 10^{-6}$
4	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	$n, p = 3 \times 10^{18}$	8000	$4.0 \times 10^{-10}$
5	Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As волноводный слой	300	$n, p = 5 \times 10^{16}$	1000	$5.5 \times 10^{-6}$
6	p-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As блокирующий слой	50	$p = 2 \times 10^{17}$	70	$3.6 \times 10^{-6}$
8	p-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1500	$p = 2 \times 10^{17}$	70	$1.07 \times 10^{-4}$
9	p-GaAs кон-тактный слой	200	$p = 1 \times 10^{19}$	100	$2.0 \times 10^{-7}$
<b>Полное удельное сопротивление (Ом·см<sup>2</sup>)</b>					<b><math>1.54 \times 10^{-4}</math></b>
<b>Полное сопротивление при площади <math>4 \times 10^3 \text{ см}^2</math> (Ом)</b>					<b>0.039</b>



Ватт-амперная характеристика структуры R2, рассчитанная для длины лазерного резонатора 2,0 мм показана на Рис. 3.31. В целом, каких-либо особенностей ватт-амперная характеристика структуры R2 по сравнению с характеристиками гетероструктур других конструкций не имеет.

Удельное тепловое сопротивление гетероструктуры R2, рассчитанное по методике, описанной в 3.1.5, составляет  $1.63 \times 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{K}/\text{Вт}$ , а полное тепловое сопротивление – 0.406 K/Вт при длине резонатора 2.0 мм.

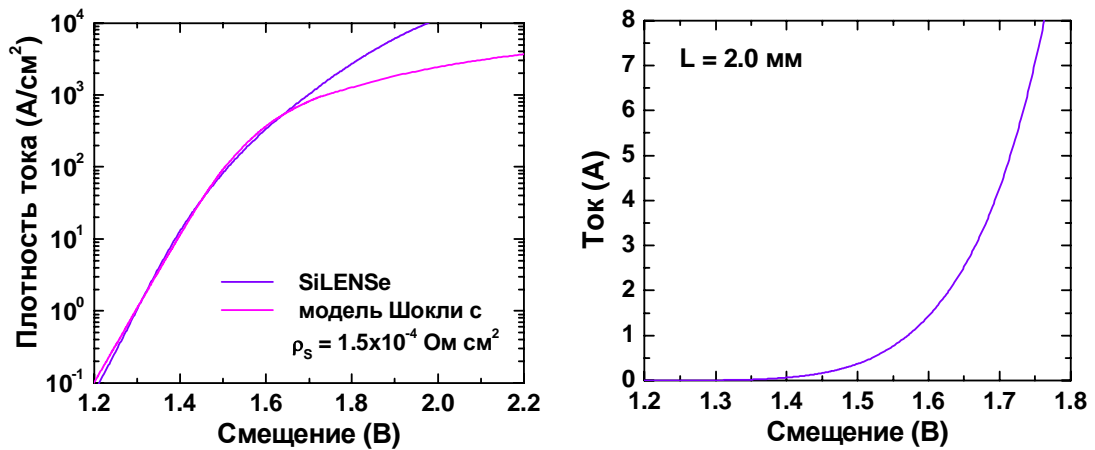


Рисунок 3.30 - Зависимость плотности тока и рабочего тока от смещения для структуры R2

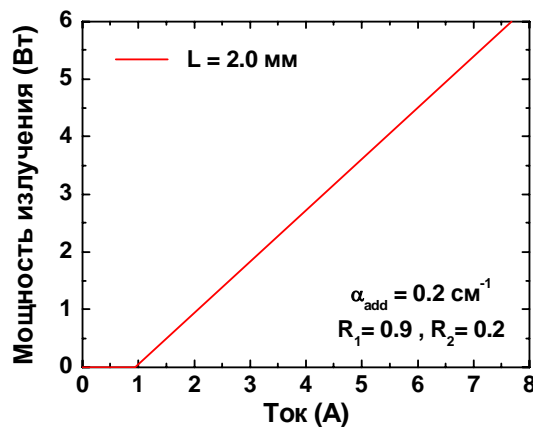


Рисунок 3.31 - Ватт-амперная характеристика структуры R2

### 3.2.5 Низкосоставная градиентная структура (G2)

Основная идея использования низкосоставной градиентной структуры (см. последовательность слоев, представленную в Таблице 3.12) состоит в комбинации

преимуществ низкосоставных эмиттеров и градиентных волноводных слоев, которые обсуждаются далее в разделе 3.4.1.

Таблица 3.12 Последовательность слоев в структуре G2

	Слои гетероструктуры	Толщина (нм)	Легирование
1	GaAs подложка и буферный слой		$N_D = 5 \times 10^{18}$
2	n-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1500	$N_D = 5 \times 10^{17}$
3	i-Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As волноводный слой с $x = 0.35 \rightarrow 0.3$	300	—
4	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	—
5	i-Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As волноводный слой с $x = 0.3 \rightarrow 0.35$	300	—
6	p-Al <sub>0.5</sub> Ga <sub>0.5</sub> As блокирующий слой	30	$N_A = 1 \times 10^{18}$
7	p-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1500	$N_A = 3 \times 10^{17}$
8	p <sup>+</sup> -GaAs контактный слой	200	$N_A = 1 \times 10^{19}$

Для выяснения критичности влияния легирования эмиттеров на оптические потери на свободных НЗ в них были увеличены концентрации доноров (в 5 раз) и акцепторов (в 1.5 раза). Как и в случае структуры R2, дополнительный блокирующий слой высокосоставного AlGaAs был помещен на границу между волноводным слоем и p-эмиттером. Этот слой был намеренно легирован акцепторами с достаточно высокой концентрацией, чтобы повысить созданный этим слоем барьер для электронов в зоне проводимости и, соответственно, понизить барьер для дырок. Толщины слоев были оптимизированы для получения пониженного фактора оптического ограничения, расширенной диаграммы направленности излучения и исключения появления волноводных мод высшего порядка.

Основные характеристики лазерной гетероструктуры G2 – пороговая плотность тока, пороговый ток, рабочие токи, обеспечивающие выходную

мощность излучения 2 Вт и 6 Вт, и дифференциальная квантовая эффективность – в зависимости от длины резонатора лазерного диода показаны на Рис. 3.32.

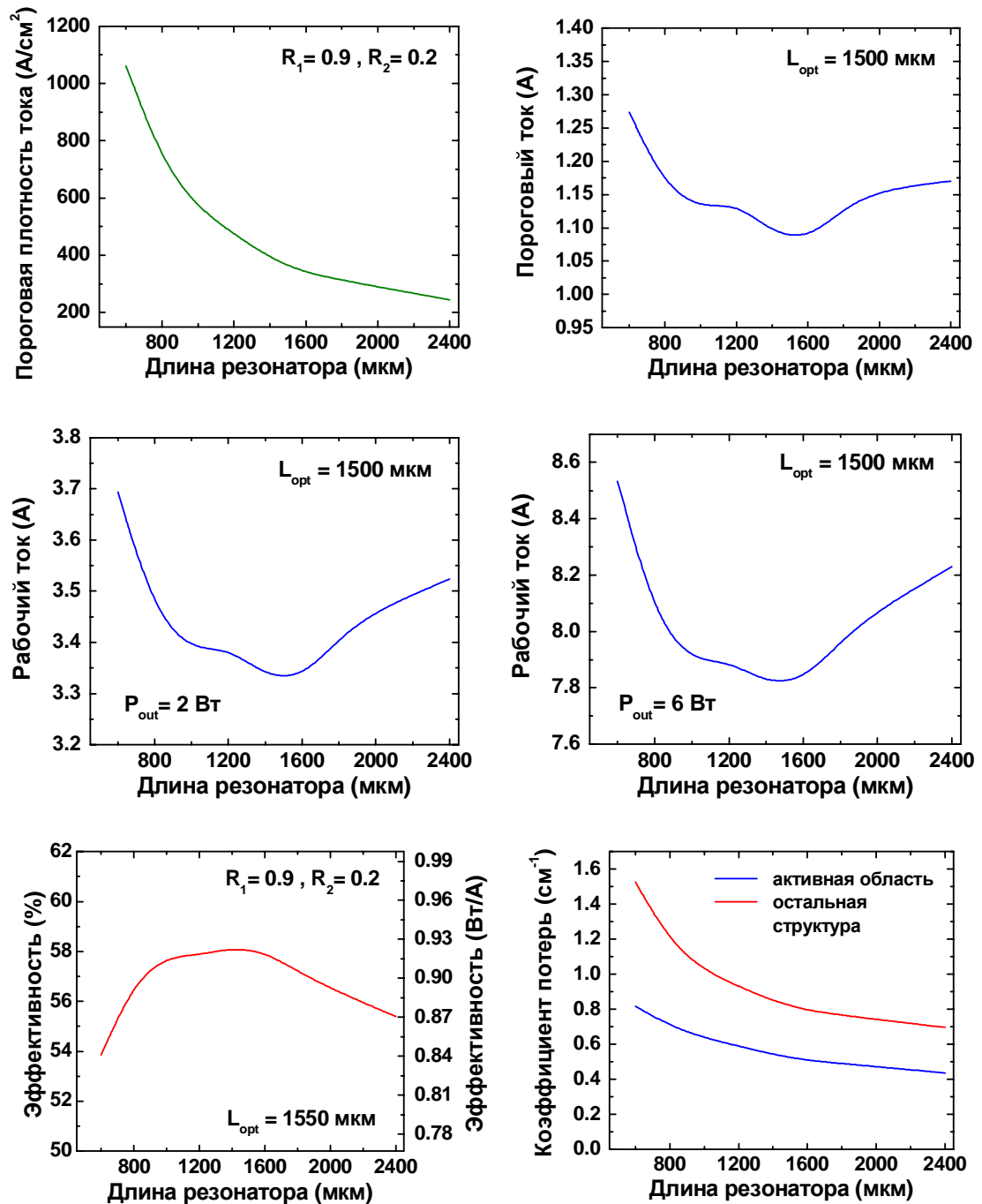


Рисунок 3.32 - Изменение основных характеристик структуры G2 в зависимости от длины резонатора

Как видно из рисунка, оптимальной как для эффективности лазера, так и для рабочего/порогового тока является длина резонатора  $L_{\text{opt}} = 1.4\text{-}1.5 \text{ мм}$ . Расчетная пороговая плотность тока составляет при этом  $390 \text{ А}/\text{см}^2$ , а дифференциальная эффективность –  $0.89 \text{ Вт}/\text{А}$  (58%). Пороговая плотность тока

становится меньше, чем  $250 \text{ A/cm}^2$  при длине резонатора более 2.4 мм, а дифференциальная эффективность падает при этом до величины 0.84 Вт/А (55%). Пороговый ток и рабочий ток при этом меняются незначительно. В качестве «оптимальной» длины резонатора в дальнейшем выбрано значение  $L_{\text{opt}} = 2.4 \text{ мм}$ . Расчеты зонной диаграммы показывают, что блокирующий слой эффективно подавляет утечку электронов через низкосоставный  $p$ -эмиттер.

В гетероструктуре G2 возможно существование лишь единственной поперечной волноводной моды (см. Рис. 3.33) с величиной фактора оптического ограничения  $\Gamma_1 = 1.48 \%$ . Именно фактор оптического ограничения, пониженный в данной структуре по сравнению с рассмотренными выше (см. сравнительную Таблицу 3.26), ответственен за ее повышенные пороговый и рабочий токи. Увеличение фактора ограничения до  $\sim 1.7\%$  позволяет получить сравнимые с другими структурами характеристики. Из Рис. 3.33 видно, что локализация ближнего поля волноводной моды определяется шириной волноводных слоев, а блокирующий слой не вносит существенного возмущения в распределение интенсивности электромагнитного поля.

По сравнению со структурой R2 инжекция неравновесных носителей в волноводные слои в структуре G2 выражена слабее – концентрация инжектированных носителей оказывается, по крайней мере, в 3 раза меньше, чем их концентрация в эмиттерах (см. Рис. 3.33). Это связано с тянущим полем в волноводных слоях, созданным за счет градиента их состава. Всплески концентрации дырок на границах блокирующего слоя и повышенная концентрация примесей в эмиттерных слоях не оказывают заметного влияния на коэффициент оптических потерь – он остается на уровне  $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ , характерном для других ГС.

Расчетная полуширина диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу, составляет  $16.4^\circ$  (см. Рис. 3.34), что заметно меньше, чем ширины диаграмм направленности всех ГС, рассмотренных ранее. Концентрация ННЗ изменяется по длине резонатора (2,4 мм) примерно в 3.5 раза,

но остается в 1.5 раза выше порога прозрачности у выходного зеркала (см. Рис. 3.35).

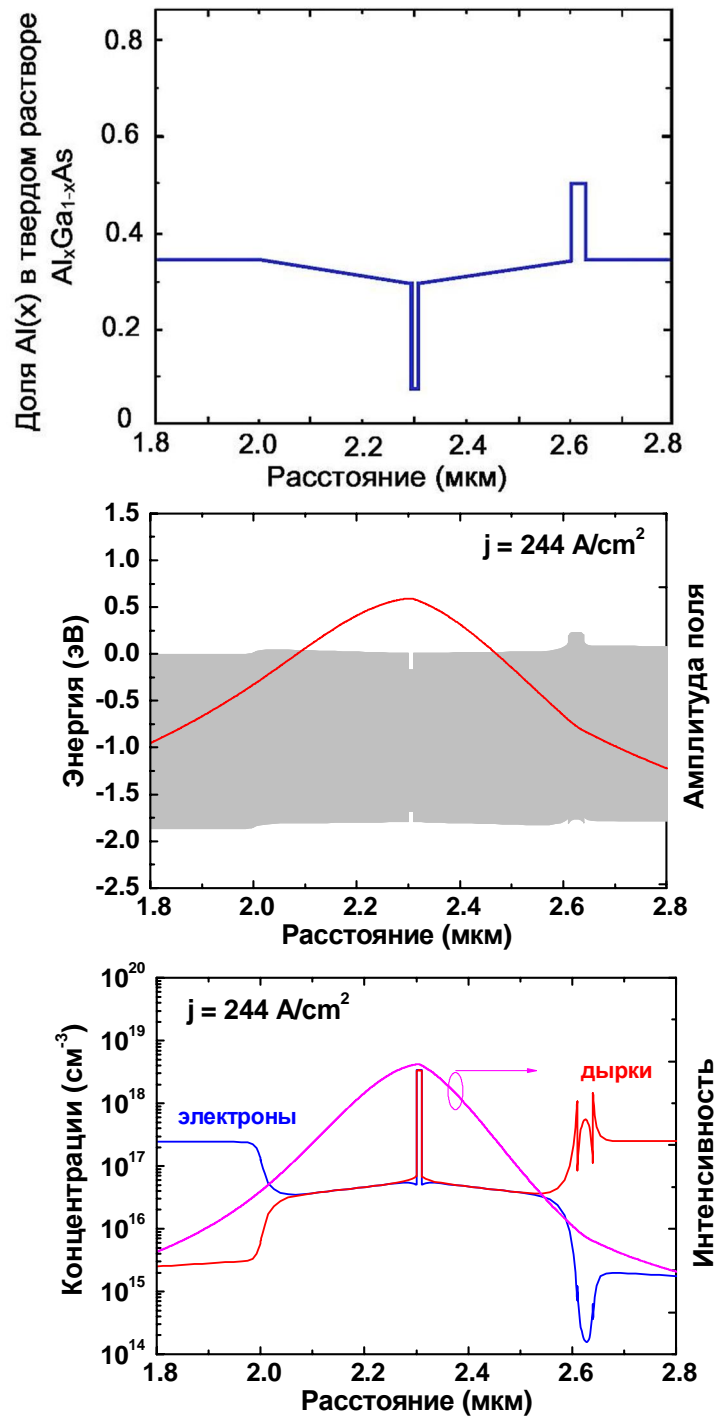


Рисунок 3.33 - Зонная диаграмма (вверху), распределения амплитуд электромагнитного поля волноводных мод (в середине) и концентрации электронов и дырок на фоне распределения интенсивности основной моды (внизу) в структуре G2 на пороге генерации, соответствующем длине резонатора 2.4 мм

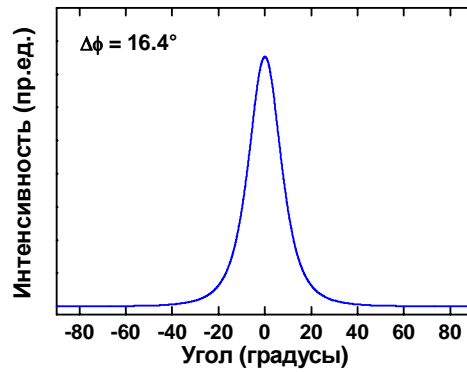


Рисунок 3.34 - Диаграмма направленности излучения структуры G2 в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу

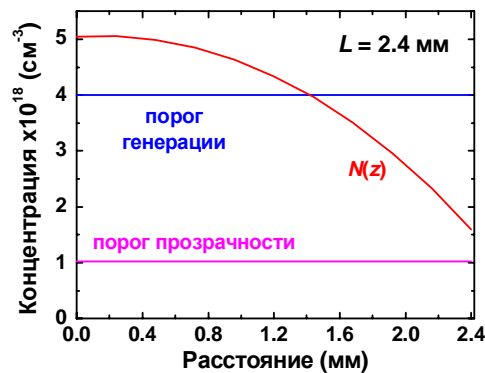


Рисунок 3.35 - Распределения концентрации пар неравновесных носителей в активной области по длине резонатора

Вольт-амперные характеристики структуры G2 показаны на Рис. 3.36. Для сравнения на этом же рисунке показана зависимость плотности тока от смещения, рассчитанная на основе диодной модели Шокли с такими же параметрами, как и в случае гетероструктуры R1, исключая удельное последовательное сопротивление. Последнее определялось на основе подсчета сопротивлений отдельных слоев, как показано в Таблице 3.13. Как видно расчетная вольт-амперная характеристика неплохо согласуется с шоклиевской вплоть до плотностей тока  $\sim 800 \text{ A/cm}^2$ .

Ватт-амперная характеристика структуры G2, рассчитанная для длины лазерного резонатора 2.4 мм показана на Рис. 3.37. В целом, каких-либо особенностей ВтАХ структуры G2 по сравнению с характеристиками гетероструктур других конструкций не имеет. Удельное тепловое сопротивление ГС G2, рассчитанное по методике, описанной в 3.1.5, составляет  $1.62 \times 10^{-3}$

$\text{см}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$ , а полное тепловое сопротивление –  $0.338 \text{ К}/\text{Вт}$  при длине резонатора  $2.4 \text{ мм}$ .

Таблица 3.13 Удельное электрическое сопротивление структуры G2. Желтым цветом отмечен вклад наиболее критичных слоев

	Слой ГС	Толщина (нм)	Концентрация НЗ, ( $\text{см}^{-3}$ )	Подвижность ( $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ )	Уд. сопротивл. ( $\text{Ом} \cdot \text{см}^2$ )
1	GaAs подложка	$3.5 \times 10^5$	$n = 5 \times 10^{18}$	3000	$2.0 \times 10^{-5}$
2	n-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1500	$n = 3 \times 10^{17}$	1000	$5.0 \times 10^{-6}$
3	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As, $x = 0.35 \rightarrow 0.30$ волноводный слой	300	$n, p = 4 \times 10^{16}$	1000	$6.8 \times 10^{-6}$
4	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	$n, p = 3 \times 10^{18}$	8000	$4.0 \times 10^{-10}$
5	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As, $x = 0.30 \rightarrow 0.35$ волноводный слой	300	$n, p = 5 \times 10^{16}$	1000	$5.5 \times 10^{-6}$
6	p-Al <sub>0.5</sub> Ga <sub>0.5</sub> As блокирующий слой	30	$p = 5 \times 10^{17}$	70	$1.2 \times 10^{-6}$
8	p-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1500	$p = 3 \times 10^{17}$	70	$8.6 \times 10^{-5}$
9	p-GaAs кон-тактный слой	200	$p = 1 \times 10^{19}$	100	$2.0 \times 10^{-7}$
<b>Полное удельное сопротивление (<math>\text{Ом} \cdot \text{см}^2</math>)</b>					<b><math>1.35 \times 10^{-4}</math></b>
<b>Полное сопротивление при площади <math>4.8 \times 10^3 \text{ см}^2</math> (Ом)</b>					<b>0.026</b>

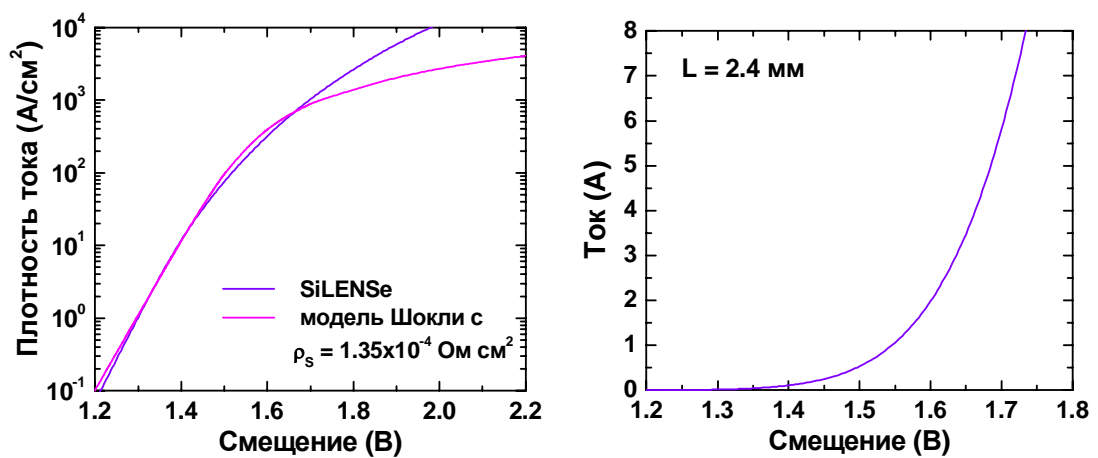


Рисунок 3.36 - Зависимость плотности тока и рабочего тока от смещения для структуры G2

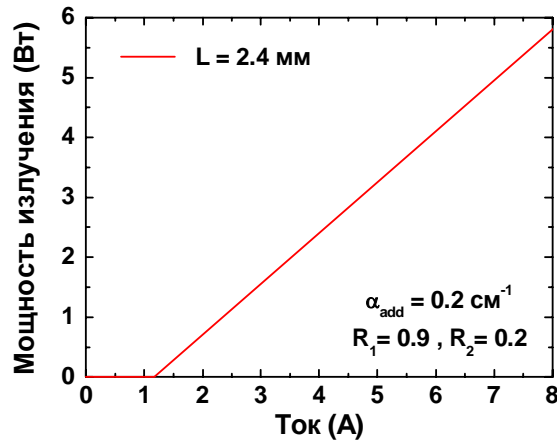


Рисунок 3.37 - Ватт-амперная характеристика структуры G2

Ниже приведены результаты уточнения характеристик структуры G2 с учетом оптимизация по фактору оптического ограничения. В дальнейшем эта оптимизированная структура обозначается как G2m.

Для повышения фактора оптического ограничения в структуре G2m по сравнению со структурой G2 толщина активной области была увеличена на 10%. В результате фактор оптического ограничения возрос до величины  $\Gamma = 1.68$ . Основные характеристики структуры G2m показаны на Рис. 3.38 в зависимости от длины резонатора. В целом различие между структурами G2 и G2m невелико, однако структура G2m обнаруживает гораздо более выраженный оптимум по длине резонатора при  $L = 1.0-1.1$  мм. Контрольные параметры структуры G2m при данной длине резонатора сведены в Таблице 3.14.

Таким образом, основной эффект уточнения параметров ЛГС сводится к изменению оптимальной длины резонатора. Изменение остальных характеристик лежит в пределах, соответствующих неопределенности материальных параметров слоев гетероструктуры, таких как подвижность носителей и время их жизни.

Таблица 3.14 Контрольные параметры структуры G2m

	$\Gamma$ (%)	$L_{\text{opt}}$ (мм)	$J_{\text{th}}$ (А/см <sup>2</sup> )	$I_{\text{op}}$ (А) @ 6W	$\eta_{\text{D}}$ (Вт/А)	$\alpha_{\text{int}}$ (см <sup>-1</sup> )	$\Delta\varphi$ (град)	$\eta_{\text{int}}$	$\rho$ (Ом см <sup>2</sup> )
G2m	1.68	1.1	440	7.73	0.89	1.8	17.0	0.79	$1.4 \times 10^{-4}$



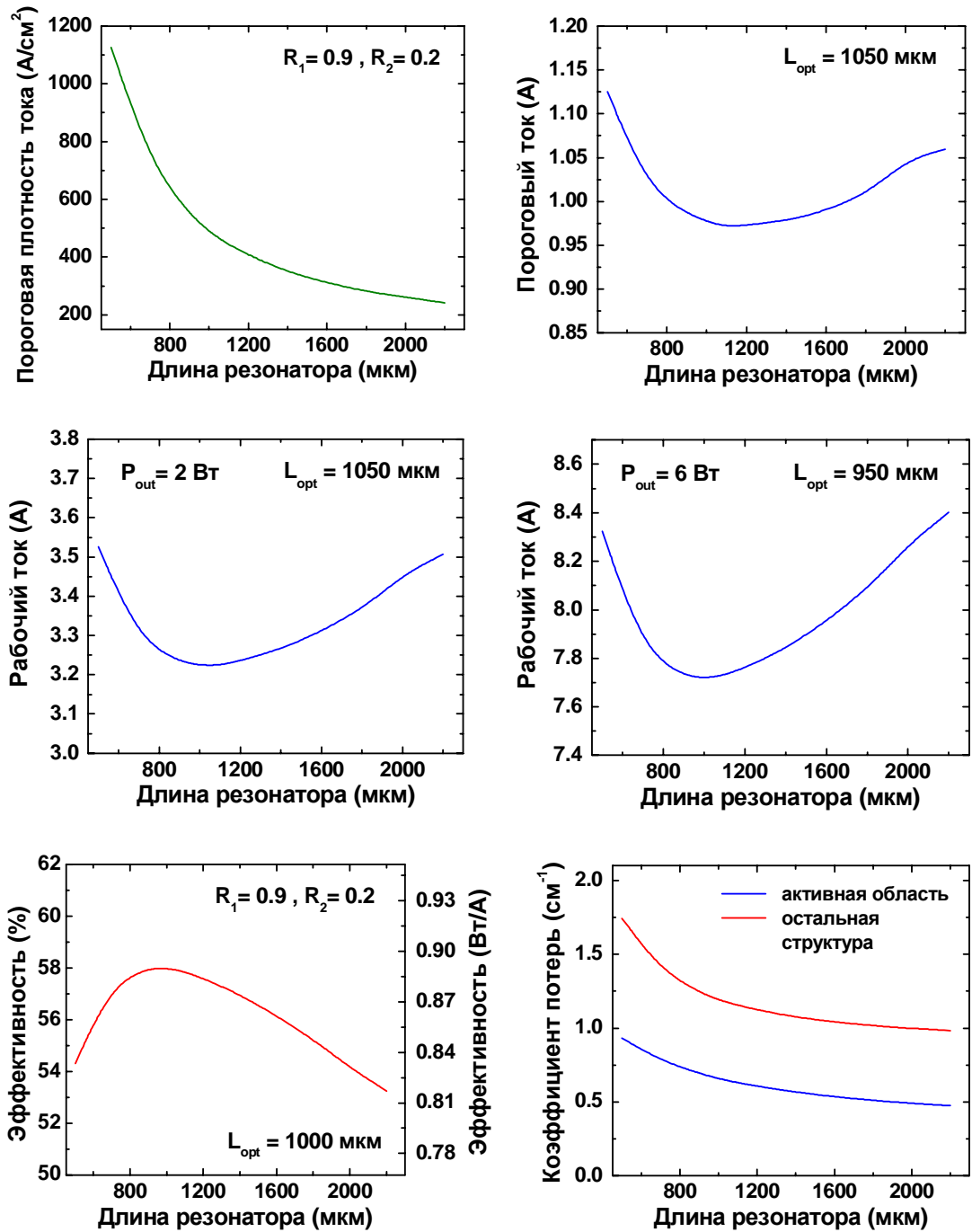


Рисунок 3.38 - Изменение основных характеристик оптимизированной структуры G2 в зависимости от длины резонатора

### 3.2.6 Низкосоставная градиентная структура с зауженным волноводным слоем (G3)

Данная гетероструктура является естественным развитием структуры G2. основной идеей здесь является дальнейшее сужение градиентного волноводного слоя с целью (i) усиления тянущего поля в волноводных слоях и (ii) дальнейшего

уменьшения ширины диаграммы направленности излучения лазера. Предварительные расчеты показали, что введение блокирующего слоя на границе между волноводным слоем в  $p$ -эмиттером приводит к существенной трансформации распределения интенсивности волноводной моды. По этой причине блокирующий слой в структуре G3 отнесен вглубь  $p$ -эмиттера на расстояние, достаточное для исключения этой трансформации. Детальный состав гетероструктуры G3 представлен в Таблице 3.15.

Таблица 3.15 Последовательность слоев в структуре G3

	Слои гетероструктуры	Толщина (нм)	Легирование
1	GaAs подложка и буферный слой		$N_D = 5 \times 10^{18}$
2	$n\text{-Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ эмиттер	1500	$N_D = 5 \times 10^{17}$
3	$i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ волноводный слой с $x = 0.35 \rightarrow 0.3$	100	—
4	$\text{Al}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$ активная область	10	—
5	$i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ волноводный слой с $x = 0.3 \rightarrow 0.35$	100	—
6	$p\text{-Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ разделяющий слой	200	$N_A = 3 \times 10^{17}$
7	$p\text{-Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ блокирующий слой	30	$N_A = 1 \times 10^{18}$
8	$p\text{-Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ эмиттер	1500	$N_A = 3 \times 10^{17}$
9	$p^+\text{-GaAs}$ контактный слой	200	$N_A = 1 \times 10^{19}$

Характеристики ЛГС G3 – пороговая плотность тока, пороговый ток, рабочие токи, обеспечивающие выходную мощность излучения 2 Вт и 6 Вт, и ДКЭ – в зависимости от длины резонатора ЛД показаны на Рис. 3.39. Как видно из рисунка, оптимальной как для эффективности лазера, так и для рабочего/порогового тока является длина резонатора  $L_{\text{opt}} = 1.2\text{-}1.3$  мм.

Расчетная пороговая плотность тока составляет при этом  $\sim 700$  А/см<sup>2</sup>, а ДКЭ – 0.83 Вт/А (54%). Пороговая плотность тока становится меньше, чем 250 А/см<sup>2</sup>

при длине резонатора более 4.4 мм, а ДКЭ падает при этом до величины 0.69 Вт/А (45%).

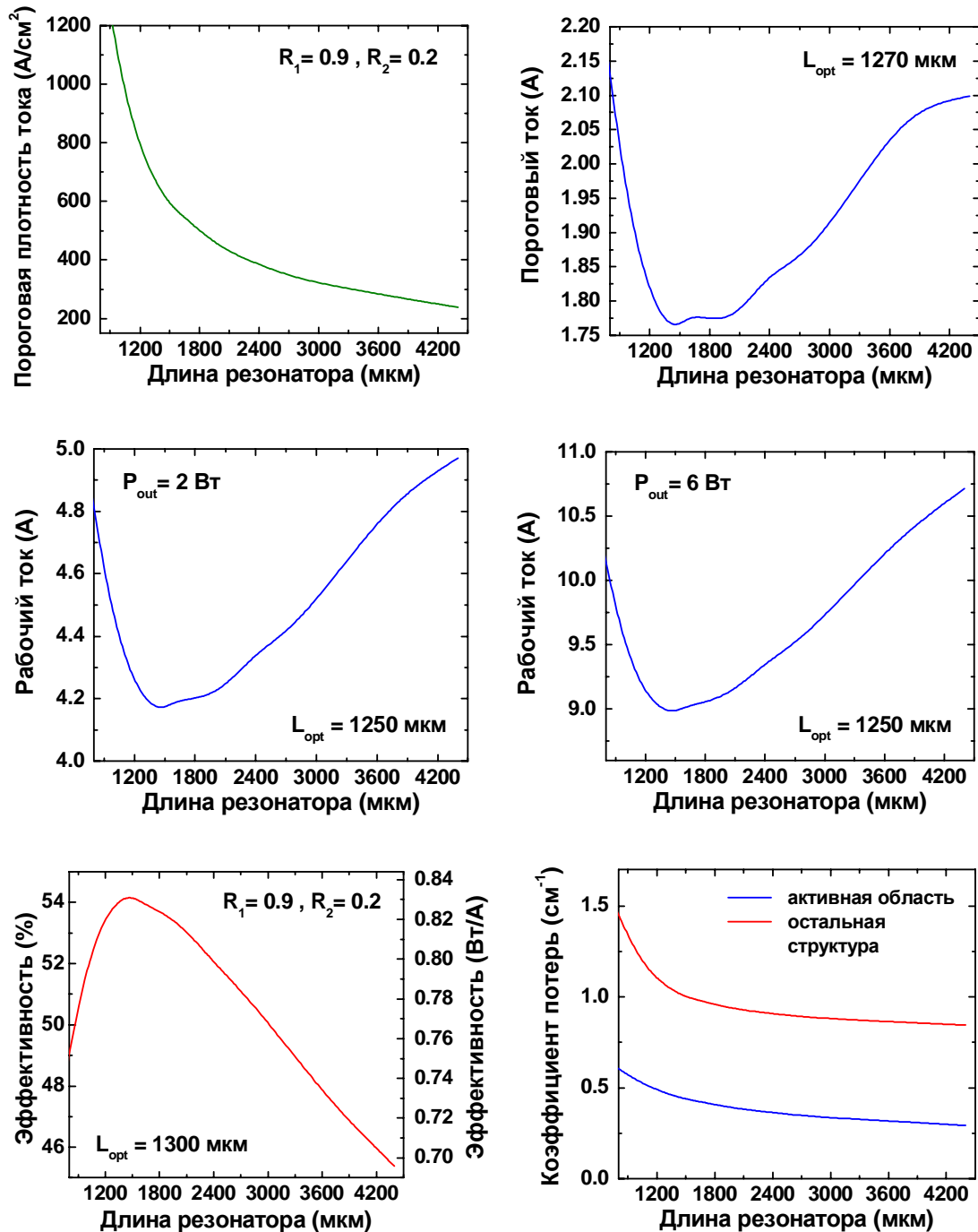


Рисунок 3.39 - Изменение основных характеристик структуры G3 в зависимости от длины резонатора

Пороговый ток и рабочий токи при увеличении длины резонатора заметно растут (Рис. 3.39). В качестве «оптимальной» длины резонатора в дальнейшем выбрано значение  $L_{\text{opt}} = 4.4$  мм, при котором пороговая плотность тока становится

меньше, чем  $250 \text{ A/cm}^2$ . В гетероструктуре G3 возможно существование лишь единственной поперечной волноводной моды (см. Рис. 3.40) с величиной фактора оптического ограничения  $\Gamma_1 = 1.02 \%$ .

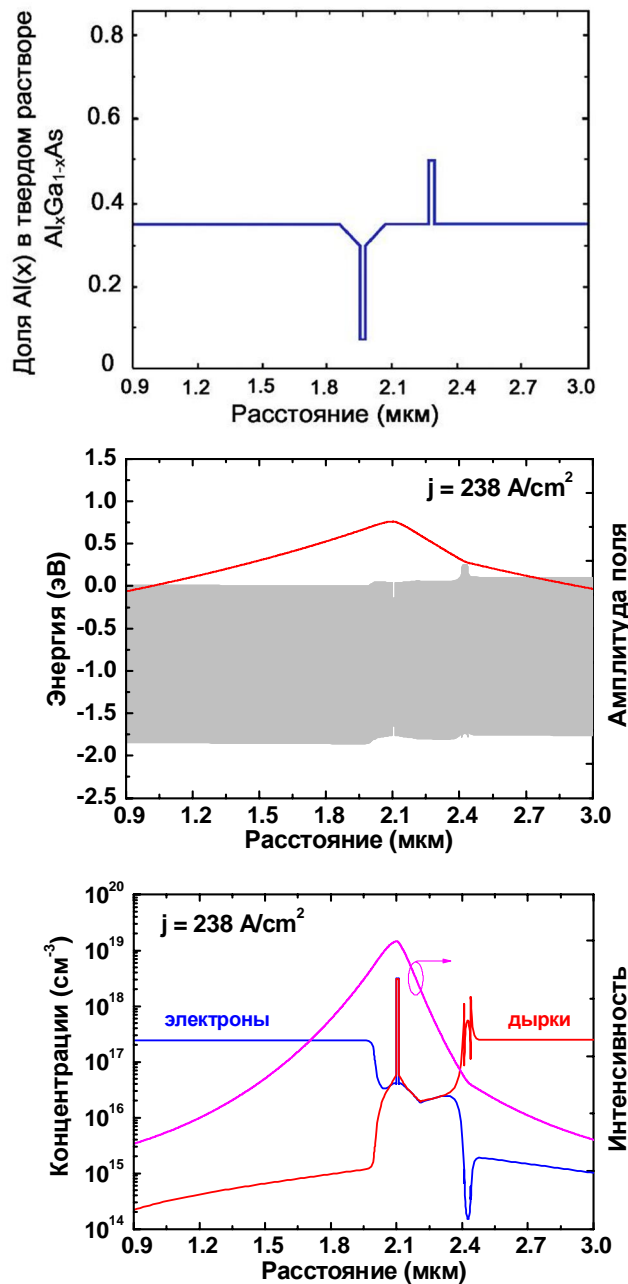


Рисунок 3.40 - Зонная диаграмма (вверху), распределения амплитуд электромагнитного поля волноводных мод (в середине) и концентрации электронов и дырок на фоне распределения интенсивности основной моды (внизу) в структуре G3 на пороге генерации, соответствующем длине резонатора 4.4 мм

Такой низкий фактор оптического ограничения в структуре G3 по сравнению с ГС, рассмотренными выше (см. сравнительную Таблицу 3.26) ответственен за ее высокие пороговый и рабочий токи. Из Рис. 3.40 видно, что основная часть светового поля локализована в эмиттерах, где оно экспоненциально затухает по мере удаления от узкого волноводного слоя. Ожидается, что ширина области локализации ближнего поля и, соответственно, ширина диаграммы направленности излучения будут весьма чувствительны к флуктуациям температуры в гетероструктуре.

Как и в структуре G2, инжекция неравновесных носителей в волноводные слои в структуре G3 выражена слабо – концентрация инжектированных носителей оказывается в 4-5 раз меньше, чем их концентрация в эмиттерах (см. Рис. 3.40). Это, на наш взгляд, демонстрирует эффект тянущего поля в волноводных слоях гетероструктуры, сформированных за счет градиента их состава. Всплески концентрации дырок на границах блокирующего слоя и повышенная концентрация примесей в эмиттерных слоях не оказывают заметного влияния на коэффициент оптических потерь.

Легирование эмиттеров, аналогичное тому, которое использовано в структуре G2, приводит к повышенному значению коэффициента оптических потерь (см. Рис. 3.39).

Расчетная полуширина диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной *p-n* переходу, составляет  $7.1^\circ$  (см. Рис. 3.41), что является рекордным значением для всех рассмотренных выше гетероструктур. Это является следствием широкого ближнего поля в лазерной структуре и демонстрирует потенциальные резервы расширения диаграммы направленности излучения лазерных структур такого типа.

Концентрация ННЗ изменяется по длине резонатора примерно в 2.5 раза для длины резонатора 4.4 мм но остается в 1.5 раза выше порога прозрачности у выходного зеркала (см. Рис. 3.42). Вольт-амперные характеристики структуры G3 показаны на Рис. 3.43.

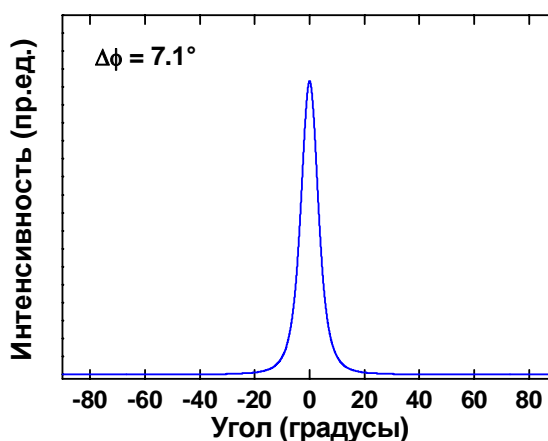


Рисунок 3.41 - Диаграмма направленности излучения структуры G3 в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу

Для сравнения на том же рисунке представлена зависимость плотности тока от смещения, рассчитанная на основе диодной модели Шокли с такими же параметрами, как и в случае гетероструктуры R1, исключая удельное последовательное сопротивление. Последнее определялось на основе подсчета сопротивлений отдельных слоев, как показано в Таблице 3.16. Как видно, расчетная вольт-амперная характеристика неплохо согласуется с шоклиевской вплоть до плотностей тока  $\sim 800 \text{ A/cm}^2$ .

Ватт-амперная характеристика структуры G3, рассчитанная для длины лазерного резонатора 4.4 мм показана на Рис. 3.44. Она отражает уже отмеченное выше возрастание порогового и рабочего токов при увеличении длины резонатора до 4.4 мм. В целом это повышение связано с низким фактором оптического ограничения в гетероструктуре. Удельное тепловое сопротивление гетероструктуры G2, рассчитанное по методике, описанной в 3.1.5, составляет  $1.62 \times 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{K/Вт}$ , а полное тепловое сопротивление – 0.338 K/Вт при длине резонатора 2.4 мм.

Следует отметить, что структура G3 проигрывает по своим основным характеристикам структуре G2. Однако она показывает тенденции в изменениях работы лазерного диода при дальнейшем понижении фактора оптического ограничения.

Таблица 3.16 Удельное электрическое сопротивление структуры G3

Слой ГС	Толщина (нм)	Концентрация НЗ, (см <sup>-3</sup> )	Подвижность (см <sup>2</sup> /В·с)	Уд. сопротивл. (Ом·см <sup>2</sup> )
GaAs подложка	$3.5 \times 10^5$	$n = 5 \times 10^{18}$	3000	$2.0 \times 10^{-5}$
n-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1500	$n = 3 \times 10^{17}$	1000	$5.0 \times 10^{-6}$
Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As, $x = 0.35$ → 0.30 волноводный слой	100	$n, p = 3 \times 10^{16}$	1000	$2.9 \times 10^{-6}$
Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	$n, p = 3 \times 10^{18}$	8000	$4.0 \times 10^{-10}$
Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As, $x = 0.30$ → 0.35 волноводный слой	100	$n, p = 2 \times 10^{16}$	1000	$3.5 \times 10^{-6}$
p-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As разделяющий слой	200	$p = 3 \times 10^{17}$	70	$9.5 \times 10^{-6}$
p-Al <sub>0.5</sub> Ga <sub>0.5</sub> As блокирующий слой	30	$p = 5 \times 10^{17}$	70	$7.8 \times 10^{-7}$
p-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1500	$p = 3 \times 10^{17}$	70	$8.6 \times 10^{-5}$
p-GaAs контактный слой	200	$p = 1 \times 10^{19}$	100	$2.0 \times 10^{-7}$
<b>Полное удельное сопротивление (Ом·см<sup>2</sup>)</b>				<b><math>1.29 \times 10^{-4}</math></b>
<b>Полное сопротивление при площади <math>8.8 \times 10^3</math> см<sup>2</sup> (Ом)</b>				<b>0.015</b>

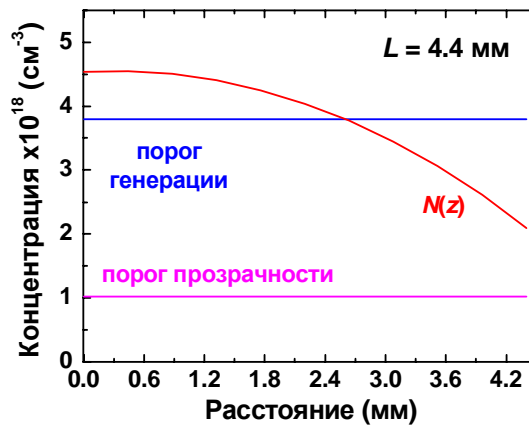


Рисунок 3.42 - Распределения концентрации пар неравновесных носителей в активной области по длине резонатора

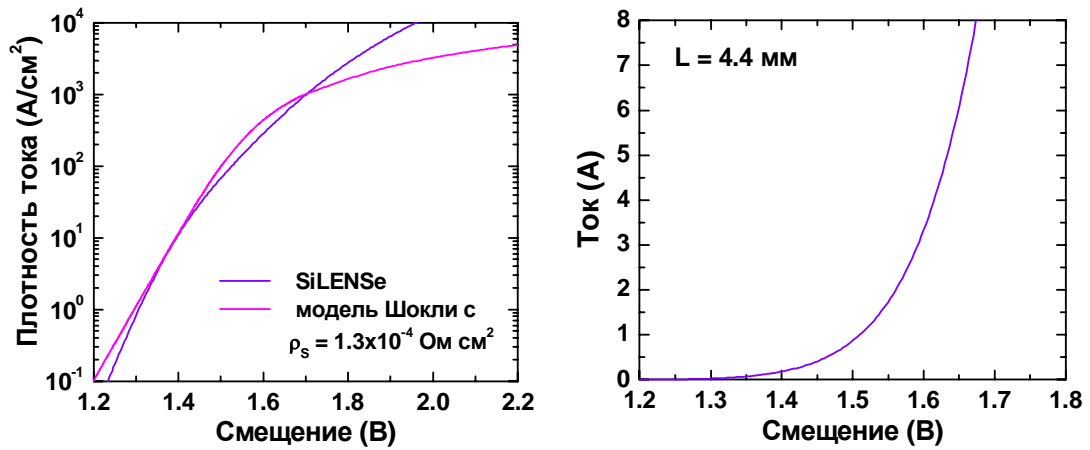


Рисунок 3.43 - Зависимость плотности тока и рабочего тока от смещения для структуры G3

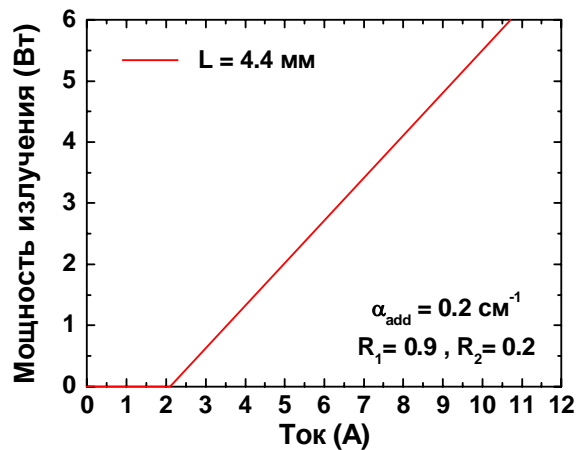


Рисунок 3.44 - Ватт-амперная характеристика структуры G3

Эти тенденции включают в себя повышение рабочего и порогового тока, сужение диаграммы направленности излучения, необходимость выбора очень больших длин резонатора и заметное понижение ДКЭ ЛД. Такие тенденции следует считать общими для всех типов гетероструктур.

### 3.3 Анализ работы и оптимизация характеристик мощных ЛД на основе асимметричной ЛГС

В настоящем разделе приведены результаты анализа ЛГС с асимметричным волноводом с целью выбора оптимальной конструкции и сравнения ее характеристик с характеристиками симметричных структур. Введение асимметрии в лазерные ГС с расширенным волноводом позволяет исключить



образование поперечных волноводных мод высшего порядка и снизить внутренние оптические потери по сравнению с симметричным волноводом [42]. В разделе 3.2 было установлено, что снижение коэффициента оптических потерь имеет ограничения, связанные с инжекцией носителей в исходно нелегированные волноводные слои ГС. Именно этим эффектом обусловлено уменьшение ДКЭ ЛД, наступающее при больших токах, вызванных, например, уменьшением фактора оптического ограничения. Поэтому понижение фактора оптического ограничения менее 1,0-1,5% было признано нецелесообразным, а величина коэффициента оптических потерь исключена из оптимизационных критериев гетероструктуры. Кроме того, были смягчены требования к пороговой плотности тока гетеролазера – вместо верхнего предела в  $250 \text{ А/см}^2$  принято значение пороговой плотности тока в  $\sim 450\text{-}500 \text{ А/см}^2$ .

С целью последующего сравнения с гетероструктурами, использующими симметричный волновод, схема расчетов лазерных характеристик и параметры слоев, в частности, подвижности носителей и сечения рассеяния света на свободных носителях, были приняты теми же, что и в разделе 3.2.

### 3.3.1 Структура с асимметричным прямоугольным волноводом (R3)

В данном разделе представлены результаты анализа свойств ЛГС с асимметричным волноводом прямоугольного сечения, в котором n- и p-эмиттеры выполнены из  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с составом  $x=0.35$  и  $0.60$ , соответственно. Высокий состав p-эмиттера призван обеспечить подавление утечки электронов в p-область лазерного диода при больших плотностях токов. Низкий состав n-эмиттера способствует тому, чтобы в таком волноводе могла возникнуть только одна поперечная мода. Толщины волноводных слоев и положение квантовой ямы выбраны таким образом, чтобы обеспечить требуемое двукратное уменьшение фактора оптического ограничения в ГС по сравнению с базовой структурой, описанной в п. 3.1, при расположении активной области в максимуме волноводной моды. В результате для моделирования были приняты параметры структуры R3, приведенные в Таблице 3.17. Кроме того, в соответствии с

результатами, изложенными в п. 3.1, для расчетов была выбрана комбинация коэффициентов отражения 0.9 и 0.2, как обеспечивающая наилучшее согласие результатов моделирования с экспериментальными данными, полученными для базовой ГС. Ширина полоска 200 мкм и величина коэффициента дополнительных оптических потерь  $0.2 \text{ см}^{-1}$  в расчетах не изменялись, как для структуры R3, так и для других ГС, рассмотренных ниже.

Таблица 3.17 Последовательность слоев в структуре R3

	Слой гетероструктуры	Толщина (нм)	Легирование
1	GaAs подложка		$N_D = 5 \times 10^{18}$
2	GaAs буферный слой	300	$N_D = 2 \times 10^{18}$
3	n-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1800	$N_D = 5 \times 10^{17}$
4	i-Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As волноводный слой	300	—
5	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	—
6	i-Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As волноводный слой	450	—
7	p-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	700	$N_A = 5 \times 10^{17}$
8	p <sup>+</sup> -GaAs контактный слой	200	$N_A = 1 \times 10^{19}$

Прежде всего, были рассчитаны основные характеристики лазерной гетероструктуры R3 (пороговая плотность тока, пороговый ток, рабочие токи, обеспечивающие выходную мощность излучения 2 Вт и 6 Вт, и дифференциальная квантовая эффективность) в зависимости от длины резонатора лазерного диода. Эти характеристики показаны на Рис. 3.45 сплошными линиями. Как видно из рисунка, оптимальной как для эффективности лазера является длина резонатора  $L_{\text{opt}} = 1.0-1.1$  мм, в то время как для порогового тока –  $L_{\text{opt}} = 1.4$  мм. Расчетная пороговая плотность тока составляет при  $L_{\text{opt}} = 1.0-1.1$  мм около  $450 \text{ А/см}^2$ , а дифференциальная эффективность –  $0.92 \text{ Вт/А}$  (60%). Пороговая плотность тока становится меньше, чем  $250 \text{ А/см}^2$  при длине резонатора более 1.8 мм, но дифференциальная эффективность падает при этом до величины  $0.89 \text{ Вт/А}$

(56%). Следует отметить, что пороговый ток при этом возрастает незначительно. Рабочие токи, соответствующие значениям мощности излучения 2 и 6 Вт, также принимают минимальные значения при длине резонатора  $L_{opt} = 1.0-1.1$  мм.

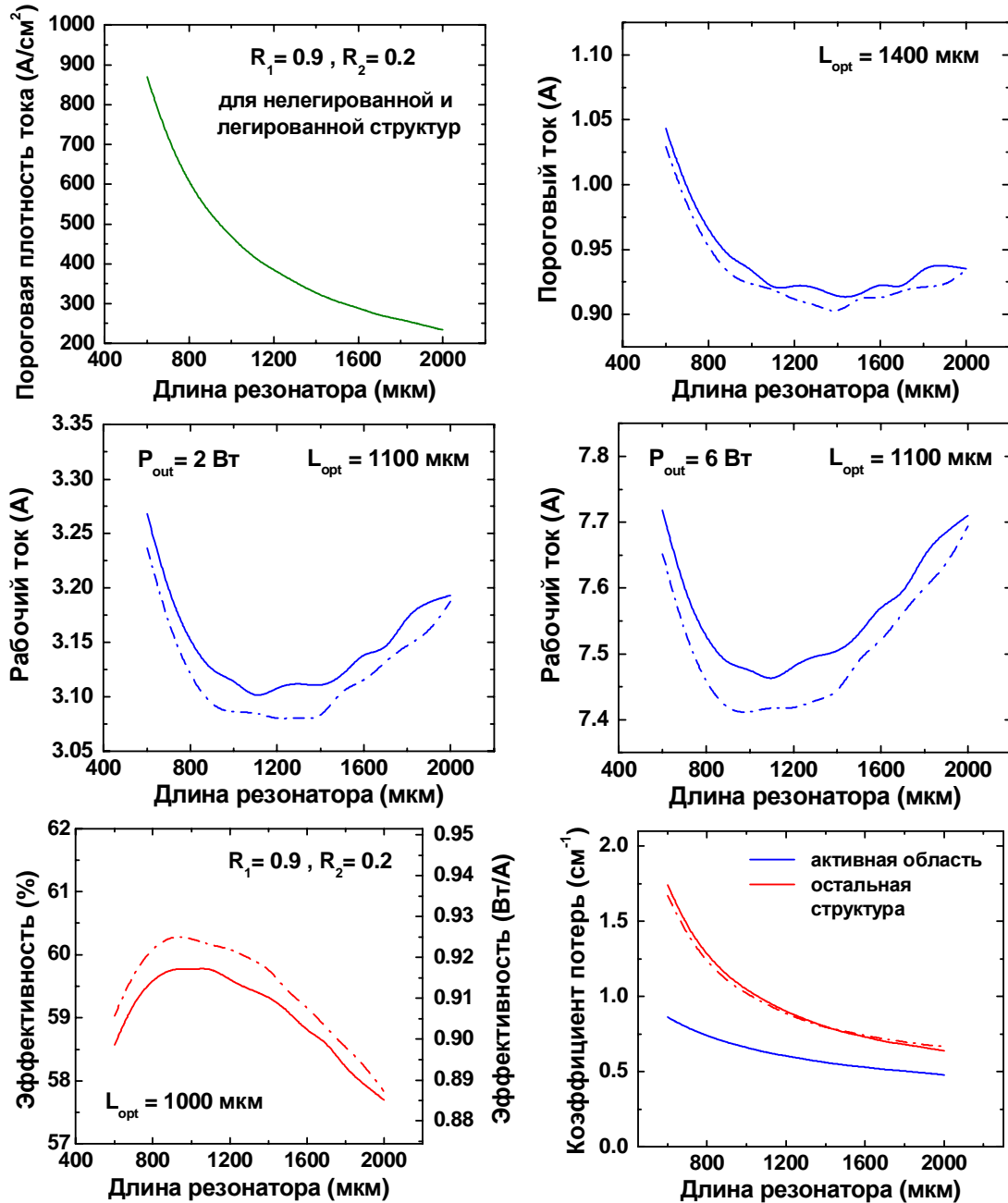


Рисунок 3.45 - Изменение основных характеристик структуры R3 в зависимости от длины резонатора. Сплошными линиями показаны данные для нелегированного волноводного слоя в n-области, а штрих-пунктирными – данные для n-волноводного слоя, легированного до концентрации  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Дифференциальная эффективность структуры R3, как и у гетероструктур с симметричным волноводом, оказывается заметно меньше, чем у базовой структуры. Причиной этого являются заметные потери света на свободных носителях, инжектированных в активную область и в волноводные слои гетероструктуры (см. Рис. 3.17). Как и в случае структур с симметричным волноводом, основной вклад в потери дают волноводные слои и эмиттеры, а не активная область. При изменении длины резонатора от 0.6 до 2.0 мм суммарные потери на свободных носителях падают более, чем в 2.5 раза, что связано с уменьшением инжекции неравновесных носителей в волноводные слои.

Еще одной причиной уменьшения дифференциальной эффективности лазерного диода является понижение внутреннего квантового выхода излучательной рекомбинации  $\eta_{\text{int}}$  от 0.83, значения, характерного для базовой структуры, до 0.77 за счет большего уровня накачки и, соответственно, более интенсивной Оже-рекомбинации электронов и дырок. Таким образом, по критерию максимальной дифференциальной эффективности и минимальному рабочему току при больших уровнях накачки длину резонатора 1.0-1.1 мм можно считать оптимальной.

Расчеты показывают, что в гетероструктуре R3 возможно существование лишь одной основной поперечной волноводной моды (см. Рис. 3.46). Этой моде соответствует фактор оптического ограничения  $\Gamma_1 = 1.71$  %. Распределение поля в моде носит явно асимметричный характер с максимумом, сдвинутым в сторону p-области лазерного диода. Именно по этой причине квантовая яма также смещена относительно центра волновода к p-области. Волноводная мода заметно проникает в p-эмиттер из-за малой разницы показателя преломления между ним и волноводным слоем. Эта же причина делает возможным существование в гетероструктуре единственной поперечной моды, что выгодно отличает данную структуру от, например структуры R1, описанной в п. 3.2.1.

Рис. 3.46а демонстрирует также интенсивную инжекцию электронов и дырок в волноводные слои гетероструктуры, как и в случае гетероструктуры R1.

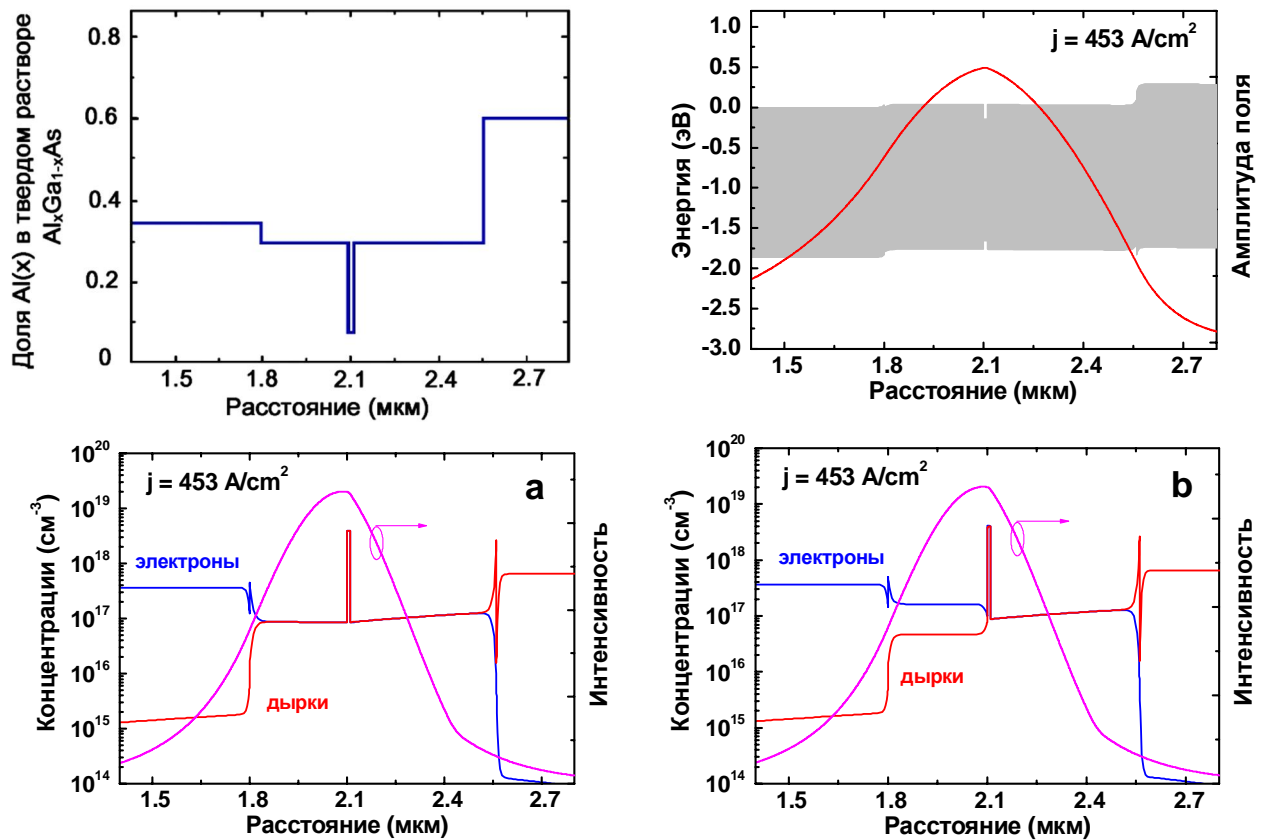


Рисунок 3.46 - Зонная диаграмма (сверху, слева), распределение амплитуды электромагнитного поля волноводной моды (сверху, справа) и концентрации электронов и дырок на фоне распределения интенсивности основной моды ((a) и (b)) в структуре R3 на пороге генерации, соответствующем длине резонатора 1.0 мм. В случае (a) использовался нелегированный волноводный слой в п-области, а в случае (b) – легированный донорами до концентрации  $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Транспорт НЗ в этих слоях носит ярко выраженный амбиполярный характер, что видно из равенства в них концентраций электронов и дырок. Это является неблагоприятным фактором, так как из-за наличия в волноводных слоях как электронов, так и дырок, поглощение на свободных носителях в них оказывается большим, чем в случае монополярной инжекции.

Чтобы подавить биполярную инжекцию носителей в нелегированных волноводных слоях, мы апробировали введение намеренного легирования п-

волноводного слоя донорами до концентрации  $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (оптимизированной значение). При небольшом увеличении концентрации электронов, это позволило заметно снизить концентрацию дырок в *n*-волноводном слое (Рис. 3.46б) и, в результате немного повысить дифференциальную эффективность лазерного диода и понизить его рабочие токи (см. данные, представленные штрих-пунктирными линиями на Рис. 3.45). В случае аналогичного легирования *p*-волноводного слоя акцепторами такой эффект не наблюдался из-за повышения концентрации дырок, дающих доминирующий вклад в поглощение на свободных носителях.

Поэтому оптимизированная структура R3 должна содержать легирование лишь *n*-волноводного слоя (здесь и далее такая структура будет обозначаться как R3D). Распределение поля в структуре R3D и ее вольт-амперная характеристика оказались такими же, как и у структуры R3, т.е. влияние на них легирования волноводного слоя пренебрежимо мало.

Расчетная полуширина диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной *p-n* переходу, составляет  $30^\circ$  (см. Рис. 3.47). Концентрация носителей изменяется по длине резонатора ( $L = 1.0 \text{ мм}$ ) примерно в 2.5-3.0 раза (Рис. 3.48). При этом вблизи выходного зеркала резонатора не возникает участка сброса инверсной заселенности, т. к. концентрация неравновесных носителей остается больше порога прозрачности гетероструктуры. Даже у выходного зеркала она оказывается все еще в  $\sim 1.5$  раза выше порога.

Вольт-амперные характеристики структуры R3 показаны на Рис. 3.49. Для сравнения там же приведена зависимость плотности тока от смещения, рассчитанная на основе диодной модели Шокли со значением последовательного удельного сопротивления, которое оценивалось на основе подсчета сопротивлений отдельных слоев структуры (см. Таблицу 3.18).

Как видно, результаты прямого моделирования неплохо согласуются с шоклиевской моделью до плотностей тока менее, чем  $\sim 1 \text{ кА/см}^2$ . Ватт-амперная характеристика структуры R3 показана на Рис. 3.50. Она мало изменяется при легировании *n*-волноводного слоя или при изменении длины резонатора от 1.0 мм до 1.2 мм.

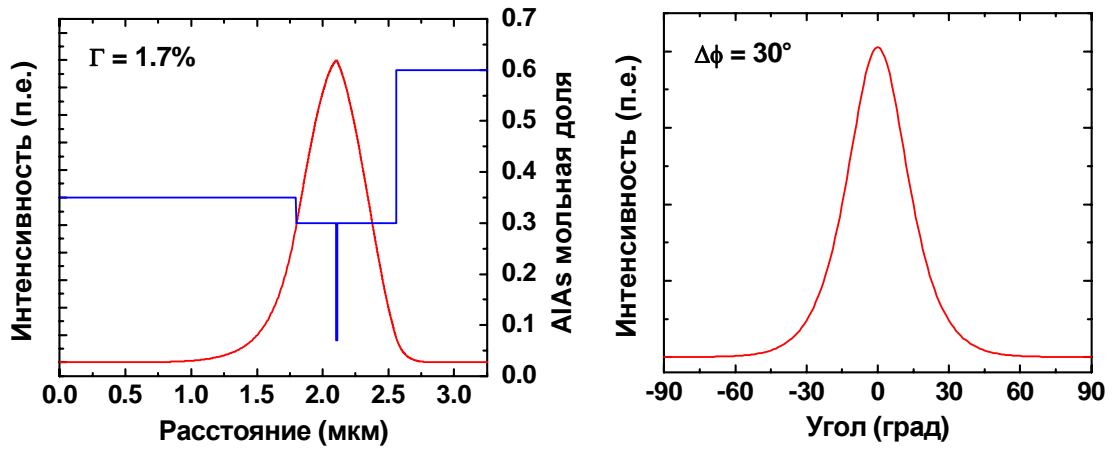


Рисунок 3.47 - Ближнее поле основной волноводной моды на фоне распределения состава и диаграмма направленности излучения структуры R3/R3D в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу

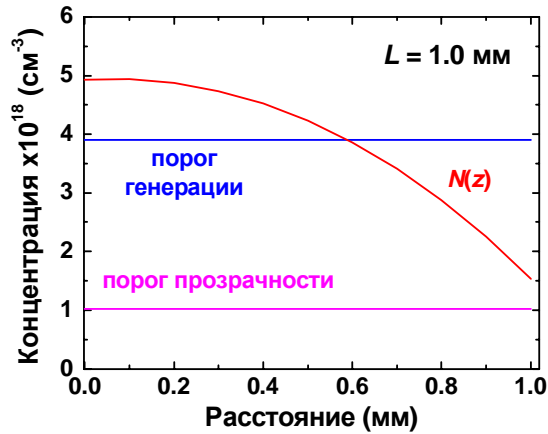


Рисунок 3.48 - Распределение концентрации пар ННЗ в активной области гетероструктуры R3 по длине резонатора

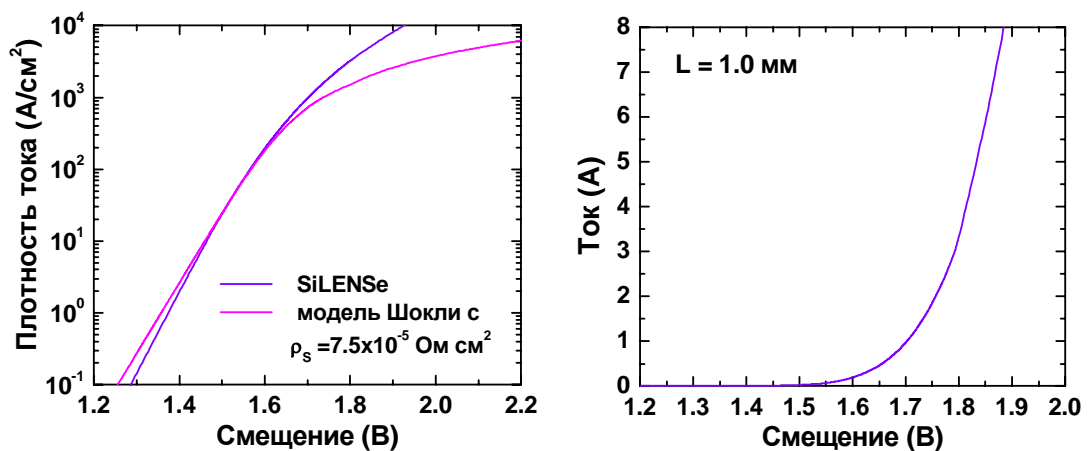


Рисунок 3.49 - Зависимость плотности тока и рабочего тока от смещения для структуры R3 (не зависят от легирования  $p$ -волноводного слоя)

Таблица 3.18 Удельное электрическое сопротивление структуры R3. Желтым цветом отмечен вклад наиболее критичных слоев

	Слои ГС	Толщина (нм)	Концентрация НЗ, (см <sup>-3</sup> )	Подвижность (см <sup>2</sup> /В·с)	Уд. сопротивл. (Ом·см <sup>2</sup> )
1	GaAs подложка	3.5×10 <sup>5</sup>	n = 5×10 <sup>18</sup>	3000	1.3×10 <sup>-5</sup>
2	n-GaAs контактный слой	300	n = 2×10 <sup>18</sup>	3000	3.1×10 <sup>-8</sup>
3	n-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1800	n = 5×10 <sup>17</sup>	1000	7.5×10 <sup>-5</sup>
4	Al <sub>0.30</sub> Ga <sub>0.7</sub> As волноводный слой	300	n,p = 1×10 <sup>17</sup>	100	1.9×10 <sup>-5</sup>
5	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	n = 2×10 <sup>18</sup>	1000	1.6×10 <sup>-9</sup>
6	Al <sub>0.30</sub> Ga <sub>0.7</sub> As волноводный слой	450	n,p = 1×10 <sup>17</sup>	100	2.8×10 <sup>-5</sup>
7	p-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	700	p = 5×10 <sup>17</sup>	70	1.3×10 <sup>-5</sup>
8	p-GaAs контактный слой	200	p = 1×10 <sup>19</sup>	100	1.3×10 <sup>-7</sup>
<b>Полное удельное сопротивление (Ом·см<sup>2</sup>)</b>					<b>7.4×10<sup>-5</sup></b>
<b>Полное сопротивление при площади 2×10<sup>3</sup> см<sup>2</sup> (Ом)</b>					<b>0.037</b>

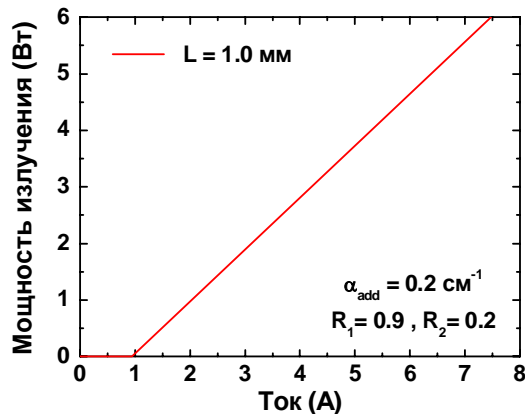


Рисунок 3.50 - Ватт-амперная характеристика структуры R3

Удельное тепловое сопротивление гетероструктуры R3, рассчитанное по методике, описанной в 3.1.5, составляет  $7.74 \times 10^{-4} \text{ см}^2 \cdot \text{К/Вт}$ , а полное тепловое сопротивление –  $0.387 \text{ К/Вт}$  при длине резонатора 1.0 мм.



### 3.3.2 Структура с инвертированным асимметричным прямоугольным волноводом (R4)

В этом разделе представлены результаты анализа свойств лазерной гетероструктуры с инвертированным асимметричным волноводом прямоугольного сечения, в котором n- и p-эмиттеры выполнены из  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с составом  $x=0.60$  и  $0.35$ , соответственно. С точки зрения распределения электромагнитного поля такая структура должна давать картину, зеркально отраженную относительно той, которая наблюдалась в случае структуры R3. Однако с точки зрения протекания тока можно ожидать утечки электронов в p-области структуры. Поэтому для ее предотвращения между волноводным слоем и p-эмиттером был введен блокирующий слой из p- $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$  толщиной 30 нм (см. обсуждение параметров блокирующего слоя в разделе 3.3.5). В результате для моделирования были приняты параметры структуры R4, приведенные в Таблице 3.19.

Таблица 3.19 Последовательность слоев в структуре R4

	Слой гетероструктуры	Толщина (нм)	Легирование
1	GaAs подложка		$N_D = 5 \times 10^{18}$
2	GaAs буферный слой	300	$N_D = 2 \times 10^{18}$
3	n- $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ эмиттер	700	$N_D = 1 \times 10^{18}$
4	i- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ волноводный слой	500	—
5	$\text{Al}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$ активная область	10	—
6	i- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ волноводный слой	350	—
7	p- $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ блокирующий слой	30	$N_A = 5 \times 10^{18}$
8	p- $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ эмиттер	1700	$N_A = 2 \times 10^{17}$
9	p <sup>+</sup> -GaAs контактный слой	200	$N_A = 1 \times 10^{19}$

Зависимость основных характеристик структуры R4 от длины резонатора показаны на Рис. 3.51 сплошными линиями. Как видно из рисунка, оптимальной

как для эффективности лазера является длина резонатора  $L_{opt} = 0.9-1.0$  мм, в то время как для порогового тока –  $L_{opt} = 1.4$  мм.

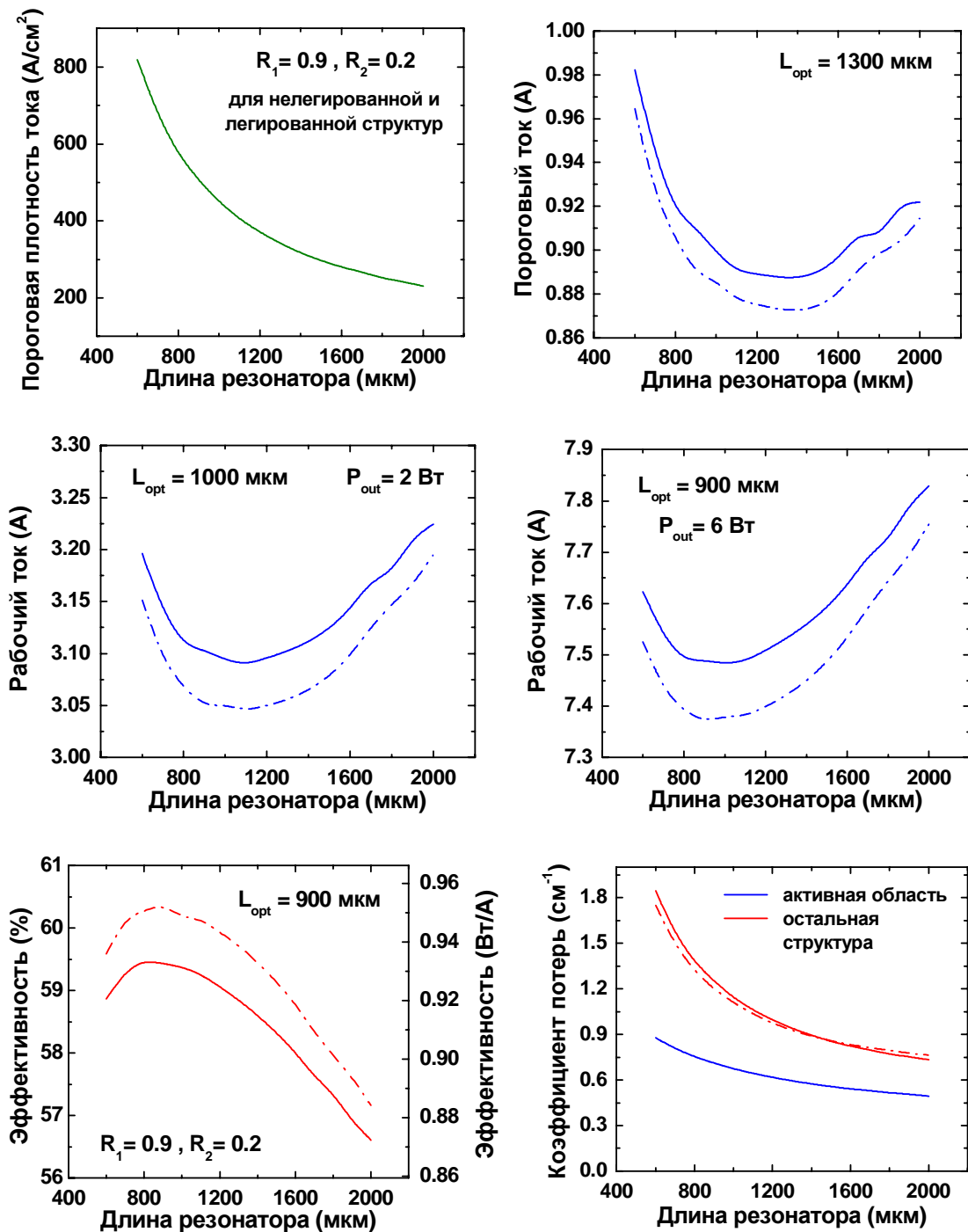


Рисунок 3.51 - Изменение основных характеристик структуры R4 в зависимости от длины резонатора. Сплошными линиями показаны данные для нелегированного волноводного слоя в п-области, а штрих-пунктирными – данные для п-волноводного слоя, легированного до концентрации  $2 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>

Расчетная пороговая плотность тока составляет при  $L_{\text{opt}} = 0.9-1.0$  мм около  $500 \text{ А/см}^2$ , а ДКЭ –  $0.93 \text{ Вт/А}$  (немного меньше, чем 61%). Рабочие токи, соответствующие значениям мощности излучения 2 и 6 Вт, также принимают минимальные значения при длине резонатора  $L_{\text{opt}} = 0.9-1.2$  мм. Коэффициент оптических потерь на свободных НЗ в активной области оказывается заметно меньше, чем в остальных областях гетероструктуры, в соответствии с результатами, полученными для гетероструктур с симметричными волноводами в п. 3.2. Особенно это проявляется для малых длин резонатора, т.е. при большом уровне накачки, что связано с увеличением концентрации инжектированных в волноводные слои ННЗ.

Дифференциальная эффективность структуры R4, как и у гетероструктур с симметричным волноводом, оказывается заметно меньше, чем у базовой структуры. Как и в случае структуры R3, это связано с заметными потерями света на свободных носителях, инжектированных в активную область и в волноводные слои гетероструктуры (см. Рис. 3.52). При изменении длины резонатора от 0.6 до 2.0 мм суммарные потери на свободных носителях падают более чем в 3 раза, что связано с уменьшением инжекции неравновесных носителей в волноводные слои. Как и для других структур, еще одной причиной уменьшения дифференциальной эффективности лазерного диода является понижение внутреннего квантового выхода излучательной рекомбинации по сравнению со значением, характерным для базовой структуры за счет более интенсивной Оже-рекомбинации электронов и дырок. Таким образом, по критерию максимальной дифференциальной эффективности и минимальному рабочему току при больших уровнях накачки длину резонатора 0.9-1.0 мм можно считать оптимальной.

Расчеты показывают, что в гетероструктуре R4, как и в структуре R3, возможно существование лишь одной основной поперечной волноводной моды (Рис. 3.52). Этой моде соответствует фактор оптического ограничения  $\Gamma_1 = 1.71 \%$ . Распределение поля в моде носит асимметричный характер с максимумом, сдвинутым в сторону р-области лазерного диода. Поэтому квантовая яма в структуре R4 также смещена относительно центра волновода к р-

области. Волноводная мода заметно проникает в р-эмиттер из-за малой разницы показателя преломления между ним и волноводным слоем. Чтобы уменьшить возникающие при этом большие потери на свободных НЗ, уровень легирования р-эмиттеров был понижен до  $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  по сравнению со структурой R3.

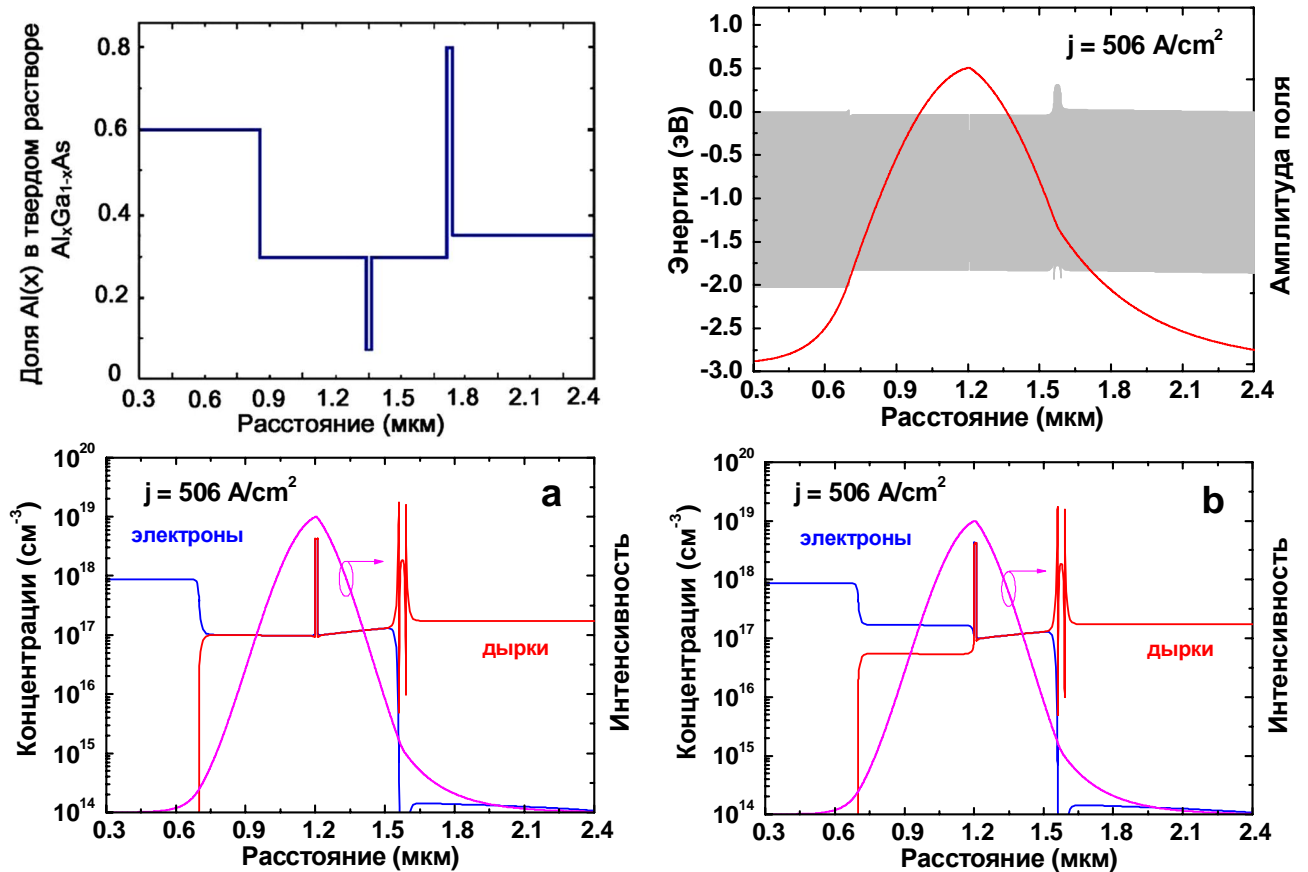


Рисунок 3.52 - Зонная диаграмма (сверху, слева), распределение амплитуды электромагнитного поля волноводной моды (сверху, справа) и концентрации электронов и дырок на фоне распределения интенсивности основной моды ((a) и (b)) в структуре R4 на пороге генерации, соответствующем длине резонатора 1.0 мм. В случае (a) использовался нелегированный волноводный слой в п-области, а в случае (b) – легированный донорами до концентрации  $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Рис. 3.52а показывает интенсивную инжекцию электронов и дырок в волноводные слои гетероструктуры. Как и в случае гетероструктуры R3, транспорт носителей в этих слоях носит ярко выраженный амбиполярный характер, что видно из равенства в них концентраций электронов и дырок. Чтобы подавить биполярную инжекцию носителей в нелегированных волноводных слоях, мы, как и в случае структуры R3, использовали легирование п-

волноводного слоя донорами до концентрации  $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (Структура с легированным  $n$ -волноводным слоем обозначена как R4D). При незначительном увеличении концентрации электронов, это позволило снизить концентрацию дырок в  $n$ -волноводном слое (Рис. 3.52б) и, в результате несколько повысить дифференциальную эффективность лазерного диода, а также понизить его рабочие токи (см. результаты моделирования, представленные штрих-пунктирными линиями на Рис. 3.51). В случае аналогичного легирования  $p$ -волноводного слоя акцепторами этот эффект не наблюдался.

Расчетная полуширина диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу, составляет  $30^\circ$  (см. Рис. 3.53). Концентрация НЗ изменяется вдоль резонатора ( $L = 0.9 \text{ мм}$ ) примерно в 5 раз, не приводя при этом к возникновению участка сброса инверсной заселенности вблизи выходного зеркала резонатора, но приближаясь к порогу прозрачности для данной гетероструктуры (Рис. 3.54).

Вольт-амперные характеристики структуры R4 показаны на Рис. 3.55. Для сравнения на том же рисунке приведена зависимость плотности тока от смещения, рассчитанная на основе диодной модели Шокли со значением последовательного удельного сопротивления, которое оценивалось на основе подсчета сопротивлений отдельных слоев структуры (см. Таблицу 3.20).

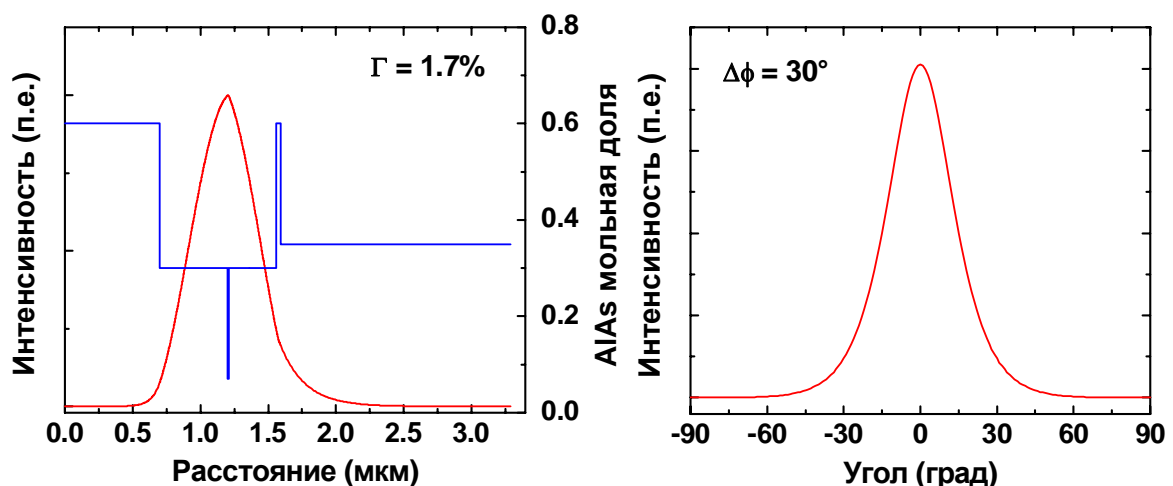


Рисунок 3.53 - Ближнее поле основной волноводной моды на фоне распределения состава и диаграмма направленности излучения структуры R4/R4D в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу

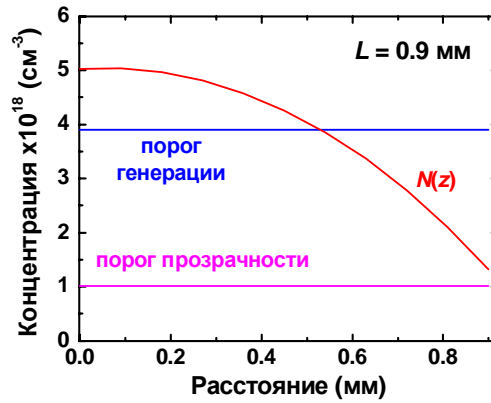


Рисунок 3.54 - Распределение концентрации пар ННЗ в активной области гетероструктуры R4 по длине резонатора

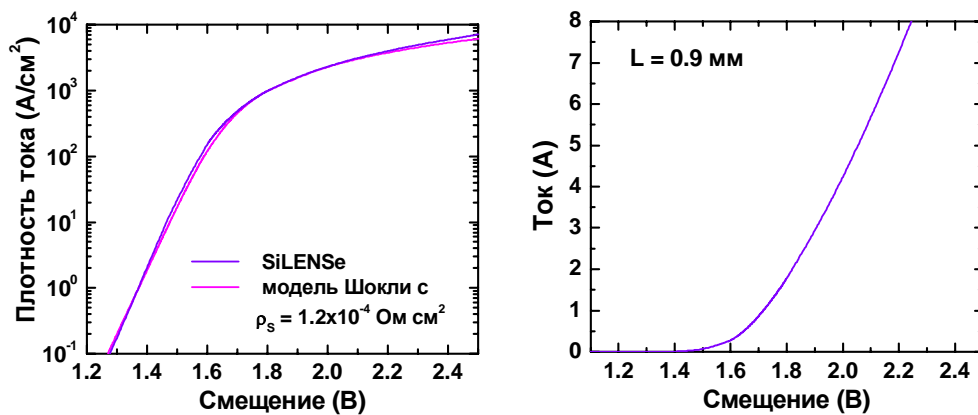


Рисунок 3.55 - Зависимость плотности тока и рабочего тока от смещения для структуры R4 (не зависят от легирования п-волноводного слоя)

Как видно, результаты прямого моделирования очень неплохо согласуются с шоклиевской моделью во всем интервале изменения плотностей тока. Ватт-амперная характеристика структуры R4 показана на Рис. 3.56.

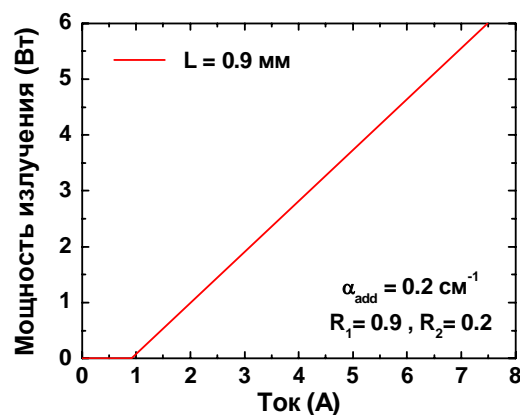


Рисунок 3.56 - Ватт-амперная характеристика структуры R4

Она мало изменяется при легировании n-волноводного слоя, так что характеристики структур R4 и R4D в пределах графической точности оказываются неразличимыми.

Таблица 3.20 Удельное электрическое сопротивление структуры R4. Желтым цветом отмечен вклад наиболее критичных слоев

	Слой ГС	Толщина (нм)	Концентрация НЗ, (см <sup>-3</sup> )	Подвижность (см <sup>2</sup> /В·с)	Уд. сопротивл. (Ом·см <sup>2</sup> )
1	GaAs подложка	$3.5 \times 10^5$	$n = 5 \times 10^{18}$	3000	$1.3 \times 10^{-5}$
2	n-GaAs контактный слой	300	$n = 2 \times 10^{18}$	3000	$3.1 \times 10^{-8}$
3	n-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	700	$n = 1 \times 10^{18}$	200	$2.2 \times 10^{-6}$
4	Al <sub>0.30</sub> Ga <sub>0.7</sub> As волноводный слой	500	$n,p = 1 \times 10^{17}$	100	$3.1 \times 10^{-5}$
5	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	$n = 4 \times 10^{18}$	1000	$1.6 \times 10^{-9}$
6	Al <sub>0.30</sub> Ga <sub>0.7</sub> As волноводный слой	350	$n,p = 1 \times 10^{17}$	100	$2.2 \times 10^{-5}$
7	p-Al <sub>0.8</sub> Ga <sub>0.2</sub> As блокирующий слой	30	$p = 5 \times 10^{18}$	70	$5.2 \times 10^{-9}$
8	p-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1700	$p = 2 \times 10^{17}$	100	$5.3 \times 10^{-5}$
9	p-GaAs контактный слой	200	$p = 1 \times 10^{19}$	100	$1.3 \times 10^{-7}$
<b>Полное удельное сопротивление (Ом·см<sup>2</sup>)</b>					<b><math>1.2 \times 10^{-4}</math></b>
<b>Полное сопротивление при площади <math>1.8 \times 10^3</math> см<sup>2</sup> (Ом)</b>					<b>0.068</b>

Удельное тепловое сопротивление гетероструктуры R4, рассчитанное по методике, описанной в 3.1.5, составляет  $1.81 \times 10^{-3}$  см<sup>2</sup>·К/Вт, а полное тепловое сопротивление – 1.007 К/Вт при длине резонатора 0.9 мм.

### 3.3.3 Структура с асимметричным градиентным волноводом (G4)

Данная структура (G4) использует асимметричный волновод с различным линейным градиентом состава со стороны *n*- и *p*-областей, а также *n*- и *p*-эмиттеры с существенно различным содержанием алюминия в AlGaAs. Конструкция эмиттеров (их состав и толщины аналогичны тем, которые используются в гетероструктуре R3). Параметры слоев выбранной гетероструктуры представлены в Таблице 3.21.

Таблица 3.21 Последовательность слоев в структуре G4

	Слой гетероструктуры	Толщина (нм)	Легирование
1	GaAs подложка		$N_D = 5 \times 10^{18}$
2	GaAs буферный слой	300	$N_D = 2 \times 10^{18}$
3	<i>n</i> -Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1800	$N_D = 1 \times 10^{18}$
4	<i>i</i> -Al <sub><i>x</i></sub> Ga <sub>1-<i>x</i></sub> As волноводный слой с <i>x</i> = 0.35 → 0.3	350	—
5	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	—
6	<i>i</i> -Al <sub><i>x</i></sub> Ga <sub>1-<i>x</i></sub> As волноводный слой с <i>x</i> = 0.3 → 0.35	500	—
7	<i>p</i> -Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	700	$N_A = 1 \times 10^{18}$
8	<i>p</i> <sup>+</sup> -GaAs контактный слой	200	$N_A = 1 \times 10^{19}$

Характеристики лазерной гетероструктуры G4 с асимметричным градиентным волноводом, т. е. пороговая плотность тока, пороговый ток, рабочие токи, обеспечивающие выходную мощность излучения 2 Вт и 6 Вт, и дифференциальная квантовая эффективность, в зависимости от длины резонатора лазерного диода показаны на Рис. 3.57. Как видно из рисунка, оптимальной как для эффективности лазера, так и для рабочего/порогового тока является длина резонатора  $L_{opt} = 1.1$  мм. Расчетная пороговая плотность тока составляет при этом



406 А/см<sup>2</sup>, а дифференциальная эффективность – 0.94 Вт/А (~ 61.5%). Пороговый ток изменяется незначительно при длинах резонатора от 1 до 1.5 мм.

Интересно, что в отличие от лазерных структур с прямоугольным волноводом (R3 и R4), коэффициенты оптических потерь в активной области и в остальной части гетероструктуры G4 оказываются сравнимыми между собой, что является признаком сравнительно низкой концентрации инжектированных НЗ в волноводных слоях (Рис. 3.57). Последнее связано с наличием тянущего поля в градиентных слоях, ускоряющего направленное движение носителей (см. ниже).

Расчеты показывают, что в гетероструктуре G4 возможно существование лишь основной волноводной моды с фактором оптического ограничения  $\Gamma_1 = 1.70\%$ . При этом электромагнитное поле волноводной моды достаточно глубоко проникает в *n*-эмиттер, что приводит к необходимости изготавливать его достаточно толстым.

Инжекция НЗ в волноводные слои выражена в меньшей степени, чем в структуре R3 (Рис. 3.58). Это связано, в первую очередь, с наличием тянущего поля внутри градиентного волновода, ускоряющего носители. В этом случае для поддержания заданного тока в гетероструктуре достаточно инжектировать в волноводные слои НЗ с заметно меньшей, чем в случае структур с прямоугольным волноводом (R3 и R4), концентрацией.

Как и в случае структуры R3, мы использовали дополнительную оптимизацию по легированию, уменьшив концентрацию электронов в *n*-AlGaAs эмиттере до значения  $3 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и введя легирование *n*-волноводного слоя, линейно изменяющееся от  $2 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> на границе волноводного слоя с *n*-эмиттером до  $8 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> на его границе с активной областью.

Такая структура, обозначенная как G4D, имеет улучшенные характеристики, зависимость которых от длины резонатора показана на Рис. 3.57 штрих-пунктирными линиями. Распределение концентраций электронов и дырок в структуре G4D показано на Рис. 3.58б. Именно за счет понижения концентрации дырок в *n*-волноводном слое и было достигнуто наблюдаемое снижение потерь на

свободных НЗ (при этом потери в активной области гетероструктуры оказались мало чувствительны к легированию волноводного слоя и п-эмиттера).

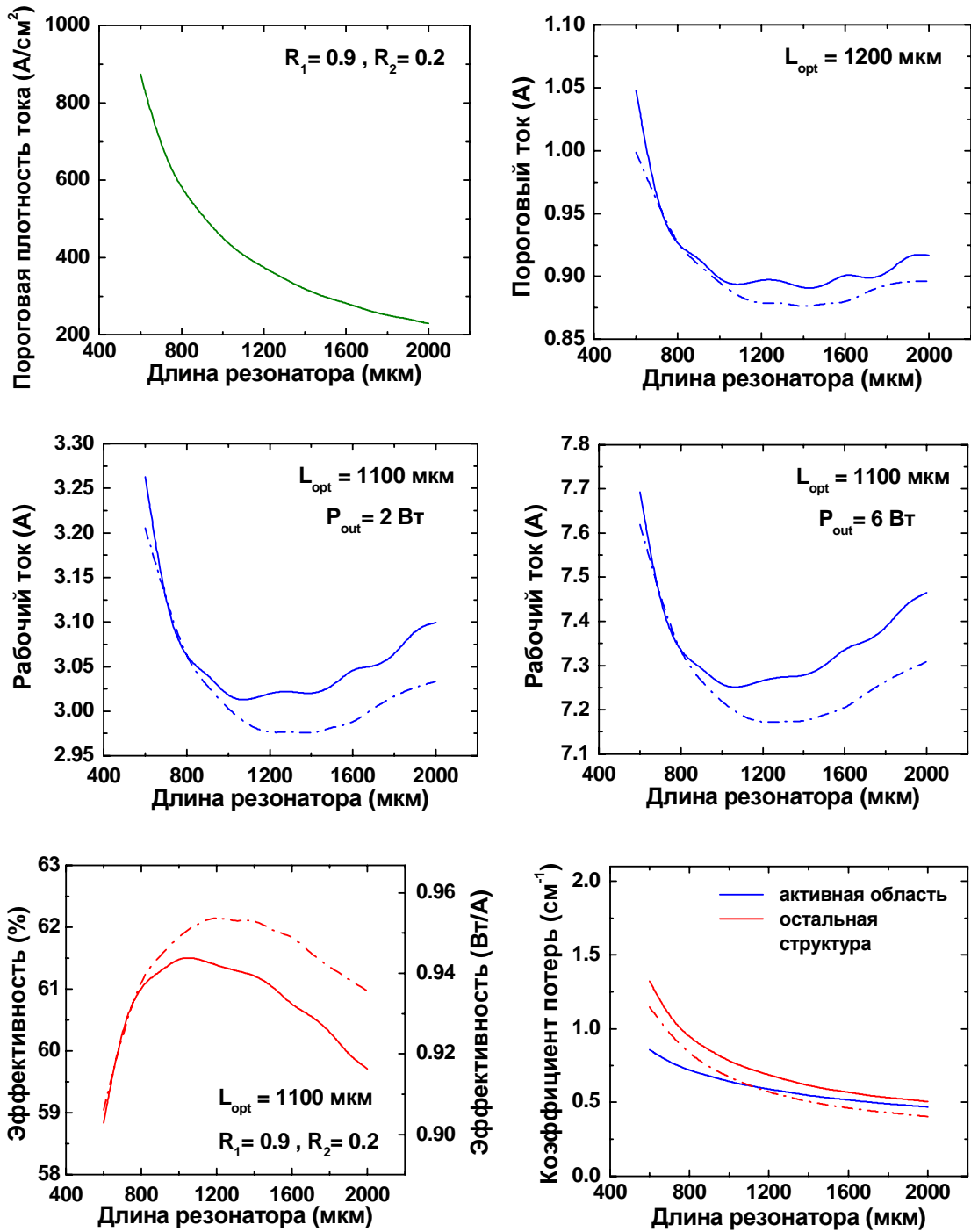


Рисунок 3.57 - Изменение основных характеристик структуры G4 (сплошные кривые) и структуры G4D (штрихпунктирные кривые) в зависимости от длины резонатора

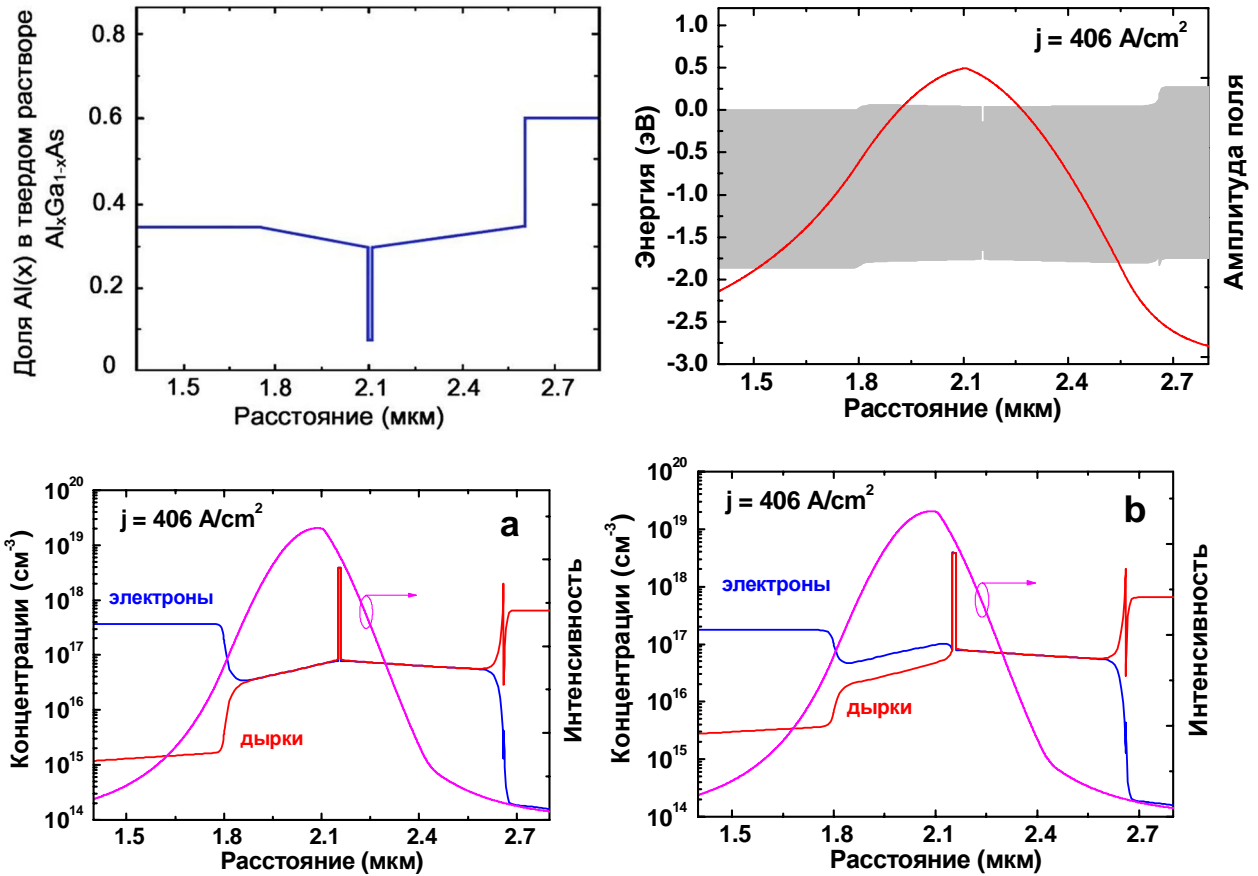


Рисунок 3.58 - Зонная диаграмма (сверху, слева), распределение амплитуды электромагнитного поля волноводной моды (сверху, справа) и концентрации электронов и дырок на фоне распределения интенсивности основной моды (внизу) в структурах G4 (a) и G4D (b) на пороге генерации, соответствующем длине резонатора 1.1 мм

Расчетная полуширина диаграммы направленности излучения структуры G4 составляет  $25^\circ$ . Такое сужение дальнего поля вызвано «растягиванием» поля основной волноводной моды по волноводному слою и *n*-эмиттеру и изменением профиля его интенсивности по сравнению с прямоугольным волноводом (структура R3). Распределение ННЗ по длине резонатора оказывается существенно неоднородным (см. Рис. 3.60): вдоль оси резонатора она изменяется в 2.0-2.5 раза. Вблизи выходного зеркала расчетная концентрация оказывается примерно в 1.7 раз больше порога прозрачности, что благоприятно для подавления катастрофической деградации зеркал. Вольт-амперные характеристики структуры G4 неплохо описываются в рамках диодной модели Шокли до плотностей тока менее  $\sim 300 \text{ A/cm}^2$  (Рис. 3.61).

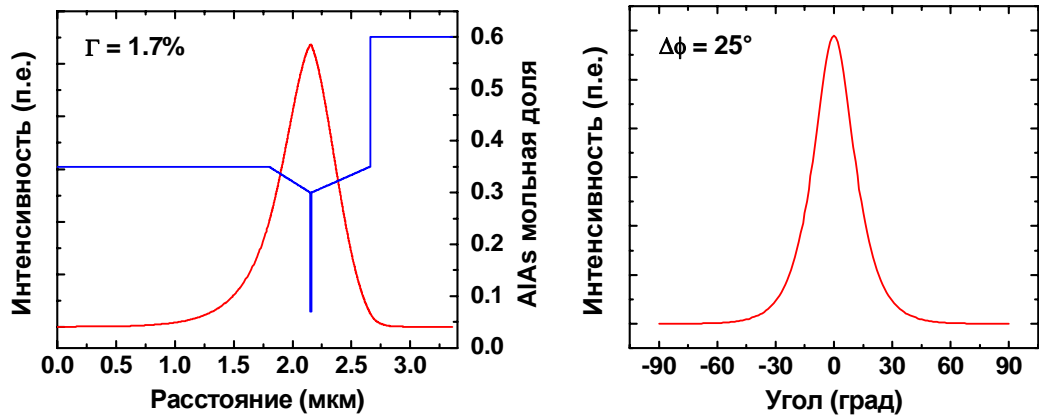


Рисунок 3.59 - Ближнее поле основной волноводной моды на фоне распределения состава и диаграмма направленности излучения структуры G4/G4D в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу

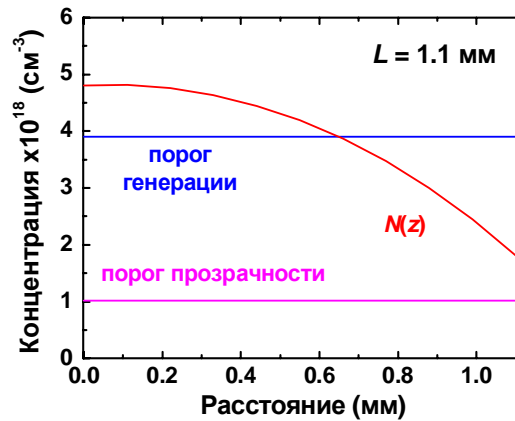


Рисунок 3.60 - Распределения концентрации пар ННЗ в активной области по длине резонатора

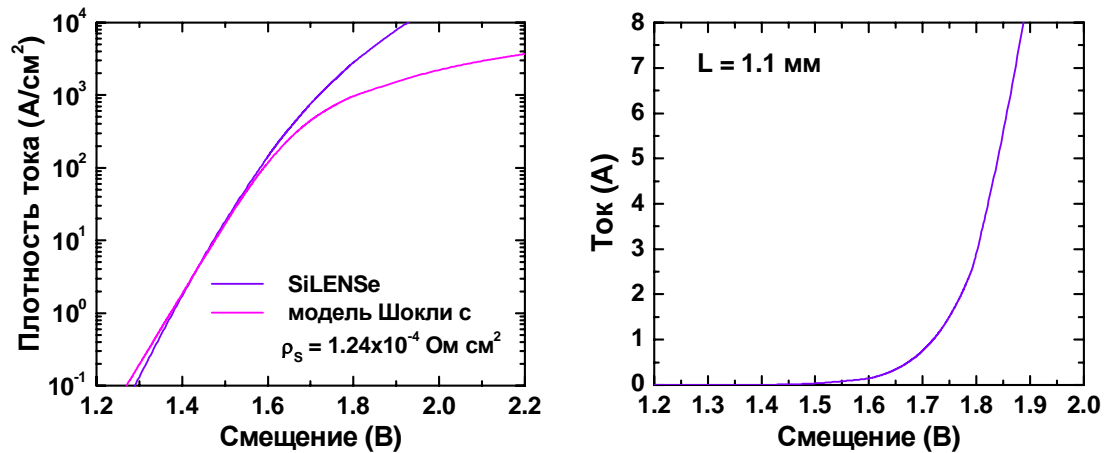


Рисунок 3.61 - Зависимость плотности тока и рабочего тока от смещения для структуры G4 и структуры G4D, оптимизированной по легированию

Оценка последовательного удельного сопротивления (см. Таблицу 3.22) показывает, что основной вклад в сопротивление структуры G4 дают волноводные слои. Это связано с низкой подвижностью носителей в этих слоях. Вольт-амперные характеристики структур G4 и G4D оказываются практически неразличимыми в пределах графической точности.

Таблица 3.22 Удельное электрическое сопротивление структуры G4. Желтым цветом отмечен вклад наиболее критичных слоев

	Слой ГС	Толщина (нм)	Концентрация НЗ, (см <sup>-3</sup> )	Подвижность (см <sup>2</sup> /В·с)	Уд. сопротивл. (Ом·см <sup>2</sup> )
1	GaAs подложка	$3.5 \times 10^5$	$n = 5 \times 10^{18}$	3000	$1.3 \times 10^{-5}$
2	n-GaAs контактный слой	300	$n = 2 \times 10^{18}$	3000	$3.1 \times 10^{-8}$
3	n-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1800	$n = 1 \times 10^{18}$	1000	$1.1 \times 10^{-6}$
4	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As, x = 0.35 → 0.3 волноводный слой	350	$n, p = 4 \times 10^{16}$	100	$5.5 \times 10^{-5}$
5	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	$n, p = 4 \times 10^{18}$	8000	$1.6 \times 10^{-9}$
6	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As, x = 0.3 → 0.35 волноводный слой	500	$n, p = 6 \times 10^{16}$	100	$5.2 \times 10^{-5}$
7	p-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	700	$p = 1 \times 10^{18}$	70	$6.2 \times 10^{-6}$
9	p-GaAs контактный слой	200	$p = 1 \times 10^{19}$	100	$1.3 \times 10^{-7}$
<b>Полное удельное сопротивление (Ом·см<sup>2</sup>)</b>					<b><math>1.24 \times 10^{-4}</math></b>
<b>Полное сопротивление при площади <math>2.2 \times 10^{-3}</math> см<sup>2</sup> (Ом)</b>					<b>0.058</b>

Ватт-амперная характеристика структуры G4 показана на Рис. 3.62. В пределах графической точности она также не отличается от характеристики

структуры G4D. В целом ее поведение аналогично поведению ватт-амперной характеристики структуры R3.

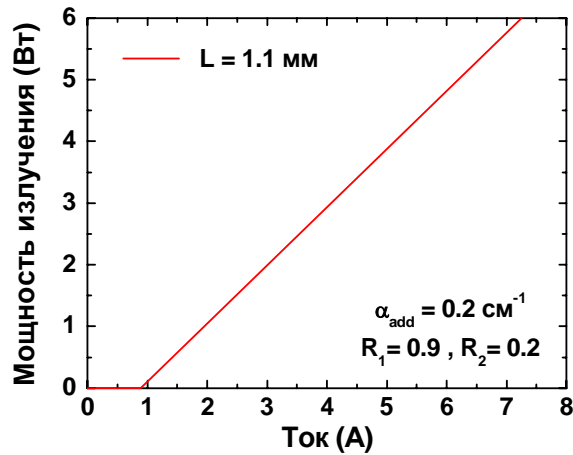


Рисунок 3.62 - Ватт-амперная характеристика структуры G4/G4D

Удельное тепловое сопротивление гетероструктуры G1, рассчитанное по методике, описанной в 3.1.5, составляет  $8.5 \times 10^{-4} \text{ см}^2 \cdot \text{К/Вт}$ , а полное тепловое сопротивление – 0.388 К/Вт при длине резонатора 1.1 мм.

### 3.3.4 Структура с инвертированным асимметричным градиентным волноводом (G5)

Как видно из предыдущих разделов, в рассмотренных структурах с асимметричным волноводом р-волноводный слой оказывается более широким, чем п-волноводный слой. Поскольку оптимизация гетероструктуры по легированию затрагивает в основном п-волноводный слой, то выигрыш от нее представляется большим в структурах с инвертированной асимметрией волновода, в которых п-волноводные слои шире р-волноводных слоев. Примерами таких лазерных структур являются структуры R4 и G5; состав последней показан в Таблице 3.23. Существенным отличием такой структуры от G4 является наличие 30 нм  $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$  слоя, блокирующего утечку неравновесных электронов в р-области лазерного диода. Этот блокирующий слой полностью аналогичен тому, который использовался в структуре R4. Кроме того, для уменьшения оптических потерь была понижена концентрация акцепторов в

низкосоставном р-эмиттере из-за глубокого проникновения в него поля волноводной моды.

Таблица 3.23 Последовательность слоев в структуре G5

	Слои гетероструктуры	Толщина (нм)	Легирование
1	GaAs подложка		$N_D = 5 \times 10^{18}$
2	GaAs буферный слой	300	$N_D = 2 \times 10^{18}$
3	n-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	700	$N_D = 1 \times 10^{18}$
4	i-Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As волноводный слой с $x = 0.35 \rightarrow 0.3$	600	—
5	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	—
6	i-Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As волноводный слой с $x = 0.3 \rightarrow 0.35$	350	—
7	p-Al <sub>0.8</sub> Ga <sub>0.2</sub> As блокирующий слой	30	$N_A = 5 \times 10^{18}$
8	p-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1700	$N_A = 2 \times 10^{17}$
9	p <sup>+</sup> -GaAs контактный слой	200	$N_A = 1 \times 10^{19}$

Основные характеристики лазерной гетероструктуры – пороговая плотность тока, пороговый ток, рабочие токи, обеспечивающие выходную мощность излучения 2 Вт и 6 Вт, и дифференциальная квантовая эффективность – в зависимости от длины резонатора лазерного диода показаны на Рис. 3.63. Как видно из рисунка, оптимальной как для дифференциальной эффективности лазера, так и для рабочего тока является длина резонатора  $L_{opt} = 0.9$  мм. Расчетная пороговая плотность тока составляет при этом  $467 \text{ А/см}^2$ , а дифференциальная эффективность –  $0.95 \text{ Вт/А}$  (62%). Соответствующие результаты, полученные для структуры G5D с оптимизированным легированием (см. далее) составляют: пороговая плотность тока –  $461 \text{ А/см}^2$ , дифференциальная эффективность –  $0.96 \text{ Вт/А}$  (63%). В обеих структурах G5 и G5D потери на свободных носителях в активной области сравнимы с потерями в остальных областях. У структуры G5D оптические потери за пределами активной области оказываются несколько

меньшими, чем у структуры G5, благодаря понижению концентрации дырок в волноводных слоях.

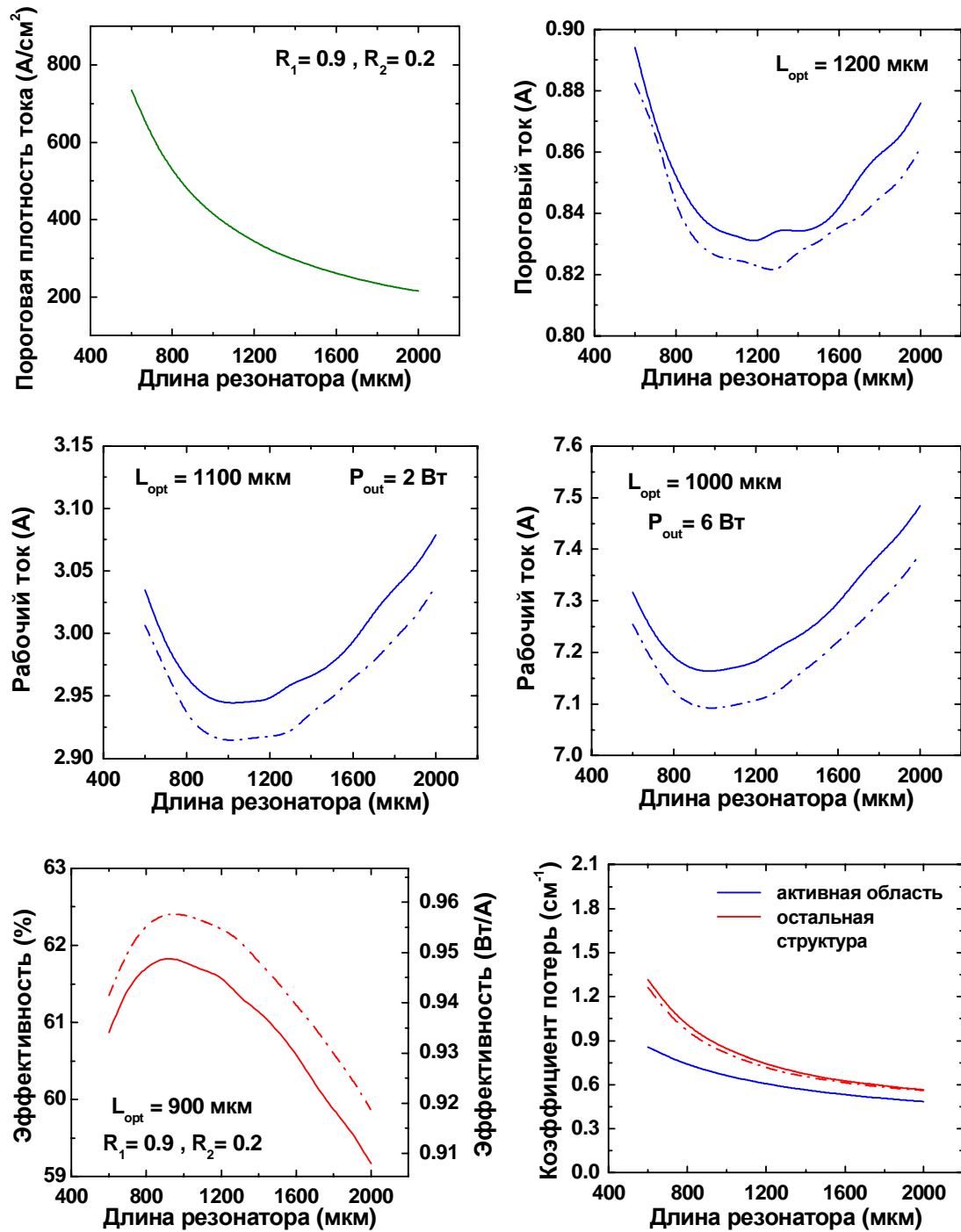


Рисунок 3.63 - Изменение основных характеристик структуры G5 (сплошные линии) и структуры G5D (штрих-пунктирные линии) в зависимости от длины резонатора. На рисунках, где штрих-пунктирные линии отсутствуют, характеристики обеих структур с графической точностью совпадают



В лазерной гетероструктуре G5 возможно существование лишь одной поперечной волноводной моды (Рис. 3.64) с фактором оптического ограничения  $\Gamma = 1.73\%$ , что является следствием использования низкосоствавного p-эмиттера.

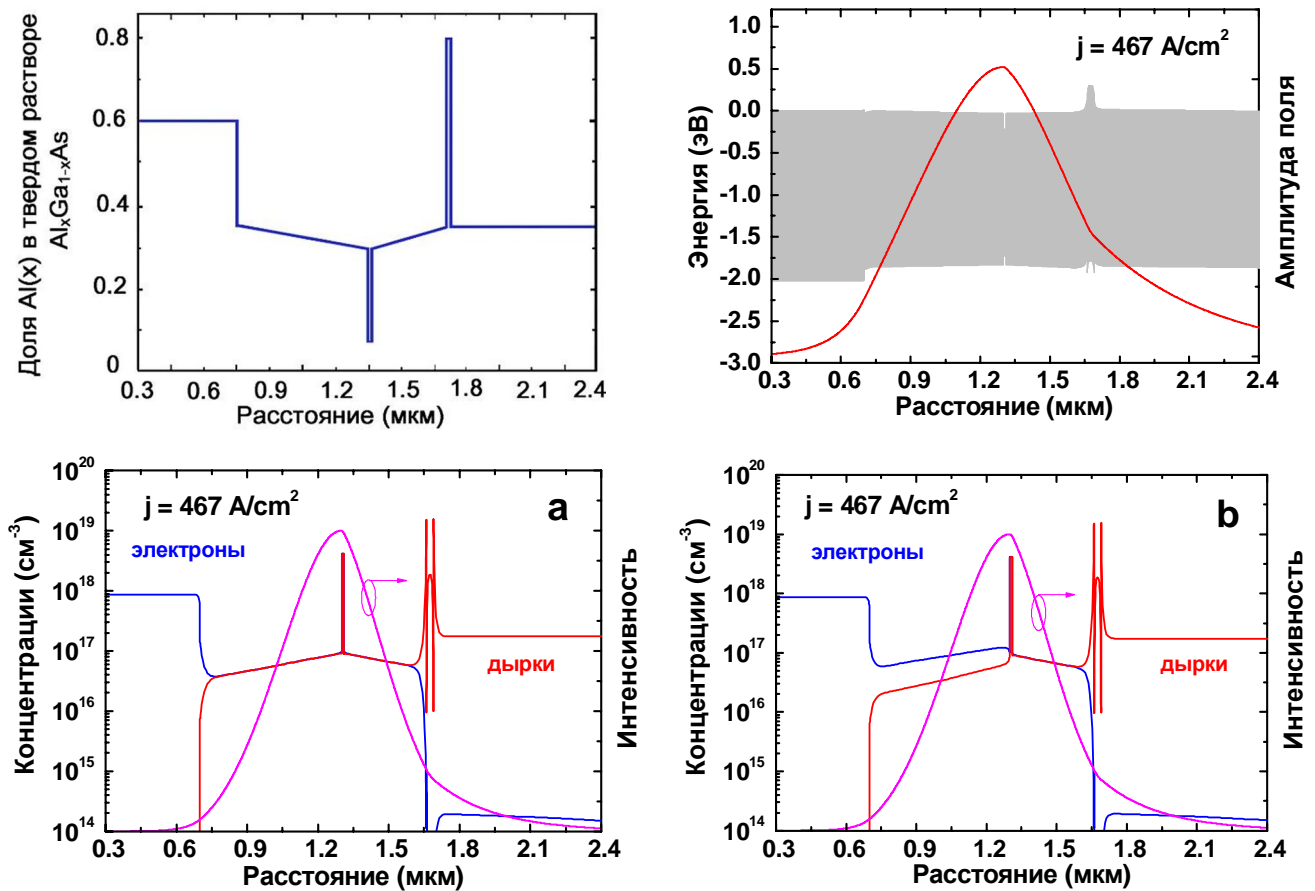


Рисунок 3.64 - Зонная диаграмма (вверху, слева), распределение амплитуды электромагнитного поля волноводной моды (вверху, справа) и концентрации электронов и дырок на фоне распределения интенсивности основной моды (внизу) в структурах G5 (a) и G5D (b) на пороге генерации, соответствующем длине резонатора 1.0 мм

Инжекция ННЗ в волноводные слои в структуре G5 выражена в меньшей степени, чем, например, в структуре R3 или R4: несмотря на низкий уровень легирования в p-эмиттере, концентрация носителей в волноводных слоях все равно оказывается в 4-10 раз меньше, чем в эмиттерах (см. Рис. 3.64). Концентрация дырок в структуре G5D оказывается меньше, чем в структуре G5 при незначительном увеличении концентрации электронов (ср. Рис. 3.64а и Рис. 3.64б).

Расчетная полуширина диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу, составляет  $26^\circ$  (см. Рис. 3.65). Концентрация ННЗ изменяется вдоль резонатора примерно в 3 раза, при этом ее величина у выходного зеркала все еще остается в  $\sim 1.5$  раза выше порога прозрачности (см. Рис. 3.66).

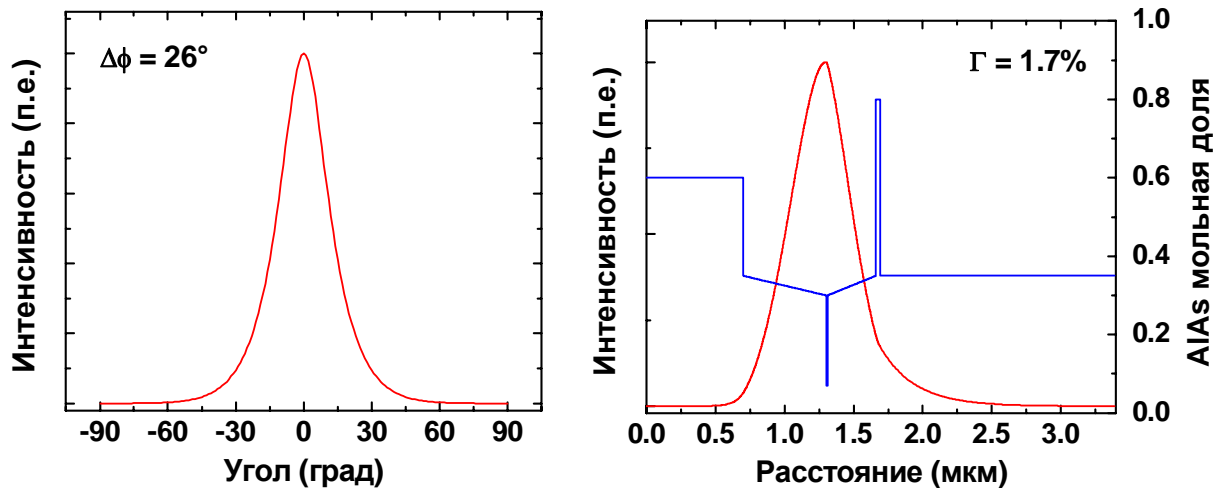


Рисунок 3.65 - Ближнее поле основной волноводной моды на фоне распределения состава и диаграмма направленности излучения структуры G5/G5D в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу

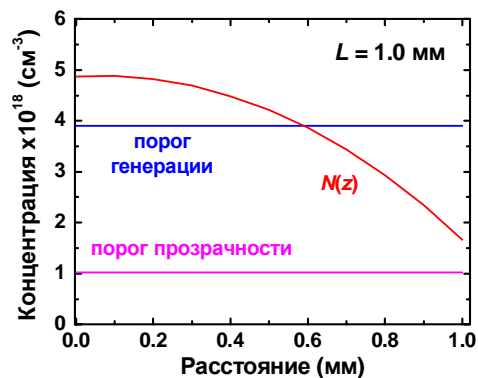


Рисунок 3.66 - Распределение концентрации пар ННЗ в активной области по длине резонатора

Вольт-амперные характеристики структуры G5 показаны на Рис. 3.67. Для сравнения на этом же рисунке показана зависимость плотности тока от смещения, рассчитанная на основе диодной модели Шокли с удельным сопротивлением, оцененным на основе параметров слоев, представленных в Таблице 3.24.

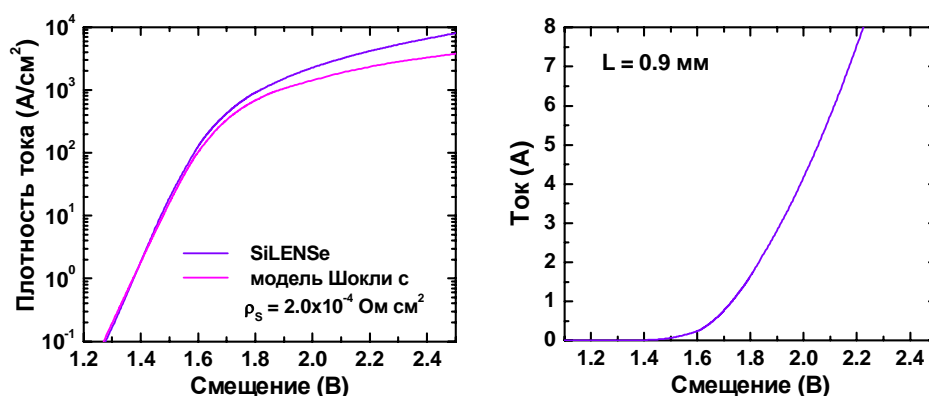


Рисунок 3.67 - Зависимость плотности тока и рабочего тока от смещения для структуры G5 и структуры G5D

Таблица 3.24 Удельное электрическое сопротивление структуры G5. Желтым цветом отмечен вклад наиболее критичных слоев

	Слой ГС	Толщина (нм)	Концентрация НЗ, (см <sup>-3</sup> )	Подвижность (см <sup>2</sup> /В·с)	Уд. сопротивл. (Ом·см <sup>2</sup> )
1	GaAs подложка	$3.5 \times 10^5$	$n = 5 \times 10^{18}$	3000	$1.3 \times 10^{-5}$
2	n-GaAs контактный слой	300	$n = 2 \times 10^{18}$	3000	$3.1 \times 10^{-8}$
3	n-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As эмиттер	700	$n = 1 \times 10^{18}$	200	$2.2 \times 10^{-6}$
4	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As, x = 0.35 → 0.3 волноводный слой	600	$n, p = 4 \times 10^{16}$	100	$9.4 \times 10^{-5}$
5	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	10	$n, p = 4 \times 10^{18}$	1000	$1.6 \times 10^{-9}$
6	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As, x = 0.3 → 0.6 волноводный слой	350	$n, p = 5 \times 10^{16}$	100	$4.4 \times 10^{-5}$
7	p-Al <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> As блокирующий слой	30	$p = 2 \times 10^{17}$	70	$1.3 \times 10^{-6}$
8	p-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1700	$p = 2 \times 10^{17}$	100	$5.3 \times 10^{-5}$
9	p-GaAs контактный слой	200	$p = 1 \times 10^{19}$	100	$1.3 \times 10^{-7}$
<b>Полное удельное сопротивление (Ом·см<sup>2</sup>)</b>					<b><math>2.0 \times 10^{-4}</math></b>
<b>Полное сопротивление при площади <math>1.8 \times 10^3</math> см<sup>2</sup> (Ом)</b>					<b>0.114</b>

Видно хорошее согласие расчетной ВАХ с шоклиевской моделью при плотностях тока, протекающих через ЛД, менее, чем  $\sim 1 \text{ кА/см}^2$ . Ватт-амперная характеристика структур G5 и G5D показана на Рис. 3.68 (характеристика структуры G5D в пределах графической точности практически не отличается от характеристики структуры G5). Удельное тепловое сопротивление ГС G5, рассчитанное по методике, описанной в 3.1.5, составляет  $1.86 \times 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{К/Вт}$ , а полное тепловое сопротивление –  $1.030 \text{ К/Вт}$  при длине резонатора  $0.9 \text{ мм}$ .

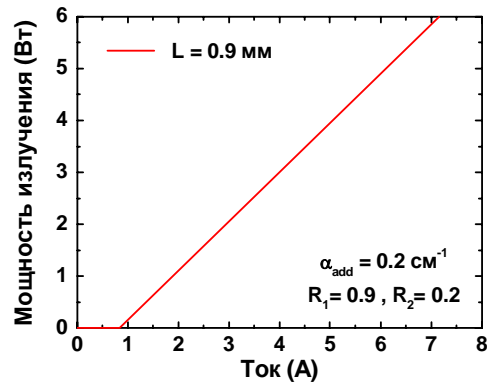


Рисунок 3.68 - Ватт-амперная характеристика структуры G5/G5D

### 3.3.5 Модифицированная структура с симметричным градиентным волноводом (G2D)

Исследуя лазерные структуры с асимметричным волноводом и низкосоставным р-эмиттером, мы обратили внимание на то, что стандартный  $30 \text{ нм Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$  блокирующий слой оказывается весьма чувствительным к величине подвижности дырок, заданных при моделировании. В частности, изменение подвижности в пределах, соответствующих экспериментальному разбросу данных, приводило к нарушению нормальной работы этого слоя и к заметной утечке электронов из активной области. В результате внутренняя квантовая эффективность таких структур при некоторых допустимых значениях подвижности могла упасть до  $40\text{-}50\%$ . Поэтому была поставлена промежуточная задача оптимизации параметров блокирующего слоя с целью повышения его работоспособности при вариации подвижности дырок. Поскольку увеличение толщины этого слоя нежелательно из-за его влияния на распределение поля волноводной моды, параметрами, подлежащими оптимизации, являлись состав

AlGaAs и его легирование. Оказалось, что надежная работа блокирующего слоя может быть обеспечена при содержании AlAs в 80% и достаточно высоком (более  $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) уровне легирования. Именно такие блокирующие слои и рассматривались в структурах R4 и G5. Однако то же обстоятельство имеет отношение и к ГС с симметричными волноводами, имеющими низкосоставный р-эмиттер. Для того чтобы иметь возможность прямого сравнения свойств гетероструктур с симметричными и асимметричными волноводами нам пришлось пересмотреть предыдущие результаты, учитывая оптимизированную конструкцию блокирующего слоя.

В данном разделе приведены результаты расчета модифицированной структуры G2 и G2m, которые были признаны наиболее перспективными в п. 3.2. Вместе с новой конструкцией блокирующего слоя мы провели также оптимизацию легирования n-волноводного слоя для уменьшения в нем концентрации дырок, оказывающих наибольшее влияние на оптические потери на свободных НЗ (см. детальное обсуждение этого вопроса в разделе 3.2). В результате этих модификаций структуры G2/G2m была предложена новая структура, обозначенная далее как G2D. Ее конструкция описана в Таблице 3.25.

Таблица 3.25 Последовательность слоев в структуре G2D

	Слои гетероструктуры	Толщина (нм)	Легирование
1	GaAs подложка		$N_D = 5 \times 10^{18}$
2	GaAs буферный слой	300	$N_D = 2 \times 10^{18}$
3	n-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1800	$N_D = 1 \times 10^{18}$
4	i-Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As волноводный слой с $x = 0.35 \rightarrow 0.3$	300	$4 \times 10^{16} \rightarrow 1 \times 10^{17}$
5	Al <sub>0.07</sub> Ga <sub>0.93</sub> As активная область	11	—
6	i-Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As волноводный слой с $x = 0.3 \rightarrow 0.35$	300	—
7	p-Al <sub>0.8</sub> Ga <sub>0.2</sub> As блокирующий слой	30	$N_A = 5 \times 10^{18}$
8	p-Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As эмиттер	1800	$N_A = 2 \times 10^{17}$
9	p <sup>+</sup> -GaAs контактный слой	200	$N_A = 1 \times 10^{19}$

Основные характеристики лазерной гетероструктуры – пороговая плотность тока, пороговый ток, рабочие токи, обеспечивающие выходную мощность излучения 2 Вт и 6 Вт, и дифференциальная квантовая эффективность – в зависимости от длины резонатора лазерного диода показаны на Рис. 3.69.

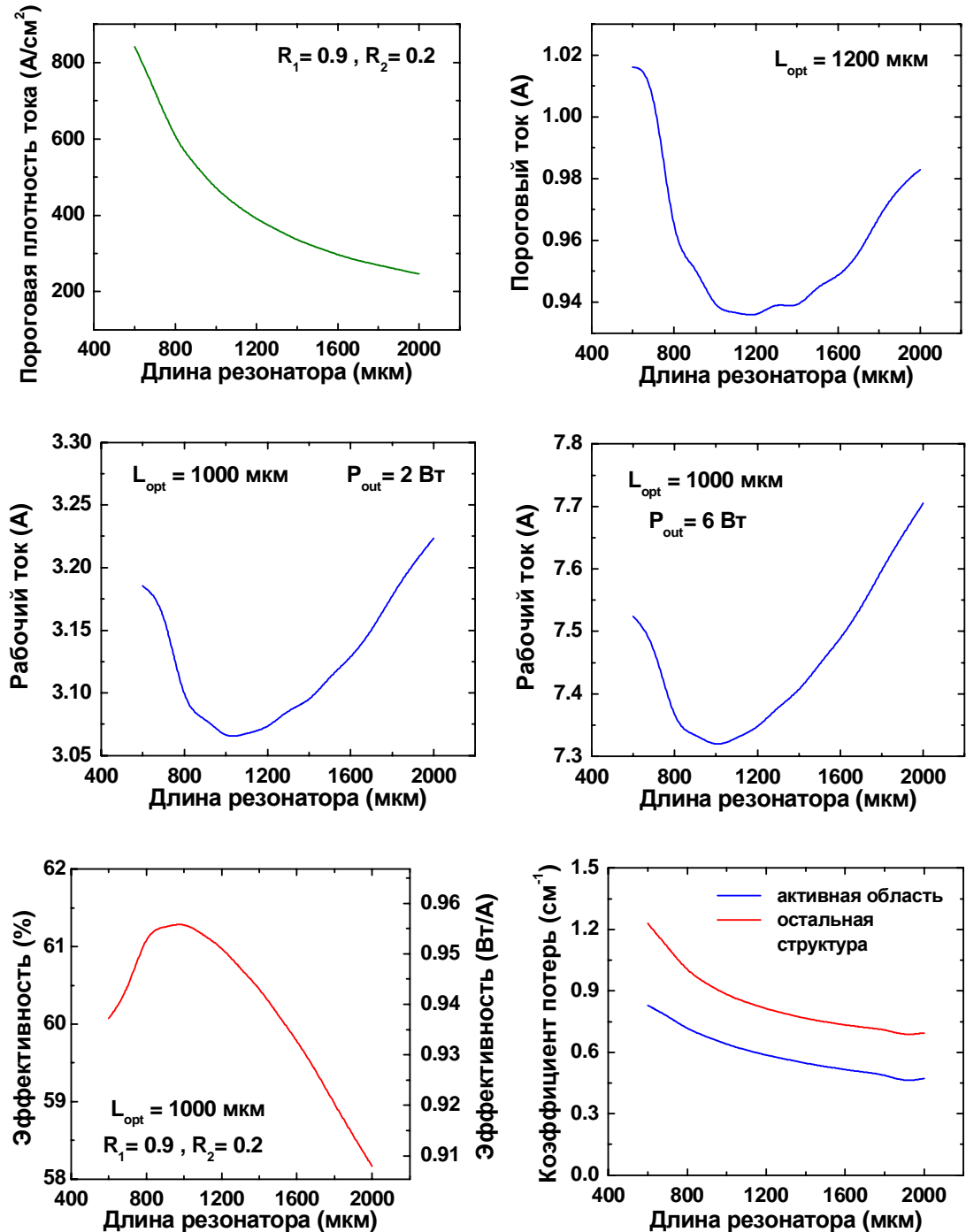


Рисунок 3.69 - Изменение основных характеристик структуры G2D в зависимости от длины резонатора

Как видно из рисунка, оптимальной как для дифференциальной эффективности лазера, так и для рабочего тока является длина резонатора  $L_{opt} = 1.0$  мм. Расчетная пороговая плотность тока составляет при этом  $469 \text{ A/cm}^2$ , а дифференциальная эффективность –  $0.94 \text{ Вт/А}$  (61%). У структуры G2D оптические потери за пределами активной области оказываются заметно большими, чем в активной области.

В лазерной гетероструктуре G2D возможно существование лишь одной поперечной волноводной моды (Рис. 3.70) с фактором оптического ограничения  $\Gamma = 1.63 \%$ , что является следствием использования низкосостванных эмиттеров. Инжекция дырок в n-волноводный слой оказывается существенно подавленной за счет дополнительного его легирования примесями n-типа (см. Рис. 3.70).

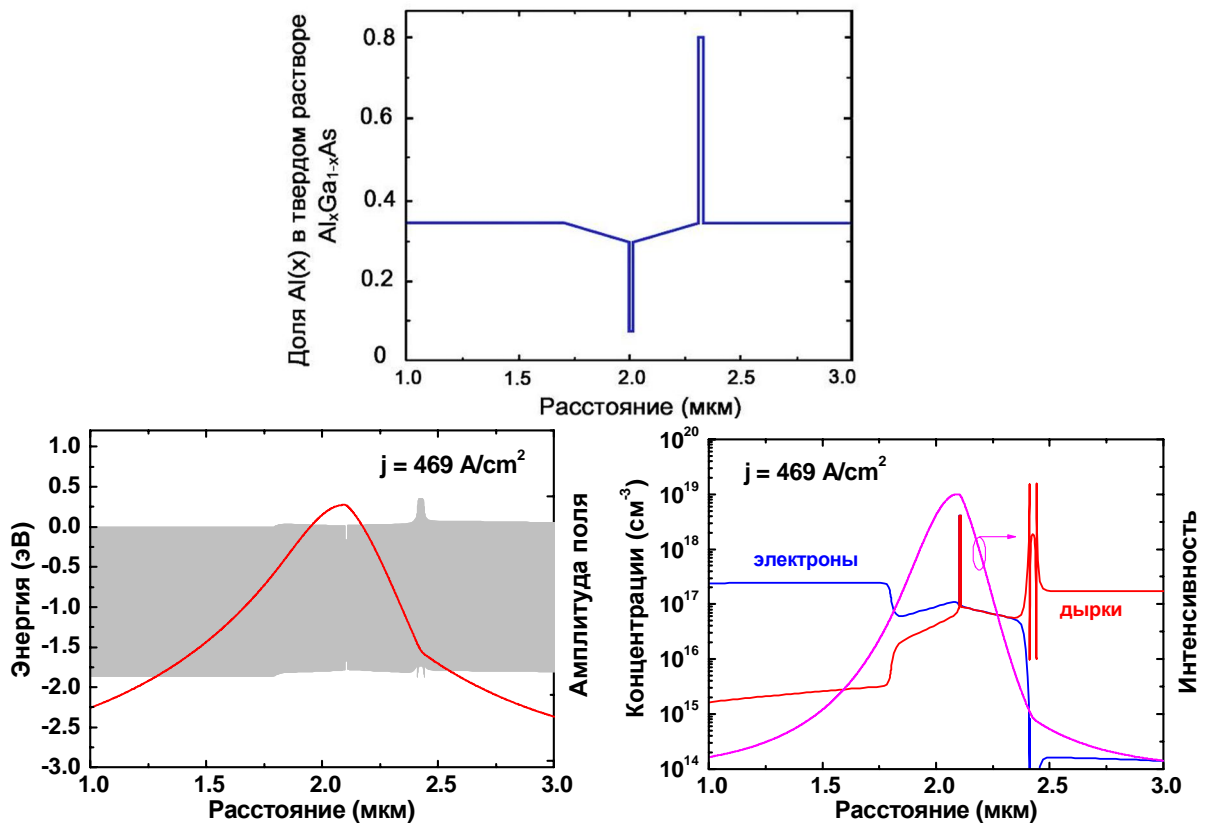


Рисунок 3.70 - Зонная диаграмма и распределение амплитуды электромагнитного поля волноводной моды (вверху) и концентрации электронов и дырок на фоне распределения интенсивности основной моды (внизу) в структуре G2D на пороге генерации, соответствующем длине резонатора 1.0 мм

Расчетная полуширина диаграммы направленности излучения в плоскости, перпендикулярной *p-n* переходу, составляет  $15^\circ$  (см. Рис. 3.71). Концентрация

неравновесных носителей изменяется вдоль резонатора примерно в 3 раза, но концентрация носителей у выходного зеркала при этом все еще остается в  $\sim 1.5$  раза выше порога прозрачности (см. Рис. 3.72).

Вольт-амперные характеристики структуры G2D показаны на Рис. 3.73.

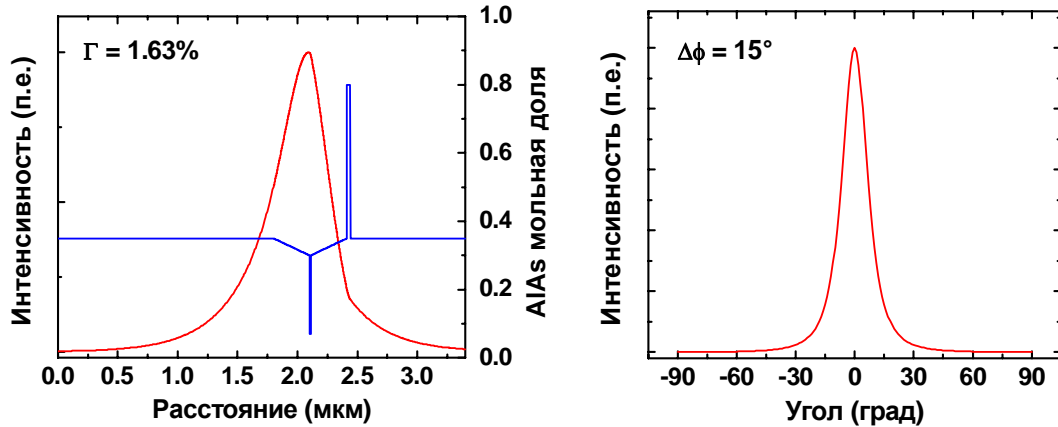


Рисунок 3.71 - Ближнее поле основной волноводной моды на фоне распределения состава и диаграмма направленности излучения структуры G2D в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу

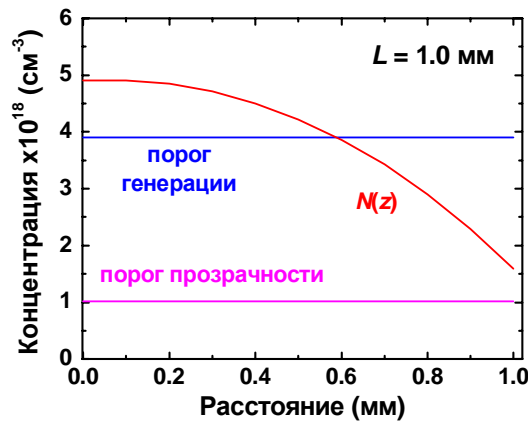


Рисунок 3.72 - Распределение концентрации пар неравновесных носителей в активной области по длине резонатора

Для сравнения на этом же рисунке показана зависимость плотности тока от смещения, рассчитанная на основе диодной модели Шокли с удельным сопротивлением, оцененным на основе параметров слоев гетероструктуры (см. п. 3.2). Видно хорошее согласие расчетной вольт-амперной характеристики с шоклиевской моделью во всем интервале за исключением низкоточковой ветви.



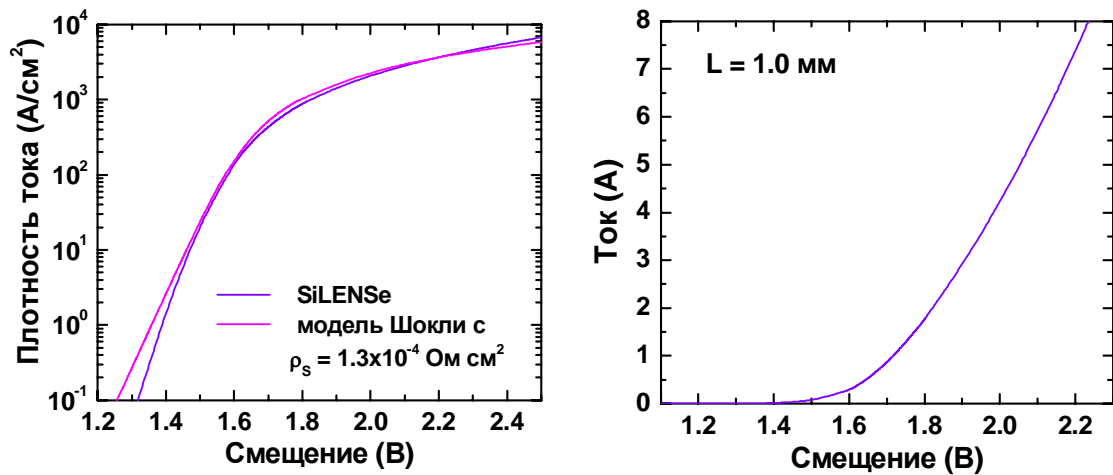


Рисунок 3.73 - Зависимость плотности тока и рабочего тока от смещения для структуры G2D

Ватт-амперная характеристика структуры G2D показана на Рис. 3.74. Удельное омическое и тепловое сопротивления по сравнению с данными, приведенными в п.3.2, практически не изменились.

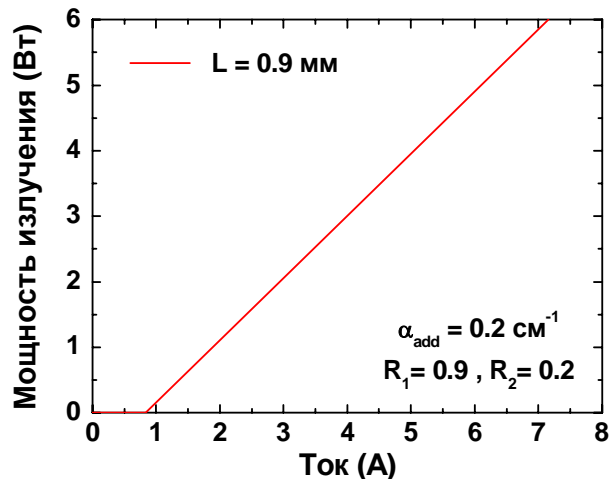


Рисунок 3.74 - Ватт-амперная характеристика структуры G2D.

### 3.4 Сравнительный анализ ЛГС с симметричными и асимметричными волноводами

В данном разделе представлены результаты сравнительного анализа лазерных гетероструктур с симметричными и асимметричными волноводами, а также определены рекомендации по выбору оптимальных структур.

### 3.4.1 Общие принципы конструирования AlGaAs гетероструктур для мощных полупроводниковых лазеров

Моделирование показало, что наиболее критичным механизмом для лазерных диодов с высокой мощностью излучения является инжекция неравновесных электронов и дырок в волноводный слой, приводящая к увеличению потерь на свободных носителях и связанной с этим уменьшением дифференциальной квантовой эффективности при больших длинах лазерного резонатора. Концентрацию инжектированных в волноводный слой носителей можно грубо оценить на основе соотношения

$$n \sim (j/q) \cdot d / \mu \Delta U \quad , \quad (3.3)$$

где  $d$  – толщина структуры, а  $\Delta U \sim U_b - U_{\text{cut}}$ ,  $U_{\text{cut}}$  – напряжение отсечки на вольт-амперной характеристике диода. При  $d \sim 3$  мкм,  $U_{\text{cut}} \sim 1.4$  В,  $U_b \sim 1.5-1.7$  В, подвижности  $\mu \sim 200$  см<sup>2</sup>/В·с,  $j \sim 1$  кА/см<sup>2</sup> эта оценка дает  $n \sim (0.3-1.0) \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, что неплохо согласуется с результатами моделирования. Отсюда видно, что для уменьшения концентрации НЗ требуется использовать волноводные слои с максимально возможной подвижностью НЗ, т. е. выполненные из AlGaAs с составом менее 0.4.

Величина  $\Delta U/d$  в (3.3) представляет собой достаточно грубую оценку для электрического поля, протягивающего НЗ через волноводные слои. Расчеты показывают, что это поле заметно больше в структурах с градиентными слоями, что приводит к общему понижению концентрации инжектированных носителей. Поэтому желательно введение такого рода волноводных слоев в лазерную гетероструктуру.

При расширении волновода и использовании AlGaAs эмиттеров с составом  $x > 0.5$  в волноводе появляются поперечные моды высокого порядка, которые негативно сказываются на дальнем поле излучения лазера в случае их возбуждения. При использовании низкосоставных AlGaAs эмиттеров ( $x < 0.4$ ) моды высокого порядка не образуются даже в широких волноводах. Это является благоприятным фактором, который нужно использовать при конструировании

лазерных гетероструктур. Дополнительным преимуществом является понижение омического сопротивления эмиттеров за счет высокой подвижности прямозонных твердых растворов AlGaAs. Из недостатков низкосоставных гетероструктур наиболее существенным представляется более высокая чувствительность характерного размера области локализации светового поля и, соответственно ширины диаграммы направленности излучения к локальным флуктуациям температуры в приборе.

Следует отметить еще одно существенное обстоятельство. Все расчеты, представленные в настоящей главе, были выполнены с использованием известного соотношения между концентрациями электронов и дырок и величиной коэффициента поглощения света на свободных НЗ, взятого из [120]. Однако детальный анализ теории поглощения света на свободных НЗ показывает, что величина коэффициента потерь зависит от механизма рассеяния, характерного времени релаксации импульса НЗ и его эффективной массы [121], т. е. в конечном счете, коррелирует с подвижностью НЗ, что не учитывалось в процессе моделирования. Поскольку подвижности, прежде всего, электронов и механизмы их рассеяния достаточно существенно зависят от состава AlGaAs (см., например Рис. 3.75), пренебрежение эти фактором при вычислении поглощения на свободных электронах может вносить заметную ошибку в конечный результат и, в том числе, в оценку параметров ЛД. Для учета вышеуказанной корреляции требуется пересмотреть имеющуюся теорию с целью нахождения связи между коэффициентом поглощения света и подвижностью НЗ, собрать наиболее достоверные данные о механизмах рассеяния во всем практически интересном диапазоне изменения состава AlGaAs и модифицировать численную модель с учетом этой информации.

В рамках настоящей работы упомянутое выше уточнение описания поглощения света на свободных НЗ не проводилось, поскольку возможная погрешность в предсказываемых характеристиках ЛД скрадывается отсутствием информации о подвижности НЗ в эпитаксиальных слоях, составляющих ЛГС, которая, как правило, зависит от технологии и режимов их выращивания.

Использование же литературных данных, дающих информацию о максимально возможных подвижностях, позволяет оценить характеристики «идеального» прибора, выполненного из материалов наивысшего качества. Тем не менее, на качественном уровне указанное обстоятельство свидетельствует о том, что дополнительное уменьшение потерь на свободных НЗ может быть достигнуто в низкосоставных ГС ( $x < 0.4$ ). Кроме того, обращаясь к Рис. 3.75, можно видеть, что применение AlGaAs с составом  $0.42 < x < 0.57$  нежелательно из-за резкого падения подвижности электронов в этом диапазоне составов.

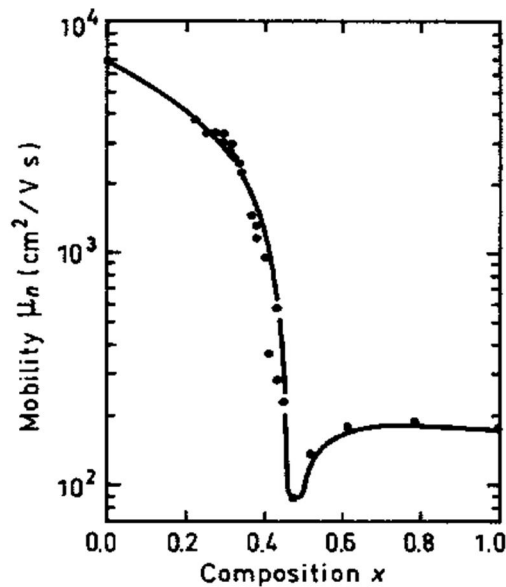


Рисунок 3.75 - Зависимость электронной подвижности от состава AlGaAs при комнатной температуре для нелегированного материала [122]

#### 3.4.2 Сравнение характеристик предложенных ЛГС с симметричными волноводами

Наиболее важные характеристики предложенных выше оптимизированных лазерных гетероструктур представлены в Таблице 3.26, где желтым цветом отмечены величины параметров, не удовлетворяющие требуемым значениям. Как видно из таблицы, прежде всего это относится к дифференциальной эффективности лазерных диодов, которая систематически оказывается меньшей, чем 1 Вт/А. Чтобы лучше понять причину этого, следует более детально обсудить методику оценки дифференциальной эффективности лазерного диода. Для

расчета выходной мощности излучения в зависимости от тока, протекающего через диод, использовалось выражение

$$P_{\text{out}}^L = \frac{1.24}{\lambda} \eta_{\text{int}} (I - I_{\text{th}}) \cdot \frac{\alpha_R}{\alpha_i^{\text{th}} + \alpha_R} \varphi, \quad \varphi = \frac{1 - R_L}{\sqrt{R_L}} \frac{\sqrt{R_0 R_L}}{(\sqrt{R_0} + \sqrt{R_L})(1 - \sqrt{R_0 R_L})}, \quad (3.4)$$

где  $P_{\text{out}}^L$  – мощность излучения, выходящего через полупрозрачное зеркало,  $1.24/\lambda$  – энергия кванта света, выраженная в электрон-вольтах,  $\eta_{\text{int}}$  – внутренняя эффективность гетероструктуры на пороге генерации, включающий в себя внутренний квантовый выход излучения и эффективность инжекции неравновесных носителей в активную область,  $I$  и  $I_{\text{th}}$  – рабочий и пороговый токи,  $\alpha_R$  и  $\alpha_i^{\text{th}}$  – радиационные и внутренние потери света на пороге генерации,  $\varphi$  – фактор, зависящий от коэффициентов отражения полупрозрачного ( $R_L$ ) и глухого ( $R_0$ ) зеркал. Дифференциальная эффективность лазерного диода определяется путем дифференцирования выражения (3):  $\eta_D = dP_{\text{out}}^L / dI$ .

Таблица 3.26 Сравнение контрольных и некоторых других характеристик лазерных гетероструктур (по результатам моделирования). Желтым цветом отмечены параметры, не удовлетворяющие требуемым значениям

	$\Gamma$ (%)	$L_{\text{opt}}$ (мм)	$J_{\text{th}}$ (А/см <sup>2</sup> )	$I_{\text{op}}$ (А) @ 6W	$\eta_D$ (Вт/А)	$\alpha_{\text{int}}$ (см <sup>-1</sup> )	$\Delta\varphi$ (град)	$\eta_{\text{int}}$	$\rho$ (Ом см <sup>2</sup> )	экстра- моды
<b>B</b>	3.30	0.85	240	6.12	1.05	1.3	40.3	0.83	$1.5 \times 10^{-4}$	—
<b>R1</b>	1.73	1.9	250	7.75	0.89	1.1	38.8	0.77	$2.1 \times 10^{-4}$	✓
<b>G1</b>	1.70	1.7	245	7.13	0.95	0.7	28.5	0.77	$9.8 \times 10^{-4}$	
<b>A1</b>	1.65	0.7	590	6.66	1.03	1.6	50.5	0.81	$2.1 \times 10^{-4}$	✓
	1.65	2.2	240	7.39	0.94	1.0	50.5	0.84	$2.1 \times 10^{-4}$	✓
<b>R2</b>	1.67	2.0	235	7.68	0.89	1.0	23.3	0.79	$1.5 \times 10^{-4}$	
<b>G2</b>	1.48	2.4	245	8.23	0.85	1.1	16.4	0.79	$1.4 \times 10^{-4}$	
<b>G3</b>	1.0	4.4	240	10.71	0.70	1.2	7.1	0.80	$1.3 \times 10^{-4}$	

Оценим вклад каждого из существенных слагаемых в (3.4). При  $R_L = 0.2$  и  $R_0 = 0.9$  величина  $\varphi = 0.944$ , т. е. в дифференциальной эффективности теряется ~ 6% за счет отличия коэффициента отражения  $R_0$  от единицы. При характерной длине резонатора  $L = 2$  мм величина  $\alpha_R = 4.3 \text{ см}^{-1}$ . При типичном значении  $\alpha_i^{\text{th}} \sim 1 \text{ см}^{-1}$  величина  $(1.24/\lambda) \cdot \alpha_R \varphi / (\alpha_i^{\text{th}} + \alpha_R)$  составляет 1.13 Вт/А, что выше контрольного значения для дифференциальной эффективности, равного 1 Вт/А. Однако уже при  $\eta_{\text{int}} = 0.75$  результирующая дифференциальная эффективность лазера падает до значения 0.88 Вт/А, типичного для рассмотренных выше гетероструктур. Чтобы поднять дифференциальную эффективность выше контрольного значения при указанных выше значениях параметров необходимо понизить коэффициент внутренних потерь, по крайней мере, до значения  $\alpha_i^{\text{th}} < 0.3 \text{ см}^{-1}$ .

Приведенный выше анализ позволяет понять причину сравнительно низкой дифференциальной эффективности всех рассмотренных лазерных гетероструктур. Расширение волновода приводит, во-первых, к необходимости выбирать резонатор с большой длиной, чтобы минимизировать пороговую плотность тока, и, во-вторых, к понижению  $\eta_{\text{int}}$  за счет усиления рекомбинации носителей в пассивных областях гетероструктуры. Первый из этих факторов приводит к понижению  $\alpha_R$ , и в результате действия обоих факторов дифференциальная эффективность лазера становится меньше, чем у базовой структуры.

Рассмотренные выше оптимизированные лазерные структуры демонстрируют сходные между собой характеристики. Однако наиболее перспективными среди них следует считать структуры G1 и G2, обеспечивающие наименьшую концентрацию НЗ, инжектированных в волноводные слои. При этом структура G2 является предпочтительной, поскольку в ней легче добиться дальнейшего сужения диаграммы направленности излучения без формирования поперечных мод высокого порядка, а также понижения потерь на свободных НЗ за счет дальнейшей оптимизации легирования и профилирования состава волноводных слоев. Фактически структура G2 имеет два основных недостатка. Первый – возможная утечка НЗ через низкосоставные AlGaAs эмиттеры, которая

может быть подавлена путем введения блокирующих слоев. Вторым недостатком – большая чувствительность ближнего и дальнего поля к температурным флуктуациям в гетероструктуре.

На наш взгляд, заданные контрольные параметры AlGaAs лазерных гетероструктур находятся на пределе возможностей данного материала, которые определяются существующими разрывами валентной зоны и зоны проводимости, ширинами запрещенных зон, непрямозонностью материалов и их предельными характеристиками типа подвижности носителей, их эффективными массами и т. д. Поэтому дальнейшая модификация гетероструктур с целью еще большего понижения фактора оптического ограничения может оказаться нереалистичной. Возможно, дополнительные резервы в улучшении характеристик лазерных диодов можно будет изыскать за счет использования напряженных InGaAlAs волноводных слоев.

В данной главе не рассматривался достаточно общий элемент улучшения конструкции лазерной структуры – градиентные переходные слои между контактными *n*- и *p*-слоями и соответствующими эмиттерами. Использование таких переходных слоев позволяет уменьшить общее сопротивление гетероструктуры. Для этих целей достаточно ввести линейное изменение состава переходных слоев от нуля до состава эмиттера на толщине ~ 0.1 мкм.

### 3.4.3 Общие замечания о ГС с асимметричными волноводами

Рассмотренные в п.3.3 структуры с асимметричными волноводами используют исключительно комбинацию высокосоставного и низкосоставного эмиттеров. Попытки использовать комбинации только низкосоставных или высокосоставных эмиттеров не дали результата, поскольку достигнутая при этом асимметрия показателя преломления оказалась недостаточной, и такие структуры мало отличались от симметричных гетероструктур, рассмотренных ранее в п.3.2.

Сочетание высокосоставного и низкосоставного эмиттеров позволило добиться одномодового режима работы волновода за счет малой разницы показателя преломления между волноводными слоями и эмиттерами. Более того,

рассмотренные выше гетероструктуры работают в условиях, близких к максимальной локализации поля волноводной моды в волноводных слоях. Это означает, с одной стороны, что увеличить фактор оптического ограничения только за счет увеличения/уменьшения толщин волноводных слоев, сохраняя при этом их асимметрию, весьма сложно, и, с другой стороны, что данные структуры должны иметь сравнительно более стабильную диаграмму направленности излучения при разогреве лазерного диода.

Асимметрия волновода по-разному соотносится с последовательностью n- и p-областей лазерного диода. При использовании высокосоставного p-эмиттера (и, соответственно, низкосоставного n-эмиттера) n-волноводный слой оказывается более узким, и его сложнее оптимизировать за счет намеренного легирования. Напротив, применение высокосоставного n-эмиттера (и, соответственно, низкосоставного p-эмиттера) дает более эффективную оптимизацию легирования n-волноводного слоя. Однако при этом приходится вводить дополнительный сильно легированный слой, блокирующий утечку электронов, и уменьшать легирование p-эмиттера. Это приводит к увеличению удельного сопротивления лазерной гетероструктуры. Кроме того, за счет большей толщины p-эмиттера тепловое сопротивление такой структуры также возрастает. Окончательный выбор оптимальной структуры должен учитывать эти, а также другие, в первую очередь, технологические факторы.

#### 3.4.4 Сравнение характеристик ЛГС с симметричными и асимметричными волноводами

В Таблице 3.27 представлены контрольные параметры лазерных гетероструктур с симметричными и асимметричными волноводами. В отличие от Таблицы 3.26, приведенной в п. 3.4.2, характеристики симметричных структур пересчитаны для длин резонатора, имеющих действительный оптимум, а не выбранный, исходя из ограничений на пороговую плотность тока. Такой подход позволяет сравнивать между собой гетероструктуры с симметричными и асимметричными волноводами. Голубой заливкой в таблице выделены структуры



с асимметричными волноводами, желтой – базовая структура. Двухъярная структура A1 исключена из последующего сравнения из-за присущей ей весьма широкой диаграммы направленности излучения, превышающей требуемые 40°.

Таблица 3.27 Сравнение контрольных и некоторых других характеристик лазерных гетероструктур (по результатам моделирования)

	$\Gamma$ (%)	$L_{opt}$ (мм)	$J_{th}$ (А/см <sup>2</sup> )	$I_{op}$ (А) @ 6W	$\eta_D$ (Вт/А)	$\alpha_{int}$ (см <sup>-1</sup> )	$\Delta\phi$ (град)	$\eta_{int}$	$\rho$ (Ом см <sup>2</sup> )	Экстра -моды
<b>B</b>	<b>3.30</b>	<b>0.85</b>	<b>336</b>	<b>6.12</b>	<b>1.05</b>	<b>1.53</b>	<b>40</b>	<b>0.83</b>	<b><math>1.5 \times 10^{-4}</math></b>	—
<b>A1</b>	1.65	0.8	522	6.68	1.03	1.62	51	0.81	$2.1 \times 10^{-4}$	✓
<b>R1</b>	1.73	1.0	479	7.54	0.91	1.71	39	0.77	$2.1 \times 10^{-4}$	✓
<b>R2</b>	1.67	1.3	354	7.58	0.90	1.32	23	0.76	$1.5 \times 10^{-4}$	—
<b>R3</b>	1.71	1.0	468	7.48	0.92	1.71	30	0.77	$7.4 \times 10^{-5}$	—
<b>R3D</b>	1.71	1.0	461	7.41	0.92	1.67	30	0.78	$7.4 \times 10^{-5}$	—
<b>R4</b>	1.71	0.9	506	7.49	0.91	1.96	30	0.77	$1.2 \times 10^{-4}$	—
<b>R4D</b>	1.71	0.9	494	7.35	0.93	1.90	30	0.78	$1.2 \times 10^{-4}$	—
<b>G1</b>	1.70	1.4	293	7.10	0.96	0.75	29	0.76	$9.8 \times 10^{-5}$	✓/?
<b>G2</b>	1.48	1.4	390	7.81	0.89	1.37	16	0.77	$1.4 \times 10^{-4}$	—
<b>G2D</b>	1.63	1.0	467	7.31	0.94	1.52	15	0.78	$1.4 \times 10^{-4}$	—
<b>G3</b>	1.0	1.4	622	8.93	0.83	1.46	7	0.72	$1.3 \times 10^{-4}$	—
<b>G4</b>	1.73	1.0	406	7.27	0.94	1.34	25	0.78	$1.2 \times 10^{-4}$	—
<b>G4D</b>	1.73	1.0	401	7.18	0.95	1.22	25	0.78	$1.2 \times 10^{-4}$	—
<b>G5</b>	1.73	0.9	467	7.16	0.95	1.61	26	0.78	$2.0 \times 10^{-4}$	—
<b>G5D</b>	1.73	0.9	461	7.09	0.96	1.57	26	0.78	$2.0 \times 10^{-4}$	—

Необходимо отметить, что лазерные гетероструктуры не имеет смысла сравнивать по пороговой плотности тока, т. к. она определяется оптимальной длиной лазерного резонатора, изменяющейся в достаточно широких пределах. Внутренняя квантовая эффективность, соответствующая пороговому току, меняется от структуры к структуре слабо и при факторе оптического ограничения ~ 1.63-1.73% она составляет 76-78% . Такое же поведение и у рабочего тока: для

указанного выше интервала изменения фактора оптического ограничения рабочий ток изменяется лишь от 7.1 до 7.6 А, т. е. в пределах 7% . Поэтому остаются три параметра для сравнения лазерных гетероструктур – дифференциальная квантовая эффективность, коэффициент суммарных оптических потерь и полуширина диаграммы направленности излучения.

При  $\Gamma \sim 1.63-1.73\%$  величины дифференциальной эффективности изменяются немного, от 0.90 до 0.96 Вт/А, т. е. в пределах 6% (Рис. 3.76). Однако из-за важности данного параметра имеет смысл выбирать гетероструктуры с максимальным значением  $\eta_D$ .

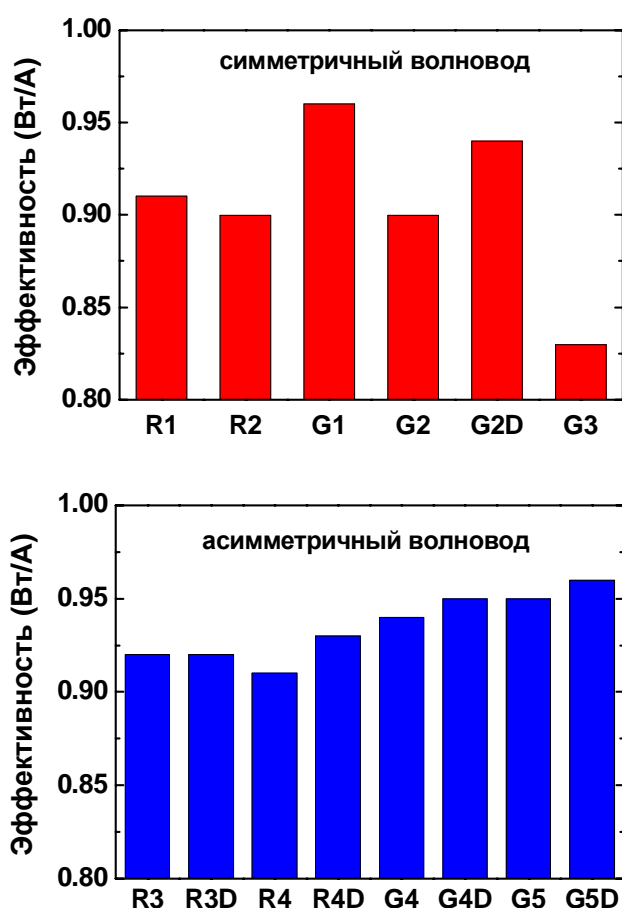


Рисунок 3.76 - Дифференциальные эффективности лазерных гетероструктур с симметричными и асимметричными волноводами

Если установить в качестве критерия выбора значение  $\eta_D = 0.95$  Вт/А, то этому критерию отобранными оказываются структура G1 с симметричным волноводом и структуры G4D, G5 и G5D с асимметричными волноводами. Тот факт, что в этот список не попала структура G2 и ее модификации связан с

переоценкой оптимальных длин резонатора, проведенной на данном этапе работы. Достоинствами структуры G1 является то, что она имеет (а) минимальные отклонения от конструкции базовой структуры, (б) минимальный рабочий ток и предполагаемую высокую стабильность волноводных свойств при разогреве лазерного диода за счет использования высокосоставных эмиттеров. Ее недостатками являются (а) сравнительно большая длина резонатора (1.4 мм по сравнению с типичными значениями 1.0-1.1 мм), что уменьшает выход лазерных диодов с одной эпитаксиальной пластины, и (б) потенциальное существование нескольких поперечных мод. Последнее обстоятельство может быть несущественным из-за сильной дискриминации мод высшего порядка.

Структура G4D также имеет небольшие отклонения от конструкции базовой структуры, т. к. она содержит высокосоставный р-эмиттер, а также немного больший, чем у структуры G1, рабочий ток. К недостаткам ее можно отнести единственно лишь потенциально меньшую стабильность волноводных характеристик при разогреве лазерного диода (из-за наличия низкосоставного эмиттера).

Структуры G5 и G5D имеют в качестве необходимого элемента конструкции слой, блокирующий утечку электронов. Этот слой выполнен из сильнолегированного  $p\text{-Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ , потенциально имеющего тенденцию к более интенсивному окислению<sup>5</sup>. Уменьшение состава блокирующего слоя опасно из-за высокой чувствительности его работоспособности к вариации подвижности дырок. Таким образом, данный фактор можно отнести к недостаткам структур G5 и G5D. Следует также отметить, что высокий уровень легирования блокирующего слоя является причиной повышенных потерь на свободных носителях, характерных для данных структур. Это явно видно из Рис. 3.77, где введение блокирующих слоев, прежде всего, в структурах с асимметричным волноводом приводит к систематически более высоким оптическим потерям.

Все отобранные по максимальной дифференциальной эффективности гетероструктуры имеют полуширину диаграммы направленности  $25\div 29$  градусов.

---

<sup>5</sup> Окисление может быть замедлено из-за очень малой толщины слоя, однако оценить степень важности данного фактора без дополнительной экспериментальной информации для нас не представляется возможным.

Для уменьшения ширины диаграммы направленности требуется использовать другие структуры.

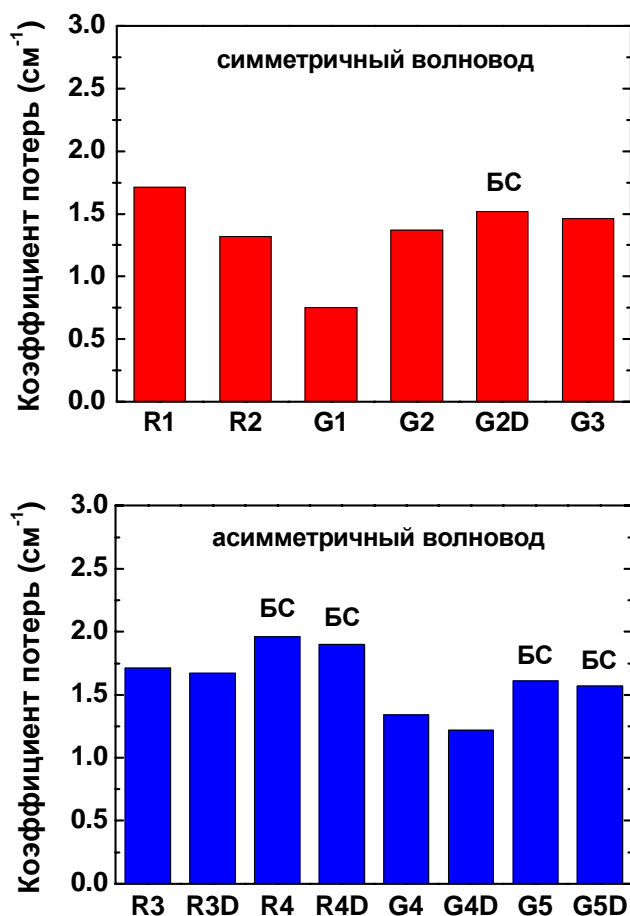


Рисунок 3.77 - Коэффициенты оптических потерь на свободных носителях в ЛГС с симметричными (вверху) и асимметричными (внизу) волноводами. Маркером “BC” обозначены структуры с сильно легированным высокосоставным блокирующим слоем

На Рис. 3.78 представлена корреляция между фактором оптического ограничения и полушириной диаграммы направленности всех рассмотренных в данной работе лазерных структур.

Большой разброс ширин диаграммы направленности при  $\Gamma \sim 1.63 \div 1.73\%$  указывает на то, что не только дифракционная расходимость, но также и профиль ближнего поля волноводной моды влияет на дальнейшее поле излучения. Наилучшим кандидатом на оптимальную структуру, имеющую узкую диаграмму излучения, является структура G2D, включающая 30 нм слой высокосоставного AlGaAs,

блокирующий утечку электронов. Возможные недостатки такой конструкции обсуждались выше.

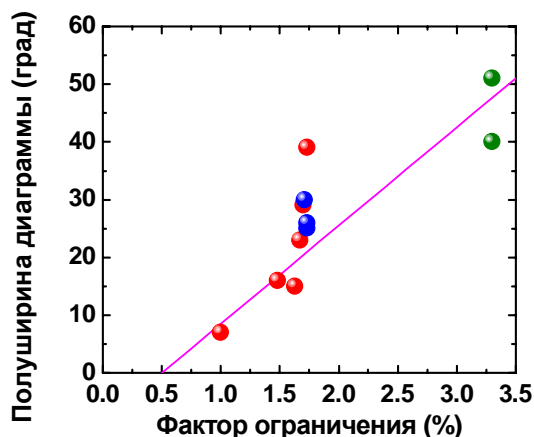


Рисунок 3.78 - Корреляция между фактором оптического ограничения и полушириной диаграммы направленности ЛГС. Красным цветом отмечены структуры с симметричными волноводами, синим – структуры с асимметричными волноводами, а зеленым – базовая и двоямная ЛГС

#### 3.4.5 Оптимизированная ЛГС с симметричным волноводом

В настоящем разделе описывается ЛГС с симметричным волноводом, обеспечивающая снижение оптических потерь и плотности мощности излучения на оптических гранях лазера, а также повышение КПД и срока службы прибора.

Согласно [123] ЛГС раздельного ограничения (Рис. 3.79) включает квантоворазмерную активную область 1, выполненную из твердого раствора  $\text{InGaAlAs}$ , состав которого обеспечивает длину волн генерации лазера  $808 \pm 3$  нм, толщина активной области – 10 нм. К активной области 1 примыкает верхний 2 и нижний 3 нелегированные дополнительные слои, толщина которых составляет от 50 до 100 нм, нелегированный верхний волноводный слой 4 и нелегированный нижний волноводный слой 5 примыкают, соответственно, к дополнительным слоям 2 и 3 и имеют одинаковую толщину. К верхнему волноводному слою 4 примыкает эмиттер 6 p-проводимости. К нижнему волноводному слою 5 примыкает эмиттер 7 n-проводимости. Эмиттеры 6 и 7 выполнены из твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , где значение доли

$x$  находится в пределах от 0,5 до 0,7. Толщина эмиттера 6 – 1,5 мкм. Материал эмиттера легирован цинком до концентрации акцепторов, обеспечивающей дырочную концентрацию  $p=2*10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Толщина эмиттера 7 – 1,8 мкм. Материал эмиттера легирован кремнием до концентрации доноров, обеспечивающей электронную концентрацию  $n=2*10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Волноводные слои 4 и 5 выполнены из твердого раствора  $Al_y Ga_{1-y} As$ , при этом значение мольной доли  $y$  находится в пределах от 0,39 до 0,41. Толщина волноводных слоев ( $d_{BC}$ ) 4 и 5 находится в пределах от 1500 до 1800 нм. Дополнительные слои 2, 3 выполнены из твердого раствора  $Al_z Ga_{1-z} As$ . Значение доли  $z$  на границах с волноводными слоями 4, 5 равно значению  $y$  этих слоев и монотонно уменьшается до  $0,34 \leq z \leq 0,36$  на границах с активной областью.

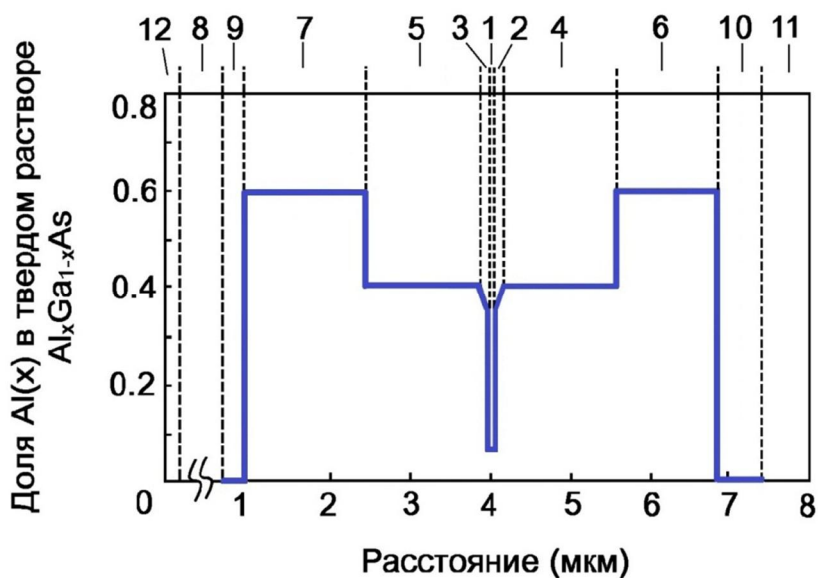


Рисунок 3.79 - Оптимизированная ЛГС с симметричным волноводом. Условные обозначения: 1 – квантоворазмерная активная область, 2 – верхний и 3 – нижний нелегированные дополнительные слои, 4 – верхний и 5 – нижний волноводные слои, 6 – верхний и 7 – нижний эмиттеры, 8 – подложка, 9 – буферный слой, 10 – контактный слой, 11 – верхний омический полосковый контакт, 12 – нижний омический контакт

Толщина дополнительных слоев 2, 3 ( $d_{dc}$ ) находится в пределах от 70 до 80 нм. Подложка 8 выполнена из GaAs n-типа с электронной концентрацией  $n=2*10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Буферный слой 9 выполнен из GaAs n-типа толщиной 0,3 мкм с

электронной концентрацией  $n=2*10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Контактный слой 10 выполнен из GaAs p-типа с дырочной концентрацией  $p=1*10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Для испытаний ЛГС выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии. На верхней поверхности гетероструктуры был сформирован омический полосковый p-контакт 11, выполненный из сплава Au-Zn, шириной 200 мкм, а на нижней поверхности гетероструктуры из сплава Au-Ge сформирован n-контакт 12.

Благодаря выполнению эмиттеров из твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с соблюдением условия:  $0,5 \leq x \leq 0,7$ , электромагнитное поле всех поперечных мод, включая основную, концентрируется, главным образом, в волноводных слоях, имеющих достаточную толщину по сравнению с дополнительными слоями. Благодаря этому электромагнитное поле распределяется более равномерно, поскольку равномерность его распределения определяется толщиной слоя, в котором электромагнитное поле концентрируется. Это обстоятельство, а также то, что толщина волноводного слоя находится в пределах от 1500 до 1800 нм, позволяет снизить плотность мощности излучения на оптических гранях лазера и увеличить срок его эксплуатации. При толщине этого слоя менее 1500 нм этот эффект выражен недостаточно, при толщине более 1800 нм увеличиваются оптические потери из-за увеличения концентрации инжектируемых в волноводные слои НЗ.

Следует указать, что при значениях  $x$ , доли Al в твердом растворе  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , менее 0,5 существенно увеличиваются оптические потери на свободных носителях, а при  $x > 0,7$  возникает дополнительная быстрая деградация характеристик лазера, связанная с окислением оптических граней.

Благодаря выполнению волновода из твердого раствора  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  с соблюдением условия:  $0,39 \leq y \leq 0,41$ , повышается КПД лазера и мощность его излучения. При значениях  $y$ , доли Al в твердом растворе  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ , менее 0,39 носители (электроны, дырки) из активной области начинают выбрасываться в дополнительные и волноводные слои, что приводит к резкому снижению КПД. При  $y > 0,41$  разница показателей преломления слоев волновода и эмиттеров

становится недостаточной для эффективного оптического ограничения слоями волновода, что приводит к снижению мощности излучения лазера.

Благодаря тому, что верхний и нижний дополнительные слои выполнены из твердого раствора  $Al_z Ga_{1-z} As$ , в котором значение  $z$ , доли Al в твердом растворе  $Al_z Ga_{1-z} As$ , на границах со слоями волновода равно значению  $y$  этих слоев и монотонно уменьшается до  $0,34 \leq z \leq 0,36$  на границах с активной областью возникает так называемый эффект «тянущего поля» в дополнительных слоях. Этот эффект заключается в увеличении скорости перемещения неравновесных носителей в указанных слоях. В результате снижается концентрация инжектированных носителей в дополнительных слоях и, как следствие, происходит уменьшение оптических потерь и повышается КПД лазера. При  $z$  менее 0,34 происходит выброс неравновесных носителей в дополнительные слои из активной области, что резко уменьшает КПД прибора. При  $z$  больше 0,36 эффект тянущего поля становится недостаточно выраженным ввиду уменьшения градиента состава дополнительного слоя (разности между значениями  $z$  и  $y$ ).

При толщине дополнительного слоя менее 70 нм происходит уменьшение значения фактора оптического ограничения лазера из-за недостаточной концентрации электромагнитного поля в активной области. Это приводит к увеличению порогового и рабочего тока лазера и, как следствие, к снижению КПД менее 35%. При толщине дополнительного слоя более 80 нм электромагнитное поле в значительной мере концентрируется в дополнительных слоях, что ведет к расширению диаграммы направления излучения лазера в плоскости, перпендикулярной плоскости p-n перехода более 28-29 градусов и снижает эффективность работы ЛД.

#### 3.4.6 Оптимизированная ЛГС с асимметричным волноводом

В настоящем разделе описывается ЛГС с асимметричным волноводом, обеспечивающая снижение оптических потерь и плотности мощности излучения на оптических гранях лазера, а также повышение КПД и срока службы прибора.



Согласно [124] ЛГС раздельного ограничения (Рис. 3.80) включает квантоворазмерную активную область 1, выполненную из твердого раствора  $\text{InGaAlAs}$ , состав которого обеспечивает длину волн генерации лазера  $808 \pm 3$  нм, толщина активной области – 10 нм. К активной области 1 примыкает верхний 2 и нижний 3 нелегированные волноводные слои; толщина верхнего волноводного слоя составляет от 320 до 380 нм, толщина нижнего волноводного слоя составляет 470-530 нм. Эмиттер 4 проводимости p-типа и эмиттер 5 проводимости n-типа примыкают, соответственно, к волноводным слоям 2 и 3. Эмиттер 4 выполнен из твердого раствора  $\text{Al}_{x_p}\text{Ga}_{1-x_p}\text{As}$ , где значение доли  $x_p$  находится в пределах от 0,5 до 0,7. Материал эмиттера 4 легирован цинком до концентрации акцепторов, обеспечивающей дырочную концентрацию  $p=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Эмиттер 5 выполнен из твердого раствора  $\text{Al}_{x_n}\text{Ga}_{1-x_n}\text{As}$ , где значение доли  $x_n$  находится в пределах от 0,3 до 0,4. Материал эмиттера 5 легирован кремнием до концентрации доноров, обеспечивающей электронную концентрацию  $n=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Волноводный слой 2 выполнен из твердого раствора  $\text{Al}_{y_v}\text{Ga}_{1-y_v}\text{As}$ . Значение доли  $y_v$  на границе с эмиттером 4 равно значению  $x_p$  и монотонно уменьшается до  $0,25 \leq y_v \leq 0,30$ . Волноводный слой 3 выполнен из твердого раствора  $\text{Al}_{y_n}\text{Ga}_{1-y_n}\text{As}$ . Значение доли  $y_n$  на границе с эмиттером 5 равно значению  $x_n$  и монотонно уменьшается до  $0,25 \leq y_n \leq 0,30$ . Подложка 7 выполнена из GaAs n-типа с электронной концентрацией  $n=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Буферный слой 6 выполнен из GaAs n-типа толщиной 0,3 мкм с электронной концентрацией  $n=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Контактный слой 8 выполнен из GaAs p-типа с дырочной концентрацией  $p=1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Для испытаний ЛГС выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии. На верхней поверхности гетероструктуры сформирован омический полосковый p-контакт 9, выполненный из сплава Au-Zn, шириной 200 мкм, а на нижней поверхности гетероструктуры из сплава Au-Ge сформирован n-контакт 10.

Благодаря выполнению эмиттера p-проводимости из твердого раствора  $\text{Al}_{x_p}\text{Ga}_{1-x_p}\text{As}$  с соблюдением условия:  $0,5 \leq x_p \leq 0,7$ , электромагнитное поле, практически, не проникает в этот эмиттер, в результате чего снижаются оптические потери и увеличивается КПД лазера. Благодаря выполнению эмиттера

n-проводимости из твердого раствора  $\text{Al}_{x_n}\text{Ga}_{1-x_n}\text{As}$  с соблюдением условия:  $0,3 \leq x_n \leq 0,4$  уменьшается рассеяние света на свободных носителях, что также способствует увеличению КПД. Кроме того, благодаря этому же происходит весьма существенное уменьшение концентрации электромагнитного поля в активной области и вокруг нее и, соответственно, снижение плотности мощности излучения на оптических гранях лазера и увеличение срока его службы.

При значениях  $x_p$ , мольной доли Al в твердом растворе  $\text{Al}_{x_p}\text{Ga}_{1-x_p}\text{As}$ , менее 0,5 существенно увеличиваются оптические потери на свободных носителях, а при  $x_p > 0,7$  возникает дополнительная быстрая деградация характеристик лазера, связанная с окислением оптических граней. При  $x_n$  менее 0,3 происходит выброс неравновесных носителей из активной области в волноводные слои и эмиттер n-проводимости, что приводит к резкому падению КПД. При  $x_n$  больше 0,4 в эмиттере n-проводимости возрастают оптические потери.

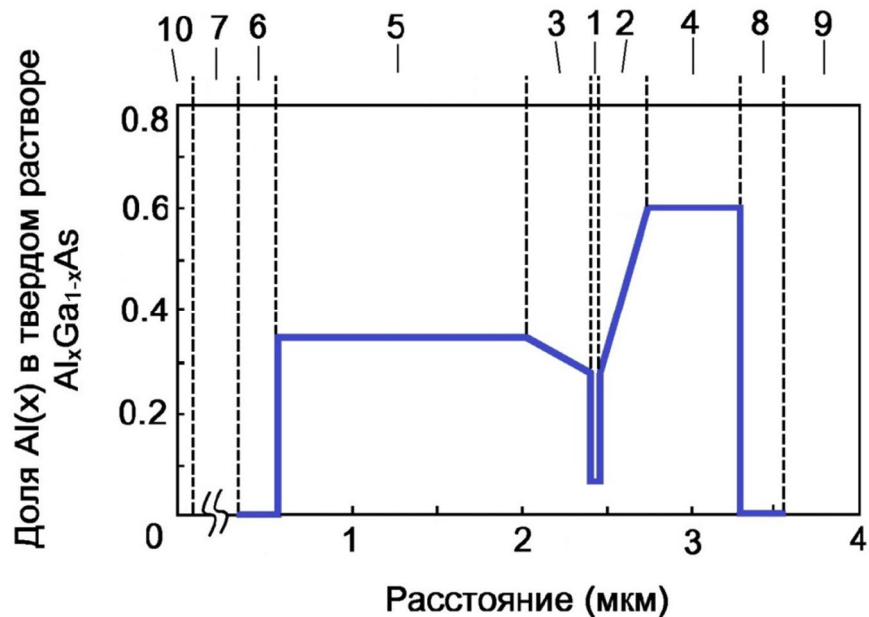


Рисунок 3.80 - Оптимизированная ЛГС с асимметричным волноводом. Условные обозначения: 1 – квантоворазмерная активная область, 2 – верхний и 3 – нижний нелегированные волноводные слои, 4 – верхний и 5 – нижний эмиттеры, 6 – буферный слой, 7 – подложка, 8 – контактный слой, 9 – верхний омический полосковый контакт 10 – нижний омический n-контакт

Благодаря тому, что верхний и нижний волноводные слои выполнены соответственно из твердых растворов  $Al_{y_B}Ga_{1-y_B}As$  и  $Al_{y_N}Ga_{1-y_N}As$ , в которых значения  $y_B$  и  $y_N$  на границах с эмиттерами p-проводимости и n-проводимости соответственно равны значениям  $x_p$  и  $x_n$  и монотонно уменьшаются до  $0,25 \leq y_B \leq 0,30$  и  $0,25 \leq y_N \leq 0,30$ , возникает эффект «тянущего поля» в волноводных слоях. Этот эффект заключается в увеличении скорости перемещения неравновесных носителей в указанных слоях. В результате снижается концентрация инжектированных носителей в волноводных слоях и, как следствие, происходит уменьшение оптических потерь и повышается КПД лазера. При  $y_B$  и  $y_N$  менее 0,25 происходит выброс неравновесных носителей в волноводные слои из активной области, что резко уменьшает КПД прибора. При  $y_B$  и  $y_N$  больше 0,30 эффект тянущего поля становится недостаточно выраженным.

При толщине верхнего волноводного слоя ( $d_{BB}$ ) менее 320 нм происходит значительное проникновение электромагнитного поля в эмиттер p-проводимости, что приводит к увеличению оптических потерь. При  $d_{BB}$  более 380 нм происходит уменьшение значения фактора оптического ограничения лазера, увеличение порогового и рабочего токов и, как следствие, снижение КПД. При толщине нижнего волноводного слоя ( $d_{NB}$ ) менее 470 нм происходит такое перераспределение электромагнитного поля в гетероструктуре, которое снижает значение фактора оптического ограничения лазера и его КПД; кроме того, возникает избыточная концентрация электромагнитного поля в активной области и вокруг нее, что приводит к уменьшению срока службы лазера. При увеличении  $d_{NB}$  более 530 нм электромагнитное поле в недопустимо большой степени выходит за пределы активной области, что ведет к снижению КПД.

### 3.5 Выводы по Главе 3

1. Приведено детальное описание полученных в результате оптимизации ЛГС с симметричным и асимметричным волноводами, обеспечивающих снижение оптических потерь, плотности мощности излучения на оптических гранях лазера и расходимости излучения в вертикальной плоскости, а также

повышение ДКЭ и срока службы прибора. Следует подчеркнуть, что существует достаточно много различных вариантов ЛГС, основанных на симметричных или асимметричных волноводах и обеспечивающих высокую мощность излучения. Выбор конкретного варианта ЛГС зависит от полного набора требуемых параметров мощного ЛД, способа выращивания ЛГС, используемого ростового оборудования, перечня и качества используемых материалов, конструкции лазерного чипа и условий эксплуатации ЛД. Оптимизированные конструкции ЛГС защищены патентами РФ №2309501 и №2309502.

2. На сегодняшний день принципиальные возможности оптимизации ЛГС с позиции получения максимальной мощности излучения оказываются во многом исчерпанными. Доминирующей здесь является концепция расширенного волновода с той или иной степенью асимметрии ЛГС, диктуемой конкретными её применениями. При этом фактор оптического ограничения основной волноводной моды следует понижать до ~1.0-1.5% с целью повышения порога КРЗ.
3. Анализ работы ЛГС показал, что простое расширение волновода, направленное на снижение оптической нагрузки на выходное зеркало прибора, сопровождается ростом утечки неравновесных электронов из гетероструктуры. Эта тенденция представляется достаточно общей и, в первом приближении, не зависящей от конкретной конструкции гетероструктуры. Фактически она определяет фундаментальное ограничение для ширины используемого в лазерной структуре волновода.
4. Использование асимметричных волноводных ЛГС представляется более перспективным по сравнению с симметричными из-за больших возможностей подавления в них утечки электронов в  $p$ -слои гетероструктуры. В то же время, асимметричные структуры требуют существенно более точного контроля толщин и состава выращиваемых эпитаксиальных слоёв.

## ГЛАВА 4 АНАЛИЗ И ПУТИ ОПТИМИЗАЦИИ КОНСТРУКЦИИ ТЕПЛОТВОДОВ ДЛЯ МОЩНЫХ ЛД

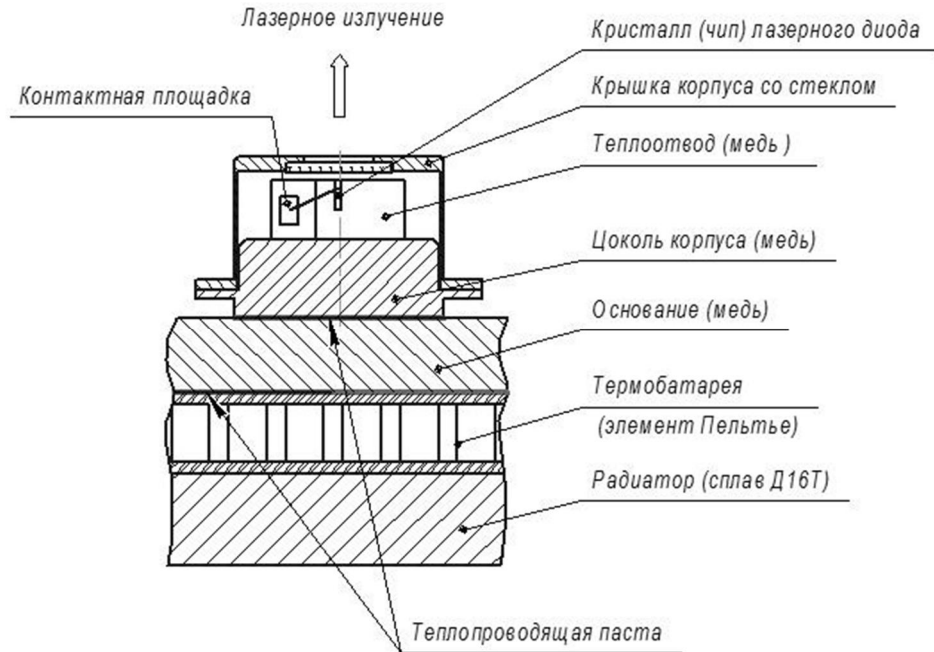
В серии обзорных публикаций [52, 54, 85] показано, что одним из основных факторов, лимитирующих выходную мощность ЛД, работающих в непрерывном режиме, является отвод тепла от активной области. Естественной мерой эффективности отвода тепла является тепловое сопротивление ЛД ( $R_{th}$ ), являющееся коэффициентом пропорциональности между мощностью тепловыделения в лазере  $P_h$  и перегревом его активной области  $\Delta T$ . В современных ЛД существенен вклад в тепловое сопротивление каждого элемента конструкции, включая гетероструктуру, металлические контакты, слои припоя, обеспечивающие посадку ЛД на теплоотвод, сам теплоотвод, корпус ЛД и т. д. С учётом их влияния оптимизация конструкции лазера с целью уменьшения  $R_{th}$  становится нетривиальной задачей, требующей понимания всех значимых факторов, лимитирующих отвод тепла.

Одной из задач настоящей работы является детальный анализ традиционной конструкции ЛД с пассивным теплоотводом и идентификация наиболее критичных для отвода тепла её элементов. В качестве методики исследования принято численное моделирование, прошедшее верификацию путём сравнения теоретических предсказаний с экспериментальными данными.

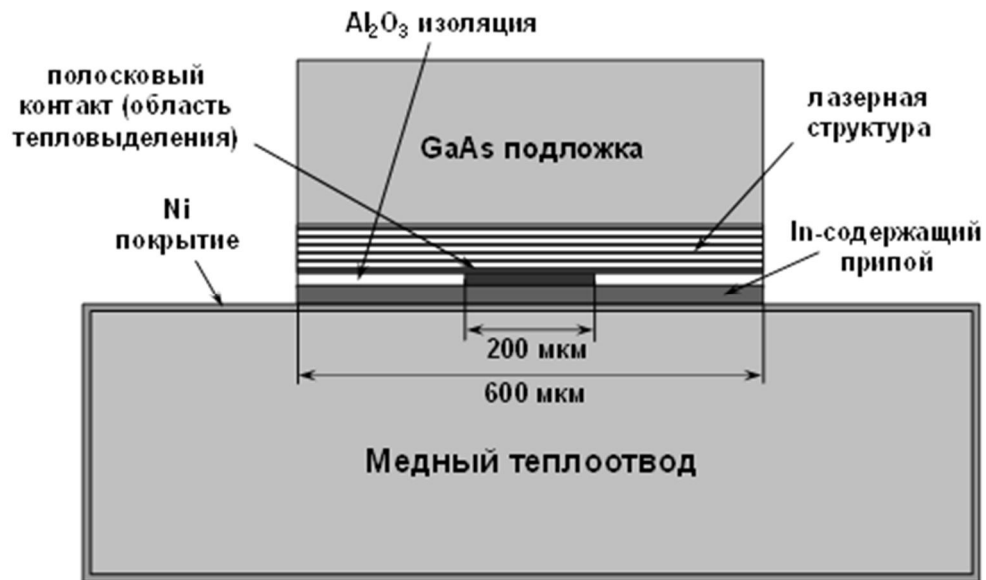
### 4.1 Описание базовой конструкции лазерного диода

Типичная конструкция мощного ЛД, используемая, в частности, в ЗАО «Полупроводниковые приборы», показана на Рис. 4.1а. Она включает в себя лазерный чип, напаянный р-стороной бесфлюсовой пайкой с помощью индий-содержащего припоя на медный теплоотвод так, чтобы излучающая грань лазерного чипа совпадала с вертикальной стенкой теплоотвода с точностью  $\pm 5$  мкм. Верхний контакт чипа разваривается на электрически изолированной контактной площадке. Теплоотвод с чипом устанавливается на цоколе цилиндрического корпуса ЛД. На цоколь надевается медная крышка со стеклом, а

затем корпус герметизируется. Корпусированный ЛД закрепляется на медном основании теплоотводящей лазерной головки, снабжённой термобатареей (элементом Пельтье). Внешний отвод тепла от термобатареи осуществляется радиатором.



(а)



(б)

Рисунок 4.1 - Схематическое изображение базовой конструкции ЛД (а) и области контакта лазерного чипа с теплоотводом (б). Ширина полоскового контакта ЛД  $W=200$  мкм, ширина чипа ЛД 600 мкм

Область контакта лазерного чипа и теплоотвода показана детально на Рис. 4.1б. Чип с типичной длиной 3 мм и шириной 600 мкм имеет в центральной части полосковый контакт шириной 200 мкм, через который ток подводится к гетероструктуре. Боковые части чипа изолированы слоем оксида алюминия толщиной 0.15 мкм. Типичная толщина индий-содержащего припоя, с помощью которого лазер монтируется на теплоотвод, составляет 3 мкм. Поверхность теплоотвода покрыта слоем никеля толщиной 3 мкм. В ряде случаев чип устанавливался с помощью AuSn припоя на термокомпенсатор (сабмаунт) - специальную металлическую пластину толщиной 250 мкм, выполненную из сплава CuW (10/90%). Сабмаунт (на рис. 4.1б не показан) крепился на теплоотвод с помощью SnPb припоя и был оптимально согласован по коэффициенту термического расширения с лазерным чипом.

Лазерные гетероструктуры, изготавливались на основе твёрдых растворов AlGaAs. Типичные толщины волноводных слоёв и эмиттеров используемых структур составляли 1.5 и 0.8 мкм, соответственно. Тепловое сопротивление ЛД измерялось с помощью методики, близкой к описанной в работе [125].

## 4.2 Моделирование теплопереноса

Распределение температуры в ЛД находилось из решения уравнения теплопроводности в пренебрежении радиационным оттоком тепла через свободные поверхности конструкции. Тепловыделение с полной мощностью  $P_h$  равномерно распределялось по площади активной области лазера, прокачиваемой током. На поверхности контакта медного основания с термобатареей (см. Рис. 4.1а) температура предполагалась равной 25°C. Тепловое сопротивление ЛД рассчитывалось как  $R_{th} = \Delta T / P_h$ , где  $\Delta T$  – превышение максимальной температурой активной области ЛД значения 25°C.

Основной проблемой тепловых расчётов является разномасштабность задачи: от десятков нанометров (типичная толщина активной области ЛД) до нескольких сантиметров (типичный поперечный размер основания на Рис. 4.1а). Поэтому теплоперенос в лазерном чипе, где он носит преимущественно

одномерный характер, и в теплоотводе, корпусе ЛД и основании, где существенна 3D геометрия конструкции, анализировались отдельно. Для лучшего понимания перехода от 1D к 3D переносу тепла вблизи границы чипа и теплоотвода (Рис. 4.1б) были проведены расчёты с упрощённой 2D геометрией, которые показали, что изолирующая плёнка оксида алюминия существенно блокирует вертикальный теплоперенос в области изоляции. В результате для задачи транспорта тепла в теплоотводе оказалось возможным считать, что весь тепловой поток, производимый активной областью ЛД, проходит через поверхность полоскового контакта лазера (линия 2 на Рис. 4.2, левая ось ординат). При этом погрешность в предсказании величины перегрева активной области является несущественной (см. Рис. 4.2, правая ось ординат). Это позволило найти тепловое сопротивление чипа ЛД в одномерном приближении и решить задачу о переносе тепла в остальных элементах конструкции ЛД численно в 3D постановке. Численные расчёты выполнялись с помощью пакета CFD-ACE+. Тепловые параметры материалов, использованные в расчётах, заимствовались из [52].

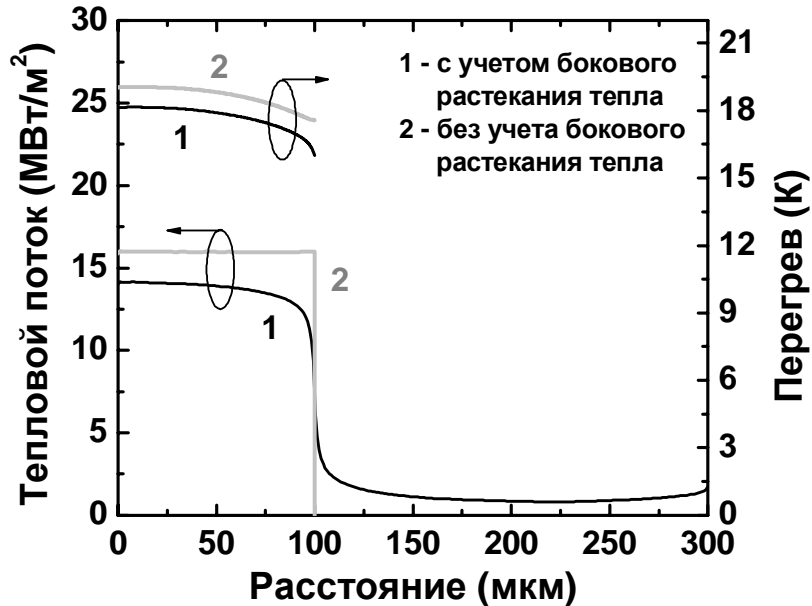


Рисунок 4.2 - Распределение теплового потока по границе лазерного чипа и теплоотвода (координата 100 мкм) с учётом (1) и без учёта (2) бокового теплопереноса в лазерном чипе (левая ось ординат). Перегрев активной области с учётом (1) и без учёта (2) бокового теплопереноса в лазерном чипе (правая ось ординат)



### 4.3 Тепловое сопротивление базовой конструкции теплоотвода

В данном разделе представлены результаты анализа вкладов различных элементов конструкции ЛД в его тепловое сопротивление.

#### 4.3.1 Вклад гетероструктуры, металлических слоёв и сабмаунта

Так как ЛД крепится на теплоотвод эпитаксиальными слоями вниз, основной (~ 95%) вклад в тепловое сопротивление дают волноводный слой и р-эмиттер, выполненные из AlGaAs с низкой теплопроводностью [52]. Тепловое сопротивление каждого слоя рассчитывалось в 1D приближении:  $R_{th} = d / \kappa WL$ , где  $d$  – толщина слоя,  $\kappa$  – его коэффициент теплопроводности, взятый при комнатной температуре, а  $W$  и  $L$  суть ширина и длина полоскового контакта лазера. При  $W = 200$  мкм и  $L = 3$  мм полное тепловое сопротивление исследованных в данной работе гетероструктур составило 0.22-0.23 К/Вт.

Тепловые сопротивления металлических слоёв, включая омические контакты, также оценивались в 1D приближении. При типичных толщинах слоёв ~ 3 мкм основной вклад в тепловое сопротивление дают индий-содержащий припой (~ 49%) и SnPb припой (~ 17%), а также никелевое покрытие медного теплоотвода (~ 23%). При  $W = 200$  мкм и  $L = 3$  мм полное тепловое сопротивление металлических слоёв составило 0.20 К/Вт для крепления чипа на теплоотвод без сабмаунта и 0.24 К/Вт в случае его использования.

Теплоперенос в сабмаунте, выполненном из CuW сплава, носит промежуточный между 1D и 3D характер. Однако, из-за сравнительно малой толщины пластины (250 мкм), её тепловое сопротивление можно оценить в одномерном приближении, если в качестве ширины полоскового контакта  $W$  и его длины  $L$  взять значения, превышающие действительные на толщину CuW сабмаунта (250 мкм). В этом случае его  $R_{th}$  составляет 0.92 К/Вт.

## 4.3.2 Вклад теплоотвода, корпуса лазерного диода и основания

Расчёты теплопереноса в теплоотводе, корпусе лазерного диода и основании, выполненных из меди, проводились в предположении об идеальном тепловом контакте этих элементов конструкции. На Рис. 4.3 показано трёхмерное распределение температуры в ЛД, полученное с помощью моделирования. Видно, что тепло локализуется преимущественно в теплоотводе, причем корпус ЛД и основание остаются практически не разогретыми. Такое поведение связано с 3D характером растекания тепла в теплоотводе и сильно локализованной областью тепловыделения. Оценка теплового сопротивления конструкции дала  $R_{th} = 1.63$  К/Вт. Более 85% всего перепада температуры и, следовательно, выделения тепла приходится при этом на теплоотвод и менее 15% – на корпус лазерного диода и основание.

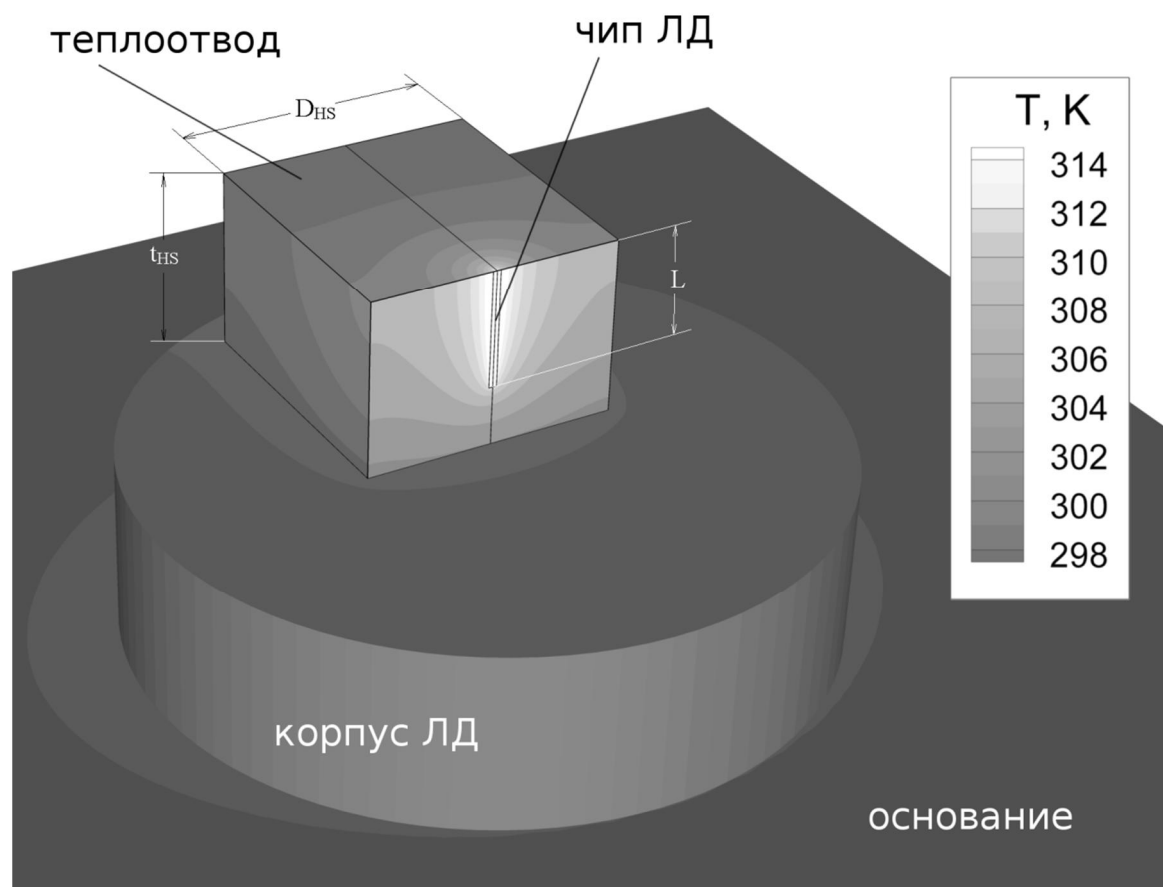


Рисунок 4.3 - Распределение температуры в лазерном диоде базовой конструкции при полной мощности тепловыделения в чипе, равной 10 Вт

Как видно из этой оценки, теплоотвод даёт доминирующий вклад в тепловое сопротивление ЛД. Чтобы понять, как его геометрические размеры влияют на  $R_{th}$ , были проведены серийные трёхмерные расчёты, варьируя размеры теплоотвода: ширину  $D_{HS}$  (от 6 до 10 мм) и толщину  $t_{HS}$  (от 2 до 4 мм). Детальный анализ результатов этих расчётов показал, что значения получаемых при этом тепловых сопротивлений с ошибкой, не превышающей  $\sim 7\%$ , описываются аналитической формулой

$$R_{th} = \frac{1}{\pi \kappa L} \cdot \ln \left( \frac{\pi \sqrt{2} D_{HS}}{W} \right) + \frac{t_{HS}}{\kappa D_{HS}^2}, \quad (4.1)$$

по своей сути соответствующей двум включённым последовательно тепловым сопротивлениям, связанным с двумерным боковым растеканием тепла в теплоотводе и переносом тепла от внешней к внутренней поверхности теплоотвода. Аппроксимация (4.1) показывает, что тепловое сопротивление не является функцией площади полоскового контакта (произведения  $WL$ ), как в случае одномерного переноса тепла, но зависит различным образом от его длины (более сильно) и ширины (более слабо). Это означает, что относительные вклады гетероструктуры, металлических слоёв и теплоотвода в полное тепловое сопротивление ЛД меняются при изменении геометрических размеров лазерного чипа.

#### 4.3.3 Полное тепловое сопротивление лазерного диода

На Рис. 4.4 показана зависимость полного теплового сопротивления и вкладов в него различных элементов конструкции ЛД от длины  $L$  полоскового контакта при фиксированном  $W = 200$  мкм для случая использования CuW сабмаунта и без него. Символы показывают значения сопротивления, измеренные на различных образцах ЛД, изготовленных в ЗАО «Полупроводниковые приборы». Тот факт, что экспериментальные точки лежат выше расчётных кривых на величину  $\sim 0.3-0.7$  К/Вт, может быть объяснён наличием паразитных тепловых сопротивлений в области прижимного контакта элементов конструкции ЛД.

Детальный анализ расчётного распределения температуры на Рис. 4.3 показывает, что выходное слабо отражающее зеркало ЛД оказывается перегретым относительно сильно отражающего на величину  $\sim 30\%$  от общего перегрева активной области (см. также Рис. 4.6). Этот негативный для срока службы ЛД эффект [54] связан с тем, что выходное зеркало ЛД находится у вертикальной стенки теплоотвода, не дающей теплу эффективно растекаться во все стороны.

Зависимость полного теплового сопротивления и вкладов в него различных элементов конструкции ЛД, приведенная на Рис. 4.4 показывает, что доминирующий вклад в тепловое сопротивление прибора  $R_{th}$  даёт теплоотвод, затем – корпус лазера и в наименьшей степени – ЛГС и металлические электроды и прослойки. Естественным выводом из этого является необходимость оптимизации теплоотвода с целью понижения  $R_{th}$ . Поскольку медь, из которой обычно изготавливается теплоотвод и корпус ЛД, обладает одним из наиболее высоких коэффициентов теплопроводности среди подходящих конструктивных материалов [52], оптимизация теплоотвода за счёт выбора иного материала для изготовления теплоотвода оказывается неэффективной. В этом случае оптимизироваться могут геометрические размеры теплоотвода так, чтобы обеспечить минимальный путь распространения тепла от чипа ЛД к теплосъёмной площадке термобатарей. Ещё одной проблемой выявленной на первой стадии исследований, является перегрев выходного зеркала ЛД относительно остальной части активной области, что может негативно влиять на порог КРЗ ЛД [54].

#### 4.4 Геометрическая оптимизация конструкции теплоотвода

Для оптимизации конструкции теплоотвода нами было проведено численное моделирование модифицированной конструкции ЛД максимально ориентированной на понижение его теплового сопротивления  $R_{th}$ . Используемая для этого методика моделирования подробно описана в [126]. В модифицированной конструкции теплоотвод с толщиной  $h$ , шириной  $u$  и длиной  $e$  крепится непосредственно на основании лазерной головки (см. Рис. 4.5).

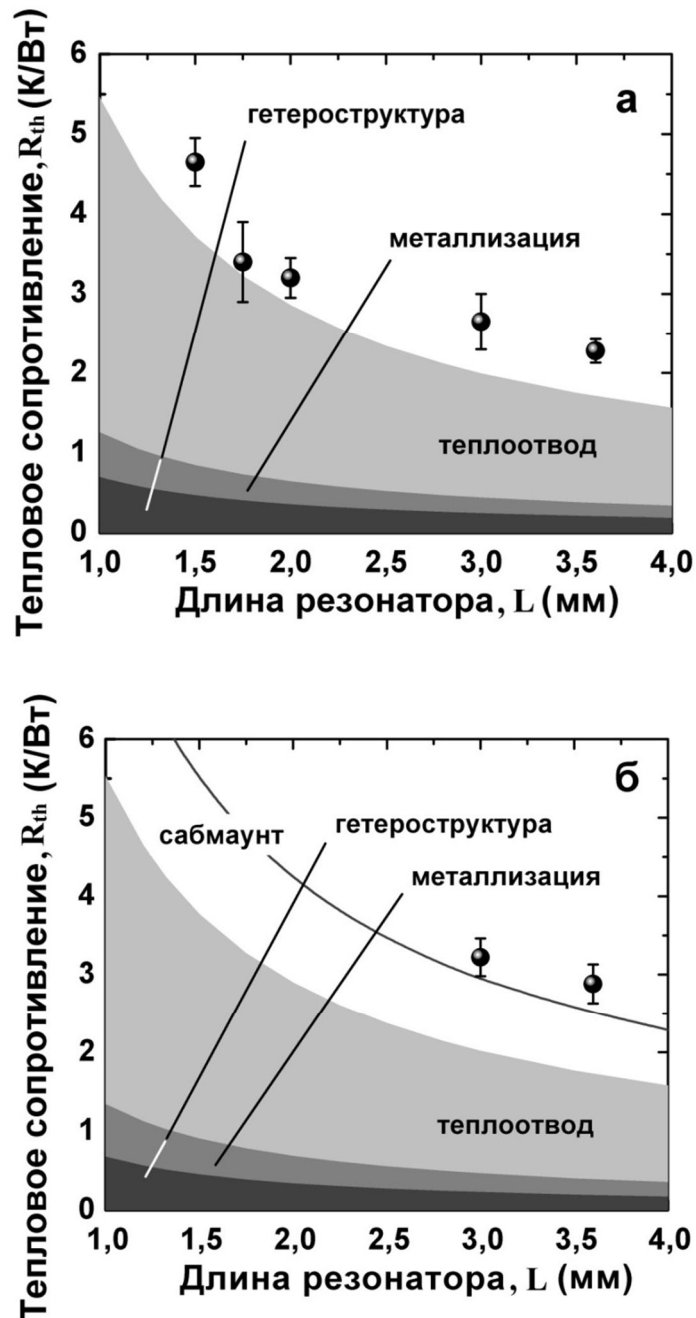


Рисунок 4.4 - Зависимость теплового сопротивления и вкладов в него различных элементов базовой конструкции ЛД от длины полоскового контакта  $L$  при  $W = 200$  мкм, рассчитанная для различных вариантов посадки чипа на теплоотвод: (а) чип смонтирован непосредственно на теплоотвод посредством индий-содержащего припоя и (б) чип смонтирован на сабмаунт посредством AuSn припоя, сабмаунт припаян к теплоотводу через SnPb припой. Линии – результаты расчёта, символы – экспериментальные точки с разбросом данных, полученных в этих точках на разных образцах (по 5 шт.)

Модификация конструкции заключается в том, что выходное зеркало ЛД располагается у стенки, наклонённой под углом  $45^\circ$  к плоскости основания. Такой наклон, не мешающий распространению излучения лазера, введён для понижения температуры его выходного зеркала. Базовая толщина теплоотвода  $h = 4$  мм выбрана минимальной, исходя из конструктивных возможностей его изготовления и необходимости использования в ЛД таких оптических элементов, как поворотная призма и/или цилиндрическая микролинза.

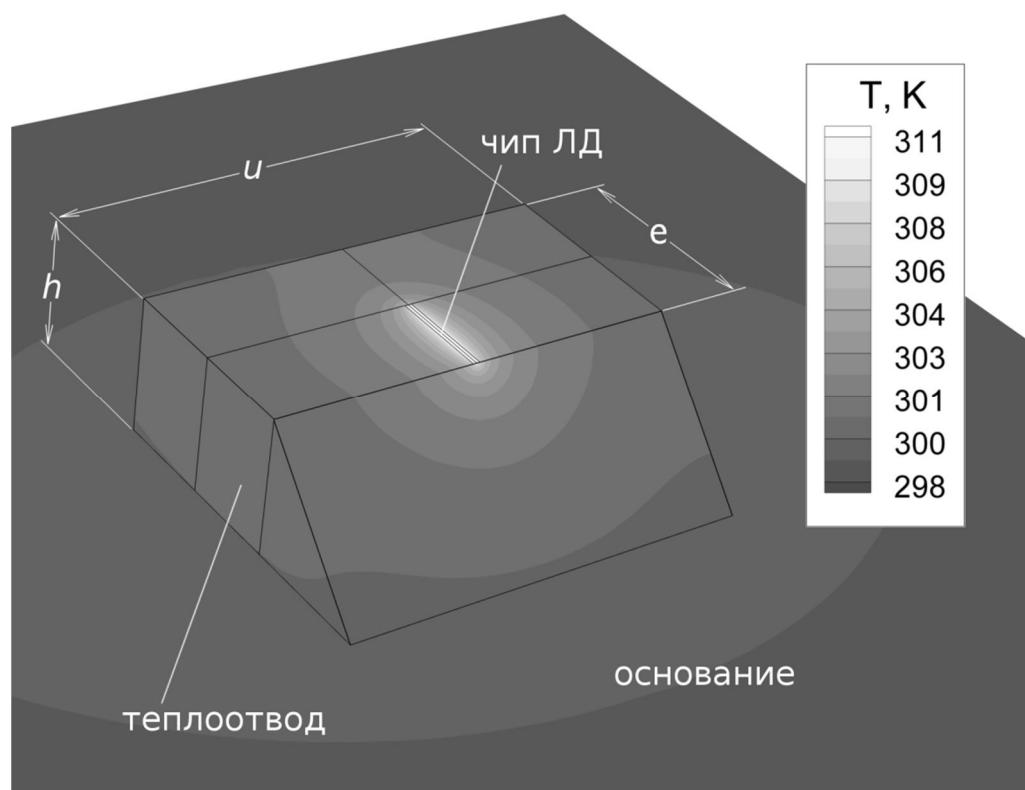


Рисунок 4.5 - Распределение температуры в лазерном диоде модифицированной конструкции при полной мощности тепловыделения в чипе, равной 10 Вт

Трёхмерное моделирование растекания тепла показало, что, начиная с ширины  $u = 10$  мм и длины  $l = 6$  мм, тепловое сопротивление конструкции перестаёт зависеть от этих геометрических параметров. Поэтому дальнейшее расширение поверхности теплоотвода не целесообразно. На Рис. 4.5 показано распределение температуры в ЛД, полученное для теплоотвода с размерами  $h = 4$  мм,  $u = 12$  мм и  $l = 6$  мм и ЛД с полосковым контактом  $0.2 \times 3.0$  мм. Оценка теплового сопротивления конструкции дала значение  $R_{th} = 1.33$  К/Вт, что всего лишь на  $\sim 20\%$  меньше величины  $R_{th}$ , характерной для базовой конструкции

теплоотвода. Уменьшение толщины теплоотвода до 2 мм, что возможно лишь за счёт усложнения общей конструкции ЛД, позволило при тех же остальных его размерах незначительно понизить  $R_{th}$  до 1.28 К/Вт. Сравнение этих результатов показывают, что геометрическая оптимизация теплоотвода относительно его базовой конструкции оказывается малоэффективной. Причиной этому является сильная локализация области тепловыделения, происходящая на расстояниях десятков и сотен микрометров, и двумерный характер теплопереноса вблизи этой области, дающий доминирующий вклад в тепловое сопротивление ЛД.

В то же самое время, модифицированная конструкция теплоотвода обеспечивает заметное понижение температуры выходного зеркала ЛД за счёт 45°-наклона стенки теплоотвода. На Рис. 4.6 показаны распределения температуры вдоль полоскового контакта для базовой и модифицированной конструкций ЛД, полученные для мощности тепловыделения, равной 10 Вт.

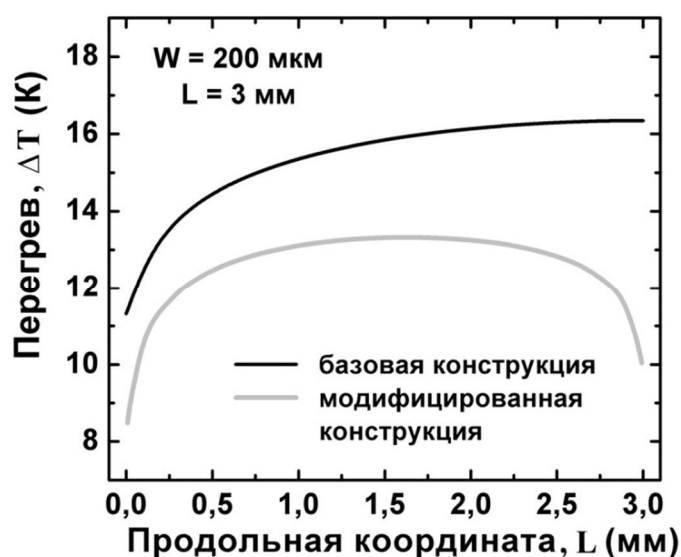


Рисунок 4.6 - Распределения температуры в лазерном чипе вдоль полоскового контакта, при полной мощности тепловыделения 10 Вт, рассчитанные для базовой и модифицированной конструкций теплоотвода

Видно, что перегрев активной области вблизи выходного зеркала (продольная координата  $z = 3$  мм) уменьшается более, чем в 1.5 раза в модифицированной конструкции по сравнению с базовой.

#### 4.5 Оптимизация материала теплоотвода

Альтернативным способом решения проблемы локализации тепла вблизи лазерного чипа является использование в качестве теплоотвода или, по крайней мере, в качестве сабмаунта материала с теплопроводностью, заметно превышающей теплопроводность меди. Как показано в [52], существует весьма ограниченный набор такого рода материалов. В данной работе мы выбрали алмаз, как материал, имеющий максимально возможную теплопроводность, с одной стороны, и являющийся предметом практических исследований, с другой [127, 128]. Использование алмазного сабмаунта изучалось в сочетании с модифицированной конструкцией теплоотвода, где позитивное влияние высокой теплопроводности алмаза могло бы проявиться в наибольшей степени.

Первоначально был рассмотрен алмазный сабмаунт толщиной 100 мкм, с шириной и длиной на 0.2 мм превышающими ширину и длину лазерного чипа. В качестве коэффициента теплопроводности алмаза было принято значение  $\kappa = 23$  Вт/(см·К). Расчёты показали, что  $R_{th}$  с таким сабмаунтом может быть понижено до величины 1.13 К/Вт, что не намного меньше значений  $R_{th}$ , получаемых без алмазного сабмаунта. В то же время, увеличение ширины и длины сабмаунта до размеров самого теплоотвода ( $u = 12$  мм,  $l = 6$  мм) дало заметно больший выигрыш в тепловом сопротивлении, составляющем в этом случае 0.78 К/Вт. Причиной столь сильного влияния размеров сабмаунта на  $R_{th}$  является усиленное боковое растекание тепла в нём. Будучи распределённым по большой площади в латеральном направлении, тепло затем эффективно отводится через теплоотвод модифицированной конструкции. Тем самым, алмазный сабмаунт работает как слой, обеспечивающий сильное боковое растекание тепла, изменяя характер отвода тепла в целом (см. Рис 4.7). Очевидно, что в этом случае эффект оказывается тем большим, чем большая площадь теплоотвода покрыта таким сабмаунтом.

Сравнение характеристик теплоотводов базовой, модифицированной конструкции и с разными алмазными сабмаунтами показано на Рис. 4.8. С другой



стороны, кроме проблемы формирования низкоомного электрического контакта к ЛД и согласования температурных коэффициентов расширения, использование алмазных сабмаунтов большой площади на практике сдерживается, в первую очередь, экономическими соображениями.

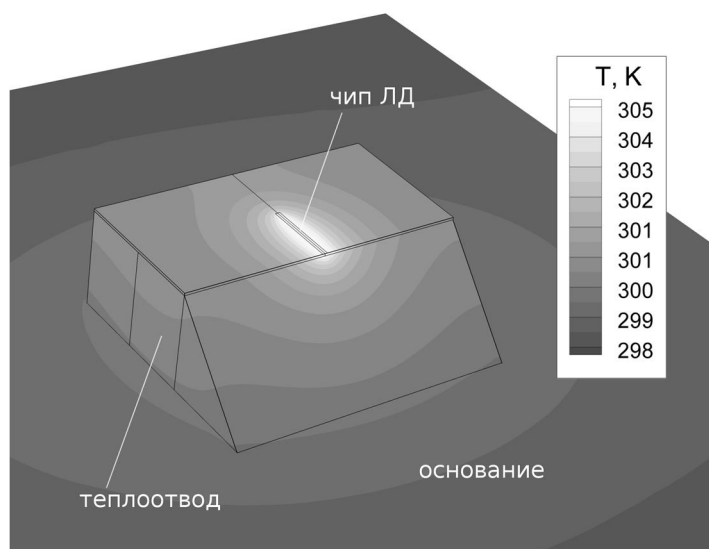


Рисунок 4.7 - Распределение температуры в лазерном диоде модифицированной конструкции с алмазным сабмаунтом толщиной 100 мкм, покрывающем всю верхнюю поверхности теплоотвода, при полной мощности тепловыделения в чипе, равной 10 Вт

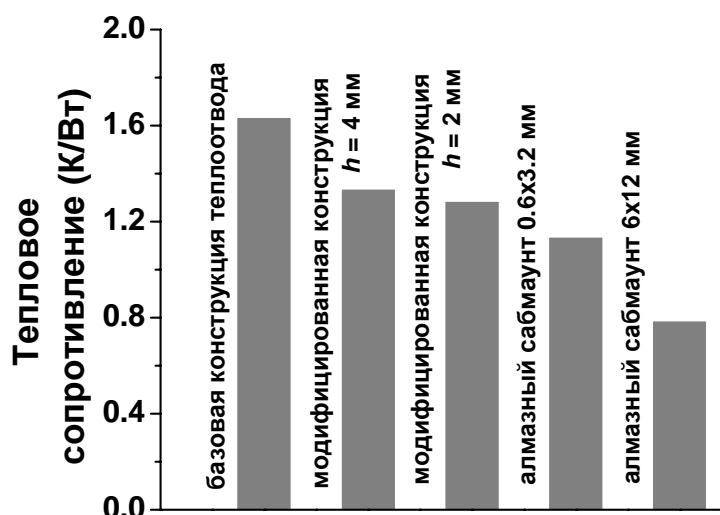


Рисунок 4.8 - Сравнение тепловых сопротивлений теплоотводов различных конструкций, рассмотренных в данной работе

На сегодняшний день, альтернативу алмазу успешно составляют различные углерод-содержащие материалы, начиная с алмаза, цементированного кремнием (ScD) с  $\kappa \sim 6$  Вт/(см·К), и заканчивая композитами на основе отожжённого пиролитического графита, имеющего изотропный коэффициент теплопроводности  $\sim 17$  Вт/(см·К), т. е. не намного меньший, чем у алмаза [129]. Показано также, что углеродные нанотрубки могут обеспечить рекордно высокий коэффициент теплопроводности – от  $\sim 20$  до  $\sim 60$  Вт/(см·К) [130], однако разработка композитных материалов на их основе, пригодных для изготовления теплоотводов, находится лишь на начальной стадии.

#### 4.6 Предельная выходная оптическая мощность излучения ЛД

Чтобы понять, как тепловое сопротивление ЛД влияет на выходную оптическую мощность его излучения, мы использовали простую эмпирическую модель, описанную в [54] и учитывающую самосогласовано температурные зависимости порогового тока и рабочего напряжения, а также зависимость перегрева активной области лазера от мощности тепловыделения. Параметры модели – дифференциальная квантовая эффективность  $\eta_D = 0.7$ , напряжение «включения» ЛД  $V_{to} = \hbar\omega/q = 1.53$  В, его последовательное сопротивление  $R_S = 0.2$  Ом, пороговый ток при комнатной температуре  $I_{th}(300\text{ К}) = 0.4$  А, а также параметр  $T_0 = 120$  К, также были заимствованы из [52]. Пример расчёта ватт-амперных характеристик ЛД при разных значениях теплового сопротивления, выполненных по данной модели, приведён на Рис. 4.9а.

На Рис. 4.9б сплошной линией показана зависимость рассчитанной таким образом максимальной удельной выходной мощности излучения ЛД (мощности, приходящейся на единичную ширину полоскового контакта) от величины  $R_{th}$ . Видно, что уменьшение  $R_{th}$  приводит к существенному росту удельной мощности излучения лазера. Серой полосой на Рис. 4.9б показан порог КРЗ, экспериментально измеренный (с учётом разброса данных) для ЛД с длиной волны генерации 808 нм.

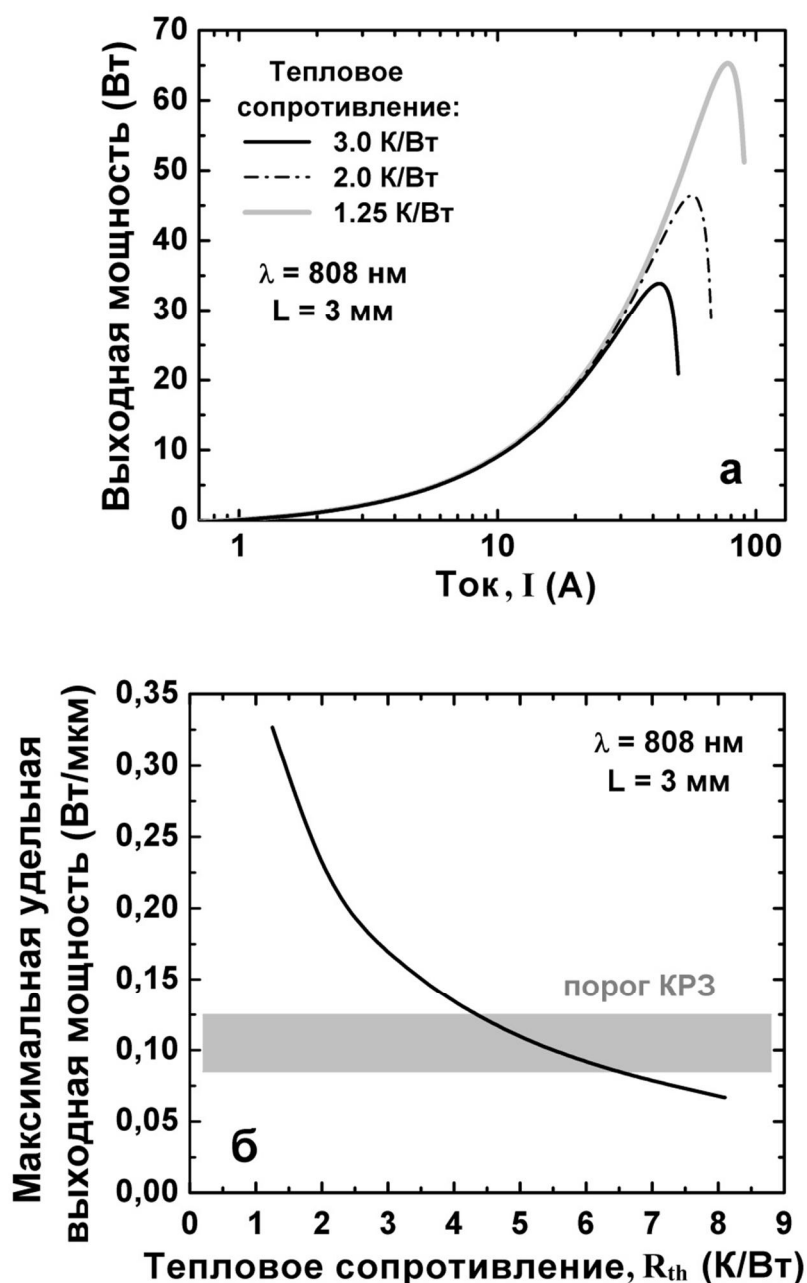


Рисунок 4.9 - Теоретические ватт-амперные характеристики ЛД с различными тепловыми сопротивлениями (а) и максимальная удельная мощность лазеров с полосковым контактом длиной 3 мм, рассчитанная в зависимости от его теплового сопротивления (б). Серая область показывает экспериментальный порог КРЗ (с учётом разброса данных), соответствующий ЛД с длиной волны излучения 808 нм [52]

Видно, что при тепловых сопротивлениях, превышающих  $\sim 7$  К/Вт предельная выходная мощность лимитируется температурной зависимостью лазерных характеристик, в то время как при  $R_{th}$ , меньших чем  $\sim 4$  К/Вт

лимитирующим фактором становится уже КРЗ. Согласно результатам, показанным на Рис. 4.4, величины  $R_{th} < 4$  К/Вт трудно получить при длинах полоскового контакта менее 1.5 мм. И, наконец, вся расчётная кривая, показанная на Рис. 4.9б, лежит заметно ниже величины  $\sim 0.8 \div 1.2$  Вт/мкм характерной для порога КРЗ в условиях импульсной накачки, при которой влияние тепловых эффектов становится несущественным.

#### 4.7 Выводы по Главе 4

1. Проведённый анализ переноса тепла в ЛД базовой и модифицированной конструкций [126, 131] показал, что именно теплоотвод является наиболее критичным элементом конструкции, определяющим тепловое сопротивление мощных лазеров. Геометрическая оптимизация теплоотвода оказалась малоэффективной из-за сильной локализации источника тепловыделения вблизи чипа ЛД.
2. Результаты моделирования для всех рассмотренных конфигураций теплоотвода, демонстрируют сильную зависимость теплового сопротивления от длины лазерного резонатора и, в меньшей степени, от его ширины. Поэтому с точки зрения эффективного отвода тепла использование длинных резонаторов является предпочтительным.
3. Использование наклонной стенки теплоотвода вблизи выходного зеркала ЛД позволяет существенно снизить перегрев последнего, что важно для повышения порога катастрофической деградации зеркала.
4. Использование алмазного сабмаунта, усиливающего латеральное растекание тепла, оказывается эффективным только в том случае, когда ширина сабмаунта на порядок превышает ширину полоскового контакта лазера. При этих условиях основным фактором, сдерживающим применение таких сабмаунтов на практике, является их стоимость. Альтернативу алмазу в будущем могут составить различные композитные углерод-содержащие материалы.
5. В целом проведённое исследование показало, что возможности оптимизации конструкций пассивных теплоотводов без существенного увеличения их

стоимости во многом исчерпаны. При реалистичных характеристиках имеющихся ЛД пассивные ТО позволяют потенциально получать удельные выходные мощности излучения до  $\sim 0.15 \div 0.20$  Вт/мкм. Нижняя граница этой оценки примерно соответствует максимальным плотностям мощности, достигнутым на практике и ограничиваемым катастрофическим разрушением выходных зеркал ЛД [52]. При условии решения проблемы КРЗ дальнейшее повышение плотности мощности излучения может быть достигнуто за счёт использования активных теплоотводов, использующих принудительное охлаждение прибора [106, 132].

## **ГЛАВА 5 ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОЩНЫХ ДИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ**

### **5.1 Исследование излучательных характеристик мощных диодных лазеров с длиной волны генерации 808 нм**

#### **5.1.1 Исследование излучательных характеристик мощных непрерывных диодных лазеров**

Моделирование свойств ЛГС различных конструкций со сверхнизкими оптическими потерями подробно описано в главе 3. По результатам этой работы в качестве оптимальной для изготовления мощных диодных лазеров с длиной волны генерации 808 нм были выбраны лазерные гетероструктуры с раздельным ограничением, подробно рассмотренные в разделах 3.4.5, 3.4.6.

##### **5.1.1.1 Основные технические требования к технологическому процессу приготовления кристаллов мощных непрерывных диодных лазеров**

Для проведения исследования и отработки технологии изготовления лазерных кристаллов (чипов) мощных непрерывных ЛД была выбрана оптимальная технологическая схема постростовой обработки лазерных гетероструктур, позволяющая на финишной стадии в качестве готовой продукции получать ЛД с выходной оптической мощностью 15 Вт, работающие на постоянном токе [133]. Построение технологической схемы по проведению постростовых операций при изготовлении непрерывных диодных лазеров основано на определенной базовой концепции:

- высокая воспроизводимость характеристик технологических процессов;
- возможность проведения нескольких технологических процессов в одной реакционной камере без ее вскрытия;
- возможность легкой перестройки режимов при изменении параметров технологических процессов;

- постоянный технологический контроль за проведением качества производимых технологических операций;
- простота переоснастки и обслуживания используемого оборудования;
- возможность осуществления корректировки и совершенствования технологической схемы;
- минимальное воздействие окружающей среды на поверхность структур при проведении технологического процесса.

#### 5.1.1.2 Перечень технологических операций, входящих в технологический процесс

##### 5.1.1.2.1 Технологическая схема изготовления чипов непрерывных диодных лазеров

Технологическую схему изготовления полупроводниковых чипов диодных лазеров можно разделить на 4 основных этапа:

- подготовка гетероструктуры;
- формирование омических контактов;
- формирование многополосковой конструкции типа «мелкая меза» с дополнительной изоляцией;
- раскалывание структуры и нанесение покрытий на резонаторы чипов.

Разделение на этапы носит достаточно условный характер и имеет целью акцентировать внимание на главных принципиальных технологических процессах, включенных в технологическую схему изготовления диодных лазеров. Последовательность же проводимых операций, как будет показано ниже, не всегда соответствует поэтапному выполнению, например, формирование омических контактов (р-слоя) заканчивается в процессе 3-го этапа.

На первом этапе технологического процесса гетероструктура, поступившая с ростового участка проходит следующие операции:

- Учет, классификация и хранение;
- Колка структуры на части, выколка контрольного образца;
- Контроль качества поверхности гетероструктуры;

- Наклейка структуры на фторопластовую таблетку;
- Оптический контроль обрабатываемой поверхности структуры;
- Механическое утонение подложки структуры шлифованием и промывка;
- Отклеивание структуры от фторопластовой таблетки и промывка;
- Оптический контроль обработанной поверхности и контроль толщины структуры;
- Наклейка структуры на фторопластовую подложку;
- Утонение подложки гетероструктуры химико-динамическим полированием, промывка;
- Оптический контроль обработанной поверхности структуры и контроль толщины;
- Отклеивание структуры от фторопластовой подложки, промывка структуры;
- Хранение структуры.

На втором этапе технологического процесса для формирования омических контактов требуется выполнение следующих операций:

- Финишная подготовка структуры;
- Проведение подготовительных операций для напыления контактных металлических слоев на лазерную структуру;
- Напыление слоя золота на р-слой гетероструктуры;
- Напыление слоя сплава золото-цинк на р-слой гетероструктуры;
- Напыление слоя сплава золота-германий на п-слой гетероструктуры;
- Напыление слоя никеля на п-слой гетероструктуры;
- Вжигание металлических слоев с р-стороны структуры;
- Вжигание металлических слоев с п-стороны структуры;
- Усиление р-контакта гетероструктуры путем дополнительного нанесения слоя золота;
- Усиление п-контакта гетероструктуры путем дополнительного осаждения слоя никеля;



- Усиление n-контакта гетероструктуры путем дополнительного осаждения слоя золота;
- Оптический контроль качества создания омических контактов;
- Контроль контактного сопротивления структуры;
- Хранение структуры в герметичных контейнерах.

На третьем этапе для формирования многополосковой конструкции типа «мелкая меза» с дополнительной изоляцией предусмотрена следующая последовательность проведения технологических операций:

- Подготовка поверхности структуры и ее приклейка к ситалловой таблетке;
- Нанесение и сушка фоторезиста;
- Формирование рисунка на поверхности структуры;
- Проявление фоторезиста;
- Задубливание фоторезистивной маски;
- Проверка качества выполнения рисунка по фоторезистивной маске;
- Травление структуры ионным пучком и формирование полосков согласно рисунку фоторезистивной маски;
- Нанесение кремниевого изоляционного покрытия;
- Удаление фоторезистивной маски;
- Оптический контроль качества проведенных операций;
- Финишное усиление p-контакта гетероструктуры путем осаждения слоя золота;
- Оптический контроль качества проведенных операций;
- Контроль электрофизических и оптических характеристик гетероструктуры.

На четвертом этапе технологической схемы изготовления полупроводниковых непрерывных диодных лазеров предусмотрена следующая последовательность операций:

- Разделение структуры на линейки;
- Закрепление линеек структуры в специальный держатель;
- Формирование интерференционного отражающего зеркала на резонаторе;

- Разгрузка специального держателя и извлечение из держателя лазерных линеек с нанесенными интерференционными зеркалами;
- Оптический контроль качества нанесенных интерференционных зеркал;
- Закрепление линеек структуры в специальный держатель для формирования излучающей рабочей грани лазерной линейки;
- Осаждение на излучающую грань слоя оксида алюминия заданной оптической толщины;
- Разгрузка специального держателя и извлечение из него лазерных линеек;
- Колка лазерных линеек на отдельные диодные лазеры;
- Контроль оптических и электрофизических характеристик лазерных диодов;
- Сортировка, учет, хранение готовых чипов непрерывных диодных лазеров.

#### 5.1.1.2.2 Технология сборки мощных непрерывных диодных лазеров

Технология сборки сверхмощных непрерывных диодных лазеров включает следующие основные операции:

- изготовление теплоотвода для мощных диодных лазеров;
- монтаж лазерного чипа на теплоотвод;
- разварка n-контакта на изоляционный кубик;
- проведение электрофизических, оптических измерений и временных испытаний непрерывных диодных лазеров.

Теплоотвод изготавливается из бескислородной меди марки МО<sub>8</sub>, проходит химическую обработку, никелировку и вакуумный отжиг. Обработка рабочей поверхности осуществляется алмазным инструментом на специальном оборудовании.

Монтаж лазерного чипа на теплоотвод осуществляется методом бесфлюсовой пайки. Для реализации рабочих параметров диодного лазера необходимо обеспечить максимальный отвод тепла от лазерного чипа во время протекания тока накачки через диодный лазер, а также по мере возможности компенсировать механические напряжения, возникающие в активной области

лазерной гетероструктуры при монтаже чипа. Возникновение напряжений связано с различными коэффициентами термического расширения материала чипа ( $6 \cdot 10^{-6}$  град $^{-1}$ ) и меди ( $18 \cdot 10^{-6}$  град $^{-1}$ ). В качестве припоя выбирается In-содержащий сплав, который обладает для этого достаточной пластичностью. Точность посадки лазерного чипа относительно кромки теплоотвода не хуже  $\pm 5$  мкм. На Рис. 5.1 представлена фотография установки бесфлюсовой пайки лазерного чипа на теплоотвод. Разварка n-контакта осуществляется стандартным для электронной промышленности методом ультразвуковой сварки.



Рисунок 5.1 - Фотография установки бесфлюсовой пайки лазерного чипа на теплоотвод

#### 5.1.1.3 Излучательные характеристики мощных непрерывных диодных лазеров

На основе асимметричной InAlGaAs/AlGaAs/GaAs ЛГС с отдельным ограничением, подробно рассмотренных в разделах 3.4.5, 3.4.6 и в соответствии с приведенной выше последовательностью технологических операций были

изготовлены образцы непрерывных ЛД мощностью 15 Вт (излучающая апертура 400 мкм, Рис. 5.2) [133]. Одновременно были оптимизированы технологические процессы, направленные на защиту зеркал резонатора и улучшения отвода тепла из гетероструктуры. Рис. 5.3 демонстрирует типичные зависимости выходной оптической мощности и КПД от тока накачки мощного непрерывного ЛД.

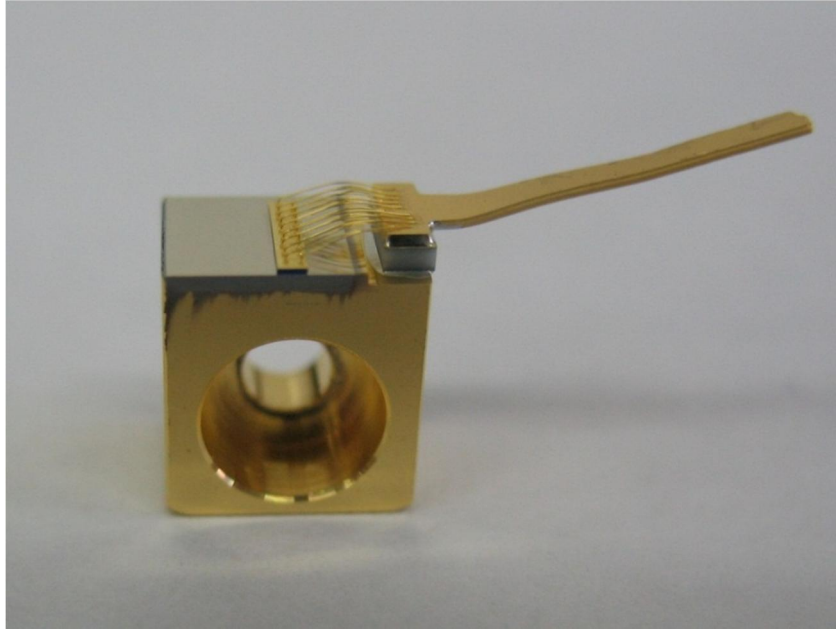


Рисунок 5.2 - Образец непрерывного ЛД мощностью 15 Вт

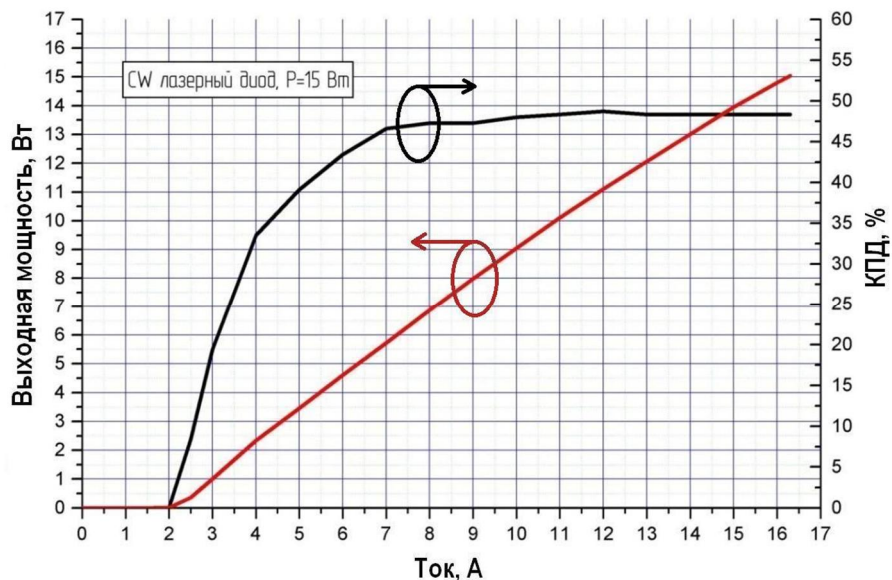


Рисунок 5.3 - Типичные зависимости выходной оптической мощности и КПД от тока накачки мощного непрерывного ЛД [133]

На Рис. 5.4 приведены распределения интенсивности лазерного излучения в двух перпендикулярных плоскостях (дальнее поле).

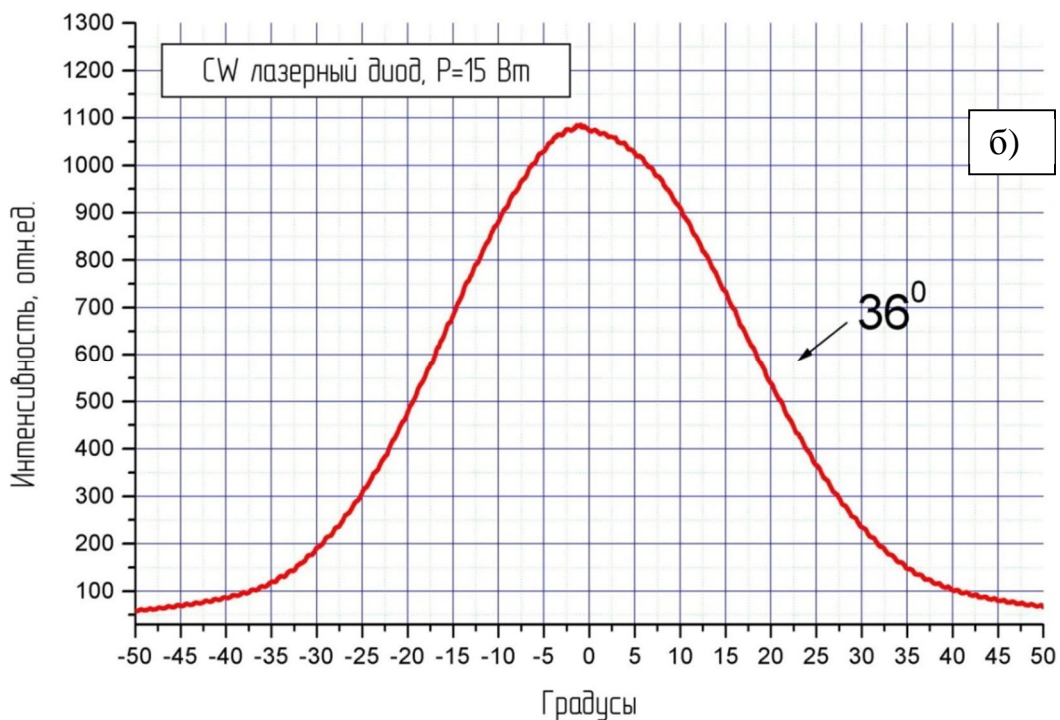
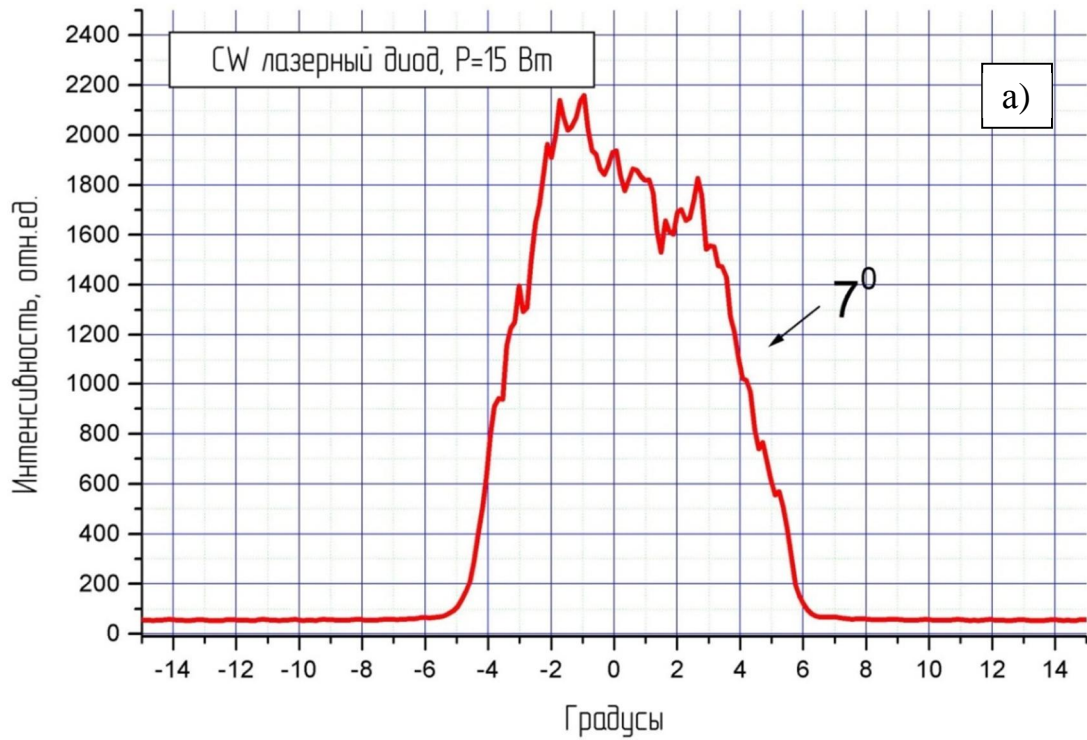


Рисунок 5.4 - Распределения интенсивности лазерного излучения мощного непрерывного лазерного диода (дальнее поле) в плоскости параллельной (а) и перпендикулярной (б) р-п переходу

Для определения срока службы непрерывных лазерных диодов были изготовлены образцы двух типов. В ЛД первого типа лазерный кристалл был напаян с помощью мягкого In-содержащего припоя на медный теплоотвод. В ЛД второго типа лазерный кристалл был напаян с помощью жесткого припоя AuSn на CuW сабмаунт, который, в свою очередь, был припаян к медному теплоотводу.

Рис. 5.5 показывает сравнительные результаты наработки на отказ этих двух мощных лазерных диодов. У всех перечисленных приборов были измерены тепловые сопротивления с помощью методики, близкой к описанной в работе [125]. Результаты измерений изображены на Рис. 4.4 для ЛД первого (а) и второго типов (б) и длины резонатора  $3 \div 3,5$  мм.

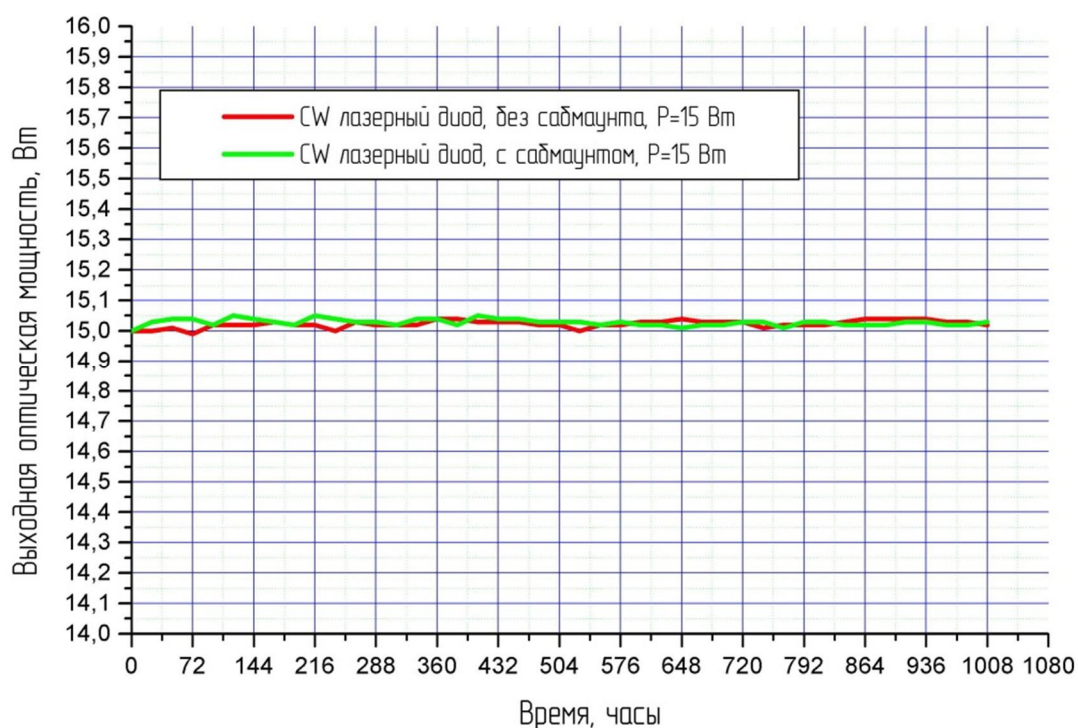


Рисунок 5.5 - Сравнительные результаты наработки на отказ двух мощных непрерывных лазерных диодов: лазерный кристалл был напаян с помощью In-содержащего припоя на медный теплоотвод (красная линия) и лазерный кристалл был напаян с помощью припоя AuSn через CuW сабмаунт к медному теплоотводу (зеленая линия)

### 5.1.2 Исследование излучательных характеристик сверхмощных квазинепрерывных лазерных линеек и матриц

ТТЛ на основе редкоземельных элементов, использующих в качестве источников оптической накачки мощные ЛД и линейки, относятся к наиболее важным областям науки и техники [134], в которых происходит в последнее время особенно бурный рост. Это обусловлено тем, что ТТЛ с диодной накачкой сочетают в себе достоинства как полупроводниковых (малые габариты, высокая эффективность преобразования электрической энергии в оптическую), так и твердотельных (высокое качество излучения - большая временная и пространственная когерентность, узкая диаграмма направленности) лазеров. Однако одним из существенных недостатков ТТЛ с полупроводниковой накачкой является пространственно-временная нестабильность излучения и повышенный уровень шумов, в основном связанный с так называемым явлением "филаментации" излучения, которое наблюдается в лазерных диодах (ЛД) и линейках (ЛЛ) с широким сплошным полосковым контактом [135]. "Филаментация" проявляется как формирование неустойчивых во времени и пространстве каналов генерации излучения в резонаторе ЛД, обусловленное нелинейными оптическими явлениями.

Ранее нами в работах [135, 136] была предложена конструкция мощных ЛД для накачки ТТЛ на основе фазированных решеток с оптимизированным коэффициентом оптической связи между одномодовыми излучателями. Такая конструкция, за счет более однородного распределения оптической плотности излучения на зеркале, позволила повысить выходную оптическую мощность и надежность ЛД [137]. В то же время исключение явления "филаментации" привело к существенному улучшению пространственно-временной стабильности с одновременным понижением оптических шумов [2]. В настоящем параграфе описаны результаты разработки и исследования высокомоощных ЛЛ ( $P \geq 100$  Вт) на основе фазированных решеток, работающих в квазинепрерывном режиме (длительность импульса 200 - 400 мкс, частота повторения 50 - 100 Гц) [3, 138].

ЛЛ изготавливались из гетероструктур с отдельным электронным и оптическим ограничением и напряженной квантово-размерной InAlGaAs активной областью (см. п. 1.4.1). Широкозонные  $n\text{-Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}:\text{Si}$  и  $p\text{-Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}:\text{Zn}$  эмиттеры выращивались толщиной порядка 1.5 мкм. Волноводные  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  слои общей толщиной 0.3 мкм имели переменный состав по Al - от  $x = 0.6$  у эмиттеров до  $x = 0.3$  у активного слоя.

ЛЛ представляли собой набор (период 200 мкм) полосковых излучателей с шириной излучающей области 160 мкм, интегрированных на одной подложке, но не связанных между собой оптически. Были изготовлены ЛЛ 2-х типов. В ЛЛ первого типа каждый полосковый излучатель представлял собой фазированную решетку одномодовых излучателей [3]. В ЛЛ второго типа каждый полосковый излучатель представлял собой традиционный полупроводниковый лазер с широким полосковым контактом [138]. Профилирование гетероструктуры осуществлялось с помощью ионного травления через фоторезистивную маску частично нейтрализованным коллимированным пучком ионов аргона с энергией до 1000 eV. Общая ширина излучающей площадки ЛЛ составляла 11000 мкм. Величина оптической связи между одномодовыми излучателями была оптимизирована с помощью подбора глубины профилирования p-эмиттера. На заднюю грань ЛЛ наносилось многослойное отражающее покрытие с коэффициентом отражения порядка 95%, на переднее - просветляющее покрытие с коэффициентом отражения около 10%. После нанесения покрытий ЛЛ напаивались p-слоем на никелированный медный теплоотвод.

Для измерения ватт-амперных характеристик использовался калиброванный болометрический измеритель мощности "LASERMATE" фирмы "COHERENT". При этом оптическая мощность в импульсе ( $P_1$ ) рассчитывалась по формуле  $P_1 = P_2 \cdot \nu$ , где  $P_2$  - усредненная болометром (по времени) выходная оптическая мощность ЛЛ,  $\nu$  — скважность импульсов излучения. Спектральные измерения проводились с помощью автоматизированного комплекса на основе монохроматора МДР-23. Распределение излучения в ближней зоне ЛЛ измерялось



с помощью ПЗС матрицы, в дальней зоне - по стандартной методике путем углового сканирования ЛЛ.

На Рис. 5.6а представлена типичная ватт-амперная характеристика ЛЛ первого типа. Типовое значение рабочего тока ЛЛ при выходной оптической мощности 100 Вт составило 115 А при пороговых плотностях тока, не превышающих  $200 \text{ А/см}^2$ . Дифференциальная квантовая эффективность -  $1.0 \text{ Вт/А}$  (65%), КПД - более 40%. Ширина спектра излучения FWHM на рабочем токе не превышала  $2.2 \div 2.5 \text{ нм}$  (Рис. 5.6б).

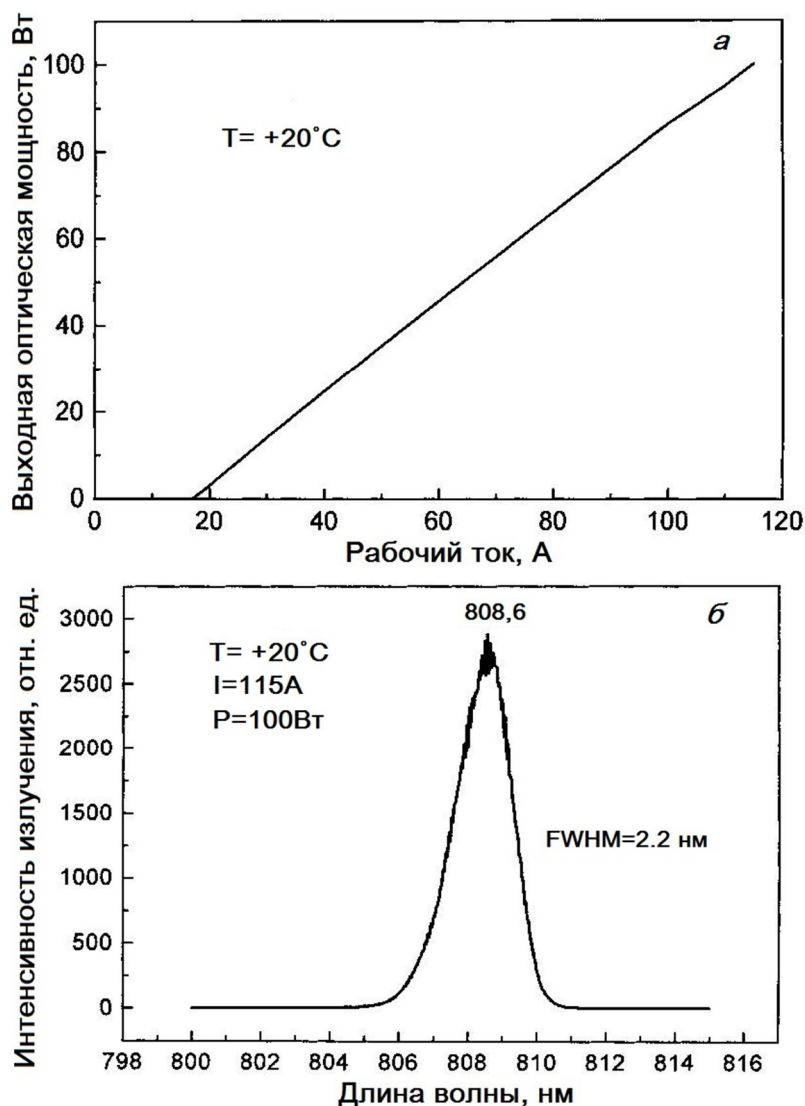


Рисунок 5.6 – Основные излучательные характеристики ЛЛ: а - ВтАХ (длительность импульса 200 мкс, частота повторения 50 Гц); б – спектр генерации

Распределение мощности излучения по полосковым излучателям (Рис. 5.7а) свидетельствует о высокой однородности по всей ширине излучающей площадки,

что говорит о качестве гетероструктуры и высокой технологичности всех постростовых процессов изготовления ЛЛ. В то же время благодаря конструкции ЛЛ изменения величины тока накачки (или температуры теплоотвода) ЛЛ не приводили к изменению положения максимумов оптической мощности в ближней зоне каждого полоскового излучателя (Рис. 5.7б). Таким образом, проявления "филаментации" излучения, при котором происходит спонтанное хаотическое перераспределение максимумов излучения на зеркале ЛД, не наблюдалось.

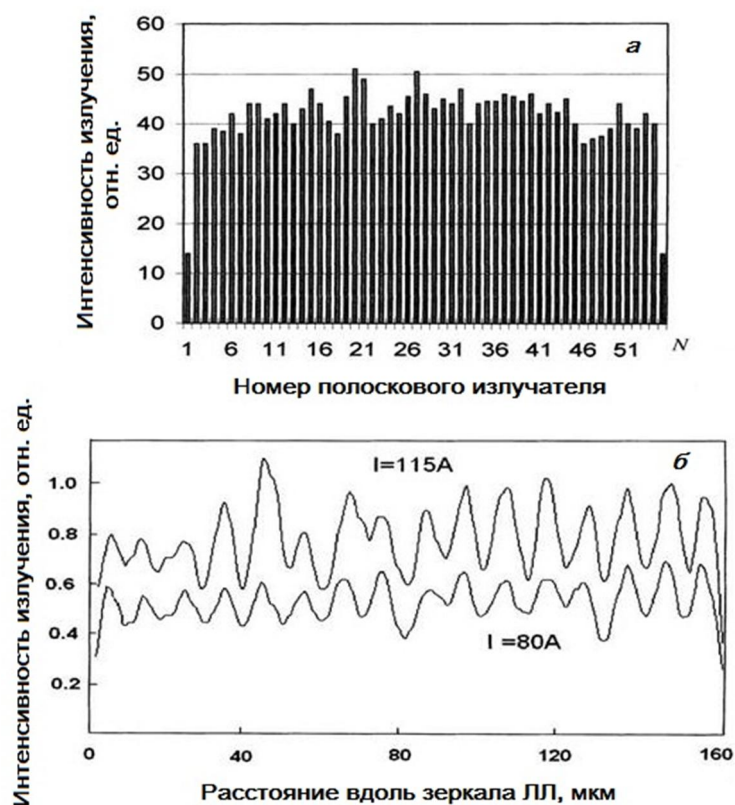


Рисунок 5.7 - Распределение оптической мощности: а — в полосковых излучателях ЛЛ; б — в ближней зоне полоскового излучателя при различных токах накачки

На Рис. 5.8 представлена типичная ватт-амперная характеристика ЛЛ второго типа. Типичное значение рабочего тока ЛЛ при выходной оптической мощности 200 Вт составило  $190 \div 200$  А, ДКЭ - 1.2 Вт/А (78%) и КПД - порядка 45%.

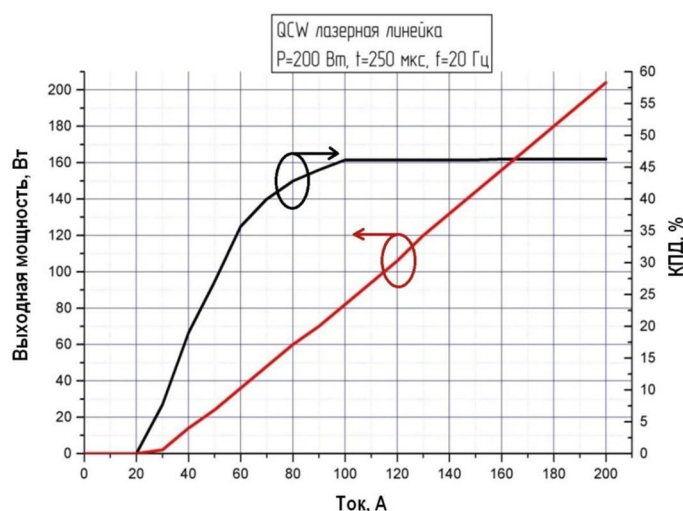


Рисунок 5.8 - Типичные ватт-амперная характеристика (красная линия) и КПД (черная линия) ЛЛ второго типа (длительность импульса 250 мкс, частота повторения 20 Гц)

Фотография и конструкция ЛЛ с выходной оптической мощностью 200 Вт (излучающая апертура 10 мм) приведены на Рис. 5.9. Высокая выходная оптическая мощность, узкий спектр генерации, пространственно-временная стабильность излучения делают ЛЛ перспективными источниками оптической накачки редкоземельных ионов в малошумящих твердотельных лазерах. Кроме того, оптимизация конструкции теплоотвода позволила использовать разработанные ЛЛ в качестве базового элемента для сборки лазерных матриц мощностью до 10 кВт. Для сборки ЛЛ в матрицу были разработаны конструкции теплоотводов, которые позволили последовательно соединять от 2 до 50 шт. ЛЛ с размерами излучающей апертуры 6 и 10 мм. Фотографии и конструкции лазерных матриц с выходной оптической мощностью 2,5 кВт (излучающая апертура 6x42,5 мм) и 10 кВт (излучающая апертура 10x126,5 мм) приведены на Рис. 5.10.

Основные характеристики разработанных лазерных матриц представлены в Таблице 5.1. Ресурсные испытания, проведенные в рабочих условиях (длительность импульсов 250 мкс, частота повторения 20 Гц), показали, что срок службы составляет не менее  $5 \cdot 10^8$  импульсов.

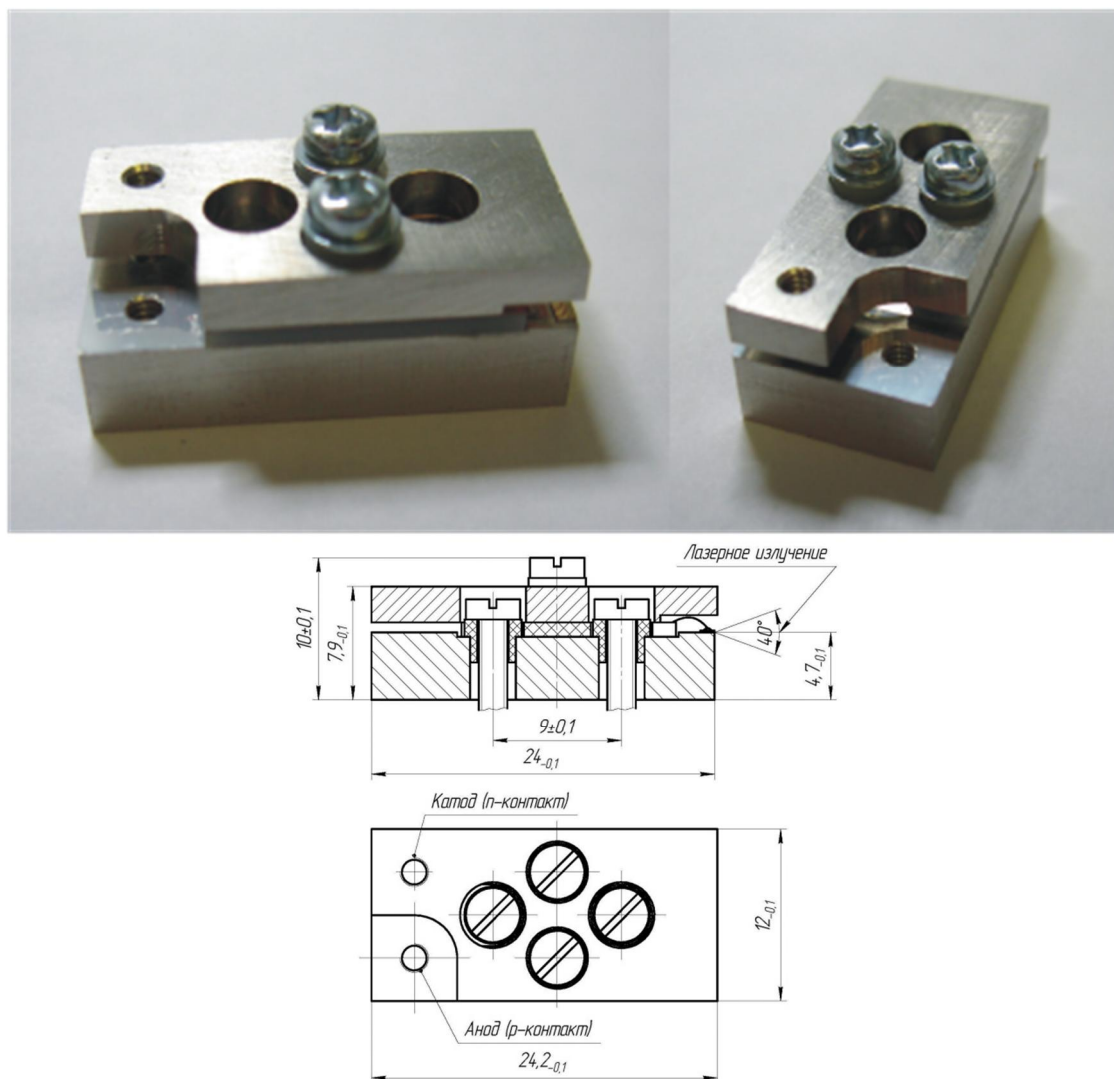


Рисунок 5.9 - Фотография и конструкция квазинепрерывной ЛЛ

Таблица 5.1 Основные характеристики лазерных матриц

Режим работы	Квазинепрерывный	
Режим генерации	Многомодовый	
Выходная оптическая мощность в импульсе, кВт	2,5	10
Количество линеек в сборке, шт.	20	50
Выходная оптическая мощность одной линейки, Вт	125	200
Размер излучающей площадки одной линейки, мкм <sup>2</sup>	6000 x 1	10000 x 1
Длительность импульса тока накачки, мкс	250 ÷ 500	
Частота повторения импульсов, Гц	20	
Рабочий ток, А	150	200
Рабочее напряжение (не более), В	50	120
Длина волны излучения при +25°C, нм	802 ÷ 806	
Полуширина спектра излучения (не более), нм	4.0	
Минимальная наработка на отказ (не менее), импульсов	5*10 <sup>8</sup>	

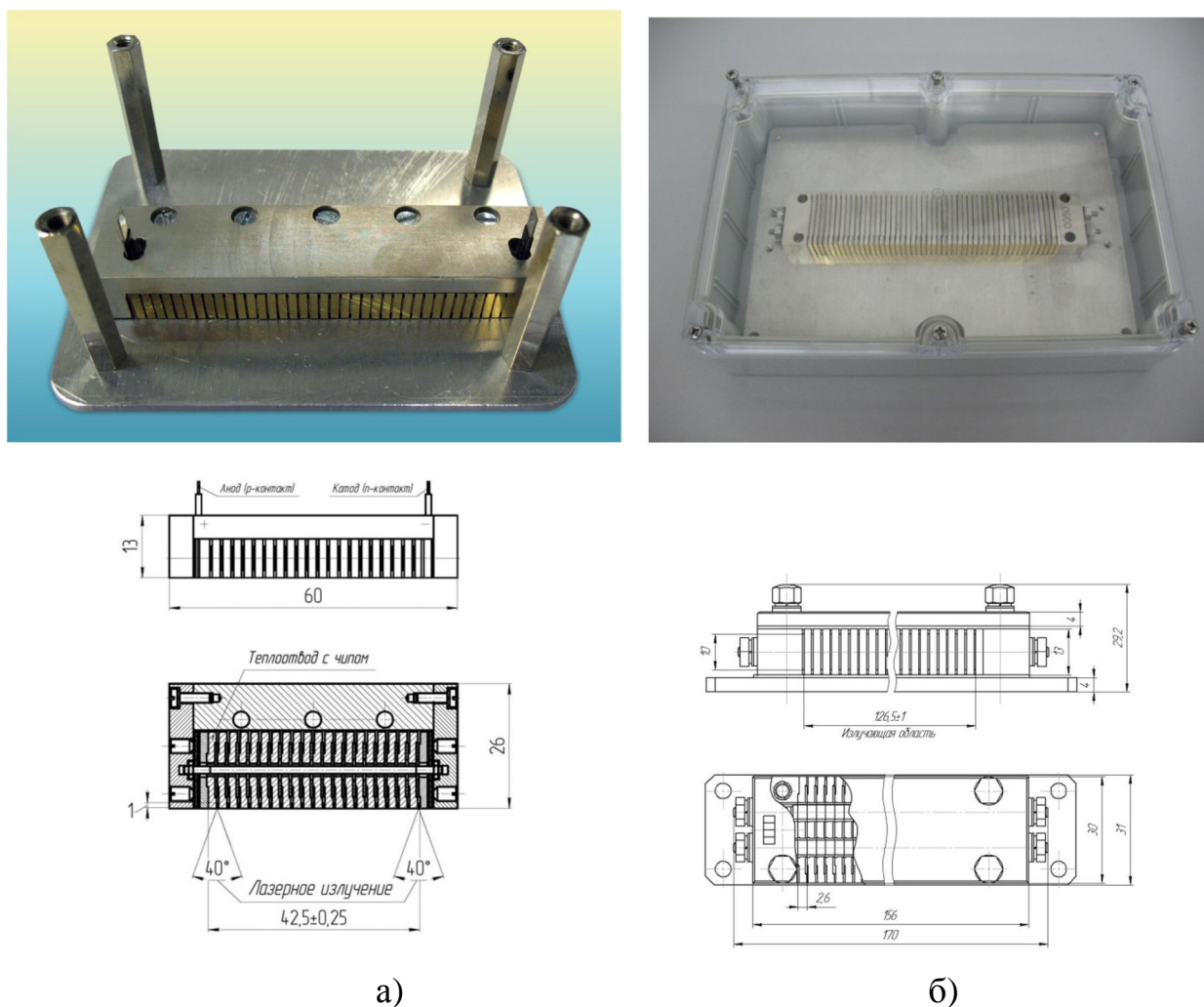


Рисунок 5.10 - Фотографии и конструкции лазерных матриц: а - излучающая апертура 6x42,5 мм, выходная оптическая мощность 2,5 кВт; б - излучающая апертура 10x126,5 мм; выходная оптическая мощность 10 кВт

ЛЛ в лазерной матрице включены последовательно, а для электрической изоляции электродов каждой ЛЛ используется  $Al_2O_3$  керамика типа «Поликор» (ВК-100-1), имеющая хорошие теплопроводящие свойства (около 20 Вт/(м\*К)).

Типичная ВТАХ лазерной матрицы с выходной оптической мощностью 5 кВт (излучающая апертура 10x63 мм) представлена на Рис. 5.11. Как видно из Рис. 5.11, лазерная матрица обладает высоким КПД (около 50%), обеспечивающим эффективную накачку ионов неодима в ТТЛ. Длительность импульса разработанных мощных лазерных матриц достигает 500 мкс, что существенно превосходит время жизни неравновесных носителей заряда на метастабильном уровне ионов неодима во всех известных средах.

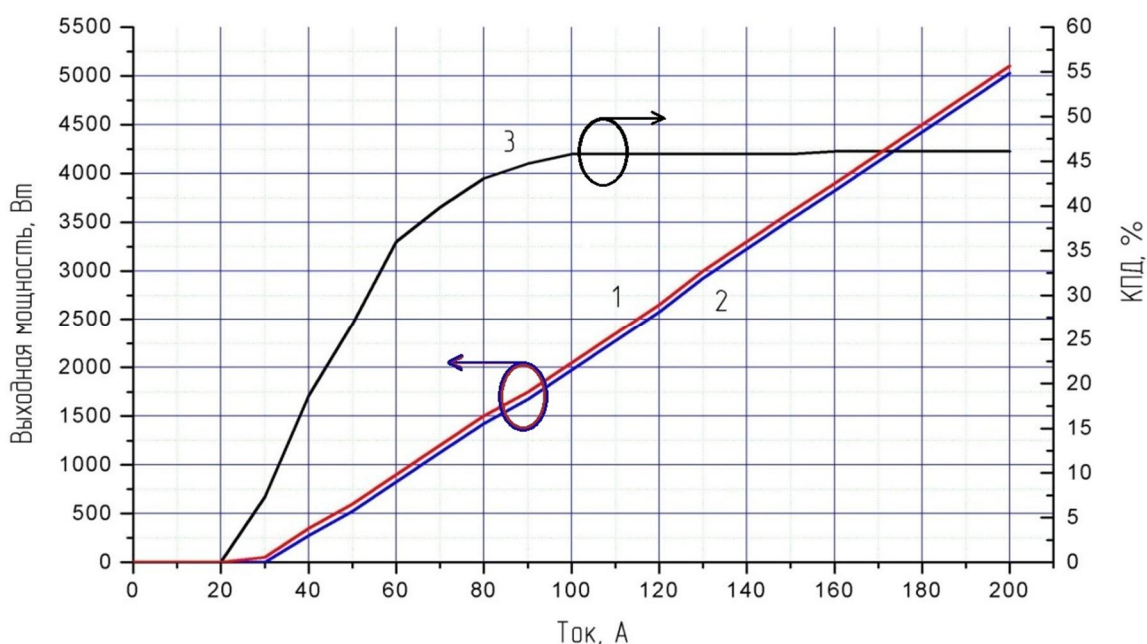


Рисунок 5.11 - Типичная зависимость выходной оптической мощности (температура теплоотвода: (1) +25°C, (2) +40°C) и коэффициента полезного действия (3) лазерной матрицы от величины тока накачки

## 5.2 Исследование излучательных характеристик ЛД и линеек с длиной волны генерации 940 - 960 нм

### 5.2.1 Мощные низкопороговые ЛД, работающие в непрерывном режиме

Мощные ЛД, излучающие в спектральном диапазоне  $0.96 \div 0.98$  мкм, широко используются для накачки ионов  $\text{Er}^{3+}$  в твердотельных лазерах и волоконно-оптических усилителях. Такие ЛД изготавливаются из  $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  ЛГС с отдельным электронным и оптическим ограничением на основе квантоворазмерной активной области и имеют высокую эффективность, надежность и время жизни [139-141]. В настоящем параграфе описаны результаты исследования оптических и временных характеристик ЛД, изготовленных из оптимизированных ЛГС классической конструкции, изображенной на рис. 5.12. Результаты моделирования конструкции показали, что выращенные ЛГС имели фактор оптического ограничения  $\Gamma = 0.034$  и полуширину диаграммы направленности излучения ЛД в направлении, перпендикулярном p-n-переходу,  $\Theta_{\perp} = 40^{\circ}$ , которая хорошо согласуется с

экспериментально измеренной величиной. Качество выращиваемого полупроводникового материала контролировалось по измерениям фотолюминесценции ТГС, максимально приближенных к ЛГС по конструкции. Оценка внутреннего квантового выхода ( $\eta_{int}$ ) производилась на основе сравнения интенсивности ФЛ выращенных ТГС с «реперными» образцами в соответствии с методическим подходом, описанным в работе [144].

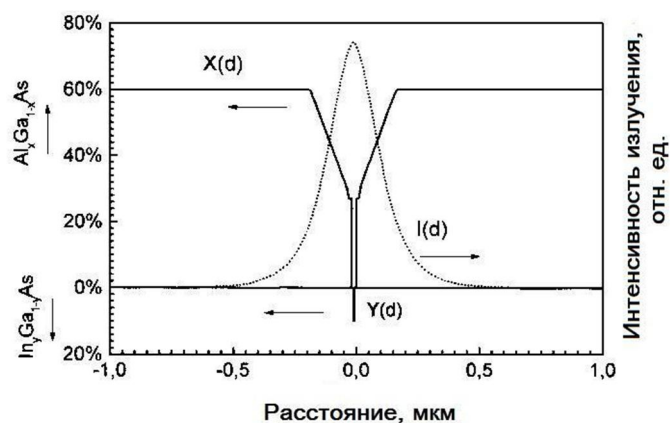


Рисунок 5.12 – Конструкция InGaAs/AlGaAs/GaAs гетероструктуры X(d), Y(d) и расчетная диаграмма ближнего поля излучения I(d) на зеркале ЛД

Для определения величины внутренних оптических потерь ЛГС ( $\alpha_{int}$ ) и плотности тока прозрачности ( $J_{th}^{\circ}$ ) [145] измерялись зависимости обратной величины ДКЭ ( $1/2\eta$ ) от длины резонатора ЛД ( $L$ ) и плотности порогового тока ( $J_{th}$ ) от обратной длины резонатора ЛД соответственно (Рис. 5.13а). Измерения проводились в непрерывном режиме генерации ЛД при температуре теплоотвода  $+25^{\circ}\text{C}$ . Линейная аппроксимация зависимости  $1/2\eta(L)$  [146] дала величины  $a_{int} = 1.5\text{ см}^{-1}$  и  $\eta_{int} = 98\%$ . Величина  $a_{int}$  близка к рекордной для ЛД классической конструкции [147, 148]. Плотность тока прозрачности  $J_{th}$ , определенная из зависимости  $J_{th}(1/L)$ , равна  $70\text{ А/см}^2$  и хорошо согласуется с плотностью порогового тока «четырёхсколотых» образцов, измеренного в импульсном режиме ( $\tau = 2\text{ мкс}$ ).

Зависимости выходной оптической мощности от величины тока накачки для ЛД, изготовленных на основе выращенных ЛГС и имеющих различную длину резонатора, изображены на Рис. 5.13в. ЛД имеют высокую дифференциальную

квантовую эффективность и низкую плотность порогового тока ( $\eta = 65\%$ ;  $J_{th} = 100 \text{ A/cm}^2$  и  $\eta = 70\%$ ;  $J_{th} = 120 \text{ A/cm}^2$  для длины резонатора 2000 и 1000 мкм соответственно). Характеристическая температура  $T_0$ , составила  $150^\circ\text{C}$ , максимум излучения ЛД лежал в диапазоне  $945\div 950$ , ширина FWHM спектров генерации не превышала 1.5 нм.

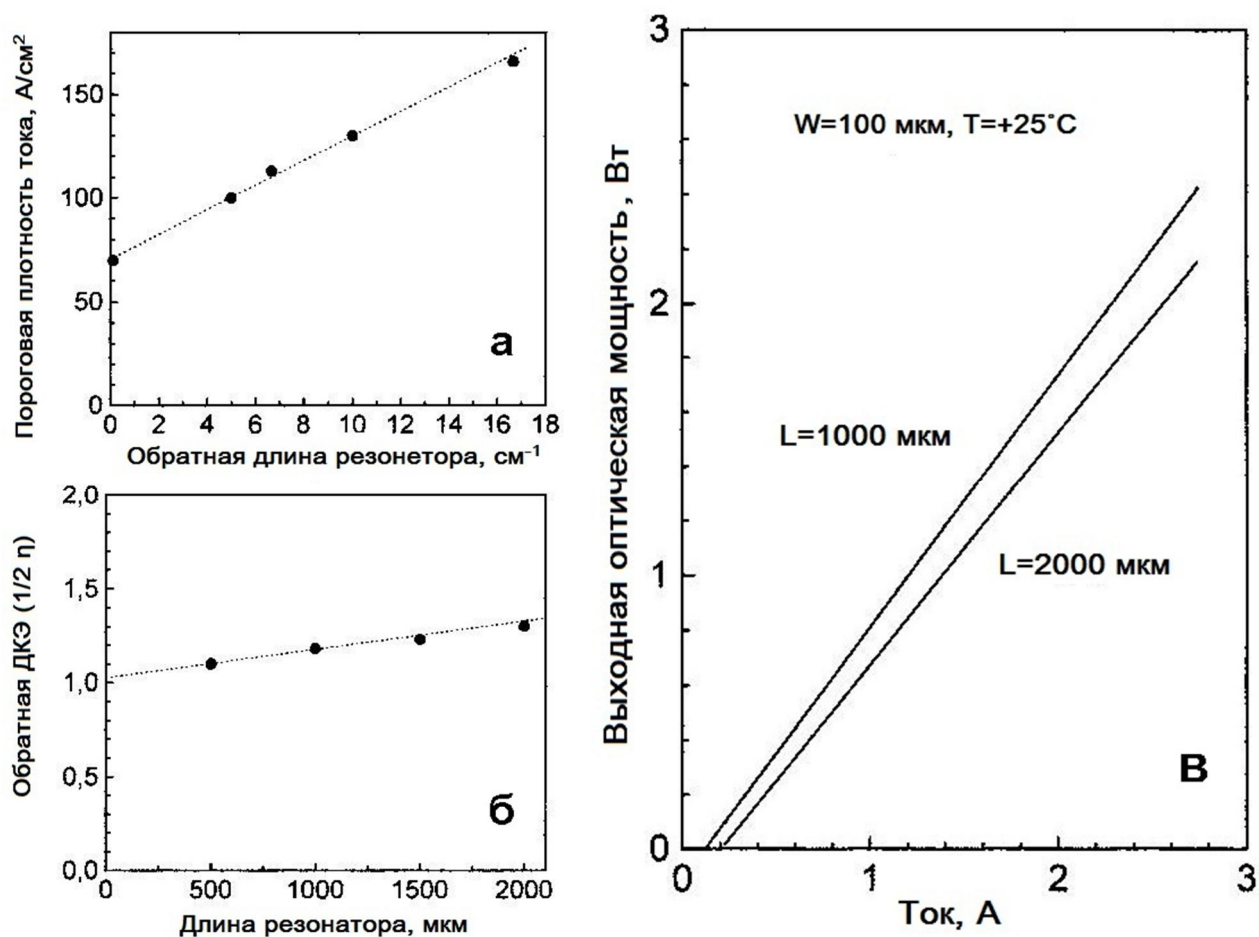


Рисунок 5.13 – Графики зависимостей плотности порогового тока ( $J_{th}$ ) от обратной длины резонатора  $1/L$  (слева, сверху), обратной величины дифференциальной квантовой эффективности ( $1/2\eta$ ) от длины резонатора ЛД  $L$  (слева, снизу) и ВТАХ ЛД с разной длиной резонатора (справа)

Долговременные испытания ЛД проводились в режиме стабилизированного постоянного рабочего тока накачки при начальной оптической мощности  $P = 1 \text{ Вт}$  как в нормальных условиях ( $T=+25^\circ\text{C}$ ), так и при повышенной температуре ( $T=+50^\circ\text{C}$ ), приводящей к ускорению процессов деградации не менее чем на порядок [146]. В результате ДИ партии ЛД из 30 шт. было установлено, что так



называемый «быстрый» механизм деградации, обычно связываемый с «дефектами темных линий» [149, 150] и приводящий к существенному падению выходной оптической мощности в течение нескольких десятков часов, отсутствует, а скорость «медленной» деградации ЛД составляет менее  $2 \cdot 10^{-5}$  час<sup>-1</sup>, что соответствует ожидаемому времени жизни не менее 10 000 часов.

### 5.2.2 Исследование влияния длительности импульса накачки и температуры теплоотвода на излучательные характеристики лазерных линеек

ТТЛ на основе Yb-содержащих активных сред способны генерировать высокомо мощные когерентные оптические импульсы в безопасном для человеческого глаза спектральном диапазоне (1.5 ÷ 2.0 мкм), и имеют большое время жизни метастабильного лазерного уровня (1 ÷ 10 мс) [151]. В качестве эффективных источников накачки таких ТТЛ могут успешно выступать мощные квазинепрерывные полупроводниковые ЛЛ с длительностью импульса генерации несколько миллисекунд (что на порядок превосходит эффективную длительность импульса накачки в широко распространенных ТТЛ на основе ионов неодима [152]). Относительно большая длительность оптического импульса ЛЛ создает повышенную термоциклическую нагрузку на лазерную структуру и предъявляет дополнительные требования к минимизации механических напряжений, которые возникают в лазерных чипах в процессе их монтажа на теплоотвод. Последнее обстоятельство связано с тем, что механические напряжения в условиях повышенного разогрева лазерной структуры значительно сокращают ресурс работы ЛЛ [153, 154]. В настоящем разделе приводятся результаты разработки высокомо мощных высокоэффективных ЛЛ с длительностью оптического импульса до 5 мс, излучающих в спектральном диапазоне 940 ÷ 960 нм и предназначенных для оптической накачки ТТЛ на основе ионов Yb.

Чипы ЛЛ были изготовлены из InGaAs/AlGaAs/GaAs низкопороговых ГС, описанных в предыдущем параграфе 5.2.1 [143]. Конструкция чипа представляла собой ряд оптически изолированных лазерных диодов (50 шт.) [3], имеющих ширину излучающей площадки 160 мкм и период 200 мкм. Длина резонатора ЛЛ

составляла величину  $1000 \pm 50$  мкм. На зеркала резонатора наносились отражающее и просветляющее покрытия с коэффициентами отражения 95 и 5% соответственно. Для монтажа ЛЛ использовалась оригинальная установка, обеспечивающая точность посадки чипов  $\pm 1$  мкм. Чипы спаивались р-стороной на медный теплоотвод с помощью индий-содержащего припоя, толщина которого была оптимизирована с целью уменьшения механических напряжений.

Для измерения выходной оптической мощности ЛЛ использовался калиброванный болометрический измеритель «LASERMATE» фирмы «COHERENT». При этом оптическая мощность в импульсе ( $P_{out}$ ) рассчитывалась по формуле  $P_{out} = P_c \cdot \nu$ , где  $P_c$  - усредненная болометром (по времени) выходная оптическая мощность ЛЛ,  $\nu$  — скважность выходных оптических импульсов. Осциллограммы последних измерялись с помощью обратно-смещенного кремниевого фотодиода со специальным ослабляющим фильтром на основе легированного GaP. Спектральные измерения проводились с использованием автоматизированного комплекса на основе монохроматора МДР-23.

На Рис. 5.15 представлены типичные зависимости выходной оптической мощности  $P$  и зависимости полного КПД от величины тока накачки ЛЛ для различных температур теплоотвода. Анализ зависимостей показывает, что максимальный КПД ЛЛ достигает 47 и 42%, а дифференциальная квантовая эффективность составляет 72 и 66% при температуре ТО ЛЛ +25 и +55°C соответственно. Зависимость порогового тока ЛЛ от температуры ТО дает величину характеристической температуры  $T_0$ , равную 180°. Вставка на Рис. 5.15 изображает осциллограмму выходного оптического импульса при величине тока накачки ЛЛ 120 А. Как видно из осциллограммы, спад величины выходной оптической мощности за время импульса не превышает 5%. Из сравнения величины  $P_{out}$  при температуре теплоотвода ЛЛ +25 и +55°C, в предположении линейной зависимости уменьшения  $P_{out}$  от температуры, можно говорить о том, что за время импульса тока «накачки» дополнительный разогрев активной области ЛЛ не превышает 20 градусов.

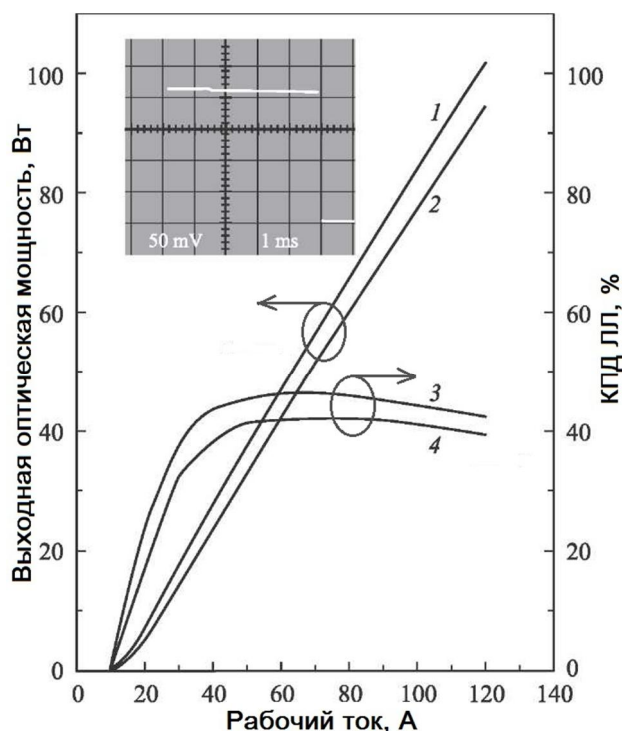


Рисунок 5.15 - Типичные зависимости выходной оптической мощности  $P$  (1 и 2) и полного КПД ЛЛ (3 и 4) от тока накачки для температуры  $T_0 +25$  и  $+55^\circ\text{C}$  (1, 3 и 2, 4 соответственно). Длительность импульсов излучения 5 мс с частотой повторения 10 Гц. На вставке представлено стандартное изображение с осциллографа для выходной оптической мощности, измеренной при токе накачки 110 А

Типичные зависимости выходной оптической мощности от тока накачки ЛЛ, работающих с различной продолжительностью импульса (300 мкс и 5 мс) при коэффициенте использования (10%) представлены на Рис. 5.16 и демонстрируют некоторое снижение ДКЭ (с 1.1 Вт/А до 1.05 Вт/А) в рабочем режиме длинного импульса. На вставке на Рис. 5.16 представлено изображение с осциллографа для выходной оптической мощности, измеренной при токе накачки 110 А. Видно, что снижение выходной оптической мощности при импульсе 5 мс не превышает 5%. Данный факт свидетельствует о низком перегреве активной области ЛЛ в режиме длительного импульса. С другой стороны, низкий перегрев активной области также подтверждается незначительным смещением в длинноволновую область и небольшим расширением спектра генерации (Рис. 5.17). Узкая спектральная полоса излучения  $\text{FWHM} \leq 5$  нм говорит о высокой однородности и качестве

монтажа чипов ЛЛ и позволяет осуществлять эффективную накачку ТТЛ в широком температурном диапазоне из-за широкого спектра поглощения ионов  $Yb$ .

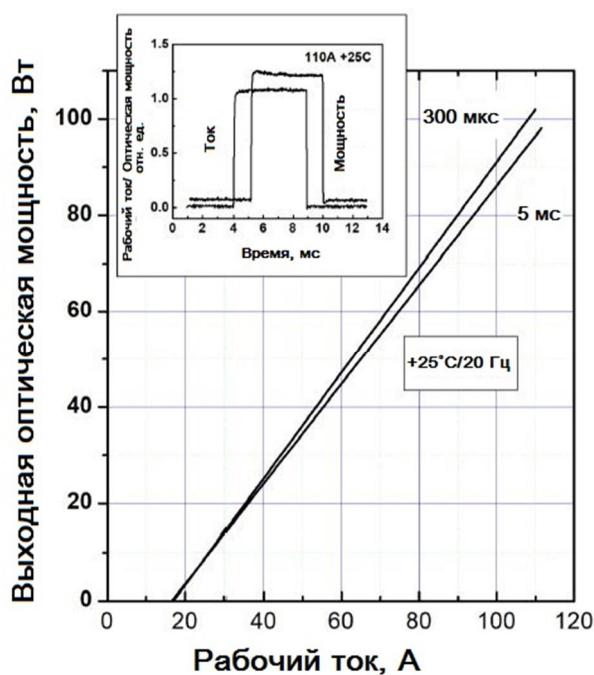


Рисунок 5.16 - Типичные ВТХ ЛЛ, работающих с различной продолжительностью импульса ( $300$  мкс и  $5$  мс). На вставке представлено стандартное изображение с осциллографа для выходной оптической мощности, измеренной при токе накачки  $110$  А

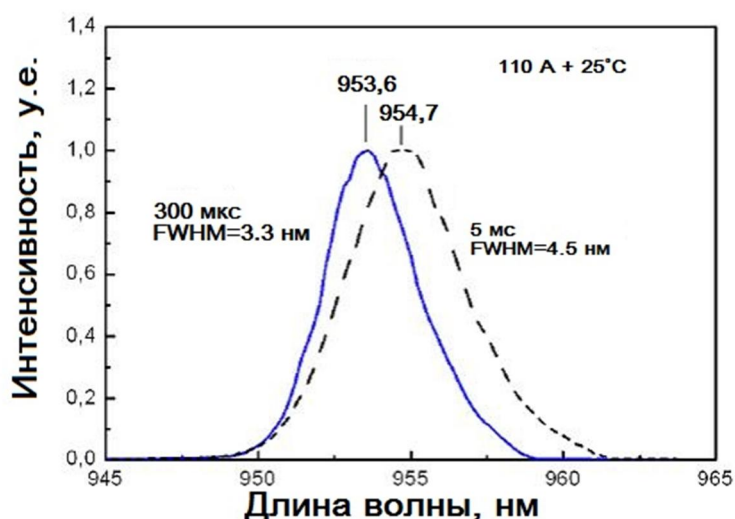


Рисунок 5.17 - Спектры генерации ЛЛ, измеренные при длительностях импульса накачки  $300$  мкс и  $5$  мс. Амплитуда тока накачки  $110$  А, температура теплоотвода  $+25^{\circ}C$ .

Для исследования влияния температуры теплоотвода на излучательные характеристики ЛЛ были проведены исследования ВТАХ ЛЛ в широком диапазоне температур от  $-40^{\circ}\text{C}$  до  $+85^{\circ}\text{C}$ . На Рис. 5.18 показаны типичные зависимости выходной оптической мощности и КПД относительно тока накачки ЛЛ при различных температурах теплоотвода ( $T$ ). Из рисунка видно, что выходная оптическая мощность достигает 100 Вт (80 Вт при  $+85^{\circ}\text{C}$ ) без какого-либо изгиба в эффективности преобразования мощности с 60% ( $T = -40^{\circ}\text{C}$ ) до 40% ( $T = +85^{\circ}\text{C}$ ). Анализ порогового тока ЛЛ  $I_{\text{th}}(T)$  относительно температуры теплоотвода показал характеристическую температуру [144]  $T_0 = 150\text{ K}$ .

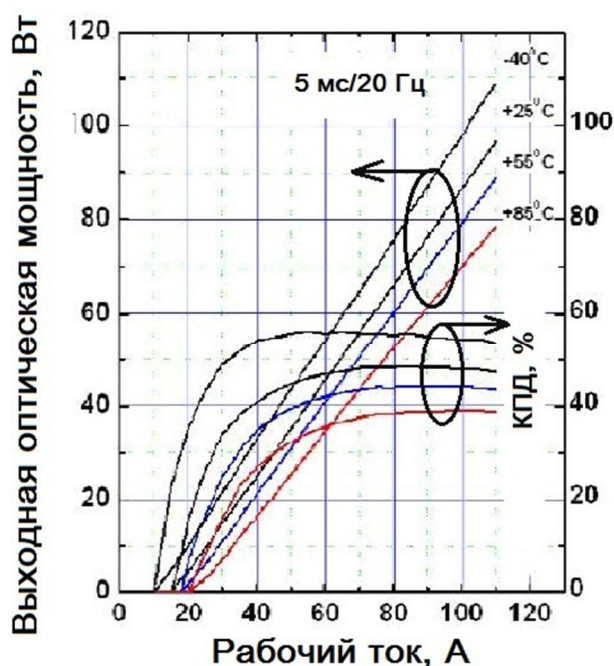


Рисунок 5.18 - Типичные ВТАХ и КПД ЛЛ при различных температурах теплоотвода ( $T$ )

На Рис. 5.19 приведены стандартные спектральные характеристики ЛЛ при различных температурах. FWHM спектров генерации увеличивается с  $3.5\text{ нм}$  до  $5.6\text{ нм}$  при увеличении температуры теплоотвода с  $-40^{\circ}\text{C}$  до  $+85^{\circ}\text{C}$ . Коэффициент изменения температуры максимума спектральной линии составляет  $0.35\text{ нм/град}$ . Надежное функционирование разработанных ЛЛ в широком диапазоне температур (от  $-40$  до  $+85^{\circ}\text{C}$ ) и широкий охват спектра поглощения Yb [156] позволяют создать ТТЛ на основе Yb-Er без термостабилизации системы накачки.

Такое исполнение ТТЛ обеспечивает низкое потребление энергии, простую конструкцию и высокую надежность.

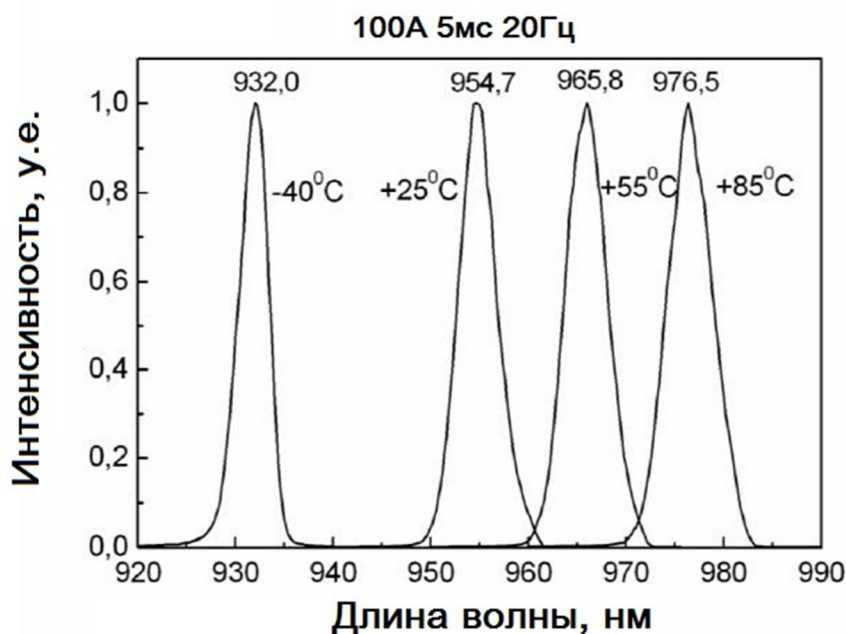


Рисунок 5.19 - Типичные спектральные характеристики ЛЛ измеренные при различных температурах

Разработанные ЛЛ подвергались ресурсным испытаниям в режиме поддержания постоянной амплитуды импульсов тока накачки, равного 100 А, и длительности импульса 5 мс. При температуре ТО ЛЛ + 25°С не было замечено какого-либо уменьшения  $P_{out}$  в течение  $3 \cdot 10^7$  импульсов. Увеличение температуры теплоотвода ЛЛ до +55°С привело к увеличению скорости деградации ЛЛ до 1 ÷ 2% за  $10^7$  импульсов. Таким образом, по линейной экстраполяции временной зависимости  $P_{out}(t)$  к значению  $P_{out}(t_0) = 0.8 \cdot P_{out}(0)$  можно оценить ожидаемый ресурс работы ЛЛ при  $T = +55^\circ\text{C}$  как  $t_0 = 10^8$  импульсов. В свою очередь, если предположить, что увеличение температуры ЛЛ на 30 градусов приводит к увеличению скорости деградации ЛЛ по крайней мере на порядок (как это обычно предполагается в методиках по ускоренным ресурсным испытаниям [145]), то на основании высокотемпературных испытаний можно оценить предполагаемый ресурс работы разработанных ЛЛ при  $T = +25^\circ\text{C}$  как  $t_0 = 10^9$  импульсов. Результаты, описанные в настоящем параграфе, опубликованы в работах [157, 158, 159].

### 5.3 Исследование излучательных характеристик мощных непрерывных ЛД с длиной волны генерации 660 нм

В последние годы лазерные диоды находят широкое применение в медицинских технологиях, в частности, для лечения онкологических заболеваний методом фотодинамической терапии. В этом случае используется фотосенсибилизатор и мощный (более 1 Вт) ЛД, настроенный по длине волны излучения на пик спектра поглощения фотосенсибилизатора. Один из наиболее эффективных фотосенсибилизаторов – это фотосенсибилизатор на основе водорастворимой формы хлорина E<sub>6</sub> с пиком поглощения в области длины волны 665 нм. Облучение фотосенсибилизатора лазерным излучением в этой спектральной области приводит с вероятностью 89 % к регрессу злокачественных образований. ЛД, пригодный для лечения методом ФДТ, должен обладать следующими характеристиками: длина волны излучения в максимуме спектра примерно 665±5 нм, ширина линии FWHM менее 3 нм, мощность излучения более 1 Вт, непрерывный режим работы при комнатной температуре, приемлемая диаграмма направленности для эффективного ввода излучения в световод или фокусировки излучения, срок службы более 5000 часов, желательны также высокий КПД и слабая зависимость параметров от температуры.

Такие ЛД были изготовлены на основе фосфор-содержащих двойных наногетероструктур с отдельным электронным и оптическим ограничением и со встроенной в центре структуры квантовой ямой GaInP шириной 70...100 Å. Детальное описание аналогичных по зонной диаграмме ЛГС и условий их выращивания дано в работе [160]. Конструкция ЛГС позволяла варьировать длину волны излучения как благодаря изменению состава  $x$  твердого раствора  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ , так и благодаря изменению ширины квантовой ямы  $L_{QW}$  и, следовательно, изменению энергетических уровней размерного квантования электронов  $E_{el}$  и дырок  $E_{hh1}$  (энергия кванта излучения  $h\nu(x, L_{QW}) = E_g(x) + E_{el}(L_{QW}) + E_{hh1}(L_{QW})$ ).

В лазерных диодах с широким полосковым контактом возможно образование так называемых «филаментов» [161] связанных с различного типа

неоднородностями. В результате в процессе стимулированного излучения возможно резкое изменение условий генерации и переключение областей генерации, что приводит к низкочастотным осцилляциям интенсивности излучения, профиля излучения в ближнем и дальнем поле. Описанное явление ухудшает пространственно-временную стабильность излучения.

Вместо обычного широкого полоскового контакта нами была предложена конструкция типа «мелкая меза с дополнительной изоляцией» с более узким полосковым контактом. Предложенная конструкция лазерного диода (см. Рис. 5.20) имеет преимущества по сравнению с конструкцией с широким полосковым контактом и позволяет улучшить характеристики ЛД.

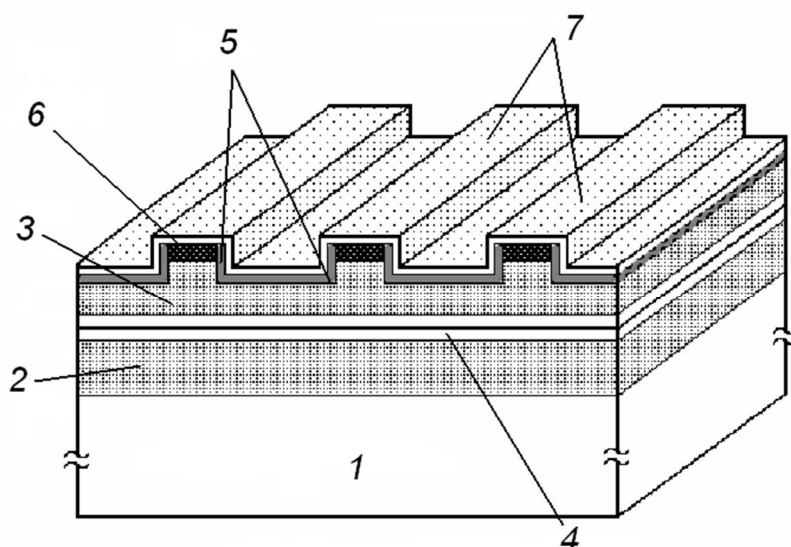


Рисунок 5.20 - Конструкция лазерного диода со связанными полосковыми излучателями типа «мелкая меза с дополнительной изоляцией»: 1 – подложка n-GaAs; 2,3 – n-AlGaInP и p-AlGaInP соответственно, 4 – активная область AlGaInP/GaInP/AlGaInP с квантовой ямой шириной ~ 10 нм; 5 – SiO<sub>2</sub> изоляция; 6 – контактный слой p-GaAs; 7 – металлический контакт [A29]

Контактную область со стороны p-слоя можно рассматривать как систему связанных полосковых излучателей с коэффициентом связи, который может регулироваться изменением глубины травления мезы. Травление структуры до нужной глубины осуществлялось с помощью ионного травления пучком ионов аргона с энергией до 1000 эВ через маску фоторезиста. Многослойное покрытие



задней грани обеспечивало коэффициент отражения более 90 %, передняя грань лазерного диода просветлялась так, что коэффициент отражения был равен 10 %. В предложенной конструкции формируются стабильные во времени каналы протекания тока, что позволяет получить пространственно-временную стабильность характеристик излучения лазерного диода.

Распределение интенсивности в дальнем поле в плоскости, перпендикулярной плоскости  $p$ - $n$  перехода, представляет собой гладкую кривую с угловой полушириной примерно  $32^\circ$ , в то время как в плоскости  $p$ - $n$  перехода полуширина диаграммы направленности составляет примерно  $6^\circ$  (Рис. 5.21).

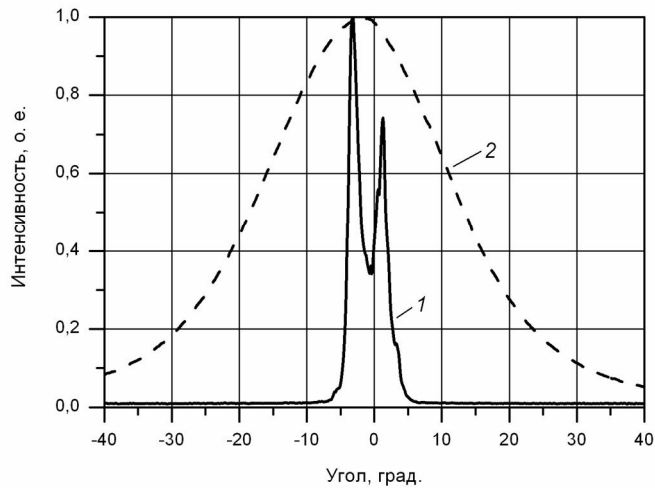


Рисунок 5.21 - Распределение интенсивности излучения лазера в дальнем поле в плоскостях, параллельных (1) и перпендикулярных (2) плоскости  $p$  -  $n$  перехода. Температура  $T = +20^\circ\text{C}$

Типичный спектр стимулированного излучения лазерного диода показан на Рис. 5.22. Как видно, полуширина линии излучения не превышает значения 1 нм.

Пороговый ток для лазерного диода составляет 1,3 А и 2 А при  $20^\circ\text{C}$  и  $50^\circ\text{C}$  соответственно, а плотность порогового тока 244 и  $375\text{ А/см}^2$  для двух указанных температур. Характеристическая температура, определяющая рост порогового тока с ростом температуры, равна  $T_0 = 70^\circ\text{C}$ . Зависимость мощности излучения от тока показана на Рис. 5.23.

Изучение шумовых характеристик лазерных диодов с системой полосковых излучателей позволило найти, что в диапазоне частот 30 Гц – 30 МГц оптические

шумы, связанные с указанными выше осцилляциями, не превышают 0,5 %. В то же время шумы для лазеров с широким полосковым контактом значительно больше и достигают значений 5 – 10 %.

Благодаря фиксации каналов протекания тока и отсутствию флуктуаций распределение оптической мощности по зеркалу является более однородным, чем в случае лазера с широким полосковым контактом, что увеличивает срок службы ЛД.

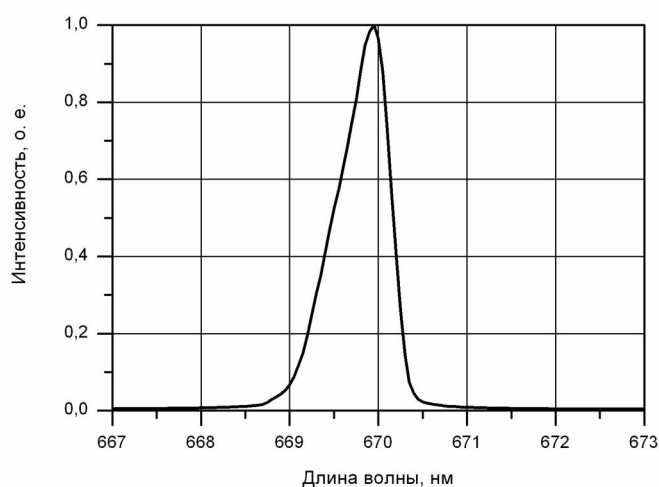


Рисунок 5.22 - Спектр излучения ЛД;  $T = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$

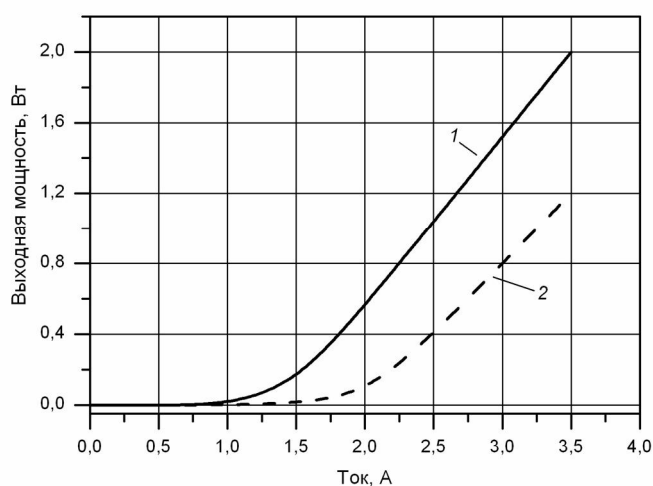


Рисунок 5.23 - Зависимость мощности излучения лазерного диода от тока при температурах  $20 \text{ }^{\circ}\text{C}$  (1) и  $50 \text{ }^{\circ}\text{C}$  (2)

Было изучено изменение оптической мощности лазерного диода от времени в интервале до 1 000 часов при оптической мощности 1,3 Вт и рабочей

температуре 20°C (Рис. 5.24). Анализ данных показал, что ожидаемый срок службы лазерных диодов составляет более 10 000 часов.

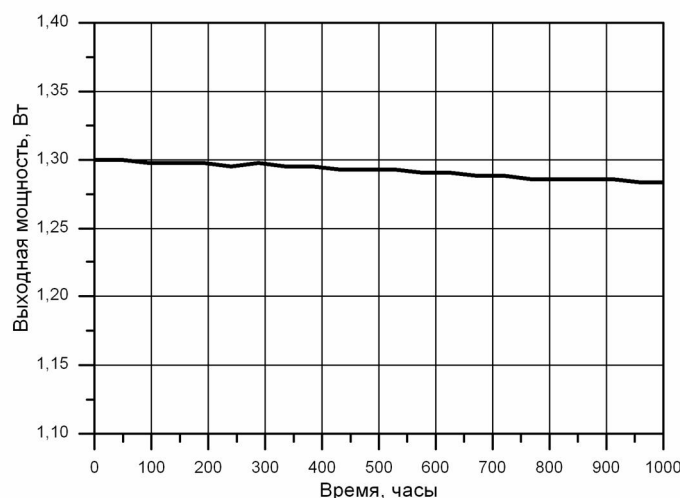


Рисунок 5.24 - Зависимость выходной оптической мощности от времени наработки ЛД; ток накачки 2,77 А, время деградации 1 000 ч, падение мощности 1,3 %

На основе ЛД с системой связанных полосковых излучателей были также разработаны лазерные системы, включающие ЛД с микролинзой, фотодиод обратной связи, радиатор воздушного охлаждения, набор фокусирующей оптики, программируемый драйвер на основе микропроцессора [162]. ЛД с системой полосковых излучателей по своим характеристикам выгодно отличаются от полупроводниковых лазеров с широким полосковым контактом. Они имеют высокую температурную и пространственно-временную стабильность излучения в ближнем и дальнем полях, большой срок службы, меньший уровень шумов. Разработанные лазерные диоды удовлетворяют требованиям, предъявляемым к источникам излучения для фотодинамической терапии с использованием фотосенсибилизатора второго поколения.

#### 5.4 Основные результаты

1. Разработаны технологии постростовой обработки ЛГС и сборки мощных непрерывных ЛД, позволяющие на финишной стадии в качестве готовой продукции изготавливать мощные непрерывные ЛД. Исследование

излучательных характеристик показало, что ЛД демонстрируют выходную оптическую мощность 15 Вт, длину волны генерации 808 нм, КПД 48%, расходимость излучения 7 x 36 градусов.

2. Разработана конструкция и изготовлены опытные образцы сверхмощных квазинепрерывных (длительность импульса 500 мкс) лазерных линеек с длиной волны генерации 808 нм и выходной оптической мощностью 100 Вт (фазированная решетка) и 200 Вт (широкий полосок). На основе таких линеек изготовлены лазерные матрицы с выходной оптической мощностью до 10 кВт.
3. Проведено исследование излучательных характеристик непрерывных ЛД и квазинепрерывных (длительность импульса 5 мс) ЛЛ, изготовленных на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs ЛГС с длиной волны в диапазоне 940 – 906 нм. Показано, что ЛЛ способны работать в диапазоне температур от -40 до +85 °С, причем срок службы ЛЛ составляет более  $10^9$  импульсов (+25°С) и более  $10^8$  импульсов (+85°С). Это позволяет использовать их для накачки твердотельных лазеров на основе Yb-Er без термостабилизации системы накачки, обеспечивает низкое потребление энергии, простоту конструкции и высокую надежность.
4. Изготовлены непрерывные ЛД на основе фосфор-содержащих ЛГС с квантовой ямой GaInP с длиной волны генерации 670 нм и выходной мощностью до 2 Вт. Использование конструкции “мелкая меза с дополнительной изоляцией” (защищена патентом РФ №2110874) в ЛД (P=1,3 Вт,  $\lambda=670$  нм) обеспечивает высокую температурную и пространственно-временную стабильность излучения в ближнем и дальнем полях, большой срок службы и низкий уровень шумов.

## ГЛАВА 6 РАЗРАБОТКА ТТЛ С НАКАЧКОЙ МОЩНЫМИ ЛД И ЛИНЕЙКАМИ

Накачка твердотельных лазеров является одним из основных областей применения мощных лазерных диодов, линеек и матриц. Ниже приведены примеры использования мощных ЛД и ЛЛ, результаты испытаний которых приведены в главе 5, в качестве источников торцевой (ЛД) и боковой (ЛЛ) накачки ТТЛ для технологических и информационных применений.

### 6.1 Разработка импульсного ТТЛ для технологических применений с накачкой мощными непрерывными ЛД

Современные твердотельные лазеры широко используются в различных областях науки и техники. Развитие высокотехнологичных отраслей производства в настоящее время немыслимо без использования лазерных приборов различного назначения. Это прецизионный раскрой различных материалов, сварка миниатюрных металлических деталей, сверление отверстий микронных размеров, маркировка и обработка деталей из сверхпрочных материалов и т. д. [163-165]. Сегодня можно говорить о лазерном приборостроении и лазерных технологиях как о самостоятельных областях техники.

В последние годы достигнуты значительные успехи в физике твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой. ТТЛ с полупроводниковой (диодной) накачкой, выгодно отличаются от ламповых аналогов существенно более высокими КПД и надежностью, лучшими массогабаритными показателями и большим сроком службы. Увеличение срока службы обусловлено использованием высоконадежных полупроводниковых источников накачки и снижением тепловой нагрузки на активный элемент ТТЛ. Эффективность ТТЛ становится максимальной при торцевой накачке активного элемента (см. Рис. 1.4а), поскольку всю энергию можно ввести в сечение генерируемой моды. Часто для этой цели используется лазерная линейка с волоконным выводом излучения [166]. Это достаточно удобный способ торцевой накачки АЭ, но он обладает рядом недостатков. К сожалению, при торцевой

накачке ТТЛ эффективный ввод излучения накачки в АЭ (кристалл YAG:Nd) ограничен мощностью порядка 20 Вт. Это связано с формированием в АЭ термооптической линзы (см. параграф 1.3.2). Кроме того, при односторонней накачке не удастся добиться высокого КПД в связи с невозможностью получения высокой инверсии во всем кристалле, поскольку мощность накачки экспоненциально падает по мере распространения по активному элементу. При накачке кристалла с двух сторон вводимую энергию можно увеличить в 1,5-2 раза и соответственно увеличить мощность излучения, генерируемую лазером. В этом случае необходимо иметь два источника накачки мощностью 15÷20 Вт каждый.

При разработке импульсного ТТЛ использовались лазерные диоды, описанные в параграфе 5.1.1.3. Выходная оптическая мощность излучения ЛД составляла 15 Вт в непрерывном режиме генерации, при токе накачки 16 А и размерах излучающей зоны 1x400 мкм. Внешний вид ЛД приведен на Рис. 5.2, ватт-амперная характеристика и зависимость КПД от тока накачки показаны на Рис. 5.3. При разработке мощных лазерных диодов была использована InAlGaAs гетероструктура с расширенным асимметричным волноводом и сверхнизкими оптическими потерями (см. параграф 3.4.6). Одновременно была оптимизирована конструкция теплоотвода для улучшения отвода тепла из кристалла (чипа) ЛД (см. раздел 4.4).

Структурная схема оптической части импульсного ТТЛ для технологических применений представлена на Рис. 6.1 [133]. Она состоит из трех модулей – задающего генератора (ЗГ), оптического усилителя (ОУ) и выходного телескопа (Т).

Задающий генератор ТТЛ включает активный элемент на кристалле YAG, легированный ионами Nd 0,8%. Для уменьшения осевой деформации кристалла при его нагреве оба торца защищены пассивными (нелегированными) гранатами толщиной 4 мм, которые нанесены на основной кристалл методом диффузионного сплавления с основным материалом [10]. Ввод излучения каждого ЛД накачки в АЭ эффективно осуществлялся при помощи одной фокусирующей линзы.

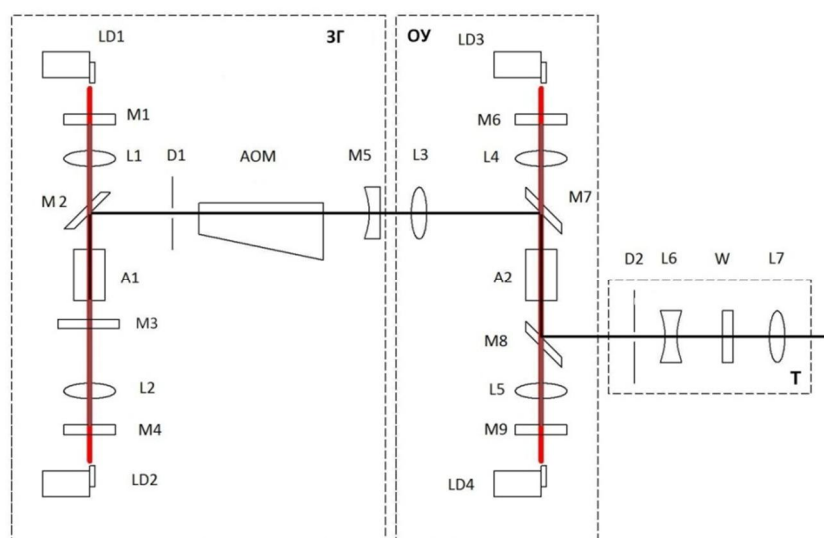


Рисунок 6.1 - Структурная схема оптической части ТТЛ для технологических применений. Условные обозначения:

ЗГ – задающий генератор, включая:

LD1, LD2 – лазерные диоды накачки; M1, M4 – защитные зеркала;

L1, L2 – фокусирующие линзы для ввода излучения накачки в АЭ;

M2, M3, M5 – зеркала, образующие резонатор ТТЛ;

A1 – активный элемент; D1 – диафрагма;

AOM – акустооптический модулятор.

ОУ – оптический усилитель, включая:

LD3, LD4 – лазерные диоды накачки; M6, M9 – защитные зеркала;

L4, L5 – фокусирующие линзы для ввода излучения накачки в АЭ;

L3 – коллимирующая линза; M7, M8 – поворотные зеркала;

A2 – активный элемент

Т – выходной телескоп, включая:

D2 – диафрагма; L6 – линза; W – окно; L7 – коллимирующая линза.

Резонатор уголкового типа образован зеркалами M2, M3 и M5, причем зеркала M2 и M3 прозрачны для излучения накачки с длиной волны 0,808 мкм и HR для длины волны 1.064 мкм, а зеркало M5 частично прозрачно для длины волны 1.064 мкм. В качестве оптического затвора в лазере использован акустооптический модулятор компании “AA opto-electronic” (Франция). Модулятор имел достаточно большую апертуру 1,5x2,0 мм и высокую

эффективность для неполяризованного пучка света 60-70 %. ЗГ обеспечивал генерацию лазерного излучения высокого качества с длиной волны 1,064 мкм, которое поступало в ОУ. Внутренний вид резонатора ТТЛ приведен на Рис. 6.2.

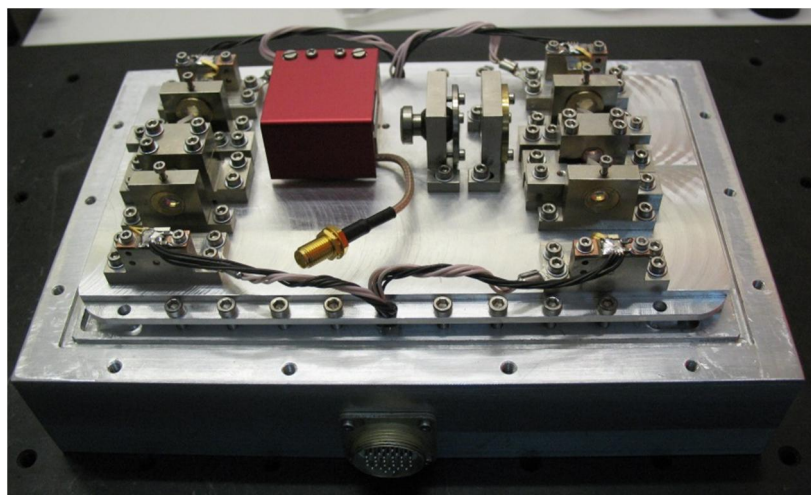


Рисунок 6.2 - Внешний вид резонатора ТТЛ

Оптический усилитель собран на АЭ с двусторонней накачкой, аналогичном используемому в ЗГ, предназначен для усиления оптической мощности входящего лазерного излучения и имеет коэффициент усиления  $1,5 \div 2$ . Для достижения требуемой выходной мощности излучения ТТЛ может включать несколько оптических усилителей, расположенных последовательно. На выходе ТТЛ расположен выходной телескоп, обеспечивающий фокусировку лазерного излучения на поверхности обрабатываемого материала в пятно требуемого диаметра. Внешний вид импульсного ТТЛ для технологических применений с блоком питания изображен на Рис. 6.3.

ТТЛ для технологических применений продемонстрировал следующие основные параметры: максимальная средняя мощность лазера 10 Вт, энергия в импульсе 1,5 мДж, полный КПД прибора  $4 \div 5$  % при длительности импульса 15-20 нс и частоте до 10 кГц. В Таблице 6.1 приведены сравнительные характеристики ТТЛ для технологических применений и нескольких аналогичных аппаратов. ТТЛ для технологических применений показал хорошие результаты при маркировке поверхностей из пластика, органического стекла, дерева, полупроводников и различных металлов. Основными достоинствами этого прибора являются высокое качество лазерного пучка, сравнительно невысокая стоимость и удобство в



эксплуатации. Из приведенных в Таблице 6.1 данных видно, что разработанный лазер имеет максимальные параметры по сравнению с аналогами.



Рисунок 6.3 - Внешний вид ТТЛ для технологических применений с блоком питания

Таблица 6.1 Сравнительные характеристики некоторых аналогов ТТЛ для технологических применений

Название прибора	Дио-маркер	Мини-маркер	Mesa IR-Y	Prometheus	АТС 1,06–10И
Производитель	Лазерный центр	Лазерный центр	IB Laser (Герм)	Compact laser (Герм)	ЗАО «Полупроводниковые приборы»
Тип лазера	Nd:YAG	Yb:fibre	Nd:YAG	Nd:YAG	Nd:YAG
Длина волны, мкм	1,06	1,05-1,07	1,06	1,06	1,06
Частота следования импульсов, кГц	1-100	20-100	1-100	0,005-50	0,004-10
Максимальная мощность, Вт	10	10-20	12	5	10
Максимальная энергия в импульсе, мДж	1,5	0,5-1,0	0,5	0,5	1,5
Длительность импульса, нс	-	-	30	10	20
Потребляемая мощность, Вт	1000	700	500	200	400

## **6.2 Разработка и исследование излучательных характеристик компактного твердотельного лазерного излучателя для информационных систем с накачкой мощными квазинепрерывными ЛЛ**

### **6.2.1 Разработка компактного твердотельного лазерного излучателя для информационных систем с накачкой мощными квазинепрерывными ЛЛ**

В последние годы в области информационных систем (дальнометрии) всё более актуальной становится задача использования лазеров с полупроводниковой накачкой, которые характеризуются более высокими параметрами и, принципиально, обладают большим сроком службы, чем традиционные лазеры с ламповой накачкой. Несмотря на актуальность развития такого направления техники и достижения ряда предприятий России (ФГУП «НИИ «Полюс», Институт лазерной физики, ОАО «ГОИ им. С.И.Вавилова», ОАО «ЛОМО» и др.) в создании опытных образцов дальномеров на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой, серийное производство дальномеров с диодной накачкой в России отсутствует. В настоящем разделе описывается создание лазерного излучателя для дальномеров на основе твердотельного лазера с диодной накачкой с длиной волны генерации 1,5 мкм и энергией в импульсе 10 мДж. Это изделие работает в безопасном для глаз спектральном диапазоне излучения, и предназначено для комплектации наблюдательных приборов – визуальных системы наблюдения, различных оптико-электронных систем, снабженных лазерным каналом измерения дистанции. Значительный интерес разработчиков систем дальнометрии и лазерной локации к ТТЛ с длиной волны 1,5 мкм, обусловлен следующими свойствами лазерного излучения этого спектрального диапазона:

- уникально высокий допустимый уровень энергии излучения (7.9 мДж) с точки зрения безопасности для зрения, который на два порядка превышает допустимый уровень энергии для других длин волн ближнего ИК диапазона;
- длины волн этого диапазона попадают в окно прозрачности атмосферы;
- наличие быстродействующих высокочувствительных фотоприемников.

Разработка базируется на результатах поисковых и научно-исследовательских работ [138, 157], в ходе которых были найдены новые пути построения твердотельных лазеров 1,5 мкм диапазона с полупроводниковой накачкой, обладающих высокими техническими характеристиками в части энергетической эффективности и расходимости выходного излучения, компактности конструкции и безжидкостного охлаждения прибора. В основу описываемой разработки положены лазеры с использованием активных сред на основе кристаллов Nd:YAG и KTP.

При разработке оптической схемы лазерного излучателя для дальномера были использованы специально разработанные сверхмощные квазинепрерывные ЛЛ второго типа с выходной оптической мощностью 125 Вт, длиной волны генерации  $802 \div 804$  нм, шириной спектра излучения FWHM 3 нм, максимальным КПД 45% и шириной излучающей площадки 6 мм, аналогичные описанным в параграфе 5.1.2. Энергия оптического импульса диодной накачки составляла 120 мДж. Ширина спектра излучения ЛЛ заметно больше, чем ширина линии поглощения для кристаллов Nd:YAG (порядка 1 нм) и существенно влияет на эффективность диодной накачки. Это, с одной стороны, приводит к уменьшению эффективного поглощения по сравнению с максимумом линии поглощения, а с другой, - уменьшает требования на точность согласования длины волны лазерных линеек с длиной волны линии поглощения лазерного кристалла, и тем самым снижает требования к точности системы термостабилизации ЛЛ. Характерная величина температурного смещения для линии излучения ЛЛ составляет 0.3 нм/град.

Накачка активного элемента лазерного излучателя осуществлялась по боковой схеме, изображенной на Рис. 1.4б. Особенность разработанной нами оптической схемы (см. Рис. 6.4) состояла в том, что излучение ЛЛ, имеющее исходно большую расходимость, концентрировалось в АЭ благодаря окружению АЭ с боковых сторон отражателями, образующими замкнутую полость. Излучение ЛЛ вводилось в полость накачки через узкую щель и затем, испытывая отражения от стенок полости, много раз проходило через АЭ. К достоинствам

такой многопроходной системы можно отнести низкую чувствительность ее эффективности к коэффициенту поглощения накачки в АЭ, довольно высокую равномерность распределения поглощенной энергии по объему АЭ, отсутствие коллимирующей микрооптики на ЛЛ. Недостатками являются необходимость изготовления элементов полости накачки и проблемы отвода тепла от АЭ в некоторых вариантах реализации такого подхода.

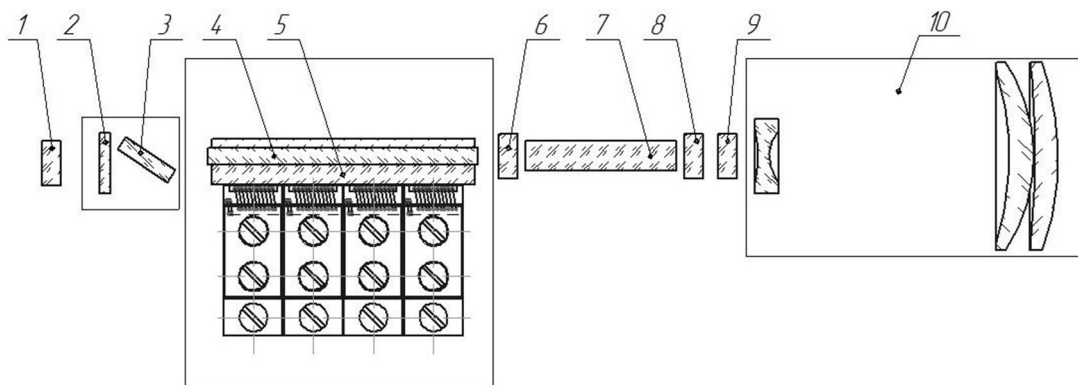


Рисунок 6.4 - Оптическая схема макета ТТЛ с диодной накачкой для информационных систем. Условные обозначения: 1, 9 – зеркала резонатора; 2 - пассивный затвор  $GSGG:Cr^{4+}$ ; 3 – поляризатор; 4 - активный элемент  $YAG:Nd^{3+}$ ; 5 - оптический отражатель; 6, 8 – зеркала резонатора ПГС; 7 - нелинейный кристалл КТР; 10 - формирующий телескоп.

Для сборки твердотельного лазера были изготовлены активные элементы  $YAG:Nd$  диаметром 2.5 мм, а также набор зеркал оптического резонатора с различными радиусами кривизны. В качестве оптического затвора использовались насыщающиеся поглотители на основе кристалла  $GSGG:Cr^{4+}$ . Оптический резонатор длиной 80 мм образован двумя НР зеркалами для длины волны 1.064 мкм. В лазере использовано внутррезонаторное параметрическое преобразование в кристалле КТР. Внешний вид лазерного излучателя приведен на Рис. 6.5.

### 6.2.2 Исследование излучательных характеристик компактного твердотельного лазерного излучателя для информационных систем с накачкой мощными квазинепрерывными ЛЛ

Исследование излучательных характеристик компактного твердотельного

лазерного излучателя включало изучение влияния размеров активного элемента, конфигурации оптического резонатора и характеристик затвора на выходные параметры ТТЛ: энергию излучения, временную и пространственную структуру импульса, энергетическую расходимость излучения. Все измерения проводились путем последовательной регистрации с вычислением среднего значения в серии не менее 50 импульсов.

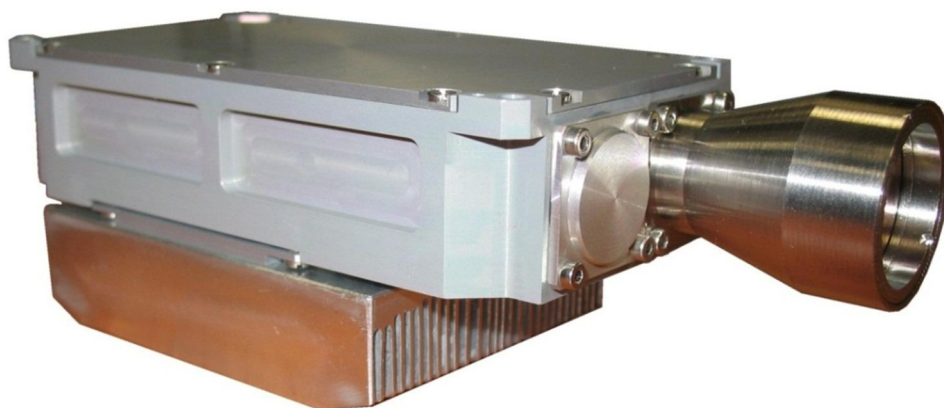


Рисунок 6.5 - Внешний вид твердотельного лазерного излучателя для дальномера

Типичные форма импульса излучения и распределение энергии излучения в фокальной плоскости измерительной линзы с фокусным расстоянием 1 м показаны на Рис. 6.6 и Рис. 6.7, соответственно.

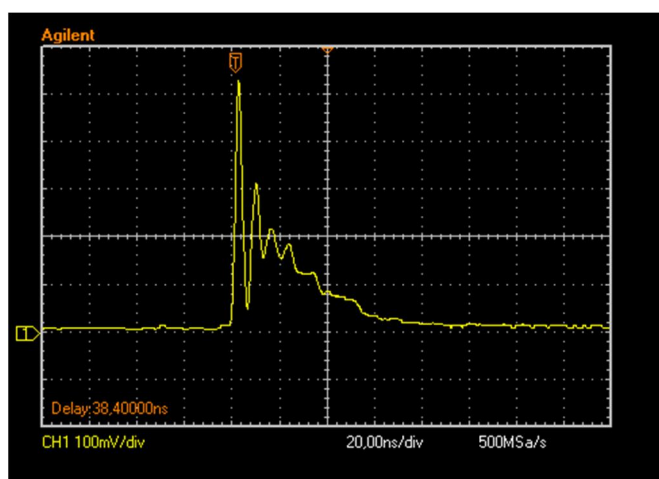


Рисунок 6.6 - Типичная форма импульса излучения твердотельного лазерного излучателя

Результаты испытаний ТТЛ с вариацией параметров резонатора (диаметр активного элемента, радиус сферического HR зеркала, начальное пропускание

модулятора) показали, что энергия в импульсе возрастает при увеличении диаметра активного элемента, плотности оптического затвора и увеличении устойчивости оптического резонатора. Длительность импульса излучения сокращается при уменьшении диаметра активного элемента и увеличении оптической плотности затвора. В шкале устойчивости резонатора длительность импульса имеет оптимум в области радиусов кривизны зеркала 2000 – 3600 мм. Данный оптимум связан с увеличением общих потерь резонатора при увеличении радиуса кривизны зеркала и с увеличением модового состава излучения генерации при сокращении радиуса кривизны. Оба фактора приводят к увеличению длительности импульса генерации.

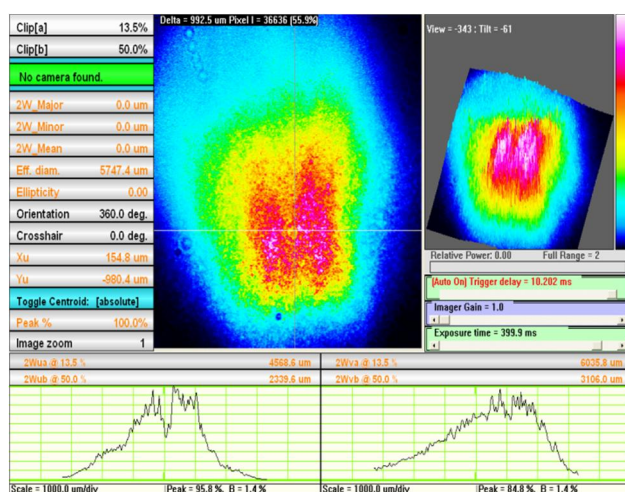


Рисунок 6.7 - Типичное распределение энергии лазерного излучения твердотельного лазерного излучателя

Расходимость излучения связана, главным образом, с диаметром активного элемента. Расходимость незначительно возрастает при увеличении модового состава излучения с ростом устойчивости резонатора. Выходная энергия лазера на длине волны 1.57 мкм составила 10 мДж, частота повторения импульсов 20 Гц, расходимость излучения на выходе 7-кратного формирующего телескопа 0.7 мрад. Излучатель имел герметичный корпус, внутренний объем заполнен сухим азотом. Термостабилизация диодных линеек и активного элемента осуществлялась термоэлектрическим модулем, который обеспечивал непрерывную работу излучателя с частотой повторения импульсов 10 Гц в

интервале температур окружающей среды от  $-55$  до  $+55$  °С. Конструкция излучателя обеспечивала устойчивость к механическим воздействиям (многократный удар с ускорением  $15\text{ g}$  длительностью  $2\text{ мс}$ , синусоидальная вибрация с ускорением  $3\text{ g}$  в диапазоне  $10 \div 400$  Гц). Габаритные размеры ТТЛ с телескопом и радиатором охлаждения составляли  $142 \times 58 \times 54$  мм.

Ресурсные испытания ТТЛ, проведенные при частоте следования импульсов  $10$  Гц, показали, что после наработки  $300\,000$  импульсов не было обнаружено следов разрушения на торцах оптических элементов. Таким образом, предложенный вариант оптической схемы является оптимальным для получения максимального значения выходной энергии лазерного излучения и обеспечивает требуемый ресурс работы излучателя.

### 6.3 Вводы по Главе 6

1. Разработана оптическая схема, изготовлен опытный образец и исследованы излучательные характеристики компактного импульсного ТТЛ с диодной накачкой для технологических применений с энергией в импульсе  $1,5$  мДж ( $\lambda=1,06$  мкм). ТТЛ продемонстрировал максимальную среднюю мощность  $10$  Вт, энергию в импульсе  $1,5$  мДж, полный КПД  $4 \div 5$  % при длительности импульса  $15\text{-}20$  нс и частоте до  $10$  кГц. Лазер показал хорошие результаты при маркировке поверхностей из пластика, органического стекла, дерева, полупроводников и различных металлов.
2. Разработана оптическая схема, изготовлен опытный образец и исследованы излучательные характеристики компактного импульсного твердотельного лазера с диодной накачкой для информационных систем (дальнометрии) с энергией в импульсе  $10$  мДж, работающего в безопасном для глаз диапазоне спектра ( $\lambda=1,57$  мкм). Лазер работает в диапазоне температур от  $-55$  до  $+55$  °С, имеет герметичный корпус, устойчив к механическим воздействиям и полностью пригоден для использования в составе дальномера безопасного для глаз спектрального диапазона.

## **ГЛАВА 7 СОЗДАНИЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫХ МЕДИЦИНСКИХ АППАРАТОВ НА ОСНОВЕ МОЩНЫХ ЛД И УСТРОЙСТВА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ**

Одним из основных применений мощных полупроводниковых лазерных диодов является лазерная медицина. Высокоинтенсивное лазерное излучение используется для лечения различных заболеваний в онкологии, оториноларингологии, хирургии, дерматологии, гинекологии, проктологии, косметологии. Медицинские лазерные аппараты на основе мощных полупроводниковых лазеров отличаются компактностью, простотой обслуживания, отсутствием высокого напряжения питания и водяного охлаждения, возможностью оказывать термическое воздействие на глубоко расположенные биообъекты. Это позволяет использовать такие аппараты для бесконтактной и интерстициальной коагуляции, иссечения и гипертермии тканей, как при стационарном, так и при амбулаторном лечении.

ФДТ является сравнительно новым методом лечения, основанном на применении лекарственных препаратов – фотосенсибилизаторов (веществ, чувствительных к свету) и низкоинтенсивного лазерного излучения с длиной волны, соответствующей пику поглощения фотосенсибилизатора. Несмотря на то, что исследования в области применения ФДТ ведутся уже много лет, применение этого метода в лечебной практике сдерживалось отсутствием достаточно эффективных нетоксичных препаратов и высокоэффективных лазерных источников излучения, спектр излучения которых совпадает с максимумом поглощения фотосенсибилизатора.

В последнее время в России имеется серьёзная потребность в создании новых высокотехнологичных методов лечения больных с различными формами рака. По данным Санкт-Петербургского ракового регистра в 2000 г. на учёте состояли около 100000 больных злокачественными новообразованиями. При этом заболеваемость злокачественными новообразованиями в Санкт-Петербурге в 1,5 раза выше, чем в целом по России и выше, чем в Москве. По данным на 2005 год, самое большое число онкологических больных проживает в Новгородской



области. Санкт-Петербург - на втором месте по количеству онкологических больных. В 2005 году уровень заболеваемости составил 392,9 случаев на 100 тысяч населения, уровень смертности – 268,5 случаев на 100 тысяч населения. У большого количества больных злокачественная опухоль выявляется на поздних стадиях, в 38% случаев из-за несвоевременного обращения к врачу. Это одна из причин высокой смертности от онкологических заболеваний. Около 25% от числа всех онкологических больных (около 25000 человек) страдают заболеваниями, при лечении которых можно использовать современные лазерные методы лечения.

В настоящее время для лечения онкологических заболеваний наряду с химиотерапией и лучевой терапией широко применяются на практике новые эффективные методы лечения, такие как селективная лазерная гипертермия и фотодинамическая терапия. Однако существует серьезная проблема локализации размеров опухолевой ткани и оперативной диагностики её состояния в процессе проведения сеансов селективной лазерной гипертермии и фотодинамической терапии. Таким образом, разработка компактных и высокоэффективных медицинских лазерных аппаратов для хирургии и ФДТ безусловно является актуальной задачей, имеющей высокую социальную значимость. Лазерные аппараты должны позволять автоматически поддерживать на оптимальном уровне мощность оптического излучения при проведении сеансов селективной лазерной гипертермии и ФДТ, а также в режиме реального времени контролировать процесс лечения. Это позволит избежать избыточного термического воздействия на окружающие здоровые ткани и передозировки фотосенсибилизатора при проведении сеансов лечения методом ФДТ. Оснащение подобной аппаратурой клиник поможет значительно снизить сроки лечения, риск дальнейшего развития болезни и, что чрезвычайно важно, замедлить рост числа больных раком, особенно среди молодежи и женщин репродуктивного периода.

## 7.1 Компактные и высокоэффективные медицинские лазерные аппараты для хирургии и ФДТ серии «Аткус» и «Латус»

При создании компактных и высокоэффективных медицинских лазерных аппаратов для хирургии и ФДТ были использованы мощные и яркие полупроводниковые лазерные диоды (см. главу 5) производства ЗАО «Полупроводниковые приборы» [167] обеспечивающие высочайшее качество и стабильность лазерного излучения во всех требуемых диапазонах длин волн (670, 808 и 950 нм).

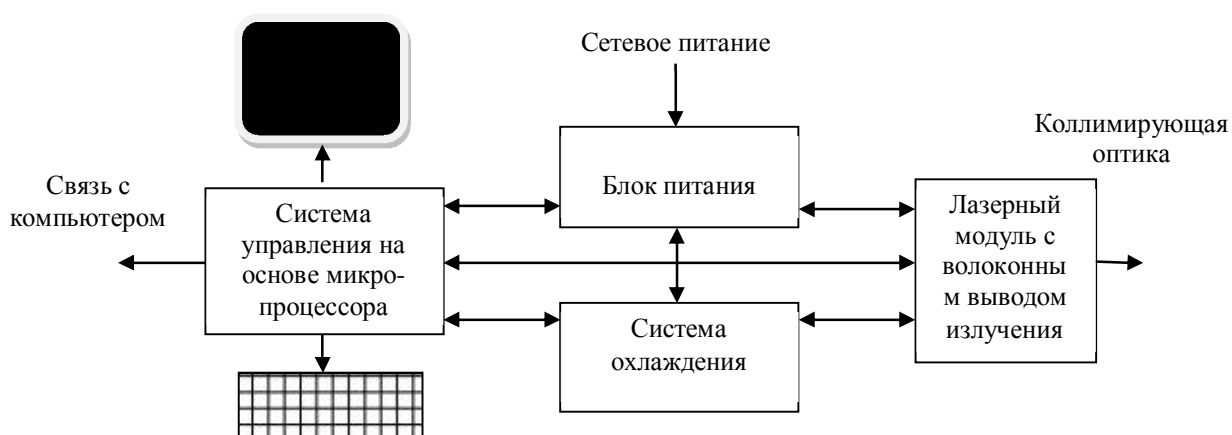


Рисунок 7.1 - Структурная блок-схема медицинского лазерного аппарата

Разработка конструкции ЛГС, высокоэффективных теплоотводов и исследование излучательных характеристик мощных ЛД, использованных в медицинских лазерных аппаратах, приведено в главах 3, 4 и 5 соответственно. Все лазерные аппараты имели единую структурную блок-схему, показанную на Рис. 7.1, что обеспечило высокий уровень унификации изделий. Для обеспечения соответствия требованиям европейских стандартов по электробезопасности, электромагнитной совместимости, минимального энергопотребления изделий и высокой надежности в работе (срок службы не менее 10 лет) было использовано уникальное схемотехническое решение электронного блока питания лазерных аппаратов. Кроме того, для обеспечения компактности, высокой эффективности и надежности, удобства для медицинского применения был предложен целый ряд научно-технических

решений, защищенных патентами и полезными моделями РФ и описанных ниже.

В 2000 г. на российский рынок был выведен один из первых медицинских лазерных аппаратов - «Аткус-15» (см. Рис. 7.2) с выходной оптической мощностью 15 Вт в непрерывном режиме для гипертермии новообразований кожи и хирургии (рег. уд. № 29/05020400/1005-00 от 27.09.2000 г.).



Рисунок 7.2 - Медицинский лазерный аппарат «Аткус-15»

К преимуществам применения аппарата «Аткус-15» относятся малая степень травматического воздействия прилегающих областей, сведение к минимуму кровотечения во время операций и возможность амбулаторного выполнения оперативных вмешательств. Совместно с ФГБУ «НИИ онкологии им. Н.Н. Петрова» МЗ РФ (г. С.-Петербург) был разработан уникальный метод селективной лазерной гипертермии [168 - 170]. Селективная лазерная гипертермия относится к терапевтическим методам лечения и отличается рядом преимуществ по сравнению с известными на настоящий момент способами (хирургия, лучевая терапия, химиотерапия). Метод основан на избирательном (селективном) воздействии лазерного аппарата «Аткус-15» на пораженную и здоровую ткань. Дозированное оптическое воздействие лазерного луча вызывает перегрев злокачественной опухоли и поражение раковых клеток без изменения здоровой ткани. Периодическое повторение оптического воздействия ведет к отмиранию злокачественной ткани.

В 2004 г. прошел обязательную медицинскую сертификацию лазерный аппарат «Аткус-2» для лечения заболеваний методом ФДТ (рег. уд. №

29/05010104/5958-04 от 26.01.2004 г.). Аппарат был разработан на основе мощных непрерывных ЛД с длиной волны 670 нм и позволил воздействовать на новообразования лазерным излучением с мощностью до 2 Вт в непрерывном режиме. Использование аппарата «Аткус-2» вместе с новейшим отечественным фотосенсибилизатором Фотодитазин на основе хлоринов группы Е6 позволило быстро и безболезненно проводить сложнейшие виды лечения как онкологических заболеваний: рака легкого, желудка, мочевого пузыря, толстой кишки, молочной железы, кожи, так и ряда других (пародонтоза, артрита, гайморита и долго заживающих ран).

В 2006 г. была разработана серия медицинских лазерных аппаратов «Латус» (рег. уд. № ФС 022а2006/3307-06 от 16.06.2006 г.) с широким спектром применения – для гипертермии, ФДТ, коагуляции и иссечения тканей (Рис. 7.3).



Рисунок 7.3 - Медицинский лазерный аппарат «Латус»

Узкая медицинская специализация каждого прибора позволила в несколько раз уменьшить массу и габариты, а также значительно снизить цену. Высокая выходная оптическая мощность (30 Вт при длине волны 808 нм и 5 Вт при длине волны 670 нм) позволяет использовать аппараты «Латус» для подавляющего большинства известных медицинских применений. Удаление опухолей хирургическим лазером уменьшает число рецидивов и осложнений, сокращает сроки заживления ран, позволяет обеспечить одноэтапность процедуры и дает хороший косметический эффект. Оперативное

вмешательство больные переносят легко, а при правильном ведении раны послеоперационный период протекает быстро и практически без болевого синдрома.

Ниже приведено описание научно-технических решений, использованных при создании медицинских лазерных аппаратов «Аткус» и «Латус».

#### 7.1.1 Устройство для отвода тепла от полупроводникового прибора

В основу полезной модели [171] положено решение задачи повышения эффективности отвода тепла от полупроводникового прибора за счет обеспечения его равномерности. Устройство для отвода тепла от полупроводникового прибора, размещенного в корпусе, с одним или более выводами, выполненными на поверхности максимального нагрева корпуса, включает термобатарею с холодной и горячей сторонами, элемент сопряжения корпуса полупроводникового прибора с холодной стороной и радиатор, сопряженный с горячей стороной. В элементе сопряжения корпуса полупроводникового прибора с холодной стороной термобатареи выполнены сквозные каналы для каждого вывода полупроводникового прибора, а в термобатареи и радиаторе выполнены сквозные отверстия, сопряженные одно с другим, а также со сквозными каналами в элементе сопряжения корпуса полупроводникового прибора с холодной стороной термобатареи.

Сущность полезной модели поясняется Рис. 7.4, где предложенное устройство изображено в разрезе. Устройство для отвода тепла от полупроводникового прибора, в данном примере ЛД, размещенного в корпусе 1, в конкретном примере с тремя выводами 2, выполненными на поверхности максимального нагрева корпуса 1, включает термобатарею 3, который имеет холодную сторону 4 и горячую сторону 5. Корпус 1 полупроводникового прибора соединен с поверхностью элемента 6 сопряжения корпуса 1 с холодной стороной 4 термобатареи 3. При этом в элементе 6 выполнены сквозные каналы 7 для каждого вывода 2. К горячей стороне 5 термобатареи примыкает радиатор 8. В

термобатареи 3 выполнено сквозное отверстие 9, а в радиаторе 7 выполнено сквозное отверстие 10.

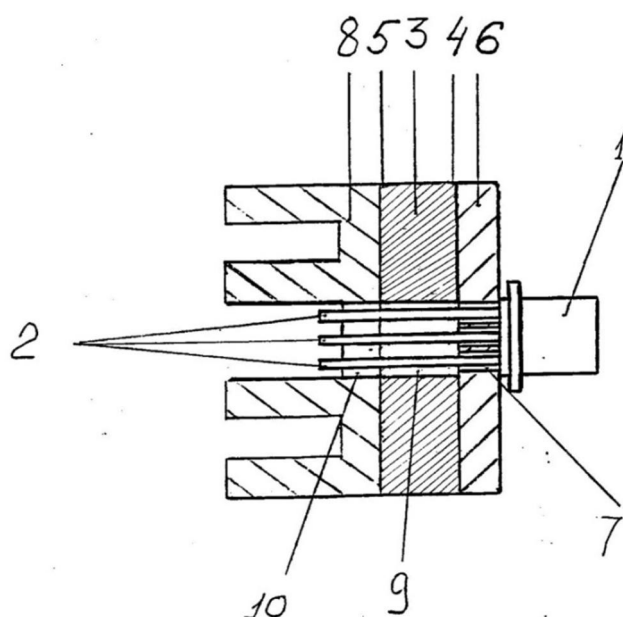


Рисунок 7.4 - Устройство для отвода тепла от полупроводникового прибора. Условные обозначения: 1 - полупроводниковый прибор (лазерный диод), 2 - выводы полупроводникового прибора, 3 - термобатарея, 4 - холодная сторона термобатареи, 5 - горячая сторона термобатареи, 6 - элемент сопряжения корпуса полупроводникового прибора с термобатареей (механическая деталь), 7 - сквозные каналы, 8 - радиатор, 9 - отверстие в термобатарее, 10 - отверстия в радиаторе

Отверстия 9 и 10 сопряжены между собой и со сквозными каналами 7 в элементе 6, и выводы 2 последовательно проходят через каналы 7 и отверстия 9 и 10. При работе устройства достигается максимальная эффективность отвода тепла от полупроводникового прибора, ввиду того, что тепло равномерно отводится от поверхности корпуса 1 к элементу 6, который охлаждается благодаря контакту с холодной стороной 4 термобатареи 3. Тепло от ее горячей стороны 5 отводится в окружающую среду с помощью радиатора 8.

### 7.1.2 Лазерный излучатель

В основу полезной модели [172] положено решение задачи создания лазерного излучателя с минимальными потерями мощности лазерного излучения.

Эта задача решена за счет того, что в лазерном излучателе, включающем полупроводниковые лазерные диоды, связанные общей суммирующей оптической схемой, лазерные диоды имеют излучающие площадки шириной от 150 до 600 мкм и оптическую мощность от 0,5 до 10 Вт. Сущность полезной модели поясняется Рис. 7.5, на котором изображена схема устройства.

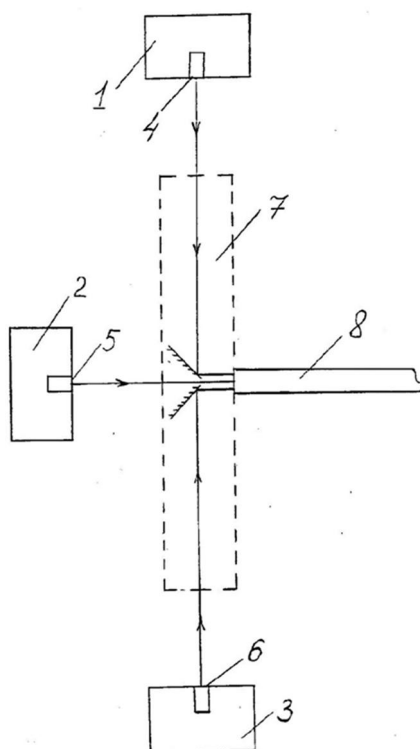


Рисунок 7.5 - Схематическое изображение устройства лазерного излучателя. Условные обозначения: 1,2,3 – лазерные диоды, 4,5,6 – излучающие площадки лазерных диодов, 7 – суммирующая оптическое излучение система, 8 – оптическое волокно

Лазерный излучатель включает полупроводниковые лазерные диоды 1, 2, 3 с оптической мощностью от 0,5 до 10 Вт и излучающими площадками 4, 5, 6 соответственно. Излучающие площадки выполнены шириной от 150 до 600 мкм. Нижнее значение (150 мкм) обусловлено количеством лазерных диодов, необходимых для достижения требуемой оптической мощности. При уменьшении ширины площадки это количество возрастает, что ведет к усложнению конструкции. Верхнее значение (600 мкм) связано с тем, что суммируемое излучение должно эффективно вводиться в оптическое волокно;

при увеличении ширины площадки более 600 мкм эффективность ввода излучения резко снижается. Суммирующая система 7 выполнена в виде совокупности зеркал и снабжена на выходе оптическим волокном 8.

Устройство работает следующим образом. Лучи лазерных диодов поступают в суммирующую систему 7 и после отражений узким пучком с минимальными потерями (менее 15%) вводятся в оптическое волокно 8.

### 7.1.3 Оптическое устройство для суммирования лучей двух и более лазеров

В основу полезной модели [173] положено решение задачи создания такого оптического устройства для суммирования лучей двух и более лазеров в общий поток, которое позволило бы значительно снизить потери мощности оптического излучения в результате многократного отражения лучей зеркалами и имело бы простую конструкцию.

Это задача решена за счет того, что в оптическом устройстве для суммирования лучей двух и более лазеров в общий поток, включающем оптическую систему, содержащую элементы, отражающие лучи лазеров, каждый из лазеров снабжен отдельным отражающим его луч элементом, причем эти элементы расположены так, что отраженные ими лучи параллельны оптической оси общего потока или сходятся в точке, находящейся на этой оси (Рис. 7.6); один из лазеров может быть установлен таким образом, что его луч совпадает с оптической осью общего потока; элементы, отражающие лучи лазеров, могут быть размещены по окружности, при этом оптическая ось общего потока проходит через центр окружности и перпендикулярна плоскости, в которой лежит окружность (Рис. 7.7, 7.8); элементы, отражающие лучи лазеров, представляют собой грани равносторонней пирамиды (Рис. 7.9, 7.10). В вариантах осуществления устройства, соответствующих Рис. 7.7, 7.8 и Рис. 7.9, 7.10 лучи всех лазеров находятся в разных плоскостях.

В конкретном примере (Рис. 7.6) оптическое устройство осуществляет суммирование лучей семи полупроводниковых лазеров. Лазеры 1, 2, 3 находятся по одну сторону от оптической оси общего потока, а лазеры 4, 5, 6 –



по другую. Лазер 7 установлен таким образом, что его луч совпадает с оптической осью общего потока.

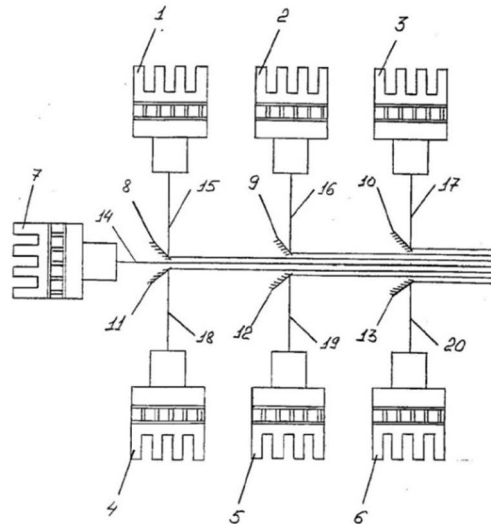


Рисунок 7.6 - Оптическая схема устройства. Условные обозначения: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 – полупроводниковые лазеры; 8, 9, 10, 11, 12, 13 – элементы, отражающие лазерные лучи; 14 – луч лазера 7, определяющий направление общего потока; 15, 16, 17, 18, 19, 20 – лучи лазеров 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответственно

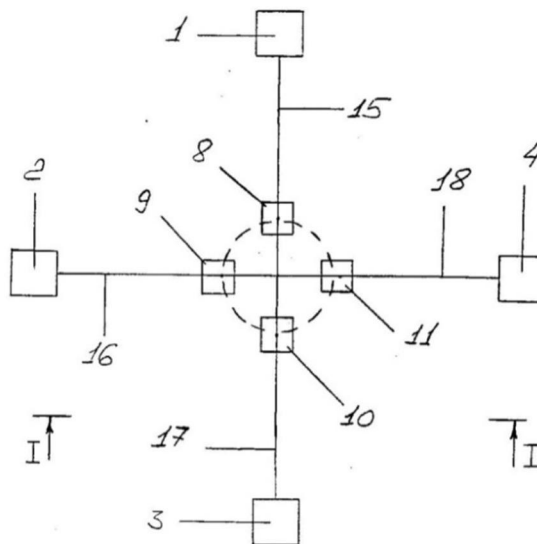


Рисунок 7.7 - Альтернативная оптическая схема устройства. Условные обозначения: 1, 2, 3, 4 – полупроводниковые лазеры; 8, 9, 10, 11 – элементы, отражающие лазерные лучи; 15, 16, 17, 18 – лучи лазеров 1, 2, 3, 4, соответственно

Такое расположение одного из лазеров упрощает юстировку элементов

устройства. Каждый из лазеров 1, 2, 3, 4, 5, 6 снабжен отдельным отражающим лазерный луч элементом 8, 9, 10, 11, 12, 13 соответственно. В конкретном примере – это поворотные призмы с зеркальными гранями. При сборке оптического устройства сначала устанавливают лазер 7. Его луч 14 определяет направление общего потока. Затем устанавливают остальные лазеры так, чтобы их лучи были бы приблизительно перпендикулярны направлению общего потока. Далее производится юстировка устройства, при которой отражающие лазерные лучи элементы располагаются под такими углами, чтобы отраженные лучи были параллельны оптической оси общего потока, т.е. лучу 14 лазера 7. При этом должны быть обеспечены минимальные расстояния между парами отражающих лазерные лучи элементов: 8 и 11, 9 и 12, 10 и 13.

В описанном конкретном примере все лучи лазеров, и оптическая ось общего потока находятся в одной плоскости; отраженные лучи параллельны друг другу и оптической оси общего потока. Для ввода общего потока в оптическое волокно используют собирающий объектив или, регулируя углы установки отражающих элементов, осуществляют схождение лучей общего потока в точке на его оптической оси, в которой располагают входной торец оптического волокна.

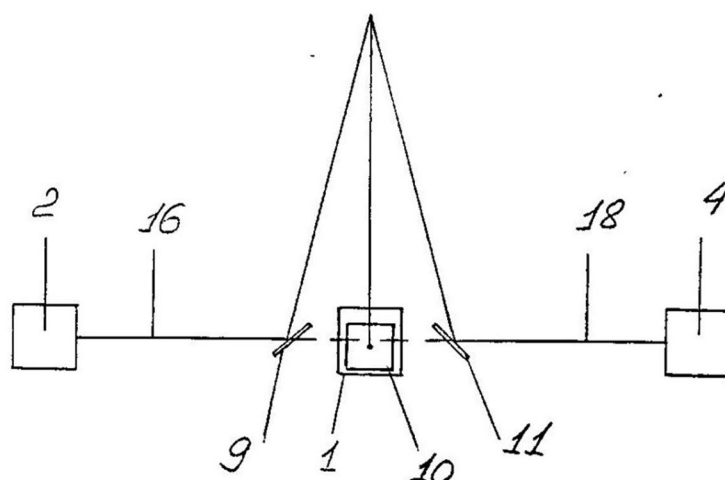


Рисунок 7.8 - Сечение I-I оптической схемы устройства изображенного на рис. 7.7 Условные обозначения: 1, 2, 4 – полупроводниковые лазеры; 9, 10, 11 – элементы, отражающие лазерные лучи; 16, 18 – лучи лазеров 2, 4, соответственно

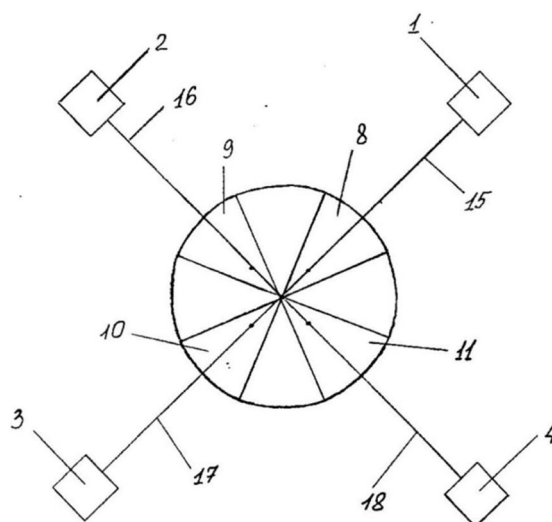


Рисунок 7.9 - Альтернативная оптическая схема устройства. Условные обозначения: 1, 2, 3, 4 – полупроводниковые лазеры; 8, 9, 10, 11 – элементы, отражающие лазерные лучи (границы равнобедренной пирамиды); 15, 16, 17, 18 – лучи лазеров 1, 2, 3, 4, соответственно

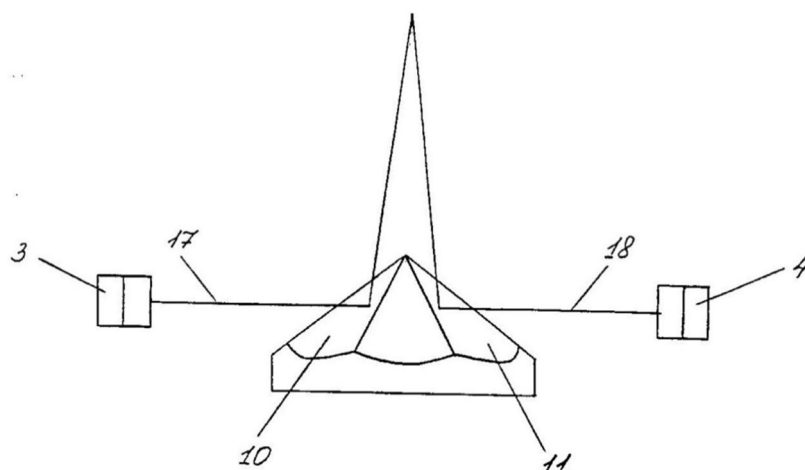


Рисунок 7.10 - Сечение I-I оптической схемы устройства изображенного на рис. 7.9 Условные обозначения: 3, 4 – полупроводниковые лазеры; 10, 11 – элементы, отражающие лазерные лучи (границы равнобедренной пирамиды); 17, 18 – лучи лазеров 3, 4, соответственно

Работа устройства в этих вариантах осуществляется таким же образом, как и в описанном выше конкретном примере. При работе устройства лучи лазеров отражаются соответствующими элементами и суммируются в общий параллельный или сходящийся поток, причем каждый луч испытывает не более одного изменения своего первоначального направления. Благодаря этому

устраняется многократное отражение лучей лазеров, достигается значительное снижение потерь оптической мощности и существенное упрощение конструкции.

#### 7.1.4 Устройство для контроля температуры рабочего торца оптоволоконна лазерных модулей с волоконным выходом излучения для медицинской аппаратуры

Одним из важнейших применений полупроводниковых лазеров с вводом излучения в оптическое волокно является медицинская лазерная аппаратура, предназначенная для контактной и бесконтактной коагуляции биологических тканей. Режущие, коагулирующие, испаряющие свойства хирургических лазеров нашли широкое применение во многих областях хирургии. Использование лазерного излучения позволяет выполнять хирургическое вмешательство с высокой точностью, строго дозируя воздействие, даёт возможность оперировать соматически отягощённых больных.

В режиме контактной коагуляции тканей (лазерный «скальпель») луч лазера является достаточно мощным, чтобы обеспечить коагуляцию, разрез или испарение биоткани. В этих применениях важным техническим параметром лазеров с волоконным выводом излучения становится температура торца ОВ, неконтролируемое повышение которой (например, при «загрязнении») может представлять угрозу, как для пациента, так и для самой аппаратуры. Таким образом, контроль температуры торца ОВ важен как в медицинском, так и в техническом аспектах. С медицинской точки зрения поддержание постоянной рабочей температуры торца ОВ позволяет избежать перегрева и некроза тканей, окружающих оперативное поле. С технической точки зрения контроль температуры позволяет предотвратить разогрев кварцевых волокон до температур, приводящих к изменению их свойств. Оснащение медицинских лазерных аппаратов системой контроля температуры рабочего торца ОВ позволит не только минимизировать травматическое воздействие на биоткани, но и продлить срок использования волоконно-оптического инструмента, снизив тем самым

стоимость лазерной операции.

В настоящем параграфе описана разработка конструкции устройства контроля температуры (пирометрического сенсора) рабочего торца ОВ лазерного «скальпеля», которое легко интегрируется как в аппараты серии ЛАТУС, а также в любые другие блоки управления (драйверы) твердотельных и полупроводниковых лазеров с вводом излучения в оптическое волокно. Устройство представляет собой оптоволоконный пирометрический сенсор на основе InAsSb ФД среднего ИК-диапазона, который по своим параметрам оптимально подходит для создания детекторов теплового излучения (пирометров) различного назначения.

Аппараты серии ЛАТУС в зависимости от области применения отличаются длиной волны излучения (665-980 нм), выходной оптической мощностью до 30 Вт при диаметре светового пятна излучения (диаметре ОВ) 200÷600 мкм и режимом излучения (непрерывный и импульсный с длительностью импульсов от 100 мкс до 10 с). Большие мощности лазерного излучения при неконтролируемом «загрязнении» рабочего торца ОВ приводят к его быстрому разогреву до температур, приводящих к деформации, ухудшению светопроводящих свойств или даже разрушению: 900<sup>0</sup>С – «точка превращения», а 1100<sup>0</sup>С-начало трансформации кварцевого стекла.

Режим лазерного «скальпеля» предполагает следующие технические требования к устройству контроля температуры торца ОВ, которые должны обеспечиваться в условиях непрерывного и импульсного режимов накачки лазерных диодов с мощностью излучения до 30 Вт:

- диапазон измерения температуры: 600-1000<sup>0</sup>С;
- быстродействие – время отклика порядка 1мс;
- линейный размер области измерения – от 400 мкм (диаметр оптоволоконка);
- точность измерения температуры – не хуже 1% от измеряемого значения;
- подавление рассеянного лазерного излучения в диапазоне длин волн 670-980 нм не менее 5 порядков.

Конструктивно система контроля должна легко интегрироваться в существующие драйверы полупроводниковых лазеров. Выходной сигнал

пирометрического сенсора, несущий информацию о температуре рабочего торца оптоволокна, используется как дополнительный управляющий сигнал для источника тока накачки ЛД.

В качестве чувствительного элемента пирометрического сенсора на выходе кварцевого ОВ с границей пропускания порядка 2,5 мкм, был выбран ФД на основе соединений  $\text{In}_x\text{As}_{1-x}\text{Sb}$  типа PD19Su/Sr ([www.ioffeled.com](http://www.ioffeled.com)) с максимумом чувствительности  $\lambda_{\text{max}} = 1.9$  мкм и относительно узкой спектральной полосой чувствительности,  $\Delta\lambda \sim 0.2$  мкм, определяемой «флип-чип» конструкцией ФД. Блок-схема драйвера с встроенным пирометрическим сенсором представлена на Рис. 7.11. Для обеспечения непрерывного детектирования теплового излучения торца ОВ, расчета и индикации температуры, реализации алгоритма калибровки, а также возможности передачи данных на удаленный компьютер в пирометрическом сенсоре используется микропроцессор с цифровым и аналоговым входами/выходами.

В эксперименте был использован лазерный медицинский аппарат ЛАТУС-К ([www.atcus.ru](http://www.atcus.ru)) с выходной оптической мощностью до 30 Вт и длиной волны излучения  $940 \pm 10$  нм. Доставка лазерного излучения к объекту осуществлялась с помощью кварцевого оптического волокна диаметром 400 мкм и числовой апертурой  $\text{NA} = 0.22$ , подключаемого к оптическому выходу лазерного модуля через оптический разъем SMA-905, установленный на корпусе прибора. Такая конструкция аппарата обеспечивает возможность и удобство подключения/замены «рабочего» ОВ произвольной длины и конфигурации выходного торца. Оптический разветвитель выполнен в виде простейшего бескорпусного сплавного Y-образного отрезка ОВ и обеспечивал однонаправленный отвод порядка 20% мощности теплового излучения, распространяющегося по ОВ в направлении, противоположном распространению излучения лазера.

Лабораторные испытания драйвера ЛД с вводом излучения в оптическое волокно и встроенным пирометрическим сенсором доказали возможность измерения, расчета и передачи данных, соответствующих температуре торца

оптоволоконна диаметром 400 мкм в диапазоне 600-1000 °С с точностью не хуже 1% от измеренного значения при быстродействии не менее 1000 отсчетов/секунду.

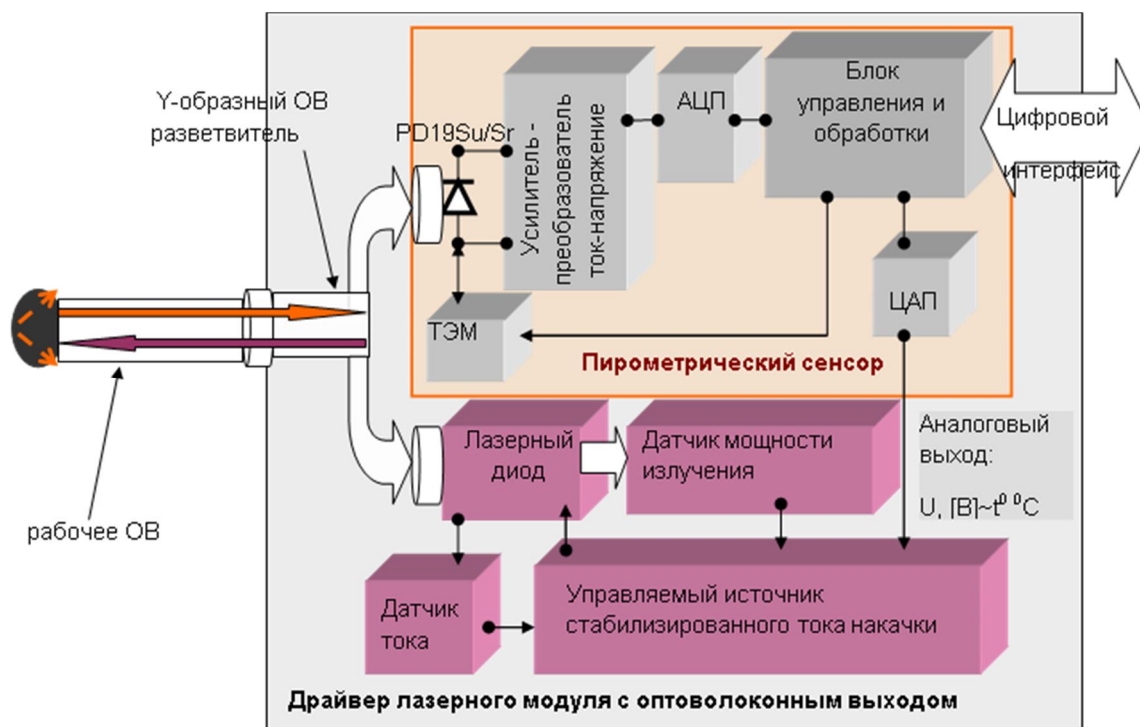


Рисунок 7.11 - Блок-схема драйвера лазерного модуля с оптоволоконным выводом излучения и встроенным пирометрическим сенсором

Анализ сайтов ведущих мировых производителей пирометров показывает, что разработанная система контроля температуры объединяет все последние достижения в области разработки специализированных пирометров, характеризуемых наличием цифрового интерфейса, высокой точностью при малых областях измерения и высоком быстродействии. На сегодняшний день уровень мировых разработок, реализованный в различных пирометрах, можно охарактеризовать следующими количественными характеристиками: быстродействие 1 мс, область измерения от 1 мм<sup>2</sup> при точности 0.2% ±2 °С (для большинства - 1% от диапазона).

Таким образом, характеристики разработанного пирометрического сенсора, предназначенного для интегрирования в драйвер ЛД с оптоволоконным выходом, не уступают лучшим мировым образцам пирометров и обеспечивают новые функциональные возможности драйвера – измерение, управление и стабилизацию температуры объекта на торце оптоволоконна, используемого для доставки мощного

монохроматического лазерного излучения к объекту. Повышение надежности и функциональности лазерных систем с вводом излучения в оптическое волокно достигаются за счет использования в драйвере иммерсионного фотодиода среднего ИК-диапазона типа PD19Su/Sr, в качестве быстродействующего пирометрического сенсора для непрерывного контроля температуры на торце оптоволокна, подключаемого для доставки излучения лазерного модуля к облучаемой площадке или объекту. Высокая спектральная селективность ФД, спектр чувствительности которого не перекрывает возможные длины волн излучения лазерных диодов, лежащих в области 800-1000 нм ( $\lambda_{\max} = 1.9$  мкм, ослабление чувствительности в области 0.9 мкм не менее 120 дБ), обеспечивает возможность измерения малых потоков мощности теплового излучения от объекта, нагреваемого излучением лазера, как при импульсном, так и при непрерывном режиме генерации, характеризуемом наличием сильного рассеянного излучения на длине волны генерации ЛД.

Введение в медицинский лазерный аппарат дополнительного канала обратной связи, несущего информацию о температуре рабочего торца ОВ, придает аппаратуре с оптоволоконным выводом новую функциональность, в частности исключает неконтролируемый разогрев оптоволокна до температур, приводящих к его деформации и разрушению, обеспечивает возможность управления температурой лазерного «скальпеля» для оптимизации процесса коагуляции биоткани.

Результаты, изложенные в настоящем параграфе опубликованы в работах [174, 175]. Получен Патент на полезную модель [176].

## **7.2 Устройство для визуализации пространственного распределения флуоресценции (Флуовизор) злокачественных новообразований при ФДТ**

ФДТ представляет собой метод диагностики и лечения злокачественных раковых опухолей, основанный на способности некоторых препаратов (фотосенсибилизаторов) избирательно накапливаться в пораженных тканях и одновременно взаимодействовать с электромагнитным излучением видимого или



ближнего инфракрасного диапазона. Локальная активация светом накопившегося в опухоли фотосенсибилизатора из полосы его поглощения приводит в присутствии кислорода тканей к развитию фотохимической реакции, разрушающей опухолевые клетки, за счет чего достигается лечебный эффект. При этом процесс сопровождается флуоресценцией, как препарата, так и кислорода, в более длинноволновой области спектра. Картина пространственного распределения флуоресценции дает информацию о размерах опухоли и концентрации препарата, а ее изменение во времени может дать и количественную информацию о необходимой дозе облучения. Данный эффект может использоваться как при лечении, так и при диагностике онкологических заболеваний различных локализаций на ранних стадиях [177].

Последние достижения в области полупроводниковой оптоэлектроники делают метод ФДТ доступным для широкого использования в медицинских учреждениях благодаря разработке недорогих компактных мощных источников лазерного излучения, описанных в разделе 7.1, на основе полупроводниковых ЛД красного диапазона спектра, описанных в разделе 5.3 [167, 171-173, 178]. Однако, для получения и визуализации картины пространственного распределения флуоресценции фотосенсибилизатора необходима спектрально-селективная система регистрации оптического излучения, пропускающая свет во всей полосе флуоресценции и непрозрачная для возбуждающего флуоресценцию излучения. На настоящий момент в существующих устройствах ФДТ в качестве таких систем выступают либо очки, либо аналоговые видеокамеры с оптическими интерференционными фильтрами. Такой подход не только не позволяет количественно оценить параметры опухоли, но и не обеспечивает потенциального удобства применения систем ФДТ.

Все это подтверждает необходимость разработки цифровой системы визуализации флуоресценции фотосенсибилизаторов, позволяющей в полной мере использовать все потенциальные возможности метода фотодинамической терапии, производящей визуализацию в наиболее удобной форме и осуществляющей автоматический количественный анализ изображения

флуоресценции в реальном времени.

Основой такой системы является программное обеспечение, управляющее фоточувствительным элементом системы и производящее обработку поступающих от него данных.

### 7.2.1 Анализ требований к программному обеспечению систем для ФДТ

Одним из ключевых моментов разработки программного обеспечения для систем фотодинамической терапии является форма визуализации получаемой информации, наиболее удобная для конечного пользователя. Анализ пожеланий практикующих врачей показал, что “классическое” представление в виде изображения в оттенках серого, получаемое непосредственно с камеры системы через спектрально-селективную оптику, является недостаточно удобным для визуального восприятия, а также недостаточным для анализа визуальной информации. Наилучшей формой визуализации оказалась псевдо-трехмерная гистограмма распределения яркости по двум координатам, отображаемая рядом с реальной картиной, получаемой с камеры (Рис. 7.12). При этом сама реальная картина может быть представлена как в исходном виде в оттенках серого, так и в псевдоцветах в соответствии с определенной принятой цветовой картой.

Для дополнительной наглядности результатов необходимо также очерчивать на полученных изображениях контуры постоянного значения яркости по определенному заданному уровню, которые представляют собой, фактически, границы опухоли. Помимо представления распределения интенсивности флуоресценции в реальном времени, необходимо также иметь возможность фиксировать изображения в определенные моменты времени для последующего сравнения и анализа. Следующий аспект, требующий особого внимания – это графический интерфейс пользователя ПО. С учетом специфики конечных пользователей ПО, интерфейс должен быть простым, удобным, обеспечивать минимум действий пользователя и позволять легко менять вид и представление визуализируемой информации.

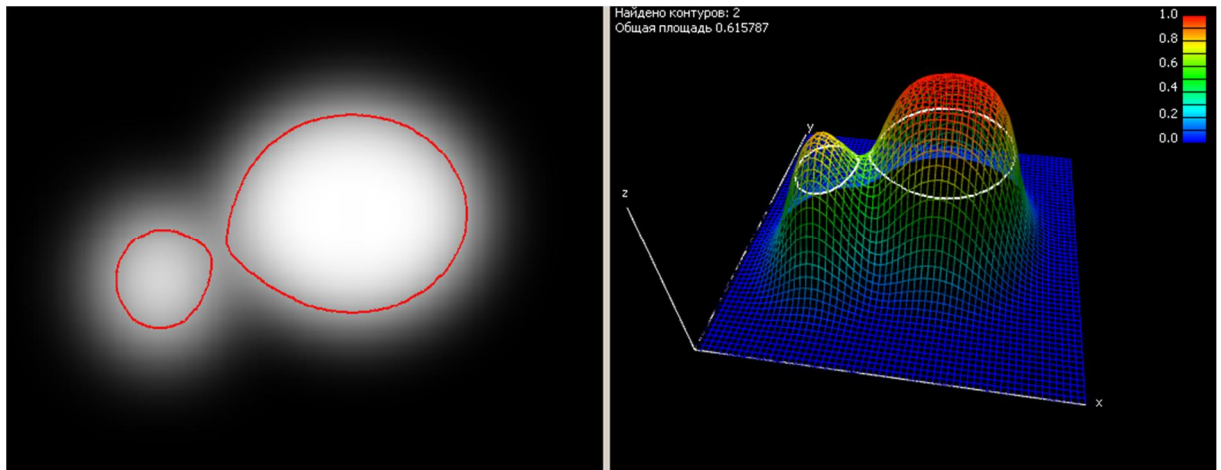


Рисунок 7.12 - Форма визуализации картины пространственного распределения флуоресценции

### 7.2.2 Аппаратная платформа

Аппаратная часть системы, на которой предполагается функционирование ПО, состоит из стандартного ПК с подключенной к нему цифровой камерой по любому достаточно быстрому интерфейсу (USB2.0, IEEE1394, Ethernet). На объективе цифровой камеры установлен спектрально-селективный оптический фильтр, пропускающий только излучение в полосе флуоресценции используемого фотосенсибилизатора. Таким образом, поступающие с камеры видеокдры являются исходными данными для визуализации.

Блок-схема аппаратной платформы системы визуализации показана на Рис. 7.13.

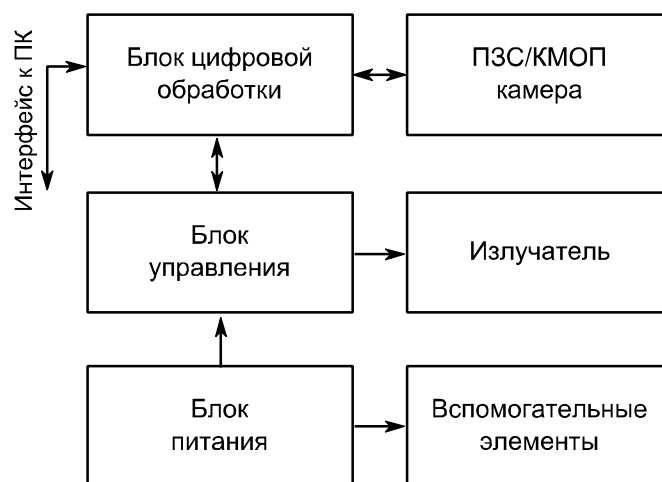


Рисунок 7.13 - Блок-схема аппаратной платформы системы визуализации

Аналоговый видеосигнал с фоточувствительной матрицы оцифровывается блоком цифровой обработки, который также отвечает за передачу информации в ПК. Оба эти блока объединены в цифровой камере. Также в состав прибора входит излучатель, возбуждающий флуоресценцию, блок питания и некоторые вспомогательные элементы.

### 7.2.3 Порядок работы и клинические испытания

На основе разработанной модели была создана конкретная реализация опытного образца системы визуализации флуоресценции – прибор «Флуовизор». В приборе использована цифровая монохромная камера с разрешением 752×582 пикселя, использующая интерфейс USB2.0. Внешний вид системы визуализации флуоресценции показан на Рис. 7.14.

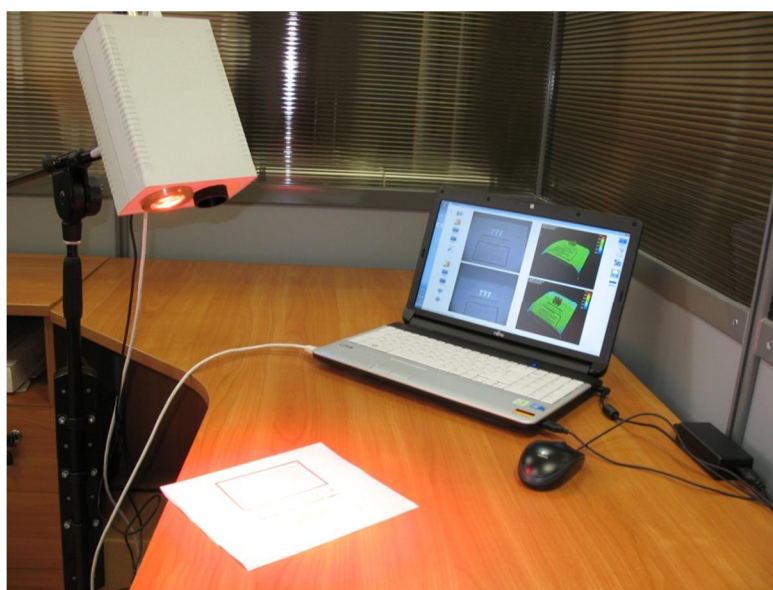


Рисунок 7.14 - Внешний вид системы визуализации флуоресценции

В качестве персонального компьютера использован ноутбук низшего ценового сегмента с двухъядерным процессором семейства Intel Celeron B800. Применение описанных подходов к разработке программного обеспечения позволило добиться работы системы в режиме “реального времени” (фактически, в режиме обновления изображений на экране с частотой 30 fps) даже на такой аппаратной платформе.

Работа Флуовизора в непрерывном режиме происходит следующим образом.

Светодиодный излучатель 1 (см. Рис. 7.15) по команде оператора компьютера 3 с помощью переключателя 5 режима работы излучателя 1 устанавливается в режим непрерывного освещения облучаемой зоны 8, содержащей, предположительно, злокачественное новообразование 9. Видеокамера 2, направленная на облучаемую зону, наводится на резкость.

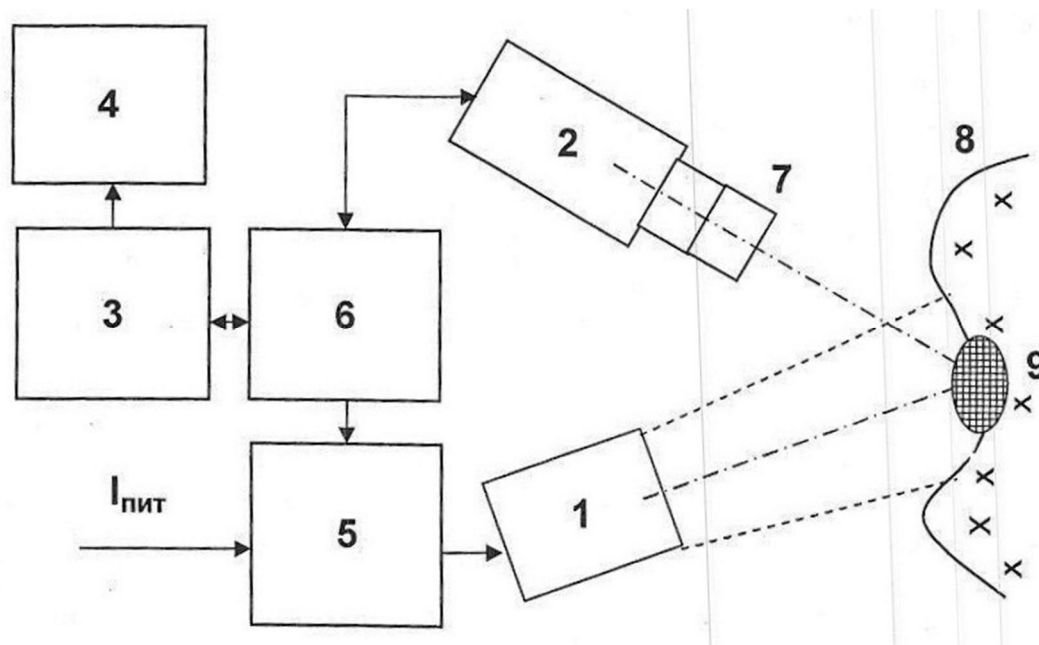


Рисунок 7.15 - Структурная схема устройства для флуоресцентной диагностики. Условные обозначения: 1 – светодиодный излучатель, 2 – видеокамера, 3 – компьютер, 4 – монитор, 5 – переключатель режима работы излучателя, 6 – USB концентратор, 7 – селективная оптическая система, 8 – облучаемая зона, 9 – злокачественное новообразование

Селективная оптическая система 7 не пропускает излучение светодиодного излучателя 1, отраженное от зоны 8, на видеокамеру 2, куда попадает только излучение флуоресценции фотосенсибилизатора, накопившегося в злокачественном новообразовании 9, а также фоновое излучение в спектральном диапазоне пропускания спектрально-селективной системы 7. Видеокамера 2, подключенная к компьютеру 3 через USB-концентратор 6, передает в компьютер 3 по интерфейсу передачи данных последовательно экспонируемые кадры, содержащие изображения пространственного распределения флуоресценции вместе с частью фонового излучения, прошедшего через спектрально-

селективную оптическую систему. Это пространственное распределение флуоресценции определяет поверхностную топологию злокачественного новообразования 9. Изображения подвергаются количественному анализу и визуализируются на мониторе 4 компьютера 3 вместе с результатами количественного анализа (ориентировочные значения площади новообразования и приблизительные контуры границ новообразования) в реальном времени. Совокупность информации, отображаемой на мониторе 4, позволяет констатировать с большой вероятностью наличие злокачественного образования 9 на облучаемой зоне 8. В случае необходимости уточнения диагноза с помощью переключателя 5 переключают излучатель 1 на работу в импульсном режиме для получения более точных значений площади новообразования и определения его контуров по более контрастному изображению.

Работа устройства в импульсном режиме происходит следующим образом. Имеются две фазы процесса – в первой фазе интенсивность излучения равна нулю, во второй - интенсивность излучения равна заданной величине. В течение первой фазы видеочамера 2 передает в компьютер 3 через USB-концентратор 6 экспонированный кадр, содержащий только фоновое излучение, прошедшее через спектрально-селективную систему 7. В течение второй фазы видеочамера 2 передает в компьютер 3 через USB-концентратор 6 экспонированный кадр, содержащий фоновое излучение, прошедшее через спектрально-селективную систему 7, вместе с изображением флуоресценции злокачественного новообразования 9. Компьютер 3 производит попиксельное вычитание кадра, полученного в течение первой фазы, из кадра, полученного в течение второй фазы; результатом вычитания является поверхностное распределение флуоресценции в чистом виде. Разностные кадры подвергаются количественному анализу и визуализируются на мониторе 4 компьютера 3 вместе с результатами количественного анализа (площадь новообразования, контуры границ новообразования) в реальном времени. Пользователь имеет возможность настроить визуализацию и задать параметры количественного анализа, а также следить за изменением результатов количественного анализа со временем.

Благодаря тому, что устройство позволяет отстроиться от фонового излучения, изображение новообразования на мониторе 4 имеет весьма четкие границы, что позволяет точно определить его площадь и, соответственно, необходимую для последующего лечения дозу облучения.

Начата клиническая апробация «Флуовизора» в ведущих медицинских учреждениях РФ (ФГБУ «ГНЦ лазерной медицины ФМБА», г. Москва, ФГБУ «МРНЦ» МЗ РФ, г. Обнинск). В ФГБУ «НИИ онкологии им. Н.Н. Петрова» МЗ РФ, (г. С.-Петербург) «Флуовизор» использовался для визуализации при диагностике и лечении базальноклеточного рака кожи методом ФДТ при облучении опухоли полупроводниковым лазером с длиной волны излучения 665 нм. В качестве фотосенсибилизатора использовался препарат Фотодитазин.

На Рис. 7.16 показана реальная картина распределения флуоресценции.



Рисунок 7.16 - Флуоресценция базальноклеточного рака кожи заушной области, возбуждаемая полупроводниковым лазером с длиной волны излучения 665 нм и мощностью 3 Вт

На Рис. 7.17 представлена картина пространственного распределения флуоресценции в псевдоцвете. При этом опухоль выделяется красным цветом, предоставляя четкую визуализацию границ опухоли, а также их изменение со временем в процессе сеанса ФДТ.

На Рис. 7.18 представлена визуализация участка полного кадра с пораженной

областью в виде трехмерного распределения интенсивности флуоресценции по двум координатам. Также показана найденная граница опухоли, отображаемая красной линией на исходном изображении и белой линией на трехмерной картинке.

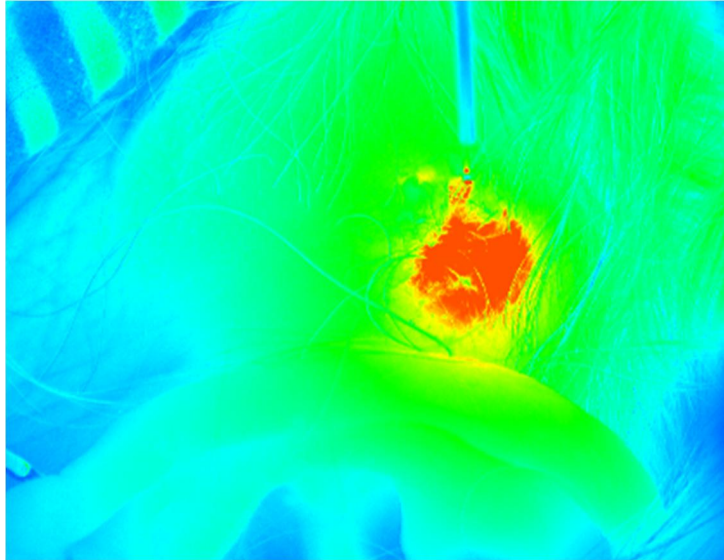


Рисунок 7.17 - Визуализация опухоли в псевдоцвете

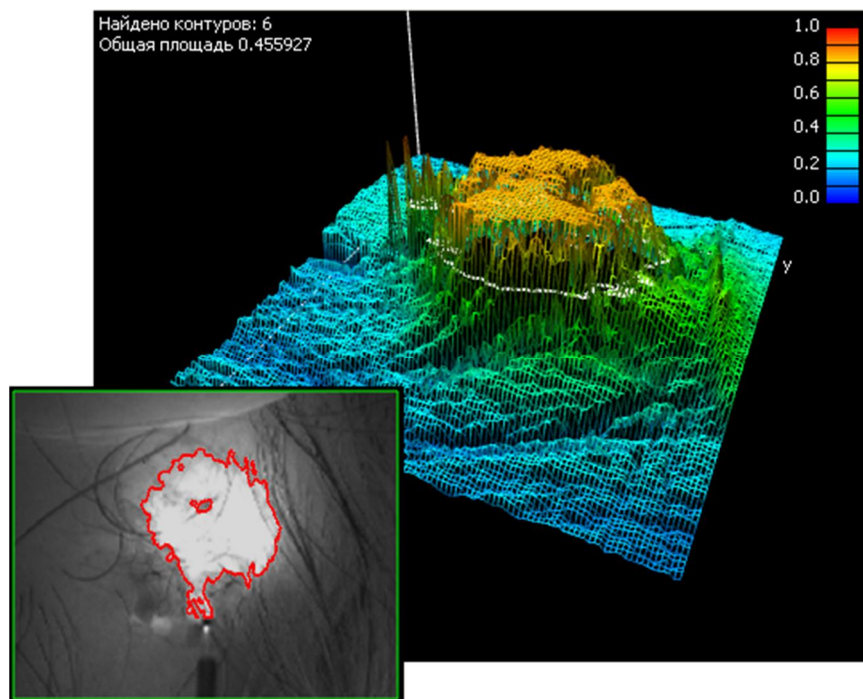


Рисунок 7.18 - Визуализация в виде трехмерной гистограммы участка изображения, показанного на Рис. 7.17

Приведенные примеры иллюстрируют возможности по интерпретации реальных изображений, которые предоставляет пользователю разработанное



программное обеспечение. Такая форма представления данных наглядно показывает, в частности, распределение концентрации фотосенсибилизатора и ее динамическое изменение во времени, позволяет более дозированно и направленно обеспечивать облучение ткани лазером для оптимального проведения процедуры лечения методами ФДТ.

В результате разработки цифровой системы визуализации флуоресценции фотосенсибилизаторов создано устройство и программное обеспечение для визуализации пространственного распределения флуоресценции при диагностике и лечении методами фотодинамической терапии. Результаты, изложенные в настоящем параграфе, опубликованы в работе [179]. Получено положительное решение о выдаче патента на полезную модель «Устройство для флуоресцентной диагностики злокачественных новообразований».

### 7.3 Выводы по Главе 7

1. Разработана оптическая схема и организовано серийное производство медицинских лазерных аппаратов для хирургии ( $P=30$  Вт,  $\lambda=808, 940, 970$  нм) и фотодинамической терапии ( $P=5$  Вт,  $\lambda=670$  нм). Лазерные аппараты зарегистрированы в МЗ РФ (регистрационное удостоверение № ФС 022а2006/3307-06 от 16.06.2006, сертификат соответствия РОСС RU.МЕ01.ВО6196) и широко применяются в медицинских учреждениях РФ для лечения различных заболеваний. Технические решения, использованные для создания лазерных аппаратов, защищены полезными моделями №№8524, 9091, 14407. Разработан и защищен патентами РФ №№2122452, 2134603 и патентом РСТ №756224 метод селективной лазерной гипертермии для лечения новообразований.
2. Разработано и защищено полезной моделью №130476 устройство для контроля температуры рабочего торца оптоволоконного лазерных модулей с волоконным выходом излучения. Оснащение медицинской лазерной аппаратуры подобным устройством позволяет исключить неконтролируемый разогрев оптоволоконного до температур, приводящих к его деформации и разрушению, а также

обеспечивает возможность управления температурой лазерного «скальпеля» для оптимизации процесса коагуляции биоткани.

3. Разработана блок-схема и изготовлен опытный образец цифрового устройства для визуализации пространственного распределения флуоресценции злокачественных новообразований при фотодинамической терапии. Устройство обеспечивает визуализацию (с возможностью фиксации) распределения флуоресценции в наиболее удобной для наблюдения форме и осуществляет автоматический количественный анализ изображения флуоресценции в реальном времени. Распределение флуоресценции впервые реализовано в форме псевдо-трехмерной гистограммы, что позволяет точно определять границы новообразования, требуемую дозу облучения и момент окончания процедуры лечения методом ФДТ.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты и выводы диссертационной работы:

1. Проведено исследование основных механизмов ограничения выходной оптической мощности ЛД с длиной волны излучения 808 нм и определены возможные пути ее увеличения: использование ГС с расширенным волноводом, защита зеркал резонатора ЛД и улучшение отвода тепла из ГС.
2. Произведен расчет основных характеристик мощных лазерных диодов, изготовленных на основе симметричных и асимметричных ЛГС. Определены и защищены патентами РФ №2309501 и №2309502 конструкции лазерных гетероструктур со сверхнизкими оптическими потерями на свободных носителях, обеспечивающие высокую дифференциальную квантовую эффективность, низкий рабочий ток и расходимость излучения в вертикальной плоскости.
3. Проведен детальный тепловой анализ традиционных теплоотводов для мощных ЛД, работающих в непрерывном режиме генерации. Определены варианты оптимизации конструкции и материала теплоотвода, обеспечивающие минимизацию теплового сопротивления ЛД.
4. Исследованы излучательные характеристики мощных непрерывных ЛД ( $P=2,0$  Вт,  $\lambda=670$  нм;  $P=15$  Вт,  $\lambda=808$  нм;  $P=2,5$  Вт,  $\lambda=950$  нм). Показано, что использование конструкции “мелкая меза с дополнительной изоляцией” (защищена патентом РФ №2110874) в лазерных диодах ( $P=1,3$  Вт,  $\lambda=670$  нм) обеспечивает высокую температурную и пространственно-временную стабильность излучения в ближнем и дальнем полях, большой срок службы и низкий уровень шумов.
5. Исследованы излучательные характеристики мощных квазинепрерывных лазерных линеек ( $P=200$  Вт,  $\lambda=808$  нм;  $P=100$  Вт,  $\lambda=950$  нм) и матриц на их основе ( $P=5$  кВт,  $\lambda=808$  нм). Подтверждено, что лазерные линейки ( $P=100$  Вт,  $\lambda=950$  нм) способны работать в диапазоне температур от  $-40$  до  $+85$  °С, что позволяет использовать их для накачки твердотельных лазеров на основе Yb-Er

без термостабилизации системы накачки, обеспечивает низкое потребление энергии, простоту конструкции и высокую надежность.

6. Разработана оптическая схема, изготовлен опытный образец и исследованы излучательные характеристики импульсного ТТЛ с торцевой накачкой мощными ЛД для технологических применений с энергией в импульсе 1,5 мДж ( $\lambda=1,06$  мкм) и максимальной средней мощностью 10 Вт при длительности импульса 15-20 нс и частоте до 10 кГц..
7. Разработана оптическая схема, изготовлен опытный образец и исследованы излучательные характеристики компактного импульсного ТТЛ с боковой диодной накачкой для информационных систем (дальнометрии) с энергией в импульсе 10 мДж, работающего в безопасном для глаз диапазоне спектра ( $\lambda=1,57$  мкм), диапазоне температур от -55 до +55 °С. ТТЛ имеет герметичный корпус, устойчив к механическим воздействиям и полностью пригоден для использования в составе дальномера безопасного для глаз спектрального диапазона.
8. Разработана оптическая схема и организовано серийное производство медицинских лазерных аппаратов (защищены полезными моделями №№8524, 9091, 14407) для хирургии ( $P=30$  Вт,  $\lambda=808, 940, 970$  нм) и фотодинамической терапии ( $P=5$  Вт,  $\lambda=670$  нм). Лазерные аппараты зарегистрированы в МЗ РФ (регистрационное удостоверение № ФС 022a2006/3307-06 от 16.06.2006, сертификат соответствия РОСС RU.ME01.BO6196) и широко применяются в медицинских учреждениях РФ для лечения различных заболеваний. Разработан и защищен патентами РФ №№2122452, 2134603 и патентом РСТ №756224 метод селективной лазерной гипертермии для лечения новообразований.
9. Разработано и защищено полезной моделью №130476 устройство для контроля температуры рабочего торца оптоволоконного лазерных модулей с волоконным выходом излучения. Оснащение медицинской лазерной аппаратуры подобным устройством позволяет исключить неконтролируемый разогрев оптоволоконного до температур, приводящих к его деформации и разрушению, а также

обеспечивает возможность управления температурой лазерного «скальпеля» для оптимизации процесса коагуляции биоткани.

10. Разработана блок-схема и изготовлен опытный образец цифрового устройства для визуализации пространственного распределения флуоресценции злокачественных новообразований при ФДТ, которое осуществляет автоматический количественный анализ изображения флуоресценции в реальном времени. Распределение флуоресценции впервые реализовано в форме псевдо-трехмерной гистограммы, что позволяет точно определять границы новообразования, требуемую дозу облучения и момент окончания процедуры лечения методом ФДТ.

**Список принятых сокращений**

АЭ	активный элемент
АЧТ	абсолютно черное тело
ВАХ	вольт-амперная характеристика
ВтАХ	ватт-амперная характеристика
ГС	гетероструктура
ДГС РО	двойная гетероструктура с отдельным ограничением (оптическим и электронным)
ДИ	долговременные испытания
ДКЭ	дифференциальная квантовая эффективность
ИК	инфракрасный
КПД	коэффициент полезного действия
КРЗ	катастрофическое разрушение зеркал
КТР	коэффициент теплового расширения
ЛГС	лазерная гетероструктура
ЛД	лазерный диод
ЛЛ	лазерная линейка
МПЭ	молекулярно-пучковая эпитаксия
НЗ	носители заряда
ННЗ	неравновесные носители заряда
ОВ	оптическое волокно
ПГС	параметрический генератор света
ПЗС	прибор с зарядовой связью
ПК	персональный компьютер
ПО	программное обеспечение
СВЧ	сверхвысокочастотный
ТГС	тестовая гетероструктура
ТО	теплоотвод
ТТЛ	твердотельный лазер
ТЭМ	термоэлектрический модуль

ФД	фотодиод
ФДТ	фотодинамическая терапия
ФЛ	фотолюминесценция
FWHM	(full width at half maximum) ширина на половине максимальной интенсивности
HR	(high reflectivity) высокая отражательная способность

**Список работ, опубликованных автором по теме диссертации**Статьи и патенты:

A1. Карпов, С.Ю. Линейки мощных полупроводниковых лазеров изготовленных методом молекулярно-пучковой эпитаксии [Текст] / С.Ю. Карпов, Г. де ла Круз, В.Е. Мячин, А.Ю. Островский, Ю.В. Погорельский, И.Ю. Русанович, И.А. Соколов, Н.А. Стругов, **А.Л. Тер-Мартirosян**, Г.А. Фокин, В.П. Чалый, А.П. Шкурко, М.И. Этинберг // Письма в ЖТФ. -1991. Т.17. -В.7. -С.31-34.

A2. Chaly, V.P. The Degradation Rate Study of MBE-Grown High Power AlGaAs Laser Diode [Text] / V.P. Chaly, M.I. Etnberg, G.A. Fokin, S.Yu. Karpov, V.E. Myachin, A.Yu. Ostrovsky, Yu.V. Pogorelsky, I.Yu. Rusanovich, I.A. Sokolov, A.P. Shkurko, N.A. Strugov, **A.L. Ter-Martirosyan** // Semicond. Sci. Technol., -1994. -V.8, -N.2. -P.1-8.

A3. Демидов, Д.М. Лазерные диоды с рабочей выходной оптической мощностью 3 Вт ( $\lambda=0,81$  мкм) на основе AlGaAs/GaAs гетероструктур, работающие в непрерывном режиме, со сроком службы 2000 часов [Текст] / Д.М. Демидов, Н.И. Кацавец, Р.В. Леус, **А.Л. Тер-Мартirosян**, В.П. Чалый // Письма в ЖТФ. - 1997. - Т. 23. В. 8. - С. 90-94.

A4. Демидов, Д.М. Мощные высокостабильные лазерные диоды для накачки твердотельных лазеров [Текст] / Д.М. Демидов, Н.И. Кацавец, **А.Л. Тер-Мартirosян**, В.П. Чалый // Квантовая электроника. - 1998. - Т. 25. В. 9. - С. 789-791.

A5. Пат. 2110874 Российская Федерация, МПК 6 Н 01 S 3/19. Инжекционный полупроводниковый лазер [Текст] / Демидов Д.М., **Тер-Мартirosян А.Л.**, Чалый В.П., Шкурко А.П.; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 96108212/25; заявл. 24.04.96; опубл. 10.05.98, Бюл. № 13.

A6. Свидетельство на полезную модель № 8524 Российская Федерация, МПК 6 Н 01 L 23/00. Устройство для отвода тепла от полупроводникового прибора [Текст] / **Тер-Мартirosян А.Л.**, Чалый В.П.; заявитель и обладатель свидетельства ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 98106014/20; заявл. 27.03.98; опубл. 16.11.98, Бюл. № 11.



A7. Пат. 2122452 Российская Федерация, МПК 6 А 61 N 5/06. Способ лечения новообразований [Текст] / Гельфонд М.Л., Венков А.А., **Тер-Мартиросян А.Л.**, Чалый В.П., Баллюзек Ф.В., Мизгирев И.В.; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 97120048/14; заявл. 21.11.97; опубл. 27.11.98, Бюл. № 33.

A8. Свидетельство на полезную модель № 9098 Российская Федерация, МПК 6 Н 01 S 3/00. Лазерный излучатель [Текст] / **Тер-Мартиросян А.Л.**, Чалый В.П.; заявитель и обладатель свидетельства ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 98112398/20; заявл. 18.06.98; опубл. 16.01.99, Бюл. № 1.

A9. Пат. 756224 Patent Cooperation Treaty, МПК А 61 N 005/06. Method for treating tumour growth [Text] / Gelfond M.L., Venkov A.A., **Ter-Martirosyan A.L.**, Chaly V.P., Balluzek F.V., Mizgirev I.V.; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № AU 199872416/98 B2; заявл. 21.11.97; опубл. 15.06.99.

A10. Пат. 2134603 Российская Федерация, МПК 6 А 61 N 5/06. Способ лечения новообразований [Текст] / **Тер-Мартиросян А.Л.**, Чалый В.П., Гельфонд М.Л., Барчук А.С.; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 98114518/14; заявл. 29.07.98; опубл. 20.08.99, Бюл. № 23.

A11. Свидетельство на полезную модель №14407 Российская Федерация, МПК 7 Н 01 S 3/101. Оптическое устройство для суммирования лучей двух и более лазеров [Текст] / **Тер-Мартиросян, А.Л.**, Чалый, В.П., Батов, Ю.Н., Иванов, Е.В., Малинин, С.М.; заявитель и обладатель свидетельства ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 98111223/20; заявл. 04.06.98; опубл. 20.07.00, Бюл. № 20.

A12. Gelfond, M.L. Selective laser hyperthermia of malignant neoplasms: experimental and clinical research [Text] / M.L. Gelfond, I.V. Mizgirev, A.S. Barchuk, V.V. Hudoley, D.V. Vasilyev, F.V. Balluzek, A.A. Venkov, V.P. Chaly, **A.L. Ter-Martirosyan** // Proceedings of SPIE "Laser use in oncology II", Vol. 4059 (2000). P. 13-24.

A13. Demidov, D.M. High power laser diodes: new design provides reliability and stability [Text] / D.M. Demidov, N.I. Katsavets, **A.L. Ter-Martirosyan**, D. Croupsky //

Proceedings of SPIE "Laser use in oncology II", Vol. 4059 (2000). P. 225-228.

A14. Демидов, Д.М. 100 ваттные лазерные линейки на основе фазированных решеток [Текст] / Д.М. Демидов, А.Н. Ивкин, Н.И. Кацавец, С.В. Кокин, Р.В. Леус, **А.Л. Тер-Мартirosян**, В.П. Чалый // Письма в ЖТФ. - 2001. - Т. 27. В. 2. - С. 36-41.

A15. Александров, С.В. Мощные низкопороговые лазерные диоды ( $\lambda=0,94$  мкм) на основе  $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  гетероструктур, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии [Текст] / С.В. Александров, А.Н. Алексеев, Д.М. Демидов, А.Л. Дудин, Н.И. Кацавец, И.В. Коган, Ю.В. Погорельский, **А.Л. Тер-Мартirosян**, Э.Г. Соколов, В.П. Чалый, А.П. Шкурко // Письма в ЖТФ. - 2002. - Т. 28. В. 16. - С. 71-78.

A16. Кацавец, Н.И. Мощные высокоэффективные квазинепрерывные лазерные линейки для накачки твердотельных лазеров на основе Yb-содержащих активных сред [Текст] / Н.И. Кацавец, В.А. Бученков, Д.М. Демидов, Р.В. Леус, М.О. Искандаров, А.А. Никитичев, **А.Л. Тер-Мартirosян** // Письма в ЖТФ. - 2004. - Т. 30. В. 24. - С. 43-48.

A17. Bulashevich, K.A. Effect of free-carrier absorption on performance of 808 nm AlGaAs-based high-power laser diodes [Text] / K.A. Bulashevich, V.F. Mymrin, S.Yu. Karpov, D.M. Demidov, **A.L. Ter-Martirosyan** // Semicond. Sci. Technol. - 2007. - V. 22. - P. 502-510.

A18. Пат. 2309501 Российская Федерация, МПК Н 01 S 5/32. Инжекционный полупроводниковый лазер [Текст] / Демидов Д.М., Карпов С.Ю., Мымрин В.Ф., **Тер-Мартirosян А.Л.**; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 2006133217/28; заявл. 06.09.06; опубл. 27.10.07, Бюл. № 30.

A19. Пат. 2309502 Российская Федерация, МПК Н 01 S 5/32. Полупроводниковый инжекционный лазер [Текст] / Демидов Д.М., Карпов С.Ю., Мымрин В.Ф., **Тер-Мартirosян А.Л.**; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 2006133220/28; заявл. 06.09.06; опубл. 27.10.07, Бюл. № 30.

A20. Кацавец, Н.И. Высокомощные полупроводниковые источники излучения на

основе 100 W лазерных линеек, предназначенные для накачки твердотельных лазеров [Текст] / Н.И. Кацавец, В.А. Бученков, М.О. Искандаров, А.А. Никитичев, Э.Г. Соколов, **А.Л. Тер-Мартirosян** // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. В. 2. - С. 6-10.

A21. Katsavets, N.I. High power long pulse width QCW laser diode bars for optical pumping of Yb-Er glass solid state lasers [Text] / N.I. Katsavets, V.A. Buchenkov, **A.L. Ter-Martirosyan** // “High-Power and Femtosecond Lasers”, Properties, Materials and Applications (Lasers and Electro-optics Research and Technology), Nova Science Pub Inc. – 2009. – 07. - P. 355.

A22. Воробьев, Л.Е. Лазерные диоды для фотодинамической терапии [Текст] / Л.Е. Воробьев, А.Н. Софронов, Д.А. Фирсов, Д.М. Демидов, Р.В. Леус, М.А. Свердлов, **А.Л. Тер-Мартirosян** // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. - 2011. - №2(122). - С. 80-84.

A23. Пат. 112458 Российская Федерация, МКП G 02 F 1/00. Устройство для формирования смесителя мод [Текст] / Махнюк, В.П., **Тер-Мартirosян, А.Л.**; заявитель и патентообладатель ООО «Аткус». - № 2011135961/28; заявл. 26.08.11; опубл. 10.01.12, Бюл. № 1.

A24. Пат. 117189 Российская Федерация, МКП G 02 B 6/14. Устройство для формирования смесителя мод [Текст] / Демидов, Д.М., **Тер-Мартirosян, А.Л.**, Софронов, А.Н.; заявители и патентообладатели ФГБОУ ВПО «СПбГПУ», ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 2012103372/28; заявл. 31.01.12; опубл. 20.06.12, Бюл. № 17.

A25. Пат. 117191 Российская Федерация, МКП G 02 F 1/00. Устройство для формирования смесителя мод [Текст] / Демидов, Д.М., **Тер-Мартirosян, А.Л.**, Софронов, А.Н.; заявители и патентообладатели ФГБОУ ВПО «СПбГПУ», ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 2012103371/28; заявл. 31.01.12; опубл. 20.06.12, Бюл. № 17.

A26. Аникеева, М.С. Цифровая система визуализации для фотодинамической терапии [Текст] / М.С. Аникеева, А.Н. Софронов, С.С. Дремов, **А.Л. Тер-Мартirosян** // "Научно-технические Ведомости СПбГПУ" серия "Информатика.

Телекоммуникации. Управление". - 2012. - №6 (162). Раздел "Приборы, информационно-измерительные системы". - С.159-164.

A27. Демидов, Д.М. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм. I. Термические механизмы ограничения выходной мощности [Текст] / Д.М. Демидов, **А.Л. Тер-Мартirosян**, К.А. Булашевич, О.В. Хохлев, С.Ю. Карпов // Научное приборостроение. – 2012. - Т. 22. № 3. - С. 78-86.

A28. Демидов, Д.М. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм. II. Нетермические механизмы ограничения мощности излучения [Текст] / Д.М. Демидов, **А.Л. Тер-Мартirosян**, К.А. Булашевич, О.В. Хохлев, С.Ю. Карпов // Научное приборостроение. – 2012. - Т. 22. № 4. - С. 19-25.

A29. Пат. 125075 Российская Федерация, МКП А 61 М 16/04. Эндотрахеальная трубка [Текст] / Ганичева, В.А., Гельфонд, М.Л., Махнюк, В.П., Савин, А.Н., **Тер-Мартirosян, А.Л.**, Чураков, А.В.; заявитель и патентообладатель ООО «Аткус». - № 2012140145/14; заявл. 19.09.12; опубл. 27.02.13, Бюл. № 6.

A30. Пат. 130456 Российская Федерация, МПК Н 01 S 5/06. Драйвер полупроводникового лазера [Текст] / Александров С.Е., Гаврилов Г.А., Сотникова Г.Ю., **Тер-Мартirosян А.Л.**; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 2013110620/28; заявл. 07.03.13; опубл. 20.07.13, Бюл. № 20.

A31. Пат. 2497471 Российская Федерация, МКП А 61 В 17/24, А 61 В 18/20, А 61 N 5/067. Способ лечения доброкачественных новообразований гортани [Текст] / Ганичева, В.А., Гельфонд, М.Л., Махнюк, В.П., Савин, А.Н., **Тер-Мартirosян, А.Л.**, Чураков, А.В.; заявитель и патентообладатель ООО «Аткус» -№ 2012140147/14; заявл.19.09.12; опубл.10.11.13, Бюл. №31.

A32. Демидов, Д.М. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм. III. Пути повышения мощности излучения [Текст] / Д.М. Демидов, **А.Л. Тер-Мартirosян**, К.А. Булашевич, О.В. Хохлев, С.Ю. Карпов // Научное приборостроение. - 2013. - Т. 23. № 2. - С. 129-138.

A33. **Тер-Мартirosян, А.Л.** Анализ и оптимизация конструкции теплоотводов для мощных лазерных диодов. I. Теплоотвод традиционной конструкции [Текст] /

**А.Л. Тер-Мартirosян, Д.М. Демидов, М.А. Свердлов, А.В. Кулик, С.Ю. Карпов** // Научное приборостроение. – 2013. - Т. 23. № 4. - С. 40-44.

A34. **Тер-Мартirosян, А.Л.** Анализ и оптимизация конструкции теплоотводов для мощных лазерных диодов. II. Пути улучшения отвода тепла [Текст] / **А.Л. Тер-Мартirosян, Д.М. Демидов, М.А. Свердлов, А.В. Кулик, С.Ю. Карпов** // Научное приборостроение. – 2013. - Т. 23. № 4. - С. 45-49.

A35. Александров, С.Е. Система контроля температуры рабочего торца оптоволокна лазерных модулей с волоконным выводом излучения для медицинской аппаратуры [Текст] / С.Е. Александров, Г.А. Гаврилов, Г.Ю. Сотникова, **А.Л. Тер-Мартirosян** // ФТП. - 2014. - Т. 48. В. 1. - С. 135-141.

#### Тезисы докладов

A36. Grepel, H. Requirements of pump diodes for diode-pumped solid state lasers [Text] / H. Grepel, N.I. Katsavets, D.M. Demidov, **A.L. Ter-Martirosyan**, Ch.V. Kopylov. // Proceeding of SPIE. V. 3682. Materials of the Ninth Conference on Laser Optics (LO'98). - St.Petersburg. 1998. - P. 47-50.

A37. Buchenkov, V.A. High power laser diodes, bars and stack arrays for solid-state laser pumping [Text] / V.A. Buchenkov, V.P. Chaly, D.M. Demidov, N.I. Katsavets, V.P. Machnyuk, S.N. Rodin, **A.L. Ter-Martirosyan** // Laser Optics. – 2008. St.-Petersburg. 2008. Technical program of international conference. - P.36.

A38. Кацавец, Н.И. Высокомощные полупроводниковые лазерные линейки для накачки твердотельных лазеров на основе иттербий-эрбиевого стекла [Текст] / Н.И. Кацавец, **А.Л. Тер-Мартirosян** // Симпозиум «Полупроводниковые лазеры: физика и технология». - Санкт-Петербург. - 2008.

A39. Махнюк, В.П. Компактный импульсный твердотельный лазер с диодной накачкой для маркировки [Текст] / В.П. Махнюк, **А.Л. Тер-Мартirosян, С.А. Будишевский, С.С. Дремов** // Российско-германский семинар-совещание по вопросам внедрения лазерных технологий в промышленность 27-28 ноября 2008 г.

A40. Гельфонд, М.Л. Мощные непрерывные диодные лазеры красного диапазона спектра для лечения онкологических заболеваний методом фотодинамической

терапии [Текст] / М.Л. Гельфонд, Д.М. Демидов, Р.В. Леус, С.Н. Родин, **А.Л. Тер-Мартиросян** // 2-й Симпозиум «Полупроводниковые лазеры: физика и технология». - Санкт-Петербург. - 2010.

А41. Сотникова, Г.Ю. Встроенная система контроля температуры объекта, нагреваемого излучением мощных твердотельных, волоконных или диодных лазеров с волоконным выходом [Текст] / Г.Ю. Сотникова, С.Е. Александров, Г.А. Гаврилов, А.А. Капралов, **А.Л. Тер-Мартиросян** // Сборник тезисов 3-го симпозиума «Полупроводниковые лазеры: физика и технология». – СПб. - 13-16.11.2012. - С. 48.

А42. Демидов, Д.М. Механизмы ограничения и пути повышения мощности излучения мощных лазерных диодов с длиной волны 808 нм [Текст] / Д.М. Демидов, **А.Л. Тер-Мартиросян**, К.А. Булашевич, О.В. Хохлев, С.Ю. Карпов // Сборник тезисов IX международной конференции «Лазерная физика и оптические технологии». – 2012. - С. 5.

А43. Будишевский, С.А. Компактный импульсный твердотельный лазер с накачкой мощными лазерными диодами для технологических применений [Текст] / С.А. Будишевский, В.П. Махнюк, **А.Л. Тер-Мартиросян** // Сборник статей 9 Белорусско-Российского семинара «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе». - Минск, Беларусь. - 2013. - С. 60 – 63.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пихтин, А.Н. Оптическая и квантовая электроника [Текст] / А.Н. Пихтин. - М.: «Высшая школа», 2001.
2. Демидов, Д.М. Мощные высокостабильные лазерные диоды для накачки твердотельных лазеров [Текст] / Д.М. Демидов, Н.И. Кацавец, А.Л. Тер-Мартirosян, В.П. Чалый // Квантовая электроника. - 1998. - Т. 25. В. 9. - С. 789-791.
3. Демидов, Д.М. 100 ваттные лазерные линейки на основе фазированных решеток [Текст] / Д.М. Демидов, А.Н. Ивкин, Н.И. Кацавец, С.В. Кокин, Р.В. Леус, А.Л. Тер-Мартirosян, В.П. Чалый // Письма в ЖТФ. - 2001. - Т. 27. В. 2. - С. 36-41.
4. Koechner, W. Solid-State Laser Engineering [Text] / W. Koechner // Springer Ser. Opt. Sci. 1 - 5<sup>th</sup> edn. - Springer, Berlin, Heidelberg. - 1999.
5. Brauch, U. Comparison of Lamp and Diode Pumped CW Nd:YAG Slab Lasers [Text] / U. Brauch, M. Schubert // Opt. Commun. - 1995. - 116, 117.
6. Fan, T.Y. Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG [Text] / T.Y. Fan // IEEE J. QE. - 1993. - 29, 1457.
7. Comaskey, B. Characterisation of the Heat Loading of Nd-Doped YAG, YOS, YLF and GGG Excited at Diode Pumping wavelengths [Text] / B. Comaskey, B.D. Morgan, G.F. Albrecht, R.J. Beach // IEEE J. QE. - 1995. - 31, 1261.
8. Tidwell, S.C. Scaling CW Diode-End-Pumped Nd:YAG Lasers to High Average Powers [Text] / S.C. Tidwell, J.F. Seamans, M.S. Bowers, A.K. Cousins // IEEE J. QE. - 1992. - 28, 997.
9. Tsunekane, M. Improvement of Thermal Effects in a Diode-End-Pumped, Composite Tm:YAG Rod with undoped ends [Text] / M. Tsunekane, N. Taguchi, H. Inaba // Appl. Opt. - 1998. - 37, 3290.
10. Weber, R. Cooling Schemes for Longitudinally Diode Laser-Pumped Nd:YAG Rods [Text] / R. Weber, B. Neuenschwander, M. MacDonald, M.B. Roos, H.P. Weber // IEEE J. QE. - 1998. - 34, 1046.
11. Golla, D. High Power Operation of Nd:YAG Rod Lasers Pumped by Fiber-Coupled Diode Lasers [Text] / D. Golla, M. Bode, S. Knike, W. Schone, F. von Alvensleben, A.

Tunnermann // *Advanced Solid-State Lasers*, 1996, OSA Trends Opt. Photon. – 1996. - Ser. 1, 198.

12. Takada, A. Diode laser-Pumped CW Nd:YAG Lasers with mor than 1 kW output Power [Text] / A. Takada, Y. Akiyama, T. Takase, H. Yuasa, A. Ono // *Advanced Solid-State Lasers*, 1996, OSA Tech. Dig.Ser. – 1999. - paper MB 18. - p. 69.

13. Hodgson, N. Influence of Spherical Aberration of the active Medium on the Performance of Nd:YAG Lasers [Text] / N. Hodgson, H. Weber // *IEEE J. QE.* - 1993. - 29, 2497.

14. Magni, V. Resonators for Solid-State Lasers with Large-Volume Fundamental Mode and High Alignment Stability [Text] / V. Magni // *Appl. Opt.* - 1986. - 25, 107.

15. Botez, D. Design considerations and analytical approximations for high continuous-wave power, broad-waveguide diode lasers [Text] / D. Botez // *Appl. Phys. Lett.* - 1999. - 74, 3102.

16. Garbusov, D.Z. High power separate confinement heterostructure AlGaAs/GaAs laser diodes with broadened waveguide [Text] / D.Z. Garbusov, J. Abels, N.A. Morris, P.D. Gardner, A.R. Triano, M.G. Harvey, D.B. Gilbert, J.C. Conolly // *SPIE Proc.* - 1996. - 2682, 20.

17. Erbert, G. High CW power diode lasers with unstrained and compressively strained InGaAsP QWs in AlGaAs waveguides emitting at 800 nm [Text] / G. Erbert, F. Bugge, A. Oster, J. Sebastian, R. Staske, K. Vogel, H. Wenzel, M. Weyers, G. Traenkle // *IEEE Proc. LEOS.* - 1997. - 97, 199-200.

18. Erbert, G. Diode lasers with Al-free quantum wells embedded in LOC AlGaAs waveguides between 715 and 840 nm [Text] / G. Erbert, F. Bugge, A. Knauer, J. Maege, A. Oster, J. Sebastian, R. Staske, A. Thies, H. Wenzel, M. Weyers, G. Traenkle // *SPIE Proc.* - 1999. - 3628, 19-28.

19. Гарбузов, Д.З. Мощные оксидно-полосковые и зарощенные одномодовые лазеры ( $\lambda=0,78-0,87$  мкм) на основе InGaAsP/GaAs ЖФЭ квантоворазмерных гетероструктур [Текст] / Д.З. Гарбузов, С.Н. Жигулин, А.Б. Кочергин, И.А. Мокина, Э.У. Рафаилов, Н.А. Стругов, М.В. Фуксман, А.П. Шкурко // 1



Всесоюзная конференция по физическим основам твердотельной электроники. Тез. докл. – 1989. – Ленинград. – С. 20-21.

20. Van der Ziel, P. Optical beam characteristics of Schottky barrier confined arrays of phase-coupled multiquantum well GaAs lasers [Text] / P. Van der Ziel, R.M. Mikulyak, H. Temkin, R.A. Logan, R.D. Dupuis // IEEE J. Quantum Electronics, -1984. -QE20. - №11. –P.1259-1266.

21. Scifries, D.R. High power coupled multiple stripe quantum well injection lasers [Text] / D.R. Scifries, W. Streifer, R.D. Burnham // Appl. Phys. Lett. -1982. -V.41. - P.118-120.

22. Twu, Y. High power coupled ridge waveguide semiconductor laser arrays [Text] / Y. Twu, A. Dienes, S. Wang, J.R. Whinnery // Appl. Phys. Lett. -1984. -V.45. №7. - P.709-711.

23. Mukai, S. Fundamental mode oscillation of a buried ridge waveguide laser arrays [Text] / S. Mukai, C. Lindsey, J. Katz, E. Kapon, Z. Rav-Noy, S. Margalit, A. Yariv // Appl. Phys. Lett. -1984. -V.45. №8. - P.834-835.

24. Ackley, D.E. Single longitudinal mode operation of high power multiple stripe injection lasers [Text] / D.E. Ackley // Appl. Phys. Lett. -1983. -V.42. -P.709-711.

25. Scifries, D.R. Lateral grating array high power cw visible semiconductor laser [Text] / D.R. Scifries, W. Streifer, R.D. Burnham // Electron. Lett. -1982. -V.18. - P.549-550.

26. Botez, D. Laser diodes are phase-locked [Text] / D. Botez // IEEE Spectrum. -1982. -V.22. №6. -P.709-711.

27. Meehan, K. Donor-induced disorder-defined buried heterostructure  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs quantum well lasers [Text] / K. Meehan, P. Gavrilovic, J.E. Eppler, K.C. Hsieh, N. Holonyak (Jr), R.D. Burnham, R.L. Thornton, W. Streifer // Appl. Phys. Lett. -1983. -V.43. -P.1096-1098.

28. Waters, R.G. Diode laser degradation mechanisms: a review [Text] / R.G. Waters // Prog. Quant. Electron. - 1991. - 15, 153-174.

29. Fukuda, M. Reliability and degradation of semiconductor lasers and LED's [Text] / M. Fukuda // London: Artech House. - 1991.

30. Valster, A. Strain-overcompensated GaInP-AlGaInP quantum well laser structures for improved reliability at high output powers [Text] / A. Valster, A.T. Meney, J.R. Downes, D.A. Faux, A.R. Adams, A.A. Brouwer, A.J. Corbijn // IEEE J.Sel.Topics Quantum Electron. -1997. - 3, 180-187.
31. Collot, P. Non-absorbing mirrors for AlGaAs quantum well lasers by impurity-free interdiffusion [Text] / P. Collot, J. Arias, V. Mira, E. Vassilakis, F. Julien // SPIE Proc. - 1999. - 3628, 260-266.
32. Watanabe, M. Fundamental-transverse-mode high power AlGaInP laser diode with windows on facets [Text] / M. Watanabe, K. Tani, K. Takahashi, K. Sasaki, H. Nakatsu, M. Hosoda, S. Matsui, O. Yamamoto, S. Yamamoto // IEEE J.Sel.Topics Quantum Electron. - 1995. - 1, 728-733.
33. Tu, L.W. In-vacuum cleaning and coating of semiconductor laser facets using thin silicon and a dielectric [Text] / L.W. Tu, E.F. Shubert, M. Hong, G.J. Zydyk Meyer // J. Appl. Phys. - 1996. - 80, 6448.
34. Bessolov, V.N. Increase in the degree of catastrophic optical degradation of InGaAs/GaAs (977 nm) laser diodes after sulfidization in solutions based on isopropyl alcohol [Text] / V.N. Bessolov, M.V. Lebedev, B.V. Tsarenko, Yu. M. Shernyakov // Tech.Phys.Lett. - 1995. - 21, 561-562.
35. Howard, A.J. Electrochemical sulfur passivation of visible (670 nm) AlGaInP lasers [Text] / A.J. Howard, C.I.H. Ashby, J.A. Lott, R.P. Schneider, R.F. Corless // J. Vac. Sci. Technol. A. - 1994. - 12, 1063-1067.
36. Tihany, P. Reactive outdiffusion of contaminants from (AlGa)As laser facets [Text] / P. Tihany, D.R. Scifres, R.S. Bauer // Appl. Phys. Lett. - 1983. - 42, 313-315.
37. Ohkudo, M. Aluminium-free InGaAs/GaAs/InGaAsP/InGaP GRINSCH SL-SQW lasers at 0,98  $\mu\text{m}$  [Text] / M. Ohkudo, T. Ijichi, A. Iketani, T. Kikuta // Electron. Lett. - 1992. - 28, 1149-115.
38. Welch, D.F. High power 8 W CW single quantum well laser-diode array [Text] / D.F. Welch, B. Chan, W. Streifer, D.R. Scifres // Electron. Lett. - 1988. - 24, 113-115.

39. Fujimoto, T. High power InGaAs/AlGaAs laser diodes with decoupled confinement heterostructures [Text] / T. Fujimoto, Yu. Yamada, Yo. Yamada, A. Okubo, Y. Oeda, K. Muro // SPIE Proc. - 1999. - 3628, 38-45.
40. Welch, D.F. A Brief History of High-Power Semiconductor Lasers [Text] / D.F. Welch // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. - 2000. - V. 6. - P. 1470–1477.
41. Erbert, G. High-Power Broad-Area Diode Lasers and Laser Bars, In: Ed. R. Diehl. High-Power Diode Lasers [Text] / G. Erbert, A. Bärwolff, J. Sebastian, J. Tamm // Topics Appl. Phys. - 2000. - V. 78. - P. 173–223.
42. Тарасов, И.С. Мощные полупроводниковые лазеры на основе гетероструктур раздельного ограничения [Текст] / И.С. Тарасов // Квантовая электроника. - 2010. - Т. 40. - С. 661–681.
43. Henry, C.H. Catastrophic damage of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  double-heterostructure laser material [Text] / C.H. Henry, P.M. Petroff, R.A. Logan, F.R. Merritt // Appl. Phys. Lett. - 1979. - V. 50. - P. 3721–3732.
44. Bou Sanayeh, M. The physics of catastrophic optical damage in high-power AlGaInP laser diodes [Text] / M. Bou Sanayeh, P. Brick, W. Schmid, B. Mayer, M. Müller, M. Reufer, K. Streubel, M. Ziegler, J.W. Tamm, G. Bacher // Proc. SPIE. - 2008. - V. 6997. 699703-1–699703-12.
45. Ziegler, M. Catastrophic optical mirror damage in diode lasers monitored during single-pulse operation [Text] / M. Ziegler, J.W. Tamm, D. Reeber, T. Elsaesser, U. Zeimer, H.E. Larsen, P.M. Petersen, P.E. Andersen // Appl. Phys. Lett. - 2009. - V. 94. P. 191101-1–191101-3.
46. Ziegler, M. Imaging Catastrophic Optical Mirror Damage in High-Power Diode Lasers [Text] / M. Ziegler, J.W. Tamm, U. Zeimer, T. Elsaesser // J. Electron. Mat. - 2010. - V. 39. - P. 709–714.
47. Hempel, M. Defect evolution during catastrophic optical damage of diode lasers [Text] / M. Hempel, F. La Mattina, J.W. Tamm, U. Zeimer, R. Broennimann, T. Elsaesser // Semicond. Sci. Technol. - 2011. - V. 26. P. 075020-1–075020-10.

48. Ziegler, M. Surface recombination and facet heating in high-power diode lasers [Text] / M. Ziegler, V. Talalaev, J.W. Tomm, T. Elsaesser, P. Ressel, B. Sumpf, G. Erbert // *Appl. Phys. Lett.* - 2008. - V. 92. P. 203506-1–203506-3.
49. Алфёров, Ж.И. Об оптической прочности зеркал высокомошных квантово-размерных лазерных диодов с отдельным ограничением, работающих в непрерывном режиме [Текст] / Ж.И. Алфёров, Н.И. Кацавец, В.Д. Петриков, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин // *ФТП.* - 1996. - Т. 30. - С. 474–483.
50. Schatz, R. Steady state model for facet heating leading to thermal runaway in semiconductor lasers [Text] / R. Schatz, C.G. Bethea // *J. Appl. Phys.* - 1994. - V. 76. - P. 2509–2521.
51. Romo, G. Modeling facet heating in ridge lasers [Text] / G. Romo, T. Smy, D. Walkey, B. Reid // *Microelectronics Reliability.* - 2003. - V. 43. - P. 99–110.
52. Демидов, Д.М. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм. III. Пути повышения мощности излучения [Текст] / Д.М. Демидов, А.Л. Тер-Мартirosян, К.А. Булашевич, О.В. Хохлев, С.Ю. Карпов // *Научное приборостроение.* - 2013. - Т. 23. № 2. - С. 129-138.
53. Баженов, Н.Л. Температурная зависимость порогового тока лазеров на квантовых ямах [Текст] / Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, В.И. Иванов-Омский, В.А. Смирнов, В.П. Евтихийев, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, А.С. Школьник, Г.Г. Зегря // *ФТП.* - 2005. - Т. 39. - С. 1252–1256.
54. Демидов, Д.М. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм. I. Термические механизмы ограничения выходной мощности [Текст] / Д.М. Демидов, А.Л. Тер-Мартirosян, К.А. Булашевич, О.В. Хохлев, С.Ю. Карпов // *Научное приборостроение.* – 2012. - Т. 22. № 3. - С. 78-86.
55. Gao, W. High Power High Reliable Single Emitter Laser Diodes At 808 nm [Text] / W. Gao, Z. Xu, L. Cheng, K. Luo, A. Mastrovito, K. Shen // *Proc. SPIE.* - 2007. - V. 6456. - P. 64560B-1–64560B-5.
56. Saini, S.S. Thermal considerations in High Power Semiconductor Lasers and Semiconductor Optical Amplifiers [Text] / S.S. Saini, S.H. Cho, M. Dagenais // *Proc. SPIE.* - 2007. - V. 6478. P. 647805-1–647805-14.

57. Безотосный, В.В. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм на основе различных типов асимметричных гетероструктур со сверхшироким волноводом [Текст] / В.В. Безотосный, В.В. Васильева, Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, О.Н. Крохин, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, А.В. Мурашева, Т.А. Налет, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Ю.М. Попов, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов // ФТП. - 2008. - Т. 42. - С. 357–360.
58. Алуев, А.В. GaInAsP/GaInP/AlGaInP-лазеры, излучающие на длине волны 808 нм, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии [Текст] / А.В. Алуев, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, Н.В. Фетисова, А.А. Чельный, В.В. Шамахов, В.А. Симаков, И.С. Тарасов // ФТП. - 2009. - Т. 43. - С. 556–560.
59. Слипченко, С.О. Срыв генерации в мощных полупроводниковых лазерах [Текст] / С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов // ФТП. - 2009. - Т. 43. - С. 1409–1412.
60. Слипченко, С.О. Температурная делокализация носителей заряда в полупроводниковых лазерах [Текст] / С.О. Слипченко, И.С. Шашкин, Л.С. Вавилова, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.А. Подоскин, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов // ФТП. - 2010. - Т. 44. - С. 688–693.
61. URL: <http://www.str-soft.com/SimuLED/SiLENSe>
62. Bulashevich, K.A. Effect of free-carrier absorption on performance of 808 nm AlGaAs-based high-power laser diodes [Text] / K.A. Bulashevich, V.F. Mymrin, S.Yu. Karpov, D.M. Demidov, A.L. Ter-Martirosyan // Semicond. Sci. Technol. - 2007. - V. 22. - P. 502–510.
63. Bour, D.P. Drift Leakage Current in AlGaInP Quantum-Well Lasers [Text] / D.P. Bour, D.W. Treat, R.L. Thornton, R.S. Geels, D.F. Welch // IEEE J. Quantum Electron. - 1993. - V. 29. - P. 1337–1343.
64. Epperlein, P.-W. Micro-Temperature Measurements on Semiconductor Laser Mirrors by Reflectance Modulation: A Newly Developed Technique for Laser

Characterization [Text] / P.-W. Epperlein // Jpn. J. Appl. Phys. - 1993. - V. 32, Pt.1. - P. 5514–5522.

65. Tijero, J.M.G. Simulation of facet heating in high-power red lasers [Text] / J.M.G. Tijero, H. Odriozola, I. Esquivias, A. Martin-Minguez, L. Borrueal, A. Gomez-Iglesias, M. Reufer, M. Bou-Sanayeh, P. Brick, N. Linder, M. Ziegler, J.W. Tomm // Proc. SPIE. - 2010. - V. 7597. P. 7597G1–7597G11.

66. Menzel, U. Facet heating and axial temperature profiles in high-power GaAlAs/GaAs laser diodes [Text] / U. Menzel, R. Puchert, A. Bärwolff, A. Lau // Microelectronics Reliability. - 1998. - V. 38. - P. 821–825.

67. Piwoński, T. Thermoreflectance study of temperature distribution on semiconductor laser mirror [Text] / T. Piwoński, D. Wawer, M. Szimański, T. Oshalski, M. Bugajski // Optica Applicata. - 2005. - V. 35. - P. 611–617.

68. Afromowitz, M.A. Thermal conductivity of  $Ga_{1-x}Al_xAs$  alloys [Text] / M.A. Afromowitz // J. Appl. Phys. - 1973. - V. 44. - P. 1292–1294.

69. Беляев, Н.М. Методы теории теплопроводности [Текст] / Н.М. Беляев, А.А. Рядно. - М.: Высшая школа, 1982. - Т. 1. Гл. 3. - С. 96.

70. Kowalczyk, E. Dynamics of thermo-optical properties of semiconductor lasers [Text] / E. Kowalczyk, L. Ornoch, Z. Gniazdowski, B. Mroziewicz // Proc. of SPIE. - 2007. - V. 6456. P. 64561G-1–64561G-9.

71. Гарбузов, Д.З. Экспериментальное и теоретическое исследование особенностей пороговых и мощностных характеристик РО ДГС InGaAsP/InP лазеров ( $\lambda = 1.3$  мкм) [Текст] / Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин // ФТП. - 1991. - Т. 25.- С. 928–933.

72. Ryvkin, B.S. Effect of carrier loss through waveguide layer recombination on the internal quantum efficiency in large-optical-cavity laser diodes [Text] / B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin // J. Appl. Phys. - 2005. - V. 97. P. 113106-1–113106-5.

73. Ryvkin, B.S. Asymmetric, nonbroadened large optical cavity waveguide structures for high-power long-wavelength semiconductor lasers [Text] / B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin // J. Appl. Phys. - 2005. - V. 97. P. 123103-1–123103-6.

74. Asryan, L.V. Effect of Internal Optical Loss on Threshold Characteristics of Semiconductor Lasers With a Quantum-Confined Active Region [Text] / L.V. Asryan, S. Luryi // IEEE J. Quantum Electron. - 2004. - V. 40. - P. 833–843.
75. Asryan, L.V. Intrinsic nonlinearity of the light-current characteristic of semiconductor lasers with a quantum-confined active region [Text] / L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris // Appl. Phys. Lett. - 2002. - V. 81. - P. 2154–2156.
76. Asryan, L.V. Internal Efficiency of Semiconductor Lasers With a Quantum-Confined Active Region [Text] / L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris // IEEE J. Quantum Electron. - 2003. - V. 39. - P. 404–418.
77. Соколова, З.Н. Захват носителей заряда и выходная мощность лазера на квантовой яме [Текст] / З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян // ФТП. - 2011. - Т. 45. - С. 1553–1559.
78. Huang, J. Gain and saturation in semiconductor lasers [Text] / J. Huang, L.W. Casperson // Opt. and Quant. Electron. - 1993. - V. 25. - P. 369–390.
79. Слипченко, С.О. Конечное время рассеяния энергии носителей заряда как причина ограничения оптической мощности полупроводниковых лазеров [Текст] / С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщёв, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов // ФТП. - 2006. - Т. 40. - С. 1017–1023.
80. Винокуров, Д.А. Насыщение ватт-амперных характеристик мощных лазеров ( $\lambda = 1.0\text{--}1.8$  мкм) в импульсном режиме генерации [Текст] / Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, К.С. Борщёв, И.Н. Арсентьев, И.С. Тарасов // ФТП. - 2007. - Т. 41. - С. 1003–1009.
81. Винокуров, Д.А. Двухполосная генерация в квантово-размерной активной области полупроводникового лазера при высоких уровнях накачки [Текст] / Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Н.А. Рудова, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, К.С. Борщёв, И.Н. Арсентьев, А.Д. Бондарев, М.К. Трукан, И.С. Тарасов // ФТП. - 2007. - Т. 41. - С. 1247–1250.

82. Wenzel, H. The analysis of factors limiting the maximum output power of broad-area laser diodes [Text] / H. Wenzel, P. Crump, A. Pietrzak, C. Roder, X. Wang, G. Erbert // *Opt. Quant. Electron.* - 2009. - V. 41. - P. 645–652.
83. Wenzel, H. Theoretical and experimental investigations of the limits to the maximum output power of laser diodes [Text] / H. Wenzel, P. Crump, A. Pietrzak, X. Wang, G. Erbert, G. Tränkle // *New J. Phys.* - 2010. - V. 12. P. 085007-1–085007-11.
84. Андреев, А.Ю. Мощные лазеры ( $\lambda = 808$  нм) на основе гетероструктур раздельного ограничения AlGaAs/GaAs [Текст] / А.Ю. Андреев, С.А. Зорина, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, А.В. Мурашова, Т.А. Налет, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, Д.Р. Сабитов, В.А. Симаков, С.О. Слипченко, К.Ю. Телегин, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов // *ФТП.* - 2009. - Т. 43. - С. 543–547.
85. Демидов, Д.М. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм. II. Нетермические механизмы ограничения мощности излучения [Текст] / Д.М. Демидов, А.Л. Тер-Мартirosян, К.А. Булашевич, О.В. Хохлев, С.Ю. Карпов // *Научное приборостроение.* – 2012. - Т. 22. № 4. - С. 19-25.
86. Zhong, L. Recent Developments in High Power Semiconductor Diode Lasers [Text] / L. Zhong, X. Ma // In: *Optoelectronics – Devices and Applications*. Ed. P. Predeep. - ISBN: 978-953-307-576-1. – InTech. - 2011. - Ch. 16. - P. 325–348.
87. Behringer, M. High-Power Diode Laser Technology and Characteristics [Text] / M. Behringer, F. Bachman, P. Loosen, and R. Poprawe // *High Power Diode Lasers. Technology and Applications.* - New York: Springer. - 2010. - Ch.2. - P. 5–74.
88. Krakowski, M. High Power Diode Lasers [Text] / M. Krakowski. - Презентация на Bio-Photonics '03 Summer School, 15-21 June, Ven, Sweden. - 2003.
89. Eliseev, P.G. Optical strength of semiconductor laser materials [Text] / P.G. Eliseev // *Prog. Quant. Electron.* - 1996. - V. 20. - P. 1–82.
90. O'Brien, S. High-power Short-wavelength AlGaAs-based Broad Area Lasers – Record cw power of 8.5 W cw at 810 nm and high power reliability demonstration at 840 nm [Text] / S. O'Brien, H. Zhao, T. Zuker, B. Li, R. Lang // *Proc. LEOS'97.* - 1997. - V. 2. ThX5. - P. 486–487.



91. Oster, A. Gain Spectra Measurement of Strained and Strain-Compensated InGaAsP-AlGaAs Laser Structures for  $\lambda \approx 800$  nm [Text] / A. Oster, F. Bugge, G. Erbert, H. Wenzel // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. - 1999. - V. 5. - P. 631–636.
92. Knauer, A. High-power 808 nm lasers with a super-large optical cavity [Text] / A. Knauer, G. Erbert, R. Staske, B. Sumpf, H. Wenzel, M. Weyers // Semicond. Sci. Technol. - 2005. - V. 20. - P. 621–624.
93. Sebastian, J. High-Power 810-nm GaAsP-AlGaAs Diode Lasers With Narrow Beam Divergence [Text] / J. Sebastian, G. Beister, F. Bugge, F. Buhardt, G. Erbert, H.G. Hänsel, R. Hülsewede, A. Knauer, W. Pittroff, R. Staske, M. Schröder, H. Wenzel, M. Weyers, G. Tränkle // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. - 2001. - V. 7. - P. 334–339.
94. Li, L. High-Efficiency 808-nm InGaAlAs-AlGaAs Double-Quantum-Well Semiconductor Lasers With Asymmetric Waveguide Structures [Text] / L. Li, G. Liu, Z. Li, M. Li, H. Li, X. Wang, C. Wan // IEEE Photonics Technology Lett. - 2008. - V. 20. - P. 566–568.
95. Wade, J.K. 8.8W CW power from broad-waveguide Al-free active region ( $\lambda = 805$  nm) diode lasers [Text] / J.K. Wade, L.J. Wawst, D. Botez, J.A. Morris // Electron. Lett. - 1998. - V. 34. - P. 1100–1101.
96. Hülsewede, R. Beam quality of high power 800 nm broad-area laser diodes with 1 and 2  $\mu\text{m}$  large optical cavity structures [Text] / R. Hülsewede, J. Sebastian, H. Wenzel, G. Beister, A. Knauer, G. Erbert // Optics Commun. - 2001. - V. 192. - P. 69–75.
97. Xu, Z. Low divergence-angle, 808 nm, GaAlAs/GaAs, laser diode using asymmetric-cladding structure [Text] / Z. Xu, W. Gao, B. Siskavich, A. Nelson, L. Cheng, K. Luo, H. S. Kim, Z. Wang, A. K. Chin // Proc. SPIE. - 2004. - V. 5365. - P. 142–147.
98. Garbuzov, D.Z. High-Power 0.8  $\mu\text{m}$  InGaAsP-GaAs SCH SQW Lasers [Text] / D.Z. Garbuzov, N.Yu. Antonishkis, A.D. Bondarev, A.B. Gulakov, S.N. Zhigulin, N.I. Katsavets, A.V. Kochergin, E.V. Rafailov // IEEE J. Quantum Electron. - 1991. - V. 27. - P. 1531–1536.

99. Houle, F.A. Chemical changes accompanying facet degradation of AlGaAs quantum well lasers [Text] / F.A. Houle, D.L. Neiman, W.C. Tang, H.J. Rosen // J. Appl. Phys. - 1992. - V. 72. - P. 3884–3896.
100. Петрунов, А.Н. Импульсные полупроводниковые лазеры с повышенной оптической прочностью выходных зеркал резонатора [Text] / А.Н. Петрунов, А.А. Подоскин, И.С. Шашкин, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, Т.А. Налет, Н.В. Фетисова, Л.С. Вавилова, А.В. Лютецкий, П.А. Алексеев, А.Н. Титков, И.С. Тарасов // ФТП. - 2010. - Т. 44. - С. 817–821.
101. Horie, H. Reliability Improvement of 980-nm Laser Diodes with a New Facet Passivation Process [Text] / H. Horie, H. Ohta, T. Fujimori // IEEE J. Selected Topics Quant. Electron. - 1999. - V. 5. - P. 832–838.
102. Lambert, R.W. Facet-passivation processes for the improvement of Al-containing semiconductor laser diodes [Text] / R.W. Lambert, T. Ayling, A.F. Hendry, J.M. Carson, D.A. Barrow, S. McHendry, C.J. Scott, A. McKee, W. Meredith // J. Lightwave Technol. - 2006. - V. 24. - P. 956–961.
103. Alnot, P. Physico-chemical and electrical characterization of GaAs-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> interfaces [Text] / P. Alnot, C. Grattepain, A. Huber, F. Wyczisk, J. Bourgoïn, D. Vuillaume, R. Joubart, J.F. Peray // Le vide, les couches minces. - 1988. - V. 43. - P. 287–292.
104. Chung, D.D.L. Materials for thermal conduction [Text] / D.D.L. Chung // Appl. Thermal Engineering. - 2001. - V. 21. - P. 1593–1605.
105. Ma, X. Advances in High Power Semiconductor Diode Lasers [Text] / X. Ma, L. Zhong // Proc. SPIE. – 2007. - V. 6824. P. 682402-1–682402-16.
106. Pittroff, W. Mounting of High Power Laser Diodes on Boron Nitride Heat Sinks Using an Optimized Au/Sn Metallurgy [Text] / W. Pittroff, G. Erbert, G. Beister, F. Bugge, A. Klein, A. Knauer, J. Maege, P. Ressel, J. Sebastian, R. Staske, G. Traenkle // IEEE Trans. Advanced Packaging. - 2001. - V. 24. - P. 434–441.
107. Gudeny, M. Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55  $\mu\text{m}$  wavelength [Text] / M. Gudeny, J. Piprek // Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. - 1996. - V. 4. - P. 349–357.

108. Wenzel, H. Optimization of GaAsP-QWs for High Power Diode Lasers at 800 nm [Text] / H. Wenzel, G. Erbert, F. Bugge, A. Knauer, J. Maege, J. Sebastian, R. Staske, K. Vogel, G. Tränkle // Proc. SPIE. - 2000. - V. 3947. - P. 32–39.
109. Buda, M. Analysis of 6-nm AlGaAs SQW Low-Confinement Laser Structures for Very High-Power Operation [Text] / M. Buda, T.G. van de Roer, L.M.F. Kaufmann, Gh. Iordache, D. Cengher, D. Diaconescu, I.B. Petrescu-Prahova, J.E.M. Haverkort, W. van der Vleuten, J.H. Wolter // IEEE J. Selected Topics Quant. Electron. - 1997. - V. 3. - P. 173–179.
110. Mawst, L.J. 8 W continuous wave front-facet power from broad-waveguide Al-free 980 nm diode lasers [Text] / L.J. Mawst, A. Bhattacharya, J. Lopez, D. Botez, D.Z. Garbuzov, L. DeMarco, J.C. Connolly, M. Jansen, F. Fang, R.F. Nabiev // Appl. Phys. Lett. - 1996. - V. 69. - P. 1532–1534.
111. Buda, M. Low-Loss Low-Confinement GaAs-AlGaAs DQW Laser Diode with Optical Trap Layer for High-Power Operation [Text] / M. Buda, W.C. van der Vleuten, Gh. Iordache, G.A. Acket, T.G. van de Roer, C.M. van Es, H. Bvan Roy, E. Smalbrugge // IEEE Photon. Technol. Lett. - 1999. - V. 11. - P. 161–163.
112. Botez, D. Nonabsorbing-mirror (NAM) CDH-LOC diode lasers [Text] / D. Botez, J.C. Connolly // Electron. Lett. - 1984. - V. 20. - P. 530–532.
113. Osowski, M.L. Advances in high-brightness semiconductor lasers [Text] / M.L. Osowski, W. Hu, R.M. Lammert, S.W. Oh, P.T. Rudy, T. Stakelon, L. Vaissie, J.E. Ungar // Proc. of SPIE. - 2008. - V. 6952. - P. 695208-1–695208-8.
114. Welch, D.F. 2.4 W CW 770 nm laser arrays with nonabsorbing mirrors [Text] / D.F. Welch, W. Streifer, R.L. Thornton, T. Paoli // Electron. Lett. - 1987. - V. 23. - P. 525–527.
115. Walker, C.L. Improved Catastrophic Optical Damage Level From Laser With Nonabsorbing Mirrors [Text] / C.L. Walker, A.C. Bryce, J.H. Marsh // IEEE Phototon. Technol. Lett. - 2002. - V. 14. - P. 1394–1396.
116. Yamada, Y. High power and highly reliable 980nm lasers with window structure using Impurity Free Vacancy Disordering [Text] / Y. Yamada, Y. Yamada, T. Fujimoto, K. Uchida // Proc. SPIE. - 2005. - V. 5738. - P. 40–46.

117. Herrmann, F.U. Reduction of mirror temperature in GaAs/AlGaAs quantum well laser diodes with segmented contacts [Text] / F.U. Herrmann, S. Beeck, G. Abstreiter, C. Hanke, C. Hoyler, L. Korte // Appl. Phys. Lett. - 1991. - V. 58. - P. 1007–1009.
118. Harder, C. Bistability and Pulsations in Semiconductor Lasers with Inhomogeneous Current Injection [Text] / C. Harder, K.Y. Lau, A. Yariv // IEEE J. Quant. Electron. - 1982. - V. 18. - P. 1351–1361.
119. URL:<http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/AlGaAs/thermal.html>
120. Кейси, Х. Лазеры на гетероструктурах [Текст] / Х. Кейси, М. Паниш. – М.: Мир, 1981. - т. 1, гл. 3. – 204 с.
121. Панков, Ж. Оптические процессы в полупроводниках [Текст] / Ж. Панков. – М.: Мир, 1973. - гл. 3. 84 с.
122. Saxena, A.K. Electron mobility in Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As alloys [Text] / A.K. Saxena // Phys. Rev. B24 3295. - 1981.
123. Пат. 2309501 Российская Федерация, МПК Н 01 S 5/32. Инжекционный полупроводниковый лазер [Текст] / Демидов Д.М., Карпов С.Ю., Мымрин В.Ф., Тер-Мартirosян А.Л.; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 2006133217/28; заявл. 06.09.06; опубл. 27.10.07, Бюл. № 30.
124. Пат. 2309502 Российская Федерация, МПК Н 01 S 5/32. Полупроводниковый инжекционный лазер [Текст] / Демидов Д.М., Карпов С.Ю., Мымрин В.Ф., Тер-Мартirosян А.Л.; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 2006133220/28; заявл. 06.09.06; опубл. 27.10.07, Бюл. № 30.
- 125 Leers, M. Cooling Approaches for High Power Diode Laser Bars [Text] / M. Leers, K. Bouke // Proc. 58<sup>th</sup> Electronic Component & Technology Conf. - 2008. - P. 1011-1016.
126. Тер-Мартirosян, А.Л. Анализ и оптимизация конструкции теплоотводов для мощных лазерных диодов. I. Теплоотвод традиционной конструкции [Текст] / А.Л. Тер-Мартirosян, Д.М. Демидов, М.А. Свердлов, А.В. Кулик, С.Ю. Карпов // Научное приборостроение. – 2013. - Т. 23. № 4. - С. 40-44.
127. Sumpf, B. 650-nm InGaP Broad Area Lasers With 5000-h Reliable Operation at 600 mW [Text] / B. Sumpf, M. Zorn, R. Staske, J. Fricke, A. Ginolas, K. Häusler, W.

Pittroff, P. Ressel, G. Erbert, M. Weyers, G. Tränkle // IEEE Photonics Technol. Lett. - 2007. - V.19. No 2. - P.118-120.

128. Ашкинази, Е.Е. Пути повышения выходной мощности одиночных непрерывных лазерных диодов на 808 нм и 980 нм и контроль спектров излучения [Текст] / Е.Е. Ашкинази, В.В. Безотосный, В.Ю. Бондарев, В.И. Коваленко, О.Н. Крохин, В.А. Олещенко, В.Ф. Певцов, Ю.М. Попов, У.А. Чешев // Сборник статей 8-го Белорусско-российского семинара «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе». - Минск. - 2011. - С. 29-32.

129. URL:<http://www.thermacore.com/thermal-basics/advanced-solid-conduction.aspx>

130. Han, Z. Thermal Conductivity of Carbon Nanotubes and their Polymer Nanocomposites: A Review [Text] / Z. Han, A. Fina // Prog. Polym. Sci. - 2011. - V. 36. - P. 914–944.

131. Тер-Мартirosян, А.Л. Анализ и оптимизация конструкции теплоотводов для мощных лазерных диодов. II. Пути улучшения отвода тепла [Текст] / А.Л. Тер-Мартirosян, Д.М. Демидов, М.А. Свердлов, А.В. Кулик, С.Ю. Карпов // Научное приборостроение. – 2013. - Т. 23, № 4. - С. 45-49.

132. Feller, R. Next-Generation Microchannel Coolers [Text] / R. Feller, J. Junghans, G. Kemner, E. Stephens // Proc. SPIE. - 2008. - V.6876. - P.687608-1-8.

133. Будишевский, С.А. Компактный импульсный твердотельный лазер с накачкой мощными лазерными диодами для технологических применений [Текст] / С.А. Будишевский, В.П. Махнюк, А.Л. Тер-Мартirosян // Сборник статей 9 Белорусско-Российского семинара «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе». - Минск, Беларусь. - 2013. - С. 60 – 63.

134. Buchenkov, V.A. High power laser diodes, bars and stack arrays for solid-state laser pumping [Text] / V.A. Buchenkov, V.P. Chaly, D.M. Demidov, N.I. Katsavets, V.P. Machnyuk, S.N. Rodin, A.L. Ter-Martirosyan // Laser Optics. – 2008. St.-Petersburg. 2008. Technical program of international conference. - P.36

135. Демидов, Д.М. Лазерные диоды с рабочей выходной оптической мощностью 3 Вт ( $\lambda=0,81$  мкм) на основе AlGaAs/GaAs гетероструктур, работающие в непрерывном режиме, со сроком службы 2000 часов [Текст] / Д.М. Демидов, Н.И.

Кацавец, Р.В. Леус, А.Л. Тер-Мартirosян, В.П. Чалый // Письма в ЖТФ. - 1997. - Т. 23. В. 8. - С. 90-94.

136. Gempel, H. Requirements of pump diodes for diode-pumped solid state lasers [Text] / H. Gempel, N.I. Katsavets, D.M. Demidov, A.L. Ter-Martirosyan, Ch.V. Kopylov. // Proceeding of SPIE. V. 3682. Materials of the Ninth Conference on Laser Optics (LO'98). - St.Petersburg, 1998. - P. 47-50.

137. Demidov, D.M. High power laser diodes: new design provides reliability and stability [Text] / D.M. Demidov, N.I. Katsavets, A.L. Ter-Martirosyan, D. Croupsky // Proceedings of SPIE "Laser use in oncology II", Vol. 4059. – 2000. - P. 225-228.

138. Кацавец, Н.И. Высокомощные полупроводниковые источники излучения на основе 100 W лазерных линеек, предназначенные для накачки твердотельных лазеров [Текст] / Н.И. Кацавец, В.А. Бученков, М.О. Искандаров, А.А. Никитичев, Э.Г. Соколов, А.Л. Тер-Мартirosян // Письма в ЖТФ. – 2008. - том 34, вып. 2. - С. 6-10.

139. Choi, H.K. InGaAs/AlGaAs strained single quantum well diode lasers with extremely low threshold current density and high efficiency [Text] / H.K. Choi, C.A. Wang // Appl. Phys. Lett. - 1990. - V. 57. N 4. - P. 321-323.

140. Takeshita, T. Low-Threshold Strained-Layer InGaAs Ridge Waveguide Lasers [Text] / T. Takeshita, M. Okayasu, O. Kogure, S. Uehara // Jpn. J. of Appl. Phys. - 1990. -V. 29. N 7. - P. L1138-L1140.

141. Chand, N. Growth and fabrication of high-performance 980-nm strained InGaAs quantum-well lasers for erbium-doped fiber amplifiers [Text] / N. Chand, N.G. Chu, N.K. Dutta et al. // IEEE J. of Quant. Elect. - 1994. - V. 30. N 2. - P. 424-440.

142. Pavel, N. Radial-Pumped Microchip High-Power Composite Yb:YAG Laser: Design and Power Characteristics [Text] / N. Pavel, J. Saikawa, T. Taira // Jpn. of Appl. Phys. - 2001. - V. 40. N 1. - P. 146-152.

143. Александров, С.В. Мощные низкопороговые лазерные диоды ( $\lambda=0,94$  мкм) на основе  $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  гетероструктур, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии [Текст] / С.В. Александров, А.Н. Алексеев, Д.М. Демидов, А.Л. Дудин, Н.И. Кацавец, И.В. Коган, Ю.В. Погорельский, А.Л.

Тер-Мартirosян, Э.Г. Соколов, В.П. Чалый, А.П. Шкурко // Письма в ЖТФ. - 2002. - Т. 28. В. 16. - С. 71-78.

144. Алфёров, Ж.И. Квантово-размерные AlGaAs/GaAs-гетероструктуры со 100%-м квантовым выходом излучательной рекомбинации, полученные методом молекулярно-пучковой эпитаксии [Текст] / Ж.И. Алфёров, Д.З. Гарбузов, А.Г. Денисов и др. // ФТП. - 1988. - Т. 22. В. 12. - С. 2105-2111.

145. Casey, H.C. Heterostructure Lasers [Text] / H.C. Casey, M.B. Panish // Part B. Materials and Operating Characteristics. - New York: Academic Press, 1978.

146. Ishikawa, H. Accelerated aging test of Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As DH lasers [Text] / H. Ishikawa, T. Fujiwara, K. Fujiwara et al. // J. Appl. Phys. - 1979. - V. 50. N 4. - P. 2518-2522.

147. Wang, J. High-efficiency diode lasers at high output power [Text] / J. Wang, B. Smith, X. Xie et al. // Appl. Phys. Lett. - 1999. - V. 74. N 11. - P. 1525-1527.

148. Лившиц, Д.А. Рекордные мощностные характеристики лазеров на основе InGaAs / AlGaAs / GaAs-гетероструктур [Text] / Д.А. Лившиц, А.Ю. Егоров, И.В. Кочнев и др. // ФТП. - 2001. - Т. 35. В. 3. -С. 380-384.

149. Chaly, V.P. The Degradation Rate Study of MBE-Grown High Power AlGaAs Laser Diode [Text] / V.P. Chaly, M.I. Etingberg, G.A. Fokin, S.Yu. Karpov, V.E. Myachin, A.Yu. Ostrovsky, Yu.V. Pogorelsky, I.Yu. Rusanovich, I.A. Sokolov, A.P. Shkurko, N.A. Strugov, A.L. Ter-Martirosyan // Semicond. Sci. Technol., -1994. -V.8, - N.2, -P.1-8.

150. Yellen, S.L. Reliability of GaAs-based semiconductor diode lasers: 0.6-1.1 μm [Text] / S.L. Yellen, A.H. Shepard, R.J. Dalby et al. // IEEE J. of Quant. Elect. - 1993. - V. 29. N 6. - P. 2058-2066.

151. Бученков, В.А. Твердотельные лазеры безопасного для глаза диапазона с полупроводниковой накачкой [Текст] / В.А. Бученков, А.А. Никитичев // Лазер-информ. - 2003. - № 13-14. - С. 268-269.

152. Зверев, Г.М. Лазеры на кристаллах и их применение [Текст] / Г.М. Зверев, Ю.Д. Гуляев. - М.: Радио и связь, 1994.

153. Martin, E. Microphotoluminescence mapping of packaging-induced stress distribution in high-power AlGaAs laser diodes [Text] / E. Martin, J.P. Landesmann, J.P. Hirtz et al. // Appl. Phys. Lett. - 1999. - V. 75. N 17. - P. 2521-2523.
154. Voss, M. Time resolved emission studies of GaAs/AlGaAs laser diode arrays on different heat sinks [Text] / M. Voss, C. Lier, U. Menzel et al. // J. of Appl. Phys. - 1995. - V. 79. N 2. - P. 1170-1172.
155. Amzajerjian, F. Risk Reduction and Advancement of High Power Quasi-CW Laser Diode Pump Arrays [Text] / F. Amzajerjian, B. Meadows, N. Baker, V. Sudesh, M. Kavaya, V. Sudesh // Solid State and Diode Laser Technology Review. – 2004. - P. 1.
156. Hamlin, S.J. Eyesafe Erbium Glass Microlaser [Text] / S.J. Hamlin, A.D. Hays, C.W. Trussell, V. King // Proc. of SPIE. – 2004. - Vol. 5332. - P. 97-101.
157. Кацавец, Н.И. Мощные высокоэффективные квазинепрерывные лазерные линейки для накачки твердотельных лазеров на основе Yb-содержащих активных сред [Текст] / Н.И. Кацавец, В.А. Бученков, Д.М. Демидов, Р.В. Леус, М.О. Искандаров, А.А. Никитичев, А.Л. Тер-Мартirosян // Письма в ЖТФ. – 2004. - Т. 30, В. 24. - С. 43-48.
158. Кацавец, Н.И. Высокомощные полупроводниковые лазерные линейки для накачки твердотельных лазеров на основе иттербий-эрбиевого стекла [Текст] / Н.И. Кацавец, А.Л. Тер-Мартirosян // Симпозиум «Полупроводниковые лазеры: физика и технология». - Санкт-Петербург. - 2008.
159. Katsavets, N.I. High power long pulse width QCW laser diode bars for optical pumping of Yb-Er glass solid state lasers [Text] / N.I. Katsavets, V.A. Buchenkov, A.L. Ter-Martirosyan // “High-Power and Femtosecond Lasers”, Properties, Materials and Applications (Lasers and Electro-optics Research and Technology), Nova Science Pub Inc. – 2009. – 07. - P. 355.
160. Карпов, С.Ю. Линейки мощных полупроводниковых лазеров, изготовленных методом молекулярно-пучковой эпитаксии [Текст] / С.Ю. Карпов, Г. де ла Круз, В.Е. Мячин и др. // Письма в ЖТФ – 1991. – Т.17. № 7. – С. 31.



161. Chow, W.W. Filamentation in conventional double heterostructure and quantum well semiconductor lasers [Text] / W.W. Chow, D. Depatie // IEEE J. Quantum Electron. – 1988. – Vol.24, iss. 7. – P. 1297 – 1301.
162. Гельфонд, М.Л. Мощные непрерывные диодные лазеры красного диапазона спектра для лечения онкологических заболеваний методом фотодинамической терапии [Текст] / М.Л. Гельфонд, Д.М. Демидов, Р.В. Леус, С.Н. Родин, А.Л. Тер-Мартirosян // 2-й Симпозиум «Полупроводниковые лазеры: физика и технология». - Санкт-Петербург. - 2010.
163. Кравцов, Н.В. Основные тенденции развития твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой [Текст] / Н.В. Кравцов // Квантовая электроника. - 2001. - Т. 31, № 8. - С. 661-678.
164. Голубев, В.С. Инженерные основы создания технологических лазеров [Текст] / В.С. Голубев, Ф. В. Лебедев. - М.: Высшая школа. – 1998.
165. Валиулин, А. Лазерная маркировка материалов [Текст] / А. Валиулин, С. Горный, Ю. Гречко, М. Патров, К. Юдин, В. Юревич // Фотоника, 2007, №3, с.16-22.
166. Махнюк, В.П. Компактный импульсный твердотельный лазер с диодной накачкой для маркировки [Текст] / В.П. Махнюк, А.Л. Тер-Мартirosян, С.А. Будишевский, С.С. Дремов // Российско-германский семинар-совещание по вопросам внедрения лазерных технологий в промышленность 27-28 ноября 2008 г.
167. Пат. 2110874 Российская Федерация, МПК 6 Н 01 S 3/19. Инжекционный полупроводниковый лазер [Текст] / Демидов Д.М., Тер-Мартirosян А.Л., Чалый В.П., Шкурко А.П.; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 96108212/25; заявл. 24.04.96; опубл. 10.05.98, Бюл. № 13.
168. Пат. 2122452 Российская Федерация, МПК 6 А 61 N 5/06. Способ лечения новообразований [Текст] / Гельфонд М.Л., Венков А.А., **Тер-Мартirosян А.Л.**, Чалый В.П., Баллюзек Ф.В., Мизгирев И.В.; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 97120048/14; заявл. 21.11.97; опубл. 27.11.98, Бюл. № 33.

169. Пат. 2134603 Российская Федерация, МПК 6 А 61 N 5/06. Способ лечения новообразований [Текст] / Тер-Мартirosян А.Л., Чалый В.П., Гельфонд М.Л., Барчук А.С.; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 98114518/14; заявл. 29.07.98; опубл. 20.08.99, Бюл. № 23.
170. Пат. 756224 Patent Cooperation Treaty, МПК А 61 N 005/06. Method for treating tumour growth [Text] / Gelfond M.L., Venkov A.A., Ter-Martirosyan A.L., Chaly V.P., Balluzek F.V., Mizgirev I.V.; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № AU 199872416/98 B2; заявл. 21.11.97; опубл. 15.06.99.
171. Свидетельство на полезную модель № 8524 Российская Федерация, МПК 6 Н 01 L 23/00. Устройство для отвода тепла от полупроводникового прибора [Текст] / Тер-Мартirosян А.Л., Чалый В.П.; заявитель и обладатель свидетельства ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 98106014/20; заявл. 27.03.98; опубл. 16.11.98, Бюл. № 11.
172. Свидетельство на полезную модель № 9098 Российская Федерация, МПК 6 Н 01 S 3/00. Лазерный излучатель [Текст] / Тер-Мартirosян А.Л., Чалый В.П.; заявитель и обладатель свидетельства ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 98112398/20; заявл. 18.06.98; опубл. 16.01.99, Бюл. № 1.
173. Свидетельство на полезную модель №14407 Российская Федерация, МПК 7 Н 01 S 3/101. Оптическое устройство для суммирования лучей двух и более лазеров [Текст] / Тер-Мартirosян, А.Л., Чалый, В.П., Батов, Ю.Н., Иванов, Е.В., Малинин, С.М.; заявитель и обладатель свидетельства ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 98111223/20; заявл. 04.06.98; опубл. 20.07.00, Бюл. № 20.
174. Сотникова, Г.Ю. Встроенная система контроля температуры объекта, нагреваемого излучением мощных твердотельных, волоконных или диодных лазеров с волоконным выходом [Текст] / Г.Ю. Сотникова, С.Е. Александров, Г.А. Гаврилов, А.А. Капралов, А.Л. Тер-Мартirosян // Сборник тезисов 3-го симпозиума «Полупроводниковые лазеры: физика и технология». – СПб. - 13-16.11.2012. - С. 48.

175. Александров, С.Е. Система контроля температуры рабочего торца оптоволокна лазерных модулей с волоконным выводом излучения для медицинской аппаратуры [Текст] / С.Е. Александров, Г.А. Гаврилов, Г.Ю. Сотникова, А.Л. Тер-Мартirosян // ФТП. - 2014. - Т. 48. В. 1, - С. 135-141.
176. Пат. 130456 Российская Федерация, МПК Н 01 S 5/06. Драйвер полупроводникового лазера [Текст] / Александров С.Е., Гаврилов Г.А., Сотникова Г.Ю., Тер-Мартirosян А.Л.; заявитель и патентообладатель ЗАО «Полупроводниковые приборы». - № 2013110620/28; заявл. 07.03.13; опубл. 20.07.13, Бюл. № 20.
177. Loschenov, V.B. Working out the early diagnostics and controls for the cancer treatment method with the use of photosensitizer of modeling action [Text] / V.B. Loschenov, R. Steiner // Proceeding SPIE. – 1994. – V. 2325. - P. 144.
178. Воробьев, Л.Е. Лазерные диоды для фотодинамической терапии [Текст] / Л.Е. Воробьев, А.Н. Софронов, Д.А. Фирсов, Д.М. Демидов, Р.В. Леус, М.А. Свердлов, А.Л. Тер-Мартirosян // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. - 2011. - №2(122). - С. 80-84.
179. Аникеева, М.С. Цифровая система визуализации для фотодинамической терапии [Текст] / М.С. Аникеева, А.Н. Софронов, С.С. Дремов, А.Л. Тер-Мартirosян // "Научно-технические Ведомости СПбГПУ" серия "Информатика. Телекоммуникации. Управление". - 2012. - №6 (162), раздел "Приборы, информационно-измерительные системы". - С.159-164.