

ООО «Научно-производственное предприятие «ИНЖЕКТ»

На правах рукописи



Панарин Вадим Александрович

МОЩНЫЕ ИСТОЧНИКИ СПЕКТРАЛЬНО УЗКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА ОСНОВЕ ИНТЕГРИРОВАННЫХ ДИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ

1.3.19. Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени кандидата

физико – математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,

академик РАН Гаранин С.Г.

Саратов 2025

Оглавление

Введение	4
Глава 1 Мощные диодные источники спектрально узкополосного излучения	17
1.1 Лазерные диоды высокой мощности.....	17
1.2 Интегрированный излучатель на основе лазерных диодов	22
1.3 Диодные лазеры спектрально узкополосного излучения.....	24
1.4 Линейка лазерных диодов с внешним спектрально селективным резонатором на основе единой фазовой решётки	27
1.5 Выводы к главе 1	35
Глава 2. Критические параметры линейки лазерных диодов для её работы с внешним резонатором	37
2.1 Коэффициент оптического согласования лазерного диода с внешней частью резонатора	37
2.2 Смайл линейки лазерных диодов. Способы минимизации	43
2.3 Линейки лазерных диодов с увеличенным размером активной области для мощных источников спектрально узкополосного излучения	57
2.4 Линейка лазерных диодов с коллимирующей оптикой для излучателя с внешним резонатором на основе брэгговской решётки	63
2.5 Выводы к главе 2	78
Глава 3. Исследование оптических характеристик линейки лазерных диодов с внешним селективным отражателем на основе брэгговской решётки	80
3.1 Излучатель и его основные элементы	80
3.2 Ватт – амперная характеристика линейки лазерных диодов с внешним селективным отражателем на основе брэгговской решётки в области низких токов.....	83
3.3 Спектральные особенности диодного излучателя с узкой шириной спектра излучения в спонтанном режиме генерации и на пороге генерации	85
3.4 Спектральные особенности диодного излучателя с узкой шириной спектра излучения в режиме лазерной генерации	90
3.5 Выводы к главе 3	91
Глава 4. Расчет аксиальных мод лазерного диода с внешним спектрально селективным резонатором на основе брэгговской решётки	93
4.1 Расчёт лазерного диода с внешним резонатором, содержащим брэгговскую решётку	93
4.2 Эквивалентный резонатор.	94
4.3 Продольные моды резонатора.....	101

4.4 Моделирование спектра усиленного спонтанного излучения	103
4.5 Результаты численного моделирования спектра усиленного спонтанного излучения	105
4.6 Выводы к главе 4	114
Заключение	116
Список литературы.	119
Приложение.	134
Источники спектрально узкополосного излучения на основе интегрированных диодных лазеров.....	134
Теплоотвод для брэгговской решётки источника спектрально узкополосного излучения.....	134
Источники спектрально узкополосного излучения. Основные параметры излучения	138

Введение

Диссертационная работа посвящена исследованию и разработке мощных источников спектрально узкополосного излучения на основе интегрированных диодных лазеров.

Полупроводниковые диодные лазеры впервые были получены в 1962 году практически одновременно группой Николая Геннадьевича Басова из Физического института Академии Наук СССР и группой Роберта Холла [1,2,3,4,5]. Это случилось спустя два года после создания первого твердотельного лазера на рубине.

Существенный прорыв в развитии полупроводниковых лазеров произошел на рубеже 60-70 годов прошлого века, когда реализовалась идея использования гетероструктур, сформулированная в 1963 году Ж. Ф. Алфёровым. В Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе Академии Наук СССР на гетероструктуре GaAs/AlGaAs был получен полупроводниковый инжекционный лазер, работающий в непрерывном режиме при комнатной температуре [6].

Благодаря своему неоспоримому преимуществу – прямому преобразованию электрической энергии в оптическую, полупроводниковые инжекционные лазеры стали получать огромное развитие и широкое распространение [7,8,9,10,11].

На протяжении десятилетий происходило совершенствование конструкции лазерного диода. Произошел переход от гомолазеров к гетеролазерам. Появились лазеры с двойной гетероструктурой и впоследствии с двойной гетероструктурой и квантоворазмерными слоями и точками. Совершенствовалась технология изготовления лазерных гетероструктур. Произошла смена жидкофазной эпитаксии на металлоорганическую газовую эпитаксию и, как вариант, молекулярно-пучковую эпитаксию.

Эти улучшения позволяли получать всё более высокие параметры инжекционных лазерных диодов. Повышалась мощность излучения до уровня более десяти ватт с одного единичного лазерного диода, улучшались спектральные характеристики, увеличивалось КПД и время работы.

Достижения в области повышения выходной мощности и качества оптического пучка в ряде случаев можно характеризовать порядками величин. Это случилось благодаря высокой наукоёмкости диодного лазера как объекта исследований. Следствием такого улучшения диодных лазеров стало расширение области их применения.

Тем не менее резерв повышения излучательных характеристик не исчерпан до настоящего времени. В частности, это относится к сочетанию двух параметров излучения – выходной мощности и ширины спектра оптического излучения.

Именно исследования, направленные на увеличение мощности излучения диодного лазерного излучателя за счёт интеграции отдельных лазеров при ограниченной общей спектральной полосе, легли в основу настоящей диссертационной работы.

При интеграции отдельных лазерных диодов в общий излучатель (состоящий из линейки лазерных диодов, коллимирующей микрооптики и селективного отражателя) необходимо решить проблемы, связанные с согласованием и совместной работой всех элементов. Так, например, необходимо учитывать наличие изгиба излучающей области у линейки лазерных диодов, снижающего эффективность или делающего даже невозможной работу фазовой решётки в качестве внешнего селективного зеркала в излучателе. Необходимо также обеспечить минимальный разброс спектрального распределения излучения от диода к диоду внутри одной линейки и от линейки к линейке при дальнейшей 3D интеграции (масштабировании) диодных лазеров.

Для решения этих и других проблем возникла необходимость в исследованиях, в частности направленных на установление структуры продольных мод сложных комбинированных резонаторов. Именно структура мод таких резонаторов, включающих собственный диодный резонатор и нескольких промежуточных резонаторов, образованных элементами внешнего резонатора, в значительной мере определяет спектр излучения мощного интегрированного

диодного излучателя. В работе выполнены экспериментальные и теоретические исследования, в ходе которых созданы новые физические модели для адекватного описания и прогнозирования характеристик интегрированных диодных лазеров.

В результате этих исследований предложено решение и созданы мощные источники спектрально узкополосного излучения с использованием в качестве основного элемента резонатора отражающей объёмной фазовой решётки (брэгговской решётки).

Актуальность темы исследования

К настоящему времени диодные лазеры нашли широкое применение в различных научно – технических областях. В частности, использование диодных лазеров в качестве источников накачки активных сред других типов лазеров придало новый импульс развитию последних. К ним относятся лазеры на основе редкоземельных элементов, например, неодимовых и иттербиевых сред [12,13,14,15], в том числе твердотельные, оптоволоконные лазеры и усилители.

Это обусловлено двумя благоприятными особенностями диодных лазеров. Первая из них – это высокая эффективность (более 60%) прямого преобразования электрической энергии в энергию оптического пучка. Вторая – подстройка длины волны излучения диодного лазера к линии накачки за счёт вариации химического состава активной области гетероструктуры диодного лазера и вариации его рабочей температуры. При этом такая подстройка длины волны диодного лазера к линии накачки среды подходит в основном для твердотельных сред, в которых линии поглощения достаточно широки (несколько нм и более).

В настоящее время в качестве перспективных сред для использования в мощных лазерах с высоким оптическим качеством пучка рассматриваются активные газовые среды на основе паров щелочноземельных элементов [16,17,18,19] или атомов инертных газов [20,21].

Для газовых сред подстройка длины волны диодного лазера, которая использовалась ранее для твердотельных сред, уже оказывается недостаточной.

Для эффективной накачки таких сред при рабочих давлениях газа требуются мощные источники спектрально узкополосного излучения [22-32]. Ширина огибающей спектра лазерного излучения у диодной накачки должна быть не более 0,1 нм.

Кроме лазерных применений, оптическая накачка узкополосным излучением щелочноземельных элементов применяется в методах гиперполяризации благородных газов (оптической накачкой с обменом спинами – SEOP Spin - Exchange Optical Pumping), которая в настоящее время рассматривается как перспективная в устройствах магнитно-резонансной спектроскопии [33,34]. Процесс гиперполяризации позволяет достичь уровня поляризации ядерных спинов вплоть до теоретически достигаемого уровня 100%, позволяя увеличить чувствительность магнитно-резонансной томографии (МРТ) с использованием изотопов благородных газов на три порядка [35].

Эффективная оптическая накачка этих сред требует создания мощных (десятки и сотни Вт) диодных лазерных излучателей с контролируемым узкополосным спектром.

Степень разработанности темы исследования

На настоящее время доступные литературные данные по мощным (в диапазоне мощностей 50 ÷ 100 Вт) узкополосным (шириной спектра излучения \leq 0,1 нм) линейкам лазерных диодов с полным описанием физических явлений, ответственных за генерацию мощного спектрально узкополосного излучения в них, недостаточны.

Достигнутые экспериментальные результаты после нашей работы [16] в разных исследовательских группах примерно одинаковые [36,37,38,39, и др.]. Однако они основаны лишь на экспериментальных данных без глубокого анализа физических причин. Отсутствуют работы с полным, детальным описанием и теоретическим обоснованием физических явлений, ответственных за генерацию узкополосного излучения мощными линейками лазерных диодов.

Цели и задачи

Целью данной диссертационной работы являются исследования, направленные на определение физических механизмов, возникающих в мощных источниках спектрально узкополосного излучения на основе интегрированных диодных лазеров (линеек лазерных диодов), а также практическое применение полученных результатов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие связанные друг с другом основные задачи:

1. Провести исследования ряда физических механизмов в мощных диодных лазерных источниках излучения для выявления физических условий, ответственных за генерацию в них мощного спектрально узкополосного излучения.
2. Провести теоретические и экспериментальные исследования мощных линеек лазерных диодов в резонаторе с селективным зеркалом, представляющим собой объёмную брэгговскую (фазовую) решётку.
3. Определить оптимальные параметры составляющих элементов излучателя, связанные с интеграцией единичного диодного лазера в линейки лазерных диодов и с интеграцией линеек лазерных диодов в мощный спектрально узкополосный излучатель при их масштабировании.
4. Провести практическую апробацию полученных результатов.

Научная новизна.

1. Выявлены физические параметры излучающей области мощной линейки лазерных диодов во внешнем селективном резонаторе, такие как её изгиб и поперечный размер оптического пучка, которые определяют эффективность оптического согласования линейки с внешней частью резонатора.

2. Разработан метод расчёта комплексных собственных частот продольных мод диодного лазера с внешним резонатором, основанный на использовании трансляционных матриц 2×2 . Метод использован для анализа многоэлементного резонатора, включающего в том числе фазовую решётку и микрооптические элементы, такие как коллиматор быстрой оси (вертикальной расходимости – FAS).
3. Показано, что для устойчивого контроля частоты генерации линейки лазерных диодов во внешнем резонаторе необходимо оптимизировать эффективность фазовой решётки. С одной стороны, повышенная эффективность решётки уменьшает ее спектральную селективность, с другой стороны, слишком низкая эффективность влечёт понижение устойчивости спектра из-за больших перескоков частоты генерации.
4. Впервые проведены экспериментальные исследования линейки диодных лазеров с внешним резонатором, содержащим фазовую решётку, в режиме усиленного спонтанного излучения. Проведено теоретическое моделирование спектра усиленного спонтанного излучения. Рассчитанный спектр достаточно хорошо согласуется с полученными экспериментальными результатами.
5. Предложена и экспериментально реализована методика контроля и способ уменьшения изгиба линейки лазерных диодов, применение которых позволило уменьшить отклонения излучающих областей отдельных диодов в линейке лазерных диодов от их линейного расположения вдоль p-n перехода (смайл–smile) до значения $\leq 0,25$ мкм.

Теоретическая и практическая значимость работы

Теоретическая значимость заключается в создании метода расчёта комплексных собственных частот продольных мод лазера с внешним многоэлементным резонатором, основанный на использовании трансляционных матриц. Данный метод может быть использован для расчёта других типов лазеров с многоэлементными резонаторами.

Предложенный метод теоретического моделирования спектра усиленного спонтанного излучения применим для расчётов спектральных характеристик других типов диодных лазеров.

Практическая значимость заключается в том, что результаты проведенных в настоящей работе исследований легли в основу создания мощных компактных спектрально узкополосных излучателей диодных лазеров.

Результаты, полученные в настоящей диссертационной работе, использованы при выполнении нескольких опытно - конструкторских работ на предприятии ООО «НПП «Инжект», и в настоящее время выпускается ряд изделий, часть которых размещена в электронном каталоге предприятия:

1 Лазерные диодные модули LDM53-794-50-CW-L-ST [Электронный ресурс]. - 2023. - URL: <https://nppinject.ru/wp-content/uploads/2023/05/LDM53-794-50-CW-L-ST.pdf> (дата обращения: 23.05.2023).

2 Лазерные диодные модули LDM34-794-200-CW-L-ST [Электронный ресурс]. - 2023. - URL: <https://nppinject.ru/wp-content/uploads/2023/05/LDM34-794-200-CW-L-ST.pdf> (дата обращения: 23.05.2023).

Достигнутый уровень мощности при масштабировании указанных источников характеризуется уровнем более 2 кВт. С помощью использования такого класса излучателей в качестве узкополосного источника оптической накачки в лазере на парах щелочноземельных элементов получена генерация с мощностью $P = 1$ кВт [17].

Полученные в данной работе результаты использовались также для создания на предприятии ООО «НПП «Инжект» лазерного диодного модуля для спин-обменной оптической накачки благородных газов для применения в магнитно-резонансной томографии (МРТ).

По итогам конкурса Лазерной ассоциации на лучшую отечественную разработку в области фотоники данная разработка удостоена диплома «Лауреат конкурса ЛЛС 2024 года» I степени.

Методология и методы исследования

Методология проведенных исследований включает комплексный подход, объединяющий оптические (в том числе микрооптические), спектроскопические, теплофизические, профилометрические методы и математическое моделирование для изучения и анализа физических явлений в спектрально узкополосных мощных диодных лазерах и линейках. Методология включает в себя этапы подготовки экспериментальных образцов диодных лазеров, фазовых решеток, селективного лазерного резонатора, измерения спектральных и мощностных характеристик и последующий анализ полученных результатов.

В экспериментальных исследованиях использовались методы исследований, базированные на следующих установках и приведенных в их описании, а также отдельных методиках измерений оптических и электрофизических характеристик:

- разработанной в ходе выполнения работы установки измерений оптических параметров излучения линеек лазерных диодов;
- разработанной в ходе выполнения работы установки измерения изгиба активной области линейки лазерных диодов (смайла) линеек лазерных диодов, метода его измерения;
- разработанной в ходе выполнения работы установки юстировки оптических элементов (микролинз);
- разработанной в ходе выполнения работы установки юстировки брэгговских решёток и методы юстировок;

- разработанная в ходе выполнения работы методика измерения доли мощности лазерного излучения в спектральной полосе МИ 01/2017 №05/11.02.2021-01.00276-2014

- методика измерения мощности излучения по ГОСТ Р 51106-97 метод 5;

- методика измерения длины волны лазерного излучения и ширины огибающей спектра лазерного излучения по ГОСТ Р 51106-97 метод 9;

- 3D микроскоп Lext Laser Microscope OLS 4100;

- профилометр Taylor Hobson TH PGI 1240;

- стенд для сборки линеек лазерных диодов на основе Bodatec BS-320;

- установка разварки электрических контактов золотой проволокой TPT HB16.

Положения, выносимые на защиту

1. Метод уменьшения значений отклонения отдельных излучающих областей в линейке лазерных диодов от линейного их расположения вдоль р-п перехода (смайла до значения менее 0.25 мкм) позволяет достигать близкое к дифракционному качеству пучка в вертикальном направлении (вдоль «быстрой» оси).

2. Применение брэгговской решётки с оптимальной эффективностью (50÷70)% в качестве выходного зеркала резонатора диодного лазера обеспечивает получения необходимой спектрально узкополосной генерации (0,1 нм и менее) и высокий коэффициент пропускания выходного пучка (более 70 %) за счёт его повышенной расходимости по медленной оси по сравнению с отражённым от брэгговской решётки пучком.

3. Методика расчёта частот и добротности продольных мод внешнего многоэлементного резонатора диодного лазера, основанная на использовании трансляционных 2×2 матриц для амплитуд встречных волн, которая учитывает

основные физические механизмы позволяет моделировать спектральную структуру мод резонатора при всех практически значимых его параметрах.

4. Определен допустимый уровень 2×10^{-3} остаточного отражения от поверхностей элементов внешнего резонатора, выше которого происходит понижение устойчивости спектрально узкополосной генерации и появление дополнительных резонансов в спектральном распределении интенсивности, снижающих эффективность работы систем диодной накачки.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность полученных результатов основана на анализе выполненных ранее работ и подтверждается сравнением полученных теоретических результатов с экспериментальными. Исследования и разработки проводились на современном научно-технологическом оборудовании с использованием современных средств вычисления.

Основные результаты диссертационной работы были опубликованы в рецензируемых научных изданиях из перечня ВАК:

1 Лазер на парах цезия с диодной накачкой и прокачкой лазерной среды по замкнутому циклу / А.В. Богачев, С.Г. Гаранин, А.М. Дудов, В.А. Ерошенко, С.М. Куликов, Г.Т. Микаелян, **В.А. Панарин**, В.О. Паутов, А.В. Рус, С.А. Сухарев // Квантовая электроника. - 2012. - Т. 42. - N 2. - С. 95-98. DOI: 10.1070/QE2012v042n02ABEH014734

2 Линейки лазерных диодов на основе гетероструктур AlGaPAs/GaAs с компенсацией механических напряжений / А.А. Мармалюк, М.А. Ладугин, И.В. Яроцкая, **В.А. Панарин**, Г.Т. Микаелян // Квантовая электроника. – 2012. - Т. 42. - N 1. - С. 15-17. DOI: 10.1070/QE2012v042n01ABEH014737

3 Мощный источник спектрально-узкополосного излучения на основе интегрированных лазерных диодов с внешним резонатором / **В.А. Панарин**, Г.Т. Микаелян, И.В. Галушка, Н.Н. Беглецова, И.А. Зимин, А.Е. Дракин,

Н.В. Дьячков, Т.И. Гущик, А.П. Богатов // Квантовая электроника. - 2022. - Т. 52. - N 9. - С. 789-793. DOI: 10.3103/S1068335623130080

4 Улучшение параметров вольт-амперной характеристики полупроводниковых лазеров InGaAs/AlGaAs/GaAs ($\lambda = 940\text{--}980$ нм) с расширенным асимметричным волноводом / Н.А. Волков, К.Ю. Телегин, Н.В. Гулькиков, Д.Р. Сабитов, А.Ю. Андреев, И.В. Яроцкая, А.А. Падалица, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, Л.И. Шестак, А.А. Козырев, **В.А. Панарин** // Квантовая электроника. - 2022. - Т. 52. - N 2. - С. 179-181. DOI: 10.1070/QEL17987

5 Структура аксиальных мод диодного лазера с внешним резонатором, содержащим объемную фазовую решётку/ А. П. Богатов, А. Е. Дракин, Н.В. Дьячков, Г.Т. Микаелян., **В.А. Панарин** // Квантовая электроника. - 2023. - Т. 53. - N 7. - С. 519-526. DOI: 10.3103/s1068335623601954

6 Мощные линейки лазерных диодов на основе квантоворазмерных гетероструктур (Al)GaAs/AlGaAs/GaAs и GaAsP/GaInP/GaAs / Н. В. Гулькиков, К. Ю. Телегин, А. Ю. Андреев, Л.И. Шестак, **В.А. Панарин**, М. Ю. Старынин, А. А. Мармалюк, М. А. Ладугин // Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53. – №. 8. – С. 667-671. DOI: 10.3103/S1068335623602224

Результаты работы были доложены на следующих российских и международных конференциях:

1 Лазер на парах рубидия с поперечной накачкой лазерными диодами и протоком активной среды / И.В. Андреев, А.В. Богачев, С.Г. Гаранин, В.А. Ерошенко, Г.Н. Качалин, Н.А. Кирдяев, С.М. Куликов, С.А. Кунин, С.Н. Певный, Д.Н. Пивкин, **В.А. Панарин**, А.С. Сафронов, С.А. Сухарев // Молодежь в науке: сборник докладов 13-й научно-технической конференции (28-30 октября 2014 г.) / ФГУП "Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский науч.-исслед. ин-т экспериментальной физики" (РФЯЦ ВНИИЭФ); [авт.- сост.: Н. Н. Попова, Е. В. Забавин]. - Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. - 2015. - 659 с.

2 **Панарин В.А.** Диодные лазеры: разработка, производство, применение / В.А. Панарин, Г.Т. Микаелян, И.В. Галушка // Тринадцатая Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям: Сборник докладов (27-29 сентября 2022 г.) / Под общ. ред. С. Г. Гаранина. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2023.-199с.

3 Мощные непрерывные линейки лазерных диодов (770-880нм) с КПД до 70%, изготовленные на основе Al-free гетероструктур / М. А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А. Ю. Андреев, И. В. Яроцкая, Н. В. Гультиков, Л. И. Шестак, **В. А. Панарин** // IX Международный симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур: сборник тезисов докладов (29 ноября – 1 декабря 2023 г.) / Москва: ФИАН, 2023.-104с.

4 Мощные полупроводниковые лазеры – перспективные изделия полупроводниковой фотоники / Д.А. Автайкин, А.А. Козырев, М.А. Копёнкин, А.И. Куницкий, Г.Т. Микаелян, **В.А. Панарин**, С.Н. Соколов, М.Ю. Старынин, Л.И. Шестак // 1-ая Международная конференция Лазеры, полупроводниковые излучатели и системы на их основе: Тезисы докладов (23 – 27 мая 2022 г.) / Минск: Беларусь, 2022.-50с.

5 Современные полупроводниковые лазеры и их применения / О.В. Коренченко, **В.А. Панарин**, С.Н. Соколов, М.Ю. Старынин // 2-ая Международная конференция лазеры, полупроводниковые излучатели и системы на их основе: Тезисы докладов (20 – 24 мая 2024г) / под ред. Г.И. Рябцева, З.Н. Соколовой, Е.А. Невар. - Минск: Институт физики НАН Беларусь, 2024.-82с.

Апробация результатов выполнена в ходе выполнения опытно-конструкторских работ на предприятии ООО «НПП «ИНЖЕКТ», по результатам которых выпускается ряд изделий, основанных на результатах этой диссертационной работы.

Часть этих изделий размещена в электронном каталоге предприятия ООО «НПП «ИНЖЕКТ»:

1 Лазерные диодные модули LDM53-794-50-CW-L-ST [Электронный ресурс]. - 2023. - URL: <https://nppinject.ru/wp-content/uploads/2023/05/LDM53-794-50-CW-L-ST.pdf> (дата обращения: 23.05.2023).

2 Лазерные диодные модули LDM34-794-200-CW-L-ST [Электронный ресурс]. - 2023. - URL: <https://nppinject.ru/wp-content/uploads/2023/05/LDM34-794-200-CW-L-ST.pdf> (дата обращения: 23.05.2023).

По результатам работы запатентована полезная модель: Патент 229684 РФ, Н 01 S 5/022. Лазерный модуль с волоконным выходом излучения высокой энергетической яркости / Е. В. Борисов, Л.С. Молодых, В. А. Панарин и др. – 2024127646; заявл. 19.09.2024; опубл. 21.10.2024, Бюл №30

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертационной работе, были получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор разрабатывал экспериментальные установки, проводил экспериментальные и теоретические исследования, обрабатывал и анализировал полученные результаты. Материалы для публикаций подготавливались совместно с научным руководителем и соавторами. Автор принимал непосредственное участие в формировании технических заданий на гетероструктуры, брэгговские решётки и микрооптические элементы, входящие в состав излучателя. Автор непосредственно производил расчёты и разрабатывал основные узлы мощных лазерных источников спектрально узкополосного излучения, осуществлял техническое сопровождение их изготовления и принимал участие в разработке технологии изготовления.

Глава 1 Мощные диодные источники спектрально узкополосного излучения

1.1 Лазерные диоды высокой мощности

Для создания мощных источников спектрально узкополосного излучения прежде всего необходимо использование лазерного диодного излучателя, потенциально способного для генерации высокой мощности. На рисунке 1.1 представлена типичная конструкция такого современного лазерного диода [40].

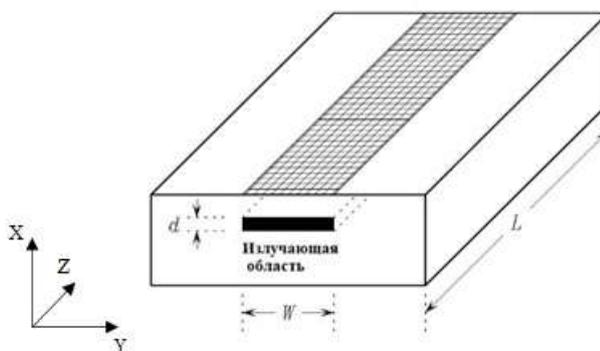


Рисунок 1.1 – Схематическое изображение излучающей области лазерного диода. $W*d$ - ширина и толщина области, занятой полем излучения, L - длина резонатора.

Путем оптимизации параметров гетероструктуры (толщин и состава слоёв) в работе [41] достигнута выходная мощность 55 Вт в импульсном режиме с $w=60$ мкм. Этот уровень мощности близок к физическому пределу, определяемому оптическим разрушением материала гетероструктуры. Предельно допустимую критическую плотность оптического потока можно оценить согласно [42] на уровне 10^8Вт/см^2 . Можно предположить, что увеличение выходной мощности лазера можно достичь за счёт увеличения площади сечения оптического пучка при сохранении плотности оптического потока на уровне менее критического. Однако на практике этим нельзя воспользоваться для существующих лазеров с конструкцией, показанной на рисунке 1.2 [43].

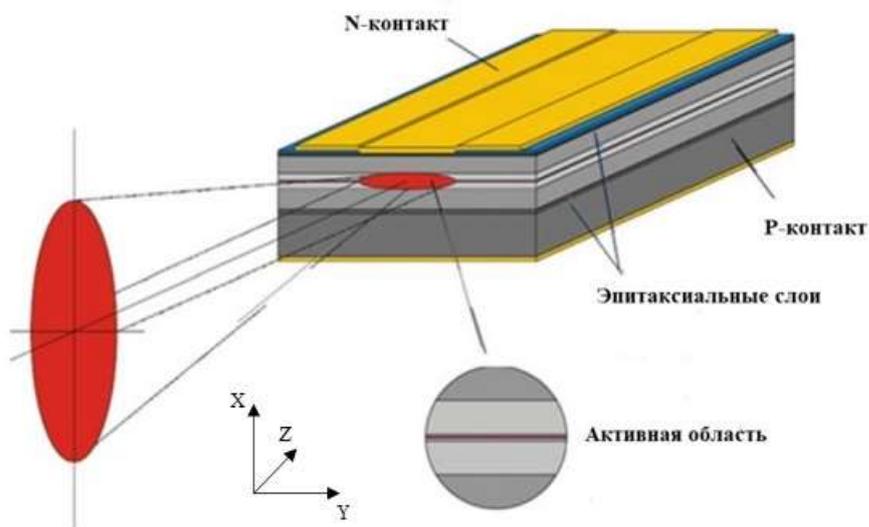


Рисунок 1.2 – Схематическое изображение типичного лазерного диода.

Увеличение размера оптического пучка в вертикальном направлении (ось X) ограничено размером порядка длины волны из-за волноводного характера распространения и усиления излучения в диодном лазере. В подавляющем числе лазеров плоский оптический волновод, образованный слоями структуры, является одномодовым или в крайнем случае маломодовым с большой разницей в потерях между фундаментальной модой и другими модами. Попытки увеличить этот поперечный размер области, занятой фундаментальной модой, наталкиваются на следующие проблемы. Во-первых, для этого необходимо уменьшать скачки показателя преломления на границах волноводных и обкладочных слоев, что сопряжено с неустойчивостью существования самой фундаментальной волноводной моды. Во-вторых, уменьшается фактор оптического ограничения и, как следствие, происходит падение эффективности лазера за счёт роста роли оптических потерь в пассивных слоях.

По другому поперечному направлению - вдоль медленной оси Y (параллельно плоскостям слоев гетероструктуры), то и за счёт этого направления нельзя существенно увеличить выходную мощность. Ориентируясь, например, на работу [42], в которой достигнута выходная мощность лазера 3Вт при ширине

активной области 6 мкм, можно было бы предположить, что за счёт увеличения ширины до 600 мкм (что допускается технически) можно ожидать выходной мощности 300 Вт.

Однако это невозможно реализовать из-за неоднородного распределения интенсивности, вызванной филаментацией оптического потока. Для фиксированного пространственного распределения показателя преломления вдоль оси Y (для 100 мкм) соответствующее поперечное распределение амплитуды волны можно представить как суперпозицию большого числа (более нескольких десятков) поперечных мод. С одной стороны их амплитуды и фазы зависят от конкретного вида пространственного распределения показателя преломления вдоль оси Y , а с другой стороны само это пространственное распределение показателя преломления зависит от пространственного распределения интенсивности из-за изменения концентрации электронов при «выгорании» инверсии. Таким образом, оптическая нелинейность приводит к самодеформации поперечного распределения интенсивности волны вдоль оси Y . Конкретный вид результирующего распределения имеет неустойчивый характер, зависящий от мощности этой волны и от конкретных параметров резонатора. В наиболее «чистом» случае в резонаторе с селекцией низшей поперечной моды – это распределение интенсивности лазера с широкой активной областью – принимает вид периодической последовательности каналов [44]. Впоследствии в литературе похожий тип самодеформации оптического потока в разных средах, обладающих оптической нелинейностью, часто именуется филаментацией.

В результате локальные значения оптической плотности потока намного превышают «средние» по ширине пучка значения и при длительной работе достигают порога разрушения практически при той же мощности, что и для лазеров с шириной 6 мкм.

При излучаемой мощности лазера 5 Вт и более и при наработке несколько сот часов может наступить (внезапно и лавинообразно с характерными временами несколько десятков нс) быстро протекающий процесс [45,46] оптического

разрушения зеркала резонатора, активного слоя и материала волновода. В литературе этот процесс часто называют катастрофической оптической деградацией.

Чаще всего катастрофическая оптическая деградация происходит на просветлённой грани резонатора, а также в ряде случаев происходит развитие этого процесса в глубину. Хотя использование оптимальной конструкции лазерной структуры, пассивации зеркальных граней и развитие эпитаксиальных технологий позволило повысить порог катастрофической деградации в сторону высоких мощностей [47], но не решило проблему в целом.

Поэтому надёжная работа лазеров с широкой (100 мкм и выше) при мощности свыше 10 Вт может быть ограничена недостаточным сроком.

В связи с этим можно выделить так называемые диодные лазеры с расширяемой активной областью генерации (Tapered Diode Lasers). Типичный пример такого лазерного диода приведен в работе [48]. Схематическое изображение такого лазера показано на рисунке 1.3.

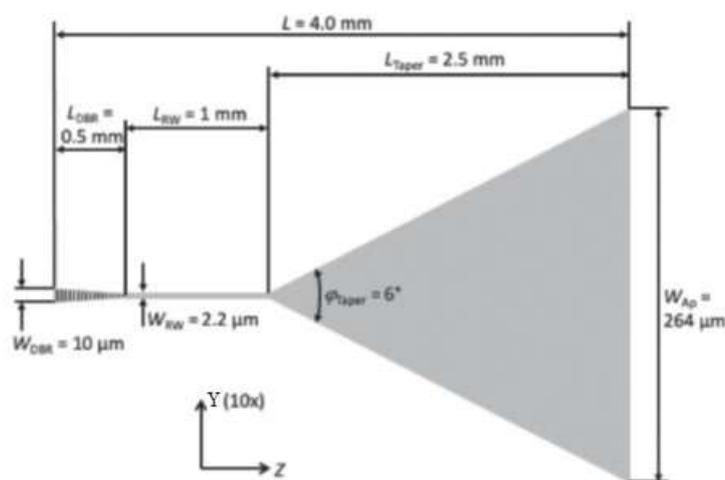


Рисунок 1.3 – Схематическое изображение диодного лазера с расширяемой активной областью генерации [48].

Применение такой конструкции лазера позволяет отодвинуть процесс филаментации и тем самым улучшить пространственные характеристики излучения, как отмечается в указанной ранее работе [48], до уровня $M^2 = 8,3$ при

мощности излучения порядка 6 Вт для данного типа лазеров. За счёт этого уменьшается вероятность катастрофической оптической деградации и повышается надёжность работы лазера при повышенной мощности. Однако это не решает проблему в принципе.

Таким образом, вследствие принципиальных физических ограничений на размеры активной области вдоль медленной оси происходит ограничение мощности отдельного лазерного диода на уровне порядка 15 Вт [49]. Отсюда возникает необходимость интеграции некоторого количества отдельных диодных лазеров в общий излучатель. На настоящий момент возможно довести уровень мощности лазерного излучателя до приемлемого для практики уровня 100 Вт и выше, только интегрируя определенное число (свыше десятка) отдельных лазерных диодов.

При этом необходимо добиться характеристик лазера в интегрированном излучателе на уровне тех, которыми обладал отдельный лазерный диод. Например, одна из очевидных причин отрицательного взаимного влияния диодов друг на друга в интегрированном излучателе — это повышенная тепловая нагрузка на теплоотвод. Наиболее эффективный вариант такого интегрированного излучателя — это так называемая линейка лазерных диодов.

В данной работе речь идет о некогерентном сложении спектральной плотности излучения от отдельных лазерных диодов в общий оптический пучок. Вопрос когерентного сложения полей от отдельных излучателей — это проблема несоизмеримо более сложная, чем настоящая задача. Первые работы в этом направлении начаты с 60-х годов [50] и ведутся до сих пор, а результатами этих работ являются или лабораторные устройства или крайне сложный по технологии изготовления массив лазеров с вертикальным резонатором [51,52], вряд ли подходящий для массового производства в ближайшем времени.

1.2 Интегрированный излучатель на основе лазерных диодов

В соответствии со сказанным выше практический и наиболее эффективный путь увеличения мощности излучения – интеграция некоторого количества отдельных одиночных лазерных диодов в один монокристаллический излучатель – линейку лазерных диодов. Схематическое изображение типичной линейки лазерных диодов показано на рисунке 1.4 [43].

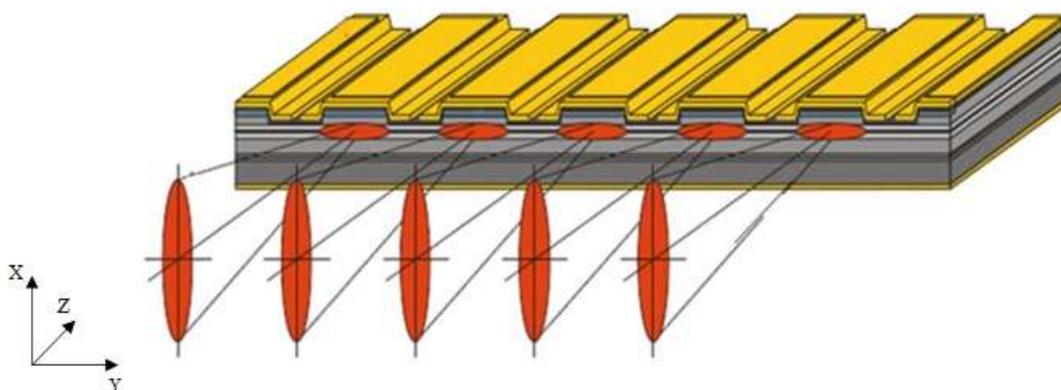


Рисунок 1.4 – Схематическое изображение линейки лазерных диодов.

Линейка представляет единую монокристаллическую гетероструктуру, прошедшую планарный цикл как при изготовлении обычных лазерных диодов с изготовлением контактов и оптических покрытий сколотых граней, но исключив при этом операцию раскалывания на отдельные диоды. Далее эта гетероструктура припаивается одним контактом на теплоотвод, служащий одновременно и одним из внешних электрических контактов.

В линейке лазерных диодов отдельные излучающие элементы линейки лазерных диодов оптически изолированы друг от друга для исключения появления лазерного излучения вдоль оси Y . Электрически отдельные лазерные диоды подключены параллельно к наружным электрическим контактам. В последнее время установилась типичная ширина линейки лазерных диодов 10 мм. Каждый отдельный излучающий элемент может работать при умеренных нагрузках, при этом общая входная мощность может достигать в непрерывном режиме значений

120 Вт в диапазонах длин волн 780-900 нм [53] и 200 Вт в диапазонах 900-990 нм [54]. В квазинепрерывном режиме (с длительностью импульсов 100 мкс) значение мощности линейки лазерных диодов может достигать 1 кВт [55]. Длина резонатора варьируется в пределах от 600 мкм до 5 мм.

Одним из важных параметров, характеризующих конструкцию линейки лазерных диодов, является коэффициент заполнения, определяемый как отношение ширины излучающей области к межцентровому расстоянию между этими областями (шагом). Стандартная лазерная линейка шириной 10 мм имеет от 19 до 75 излучающих областей в зависимости от ширины излучающей области и коэффициента заполнения. Линейка с более высоким коэффициентом заполнения имеет более высокую мощность излучения ввиду большего количества излучающей площади. Использование больших коэффициентов заполнения ограничивается тепловыделениями одиночных лазерных элементов (КПД составляет [56,57] более 60%) и требуемым размером разделяющих излучающих области элементов и тепловыми режимами работы [58,59,60,61].

Для непрерывного режима работы наиболее типичными бывают два вида линеек лазерных диодов. Первый с шириной активной области 150 мкм и шагом 500 мкм с количеством излучающих областей 19 шт. и соответственно заполнением 30%. Второй с шириной активной области 200 мкм и шагом 400 мкм с количеством излучающих областей 24 шт. и соответственно заполнением 50% [62]. Использование одного либо другого вида линеек зависит от поставленных задач. При использовании лазерных линеек с коэффициентом заполнения 50% получаем большую мощность излучения, при 30% заполнении с излучающей областью 150 мкм появляется возможность более эффективно использовать коллимирующие микролинзы вследствие меньшей ширины излучающей области и большего шага.

Связь мощности линейки лазерных диодов с током почти совпадает с хорошо известной аналогичной зависимостью [63] для отдельного диода, поскольку происходит независимое суммирование токов и выходных мощностей от почти

одинаковых излучателей. Небольшое отличие возможно только за счёт некоторой технологической неидентичности диодов в линейке.

Кроме линейки лазерных диодов в литературе [64] имеются сообщения ещё об одном варианте интеграции диодных лазеров для достижения большой мощности. Это двумерный массив лазеров с вертикальным резонатором. Из-за чрезвычайно малой длины резонатора спектральной расстояние между ближайшими продольными модами, как правило, соизмеримо с шириной линии усиления полупроводника. Поэтому в большинстве случаев они изначально работают в одночастотном режиме, без принятия каких-либо специальных мер. Могло показаться, что это и есть наиболее оптимальный вариант для решения задач, которые поставлены в настоящей работе. При этом частота генерации каждого такого диода задается только его индивидуальным резонатором. При экстремально малых объемах резонатора и активной области у индивидуального лазера плотность его энергетической нагрузки крайне велика. Поэтому задача выдержать оптические параметры всех лазеров в массиве идентичными при такой нагрузке (например, тепловой) представляется трудно выполнимой. Поэтому в качестве основных применений интегрированных излучателей этого типа рассматриваются, например такие, как металлообработка.

Таким образом, одним из наиболее эффективных способов получения лазерного излучателя высокой мощности является интеграция отдельных лазерных диодов в линейку лазерных диодов.

1.3 Диодные лазеры спектрально узкополосного излучения

Ширину линии усиления полупроводниковой активной среды, предназначенной для работы в ближнем ИК диапазоне, можно оценить как 20 нм - 30 нм. В этот спектральный диапазон попадает более сотни продольных мод типичного лазерного диода с резонатором Фабри – Перо, образованным отражением от его собственных граней. Как результат, спектр излучения содержит

множество возбужденных продольных мод, занимающих спектральный интервал около 1 нм - 2 нм на почти плоском спектральном максимуме усиления.

Работы по созданию одночастотных или спектрально узкополосных диодных лазеров имеют долгую историю. Первые из них [65,66], использующие внешний резонатор со спектрально селективным элементом, появились более 40 лет назад. В принципе, проблема получения спектрально узкополосной или одночастотной генерации в какой-то мере была решена путем использования этого метода. Один из наиболее простых вариантов такого метода с использованием отражательной дифракционной решётки [67,68,69] условно показан на схеме рисунке 1.5.

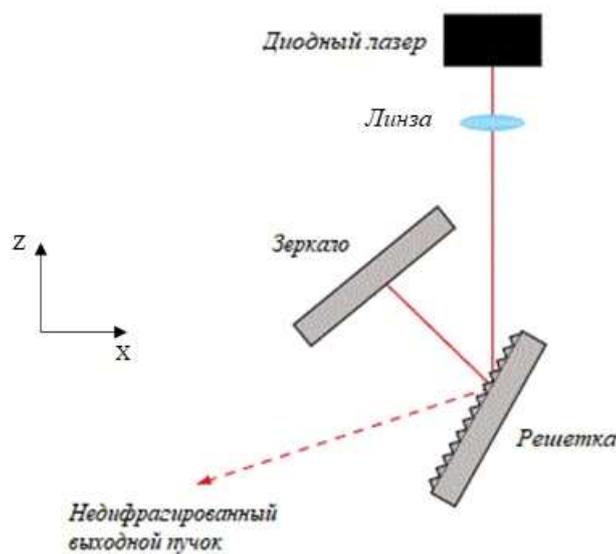


Рисунок 1.5 – Схематическое изображение диодного лазера с внешним спектрально селективным резонатором на основе дифракционной решётки.

С этим методом использовались и другие спектрально селективные элементы, например, такие как узкополосный Фабри –Перо фильтр в комбинации с внешним зеркалом или различные варианты фазовых решёток, работающих в режиме спектрально селективного отражения.

Впоследствии, с развитием технологии, появился и другой метод получения одночастотной генерации. Он использует только собственный резонатор диода, но в который вводится в процессе изготовления гетероструктуры спектрально селективный элемент. Например, таким элементом может служить периодическая

модуляция оптических параметров гетероструктуры типа дифракционной решётки [67, 70], как показано на упрощенной оптической схеме рис.1.6.

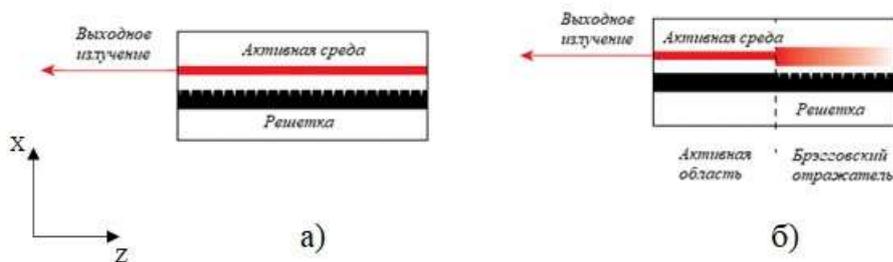


Рисунок 1.6 – Схематическое изображение лазера: а) с распределённой обратной связью (DFB), б) с распределённым брэгговским отражателем (DBR).

Подавляющее число работ по исследованию и созданию таких диодных лазеров не касалось проблемы получения выходной мощности на уровне десятков, сотен и более Вт.

Оказалось, что получение спектрально узкополосной генерации высокой мощности связано с появлением ряда новых проблем. Например, одна из них — это деформация спектрального контура усиления из-за пространственно неоднородного «выгорания» инверсии при высоких уровнях мощности и, как следствие, потеря контроля над шириной спектра излучения. Другая проблема заключается в том, что наличие селективного резонатора, как правило, уменьшает эффективность лазера и усложняет компактную интеграцию отдельных лазеров в один мощный излучатель. Как уже было отмечено в предыдущих параграфах, существуют физические механизмы, ограничивающие выходную мощность от отдельного типичного лазерного диода. Поэтому интеграция значительного числа отдельных диодных лазеров со спектрально селективным резонатором — необходимое условие на настоящий момент.

С решением этих и других проблем связаны исследования, положенные в основу данной работы. Практически одновременно с началом настоящих исследований в мировой литературе стали появляться работы [71,72], в которых сообщалось о создании мощных интегрированных диодных лазеров с внешними

спектрально селективными резонаторами содержащими брэгговскую решётку. Схематическое изображение такого лазера показано на рисунке 1.7 [38].

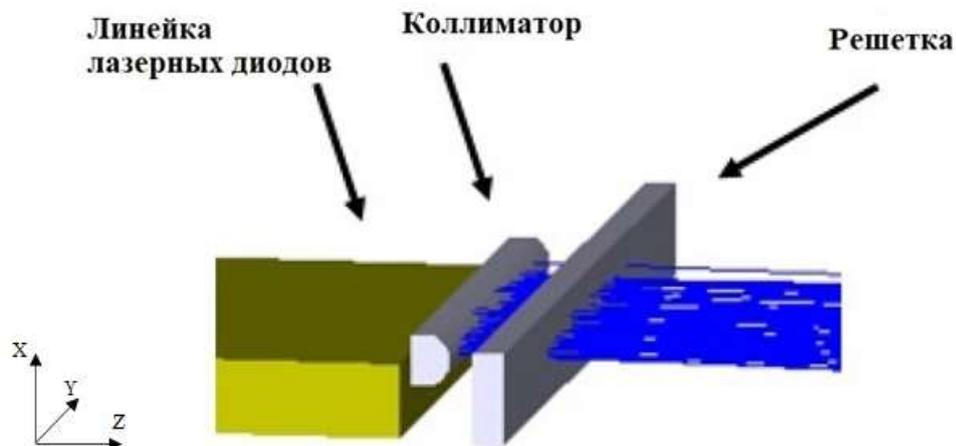


Рисунок 1.7 – Схематическое изображение (с сохранением отношения геометрических размеров входящих компонентов) лазера с внешним спектрально селективным резонатором на основе брэгговской решётки.

Однако эти работы содержали, как правило, только технические выходные характеристики, не касаясь принципиальных физических аспектов при разработках этих излучателей, на что обращено внимание в настоящей работе.

1.4 Линейка лазерных диодов с внешним спектрально селективным резонатором на основе единой фазовой решётки

Принципиальная оптическая схема интегрированного лазерного излучателя на основе линейки лазерных диодов, работающей с внешним резонатором, содержащим фазовую (брэгговскую) решётку, представлена на рисунке 1.8.

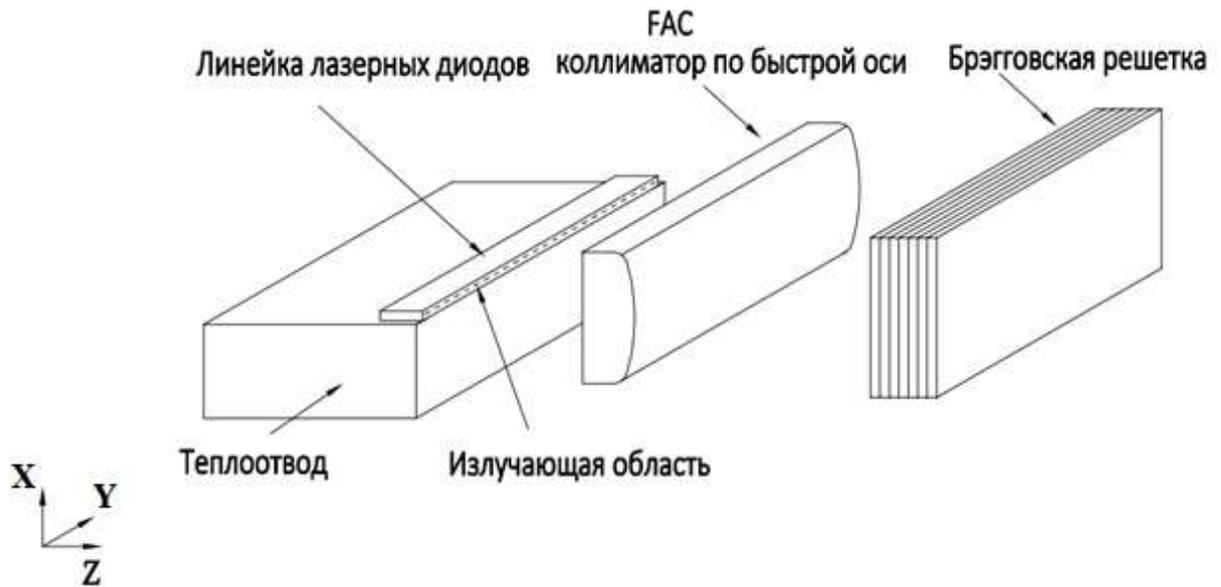


Рисунок 1.8 – Схематическое изображение линейки лазерных диодов (содержащее N лазерных диодов) с внешним спектрально селективным резонатором на основе брэгговской решётки.

В этой схеме, как правило, в качестве коллиматора (Fast Axis Collimator) по «быстрой» оси (в плоскости XZ - перпендикулярной слоям гетероструктуры) используется единая для всей линейки цилиндрическая линза, фокальная плоскость которой совпадает с плоскостью выходной грани линейки лазерных диодов. При этом оптическая ось линзы должна находиться в плоскости активного слоя гетероструктуры.

Геометрия работы оптической схемы такова, что расходящийся пучок (в плоскости каждого диода линейки), пройдя линзу, выходит в виде отдельного квазипараллельного пучка в этой плоскости и далее в таком виде падает на общую брэгговскую решётку.

Не дифрагированная часть пучка проходит решётку и, таким образом, дает свой вклад в общий выходной пучок излучателя. Другая, дифрагированная часть пучка, обратным образом проходя линзу, создает на грани линейки сфокусированное линзой пятно в виде изображения выходного пучка диода (вдоль оси X) на его грани.

В тех случаях, в которых оптическая ось волновода диода совпадает с оптической осью линзы, центр выходного пятна на грани диода и центр его изображения совпадают. В результате значительная доля мощности дифрагированного пучка вводится обратно в волновод диода. Таким образом фазовая решётка работает как спектрально селективное внешнее зеркало [73,74,75] резонатора, которое задает одинаковый спектр излучения для всех диодов в линейке.

Для расходимости в другой плоскости YZ вдоль «медленной» оси, для длин внешней части резонатора не более 1 см коллимации оптического пучка не требуется, если ширина пучка свыше 100 мкм и длина волны не превышает 1 мкм. В этом случае, с одной стороны, дифракционная расходимость слабо влияет на уровень обратной связи с внешним зеркалом и поэтому не влияет на порог генерации для низших поперечных мод. С другой стороны, реальная расходимость в этом направлении определяется не оптикой резонатора - числом и структурой его поперечных мод, а филаментацией оптического пучка внутри активной области диода, что было уже отмечено в параграфе 1.1. Поэтому использование коллимирующей или какой-либо другой оптики для дополнительного формирования пучка вдоль оси Y , в резонаторе не имеет большого смысла [76]. Такая оптика внутри резонатора или снаружи может использоваться только с целью дальнейшего эффективного согласования оптического пучка с внешними многомодовыми оптическими устройствами в рамках геометрической оптики. Например, это может быть многомодовое оптическое волокно [77, 78].

Параметры пучков от разных диодов таковы, что они практически не перекрываются друг с другом несмотря на то, что имеют отражение от одного внешнего зеркала в виде фазовой решётки. Фактически излучатель представляет интегрированный вариант N диодных лазеров, каждый из которых работает со своим внешним резонатором.

Следует так же отметить зависимость резонансной длины волны брэгговской решётки от температуры [79,80], которая составляет 7 нм/К. Разогрев решётки приводит к ухудшению спектральных характеристик излучателя [81].

Одна из проблем при такой интеграции лазерных диодов заключается в том, что при наличии изгибов линейки (в литературе это называют смайлом), ось волновода отдельного диода может приобрести локальные отклонения от оптической оси системы. В этом случае пятно выходного пучка на грани диода и изображение этого пятна смещены на удвоенное отклонение, как показано на рисунке 1.9.

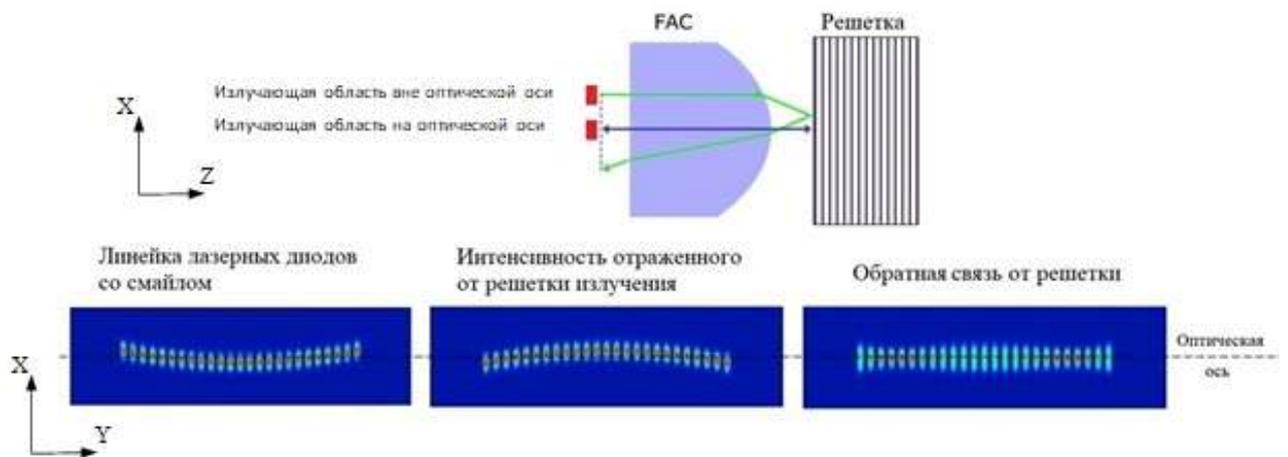


Рисунок 1.9 – Схематичное изображение влияния смайла на обратную связь от брэгговской решётки.

Очевидно, что чем больше это смещение, тем меньше доля излучения, вернувшегося в диод из внешней части резонатора. Как результат, возможности контроля спектра излучения для этого лазера могут быть существенно уменьшены или совсем утрачены.

Линейка лазерных диодов может имеет один регулярный или несколько случайных изгибов, как показано на рисунке 1.10.

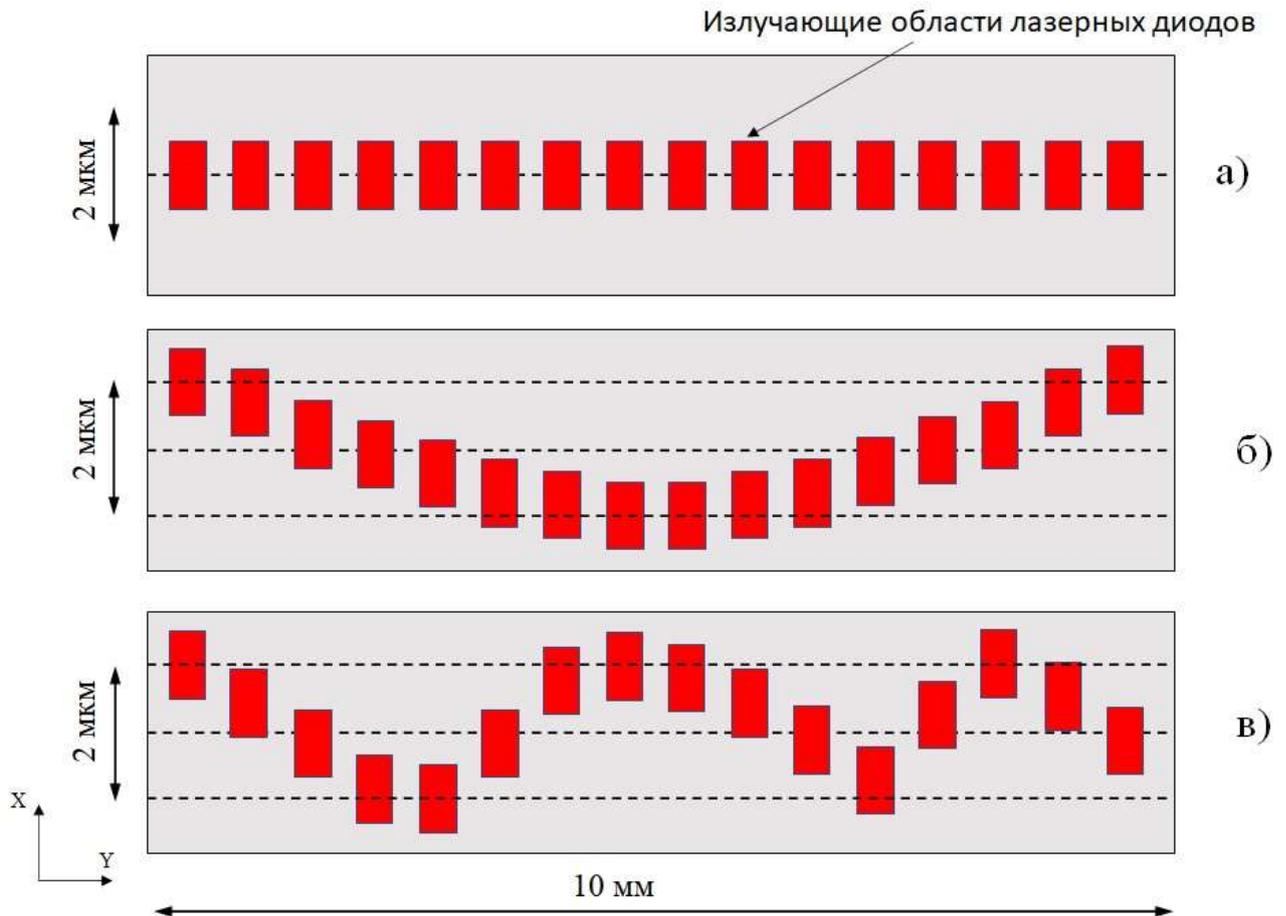


Рисунок 1.10 – Схематическое изображение ближнего поля линейки лазерных диодов: (а) – отсутствие смайла с расположением излучающих областей на одной оси (пунктирная линия); (б) – с регулярным смайлом; (в) – несколько случайных смайлов.

В работе [82] значение величины смайла определяется, как максимальная разность середин излучающих областей по быстрой оси и схематически показано на рисунке 1.11.

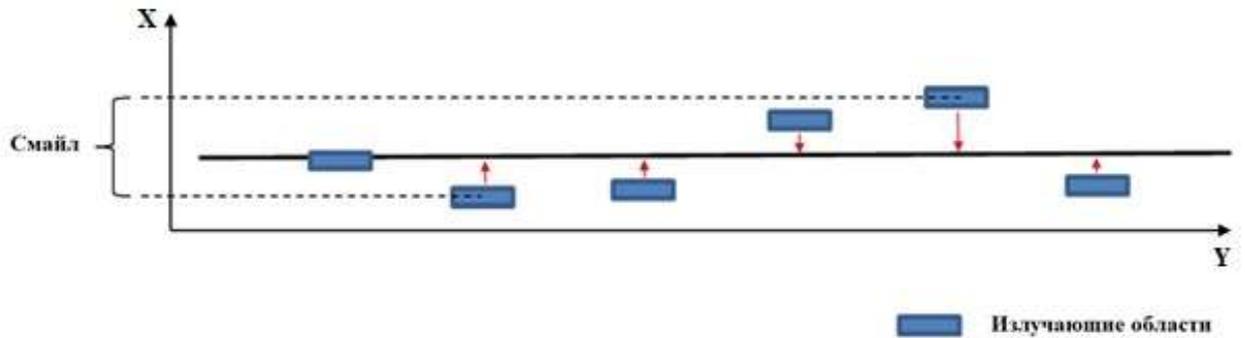


Рисунок 1.11 – Схематическое изображение ближнего поля линейки лазерных диодов и величины смайла.

Отклонения положения отдельных диодов происходят вследствие различных механизмов, которые будут рассмотрены в главе 2.

Здесь только отметим, что один из таких механизмов основан на разности коэффициентов теплового расширения материала лазерной гетероструктуры и теплоотвода. На рисунке 1.12 показано сравнение остаточных напряжений для лазерного диода длиной 2.4 мм на подложках GaAs и InP в зависимости от разных материалов теплоотводов при пайке AuSn [83].

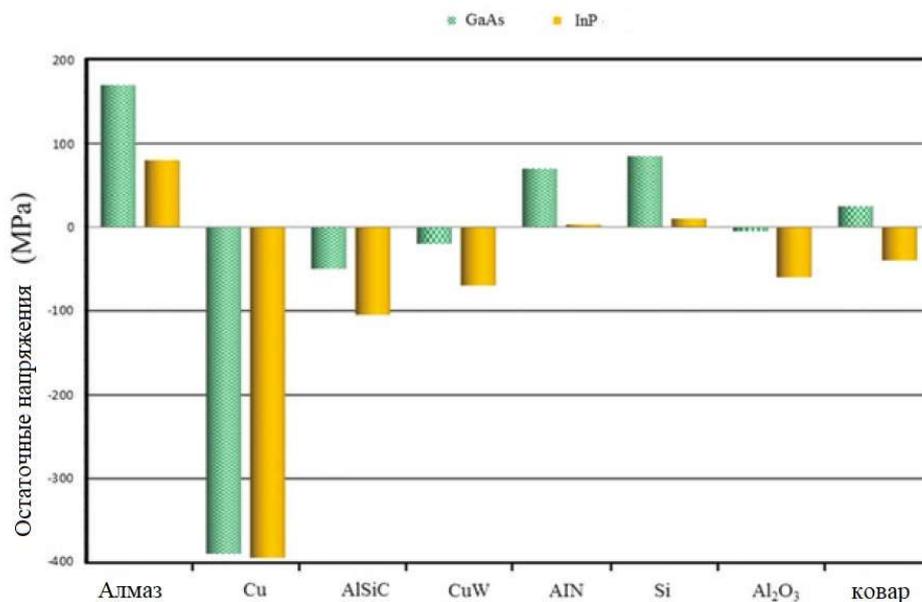


Рисунок 1.12 – Остаточные напряжения лазерного диода на различных теплоотводах.

Влияние величины смайла на спектр излучения линейки лазерных диодов с внешним резонатором с селективным элементом на основе брэгговской решётки [84,85,86] показано на рисунке 1.13.

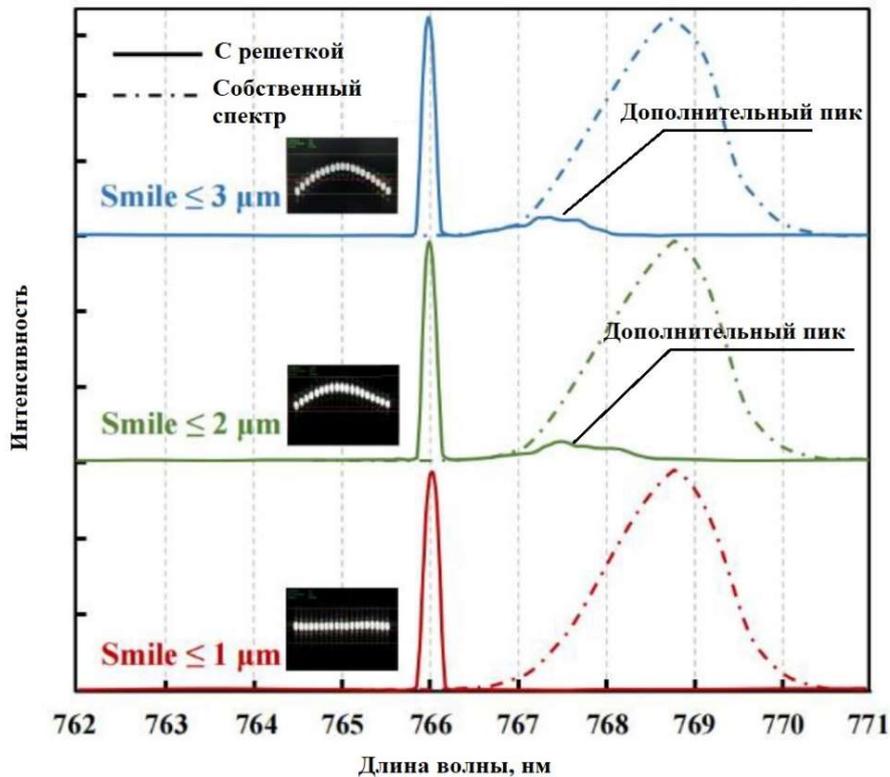


Рисунок 1.13 – Типичные спектры линеек лазерных диодов с внешним резонатором на основе брэгговской решётки и собственных при различных значениях смайла.

Показаны собственные спектры линеек и спектры с брэгговской решёткой при различных значениях смайла. При значениях смайла более 2 мкм наблюдается дополнительный пик, показывающий недостаточное влияние внешнего резонатора с брэгговской решёткой. При значениях смайла менее 1 мкм дополнительный пик становится минимальным.

В цитированных работах в основном обращено внимание на последствия смайла, а причины его появления и методы устранения не представлены в полной мере.

Частично последствия смайла линейки можно уменьшить, устанавливая корректирующую пластинку после коллиматора, как показано в работе [87]. Однако такую сложную пластинку придется изготавливать индивидуально для каждой линейки лазерных диодов после коллимации, что делает её применимость на практике весьма ограниченной.

Таким образом, хотя в предшествующих работах показано, что смайл (изгиб) оказывает существенное влияние на работу линейки лазерных диодов с внешним селективным элементом, в то время как отсутствовали работы с решением задачи о коэффициенте ввода излучения из внешней части резонатора в волновод диода при наличии смайла.

Неясным оставался вопрос, в какой мере значение коэффициента ввода определяет спектр излучения интегрального излучателя. Очевидно только одно, если этот коэффициент непрерывно уменьшается, то рано или поздно внешний резонатор перестанет контролировать спектральные характеристики излучателя.

При этом надо понимать, что уменьшение коэффициента ввода нельзя компенсировать увеличением отражением от внешнего зеркала. Это приведет к уменьшению мощности выходного излучения, а в случае фазовой решётки ещё и к падению спектральной селективности внешнего резонатора.

В связи с этим представлялось интересным выполнить теоретические и экспериментальные исследования, направленные на определение спектральной структуры мод комбинированного резонатора. Спектр продольных мод комбинированного резонатора может включать как продольные моды диодного резонатора, так и моды, присущие внешней части резонатора. Очевидно, что изменение коэффициента ввода из-за наличия смайла, а также изменение параметров фазовой решётки может качественно менять спектр излучения исследуемого лазера. Изучение того, в какой мере и при каких параметрах резонатора это может происходить, было выбрано как одно из направлений исследований настоящей работы.

1.5 Выводы к главе 1

Для создания мощных источников спектрально узкополосного излучения в качестве активного элемента целесообразно использовать лазерные диоды, интегрированные в виде монокристаллической линейки.

Наиболее эффективным способом уменьшения ширины спектра излучения в мощных источниках спектрально узкополосного излучения на основе интегрированных диодных лазеров в виде линейки является использование внешнего спектрально селективного резонатора на основе брэгговской решётки. Основными преимуществами являются:

- использование практически стандартного лазерного диода – не требуется вносить дополнительные конструктивные элементы в лазерный кристалл;

- элементы внешнего селективного резонатора соизмеримы с линейкой лазерных диодов, что позволяет проводить эффективную интеграцию для повышения мощности излучения;

- отдельно от линейки лазерных диодов термостабилизация брэгговской решётки позволяет подстраивать её длину волны, что резко снижает требования к технологии её изготовления.

Для эффективной работы мощных источников спектрально узкополосного излучения на основе интегрированных диодных лазеров необходима оптимизация параметров составляющих элементов излучателя, связанных с интеграцией единичного лазерного диода в спектрально узкополосный излучатель. Прежде всего, следует уменьшить шаг линейки лазерных диодов до некоторой величины, которую требуется определить.

На настоящее время известная информация по данному вопросу недостаточная. В большинстве работ описаны только экспериментальные данные. Отсутствуют достаточные теоретические расчёты.

При отличии оптической схемы излучателя от описанных в литературе, не совсем понятно, каковы будут его характеристики излучения.

Глава 2. Критические параметры линейки лазерных диодов для её работы с внешним резонатором

2.1 Коэффициент оптического согласования лазерного диода с внешней частью резонатора

Характерной особенностью диодного лазера является волноводный характер распространения оптического пучка вдоль слоев гетероструктуры. При этом σ - поперечный размер пучка (быстрая ось, перпендикулярная плоскости p-n перехода - ось X), как правило, не превышает длины волны в среде. В результате выходной пучок во внешней однородной среде обладает существенной расходимостью, что требует использования коллимирующей оптики в большинстве применений. Это касается и нашего случая для оптического согласования внутреннего объема лазерного диода с внешними оптическими элементами резонатора, например, такими как внешнее зеркало на основе брэгговской решётки, которое целесообразно использовать для параллельного (квазипараллельного) пучка.

Точное решение этой электродинамической задачи (она относится к разряду дифракционных задач) представляет трудоемкую задачу, решение которой возможно только численным способом. Известны только редкие исключения для простых случаев, например, решение Зомерфельда [88] для дифракции волны на «металлическом» клине. Поэтому в каждом случае необходимы свои подходы и приближения. Проблеме оптического согласования диодного лазера с другими оптическими элементами посвящено множество работ, некоторые из них представлены, например, в тематическом сборнике [89].

Особенностью задачи данной диссертационной работы служит её одномерный тип. Поскольку второй поперечный размер (вдоль слоев гетероструктуры - ось Y) пучка исследованных диодных лазеров $w \sim 200$ мкм, то для анализа распределения интенсивности в этом направлении в ряде случаев целесообразно использовать геометрическую оптику, что находится вне целей настоящей работы. Более того,

хорошо известно [44,90], что активная область диодных лазеров обладает гигантской нелинейностью, в результате которой даже при небольшом превышении накачки порога генерации $\leq 5\%$ в лазерах с $w \geq 100$ мкм развивается поперечная неустойчивость оптического пучка в этом направлении в виде филаментации. Это сопровождается сложным неконтролируемым распределением интенсивности, исключая возможность модового анализа для Y-оси. Тем не менее, исходя из того, что характерный поперечный размер «филамента» составляет ≥ 10 мкм, это не препятствует рассмотрению задачи согласования для этого направления в рамках геометрической оптики. Таким образом, для данного случая остается только одномерная волновая задача согласования.

Оптическая схема для такого согласования представлена на рисунке 2.1.

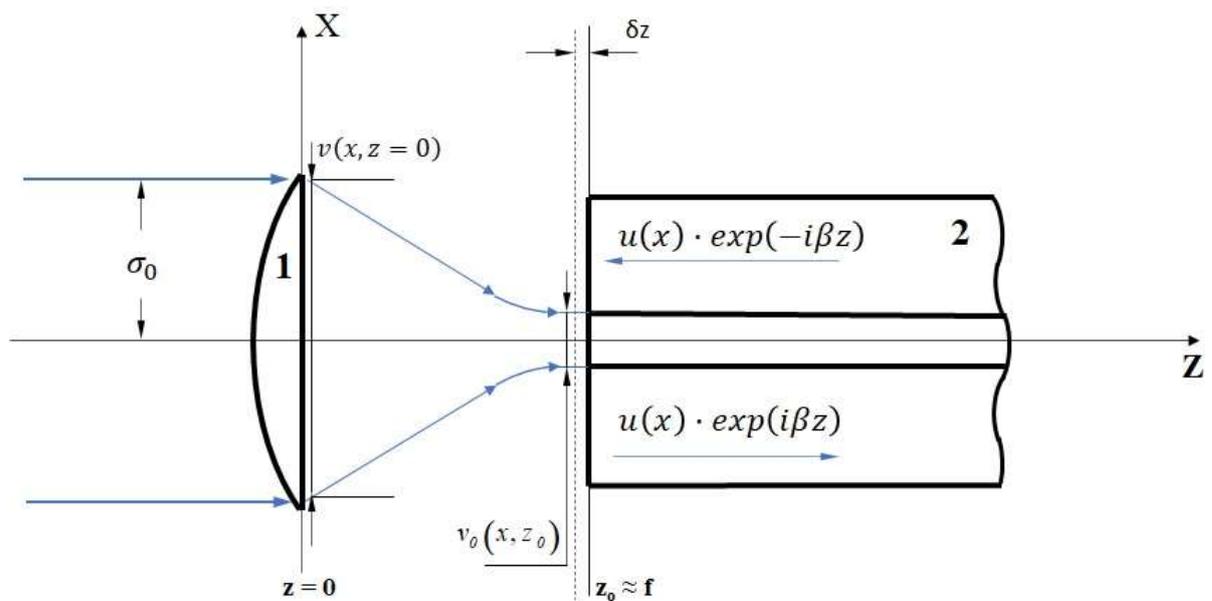


Рисунок 2.1 – Оптическая схема согласования коллимирующей линзы 1 с фокусным расстоянием f , лазерного диода 2 и брэгговской решётки. Ось X – быстрая ось лазерного диода, σ_0 – полуширина пучка, падающего на линзу, $v_0(x, z_0)$ – распределение амплитуды в плоскости $z_0 = f - \delta z$, $v(x, z = 0)$ – исходное распределение амплитуды поля.

В лазерном диоде (в области $z > f$ - фокусное расстояние линзы 1) как было отмечено выше, может существовать только поле одной моды в виде двух встречных волны с амплитудами $u(x) \cdot \exp(i\beta z)$ и $u(x) \cdot \exp(-i\beta z)$. Для определенности будем считать, что вектор поляризации этих волн направлен вдоль оси Y. Функция поперечного распределения амплитуды $u(x)$, как и константа распространения β , находятся как однозначные решения волноводной задачи для конкретного профиля показателя преломления слоев гетероструктуры, например, методом, изложенным в [91] и соответствующем приложением WAVE. Поэтому функцию $u(x) \cdot \exp(-i\beta z)$ далее считаем заданной.

Выходная грань диода представляет некоторое возмущение волновода, за счёт наличия областей с разным показателем преломления вблизи плоскости $z = f$. В этих областях, кроме бегущих волн, появляются так называемые «локальные» поля, амплитуда которых экспоненциально затухает по мере удаления от этой плоскости. Эти поля не создают волн излучения, поэтому обычно их не включают в анализ. Здесь мы тоже пренебрежем этими полями, тем более что для этого имеется дополнительное основание в виде малости $\delta n/n < 2\%$ - относительной разницы показателей преломления границах в волноводе и соответственно малости амплитуде локальных полей. Отражённые волны от границы раздела – ($z = f$) мы тоже учитываем, поскольку их наличие не влияет на поперечное распределение, а значит и на коэффициент согласования. Что касается общих амплитудных множителей за счёт отраженных волн, то их изменение при переходе волн через ($z = f$) границу будет учтено отдельно в главе 4.

Тем не менее в области $f - \delta z \leq z < f$; $\delta z \rightarrow 0$ (вблизи выходной грани диода) существует решение $\tilde{u}(x, z = f - \delta z) \cdot \exp(ikz)$. Оно является аналитическим продолжением $u(x) \cdot \exp(i\beta z)$ - решения волнового уравнения, но уже за гранью лазерного диода. Функция $\tilde{u}(x, z)$ такова, что $\tilde{u}(x, z = f - \delta z) \rightarrow u(x)$ при $\delta z \rightarrow 0$ в силу непрерывности касательной составляющей вектора электрического поля на границе $z = f$.

Рассматривая в пустом пространстве, ограниченном плоскостью $z = f - \delta z$ и плоскостью $z = f$, только два оптических пучка - волны, распространяющиеся в одном направлении вдоль оси z . Один из них - входной пучок с исходным пространственным распределением амплитуды поля $v(x, z = 0)$, который падает на цилиндрическую линзу 1 со стороны $z \leq 0$ и пройдя её, перейдет в сходящийся пучок с распределением амплитуды $v_0(x, z_0)$ в плоскости $z_0 = f - \delta z$. Другой пучок в этой области представлен амплитудой $\tilde{u}(x, z = f - \delta z) \cdot \exp(ikz)$ как волна диодной моды. В этом случае коэффициент согласования ξ может быть представлен скалярным произведением одной амплитуды на другую т.е.

$$\xi = \int v_0(x, z = f - \delta z) \cdot \tilde{u}^*(x, z = f - \delta z) \cdot dx = \int v_0(x, z = f) \cdot u^*(x) \cdot dx \quad (2.1)$$

Если нормы функций $v_0(x)$ и $u(x)$ единицы, то в силу неравенства Коши – Буняковского модуль всегда $|\xi| \leq 1$. Функцию $u(x)$ можно считать известной, как уже было отмечено выше. Что касается другой функции $v_0(x, z_0)$, то здесь дело обстоит несколько сложнее. Во – первых, доподлинно неизвестно качество входного пучка, во – вторых, качество линзы и её возможные aberrации и в – третьих, в любом случае нам придется пользоваться каким - то приближением (в данном случае приближением гауссового пучка [92]) для нахождения $v_0(x, z_0)$. Поэтому будем исходить из того, что сразу после прохождения линзы ($z \simeq 0$) пучок имеет распределение:

$$v_0(x, z) = \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_0^2} + i\frac{k \cdot x^2}{2f}\right) \quad (2.2)$$

Это распределение представляет гауссов пучок с радиусом кривизны волнового фронта f соответствующем фокусному расстоянию линзы. Выполняя стандартные процедуры преобразования Фурье для перехода к гармоникам для переменной вдоль оси x , как описано в [92], получим для $0 < z$:

$$v(x, z) = \exp(ikz) \cdot \frac{\sigma}{\sigma'} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma'^2}\right); \quad (2.2a)$$

$$\begin{aligned}\tilde{\sigma}^2 &= \sigma^2 + iz/k; & \sigma^{-2} &= \sigma_0^{-2} + ik/f \\ \tilde{\sigma}^2 &= \sigma_f^2 + i \cdot f(z/f + \delta - 1)/k; & & (2.2b) \\ \sigma_f^2 &= \sigma_0^2 \cdot \delta \approx (f/k\sigma_0)^2; \delta = [1 + (k\sigma_0^2/f)^2]^{-1} \approx f^2/(k\sigma_0^2)^2\end{aligned}$$

Пучок имеет минимальный поперечный размер в плоскости z_{min} , которая сдвинута на небольшое расстояние δf от фокальной плоскости линзы в сторону меньших z . При этом волновой фронт пучка – плоский. Поскольку для входящего пучка использовалось гауссово приближение, то в интеграле (2.1) для распределения $u(x)$ тоже целесообразно использовать гауссово приближение:

$$u(x) = (\sigma_L \sqrt{\pi})^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp(-(x - 2\zeta)^2 / 2\sigma_L^2) \quad (2.3)$$

Где σ_L -параметр аппроксимации распределения $u(x)$ - гауссовым пучком, ζ - величина отклонения оптического пучка лазера от оптической оси линзы (половина значения величины «смайла»). Нормированное распределение $v_0(x, z = f)$ запишется как:

$$v_0(x) = (\sigma_f \cdot \sqrt{\pi})^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp(-x^2 / 2\sigma_f^2) \quad (2.4)$$

Используя равенства (2.1, 2.3, 2.4):

$$\xi = \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma_L \cdot \sigma_f}{\sigma_L^2 + \sigma_f^2}} \cdot \exp(-2\zeta^2 / (\sigma_L^2 + \sigma_f^2)) \quad (2.5)$$

Из (2.5) можно сделать вывод, что максимальное значение $\xi = 1$ достигается, когда $\zeta = 0$ и $\sigma_L = \sigma_f$ — это почти очевидный результат совпадения оптических пучков в рамках принятой модели. Теперь оценим ξ для случая параметров близких к нашей оптической системе, считая её идеальной. Для типичной гетероструктуры, использованной в работе, расчёт даёт значение для $\sigma_L \approx 0.3$ мкм. Если взять значение $\sigma_0 \approx 140$ мкм – полуширина пучка, падающего на линзу при $z \leq 0$ для $f = 290$ мкм., и для длины волны $\lambda = 0.78$ мкм, то получим значение $\sigma_f \approx 0.25$ мкм. Это несколько меньше ширины лазерного пучка на выходном зеркале.

Заметим, что в принципе в реальной системе $\sigma_f \geq \sigma_L$. Расчёт дал обратное соотношение из-за того, что в качестве σ_0 было использовано завышенное значение. Пучок, выходящий из лазера, засвечивает, по-видимому, далеко не полностью апертуру линзы. Соответственно пучок, отраженный от внешних элементов резонатора, имеет полуширину менее 140 мкм, которая была использована в расчёте.

Из этого можно сделать вывод, что характеристики пучка определяются, скорее не принципиальными параметрами коллимирующей системы, а её качеством. Используя для σ_0 значение 140 мкм, сделаем предположение, что по всей полной ширине ($h=280$ мкм.) пучка на выходе линзы 1 волновой фронт отличается от заданного выражением (2.2) не более чем $\pi/4$, как принято считать для идеальной оптики. В данном случае, это достаточно высокие требования к качеству пучка. Реально в качестве эффективного значения σ_0 можно принять несколько меньшую величину, при которой неконтролируемая вариация фазы по ширине пучка будет менее $\pi/4$. Эту часть пучка уже можно рассматривать как качественный пучок. Конечно, при этом другая часть пучка и соответственно часть мощности потеряется в «крыльях» распределении интенсивности в фокальной плоскости линзы.

Из всего этого следует, что использованные выше значения параметров системы согласования не ограничивают коэффициента ввода. Реальные значения ξ в большей степени определяются качеством использованной оптики, которое можно характеризовать эмпирическим множителем, меньшим единицы, и при этом в (2.5) положить $\sigma_f \approx \sigma_L$. Исключение представляет только величина ζ , которая характеризует отклонение оптической оси лазерного диода от оси оптической системы. В результате для коэффициента ξ выражение (2.5) переписется в виде:

$$\xi = \xi_0 \cdot \exp(-\zeta^2/\sigma_L^2) \quad (2.6)$$

где эмпирический коэффициент ξ_0 меньше единицы, а σ_L - полуширина по уровню e^{-1} (в соответствии с (2.3)) распределения интенсивности моды диода на выходном зеркале.

Таким образом, главную роль в эффективности обратной оптической связи играют значения двух величин, а именно σ_L и ζ . Повышение ξ возможно как за счёт увеличения σ_L , так и за счёт уменьшения ζ . Что касается увеличения σ_L , то это связано с оптимизацией гетероструктуры и совпадает с таким желанным обстоятельством, как уменьшение плотности оптического потока на выходном зеркале. Такая тенденция развития гетероструктур существует сама по себе. Однако возможности прогресса здесь весьма ограничены. Напротив, значения ζ определяются конструктивом резонатора лазера. Минимизация ζ - необходимое условие для эффективного управления характеристиками лазера с внешним резонатором. Этим проблемам посвящена часть экспериментальных исследований, результаты которых будут изложены ниже.

2.2 Смайл линейки лазерных диодов. Способы минимизации

Как отмечалось в предыдущей главе, при интеграции излучателей на основе одиночных излучающих элементов (лазерных диодов) в общий излучатель (линейку лазерных диодов) возникает проблема изгиба общей излучающей области – так называемого смайла. Так как излучающая область в направлении быстрой оси составляет величину порядка 1 мкм или менее, в то время как размер типичной линейки составляет 10 мм, отношение этих величин очень велико – 1:10000, что и вызывает существенные сложности при уменьшении смайла.

Причины для появления смайлов в линейках лазерных диодов служат следующие физические обстоятельства:

1. Первоначальный изгиб самой лазерной гетероструктуры из-за разницы постоянных кристаллической решётки её слоёв.
2. Влияние разницы температурных коэффициентов расширения лазерной структуры и теплоотвода.
3. Неоднородность поверхности теплоотвода и качество процесса сборки.

Полупроводниковые гетероструктуры, применяемые для изготовления линеек лазерных диодов, такие как AlGaInP/GaAs, GaInPAs/InP, AlGaInAs/InP содержат дислокации несоответствия – несогласованность периодов решётки полупроводниковой подложки с эпитаксиальными слоями. Для таких структур требуются дополнительные технологические операции по оптимизации механических напряжений при выращивании кристаллических слоев высокого качества. Гетероструктуры на основе материалов AlGaAs/GaAs являются идеальными с точки зрения согласования периодов решётки полупроводниковой подложки с эпитаксиальными слоями. Однако, несмотря на отсутствие дислокаций несоответствия, в них присутствуют остаточные механические напряжения, которые и приводят к изгибу пластины с гетероструктурой после её утончения в планарном цикле. Внедрение в такие гетероструктуры слоёв, содержащих фосфор, способствует снижению механических напряжений и, как следствие, уменьшению смайла [93].

Наиболее подходящим материалом для теплоотвода лазерных диодов является медь. Это обусловлено высокой теплопроводностью этого материала (~ 400 Вт/м*К), хорошей электрической проводимостью, удобством механической обработки. Однако при этом возникает серьёзная проблема – несоответствие коэффициентов температурного расширения материала теплоотвода (для меди $\alpha_{Cu} = 16,6$ 1/К) и самой лазерной структуры $\alpha_{GaAs} = 6,0$ 1/К. Наиболее эффективным способом установки лазерного диода или линейки лазерных диодов на теплоотвод является пайка на различные припои. Разность в размерах Δl вследствие сжатия при остывании лазерной структуры длиной l можно определить по формуле

$$\Delta l = l \times (\alpha_{Cu} - \alpha_{GaAs}) \times (T_{\text{плав}} - T_{\text{среды}}) \quad (2.7)$$

Где $T_{\text{плав}}$ – температура плавления припоя, $T_{\text{среды}}$ – температура окружающей среды.

Для $l = 10$ мм линейки лазерных диодов и припоя $\text{Sn}_{60}\text{Pb}_{40}$ ($T_{\text{плав}} = 183^\circ\text{C}$) разница Δl составляет 17 мкм, для In ($T_{\text{плав}} = 156^\circ\text{C}$) составляет 14 мкм, а для AuSn ($T_{\text{плав}} = 283^\circ\text{C}$) будет 29 мкм.

Такие процессы вызывают остаточную напряженность в лазерной структуре и связанный с этими напряженностями изгиб для компенсаций этих механических напряжений.

Часть припоев, например такие, как In, благодаря своей пластичности могут демпфировать механические напряжения на величину 35% [94].

При этом следует заметить, что максимальное допустимое удлинение припоев составляет 41% для In, 27% для $\text{Sn}_{60}\text{Pb}_{40}$, 1% для AuSn [94]. Толщина припоя между линейкой лазерных диодов и теплоотводом составляет порядка 2 мкм. А разница в длинах, согласно [94], для перечисленных припоев составляет от 14 до 29 мкм. Вследствие этого припой (даже если бы он был идеально пластичным) теоретически не может компенсировать разницу в длинах теплоотвода и линейки лазерных диодов без своего разрушения вследствие превышения максимального допустимого удлинения.

Таким образом, при сборке лазерной структуры на медный теплоотвод с помощью пайки вследствие разности коэффициентов температурного расширения материалов лазерная структура остается в напряженном состоянии, что способствует образованию смайла. В ходе настоящей работы установлено, что использование припоя с пластичными свойствами частично демпфирует этот процесс. Однако, полностью его не устраняя. Скорее могут быть устранены локальные неоднородности. Применение припоя с меньшей температурой плавления уменьшает механические напряжения.

Уменьшить влияние разности коэффициентов теплового расширения позволяет использование промежуточной пластины материала с близким к лазерной структуре значением этого коэффициента, такие как CuW, AlN, Si, Al_2O_3 , ковар и др.

Однако, все эти материалы (за исключением алмаза) обладают меньшими значениями теплопроводности, что ухудшает отвод тепла от линейки лазерных диодов (при использовании CuW значение теплового сопротивления ухудшается на 25-30%).

Одним из самых важных процессов, влияющих на смайл лазерных линеек, является непосредственно качество процесса сборки и качество материала теплоотвода.

Качество сборочных процессов включает в себя точности изготовления оснасток, точность поддержания тепловых режимов при сплавлении лазерной структуры и теплоотвода.

Материалом для теплоотвода, как писалось ранее, часто является медь. Присутствующие в меди примеси оказывают большое влияние на её свойства. Примеси, образующие с медью твердые растворы, в частности, Ni, Zn, Sb, Fe, P не позволяют обеспечить требуемое качество поверхности. Для изготовления теплоотвода предпочтительнее использовать медь марки М0б или лучше.

Влияние примесей можно описать следующим образом. Химическое травление поверхности контактной пластины является необходимым этапом подготовки поверхности для химического осаждения оловянно-свинцового сплава, формирование которого (толщиной около 2 мкм) необходимо для обеспечения электрического контакта. Скорость протекания химического травления контактной пластины в полирующем травителе в местах скопления примесей меньше, чем в чистой меди, в результате на поверхности медной пластины образуются иглообразные агломераты примеси размером 0,5-4 мкм. Агломераты примеси являются естественными образованиями при производстве материала. Для уменьшения и предотвращения влияния примесных агломератов на характеристики лазерной линейки была разработана методика механической и химической обработки, при которой достигается минимальный процент брака. Оценка качества подготовки поверхности контактной пластины для химического

осаждения оловянно-свинцового сплава производится с помощью микроскопа Lext 3D Measuring Laser Microscope OLS 4100 Olympus, позволяющего строить трехмерное изображение поверхности за счёт сканирования её в заданных пределах высоты. На рисунке 2.2 показано 3D-изображении поверхности медной пластины при типовых процессах обработки.

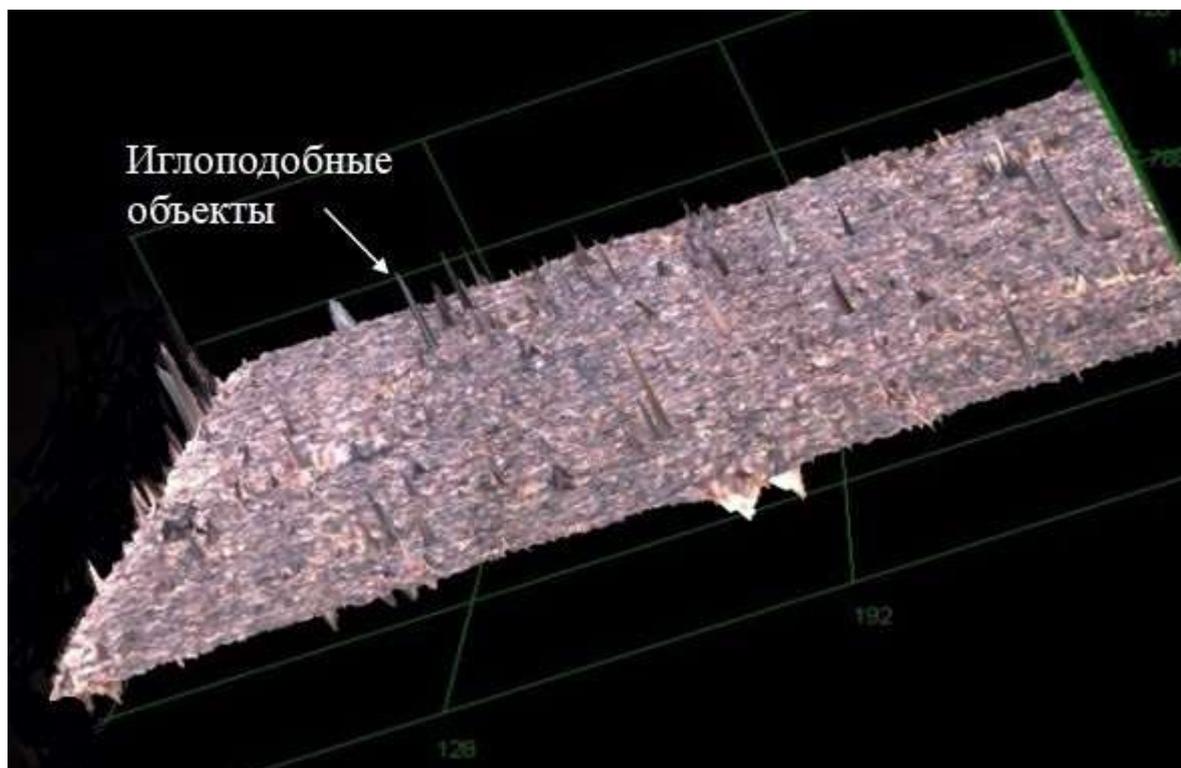


Рисунок 2.2 – Трехмерный снимок участка поверхности медной пластины при типовых процессах обработки с большим количеством иглоподобных объектов.

Наблюдается большое скопление иглоподобных объектов, размеры которых достигают 4 мкм.

Дополнительный технологический процесс механической обработки основан на многостадийном механическом шлифовании с применением абразивного материала на основе кубического нитрида бора и окиси хрома. Химическая обработка заключается в удалении остатков абразивного материала, поверхностно нарушенного и окисного слоя после финишной полировки

поверхности. Чередование процессов механической и химической обработки позволяет достичь наилучшего результата в промышленных масштабах.

Поверхность медной контактной пластины после завершения обработки представлена на рисунке 2.3.

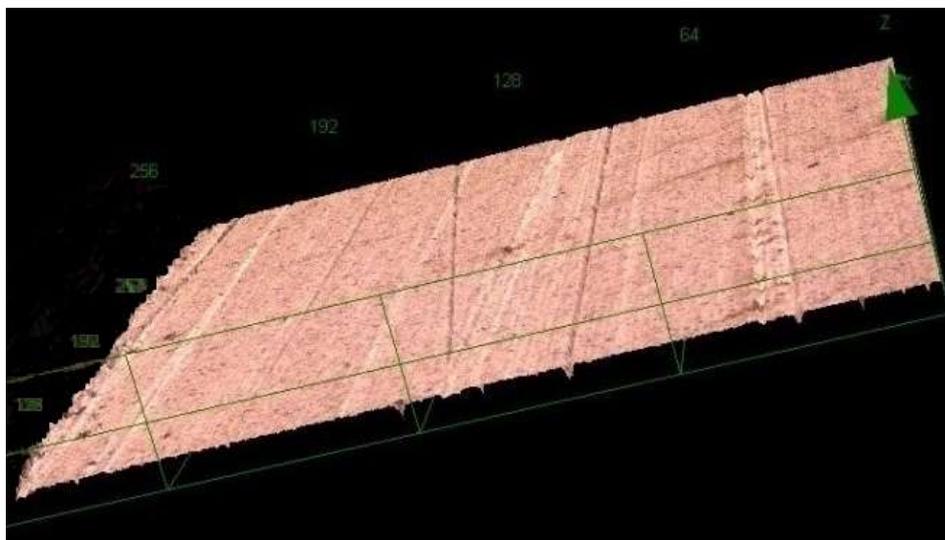


Рисунок 2.3 – Трехмерный снимок участка поверхности медной пластины после дополнительных технологических процессов обработки. Посторонние иглоподобные объекты отсутствуют.

Дополнительная оценка рельефа поверхности производится на профилометре Taylor Hobson в области монтажа кристалла. Профиль поверхности области монтажа кристалла представлен на рисунке 2.4.

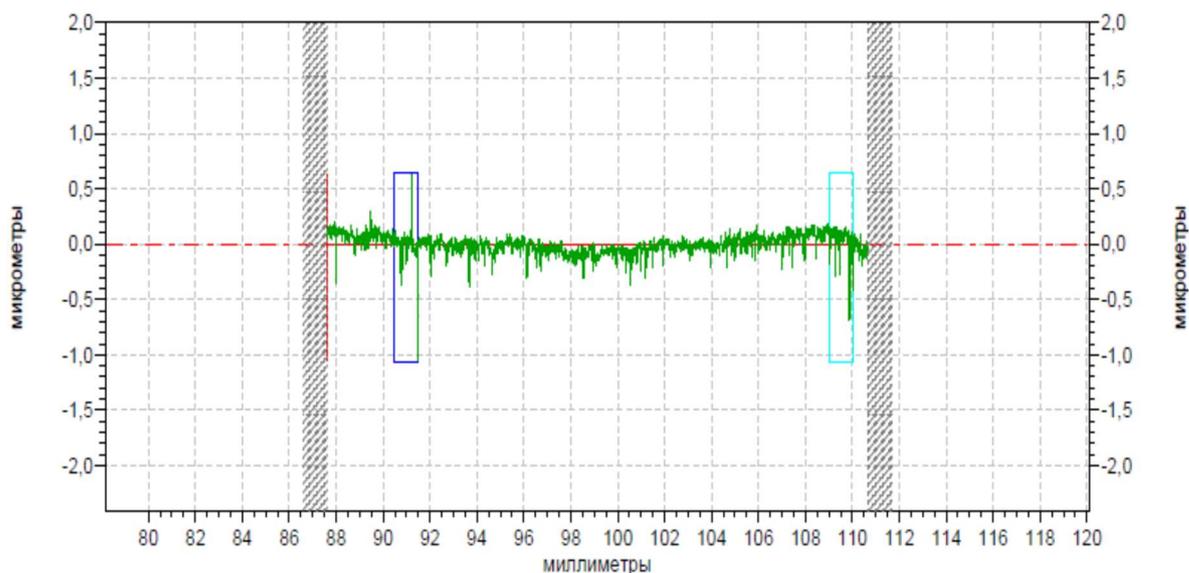


Рисунок 2.4 – Профиль поверхности медной пластины в области монтажа линейки лазерных диодов после дополнительного технологического процесса.

Видно, что в области установки линейки лазерных диодов (область от 95 до 105 мм) отсутствуют посторонние иглоподобные объекты, оказывающие влияние на смайл.

Измерения смайла проводили на разработанной в ходе работы экспериментальной установке, схема которой представлена на рисунке 2.5, внешний вид на рисунке 2.6.

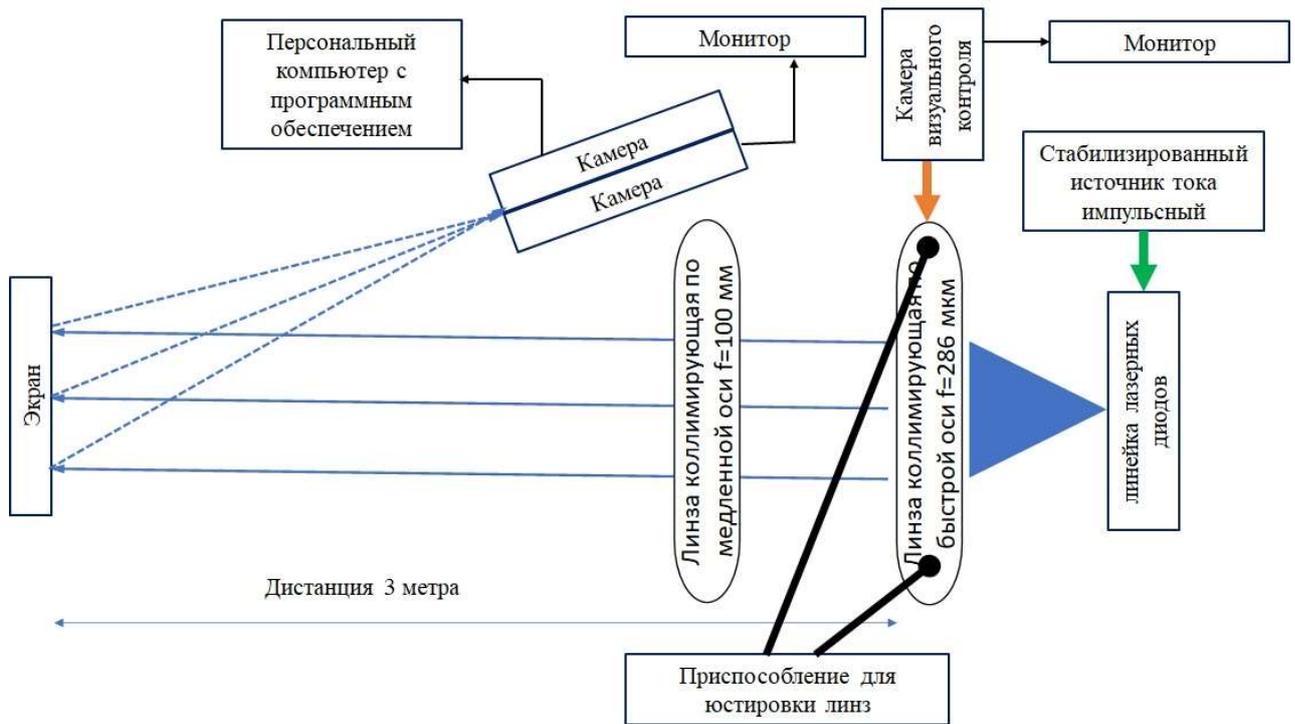


Рисунок 2.5 – Схема установки для измерения смайла линеек лазерных диодов.

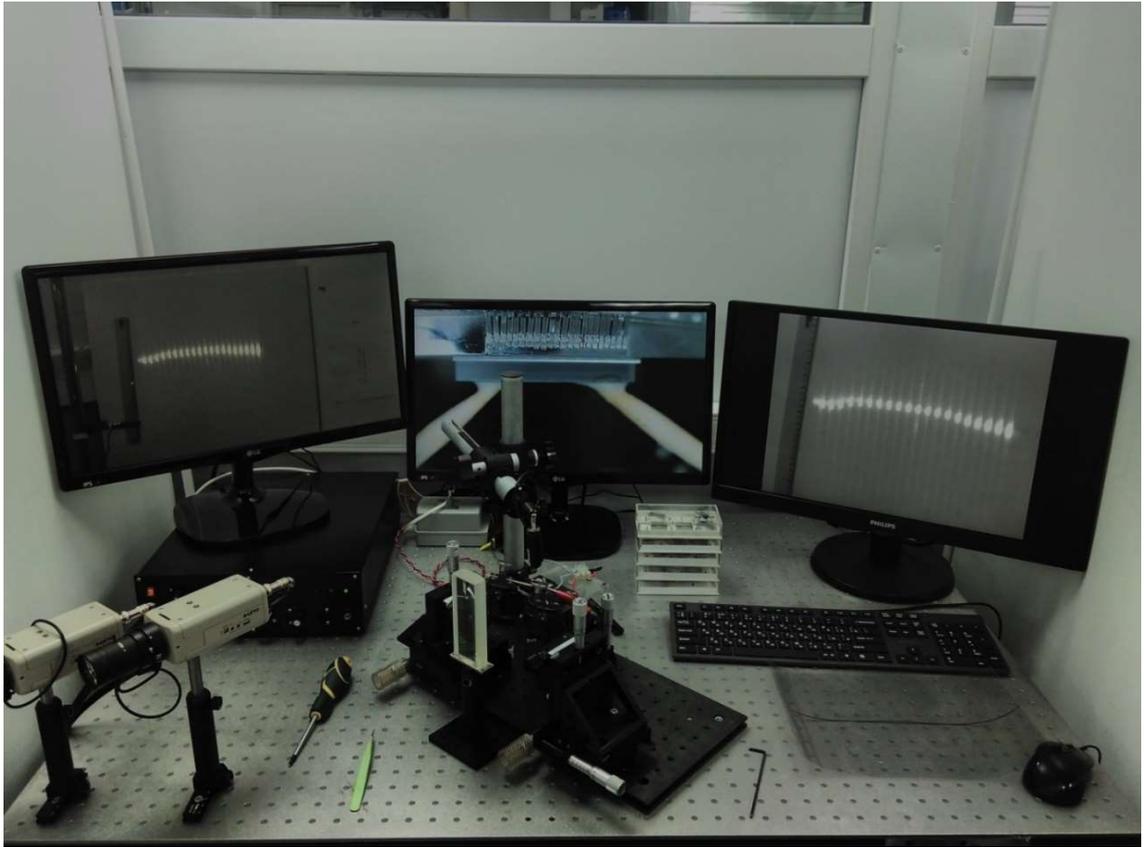


Рисунок 2.6 – Внешний вид установки для измерения смайла линеек лазерных диодов.

По быстрой оси проводится коллимация цилиндрической асферической линзой с фокусным расстоянием 286 мкм. Линза для коллимации по быстрой оси имеет собственный изгиб не более 0,03 мкм на 10 мм. Юстировка микролинзы производится с помощью микроподвижек Standa. По медленной оси установлена плоско-выпуклая цилиндрическая линза с фокусным расстоянием 100 мм. Изображение настраивается на экран, расположенный на расстоянии 3 метра от излучающей области линейки лазерных диодов. Увеличение по вертикальной оси составляет $1.05 \cdot 10^4$, по горизонтальной 30. Численное значение величины смайла определялась программным обеспечением автоматически.

Типичные изображения смайлов до проведения работ по оптимизации этой характеристики приведены на рисунке 2.7.

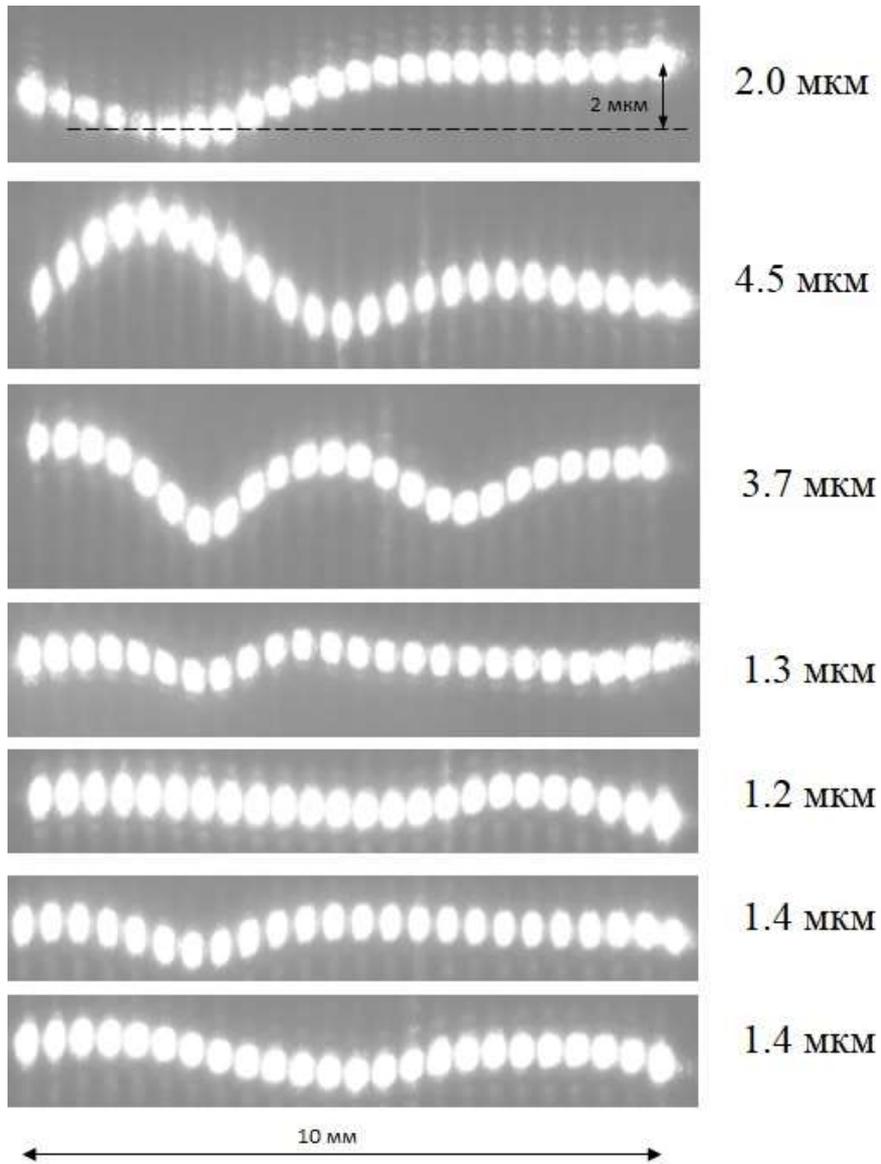


Рисунок 2.7 – Изображения смайлов и их значения до проведения работ по оптимизации.

Типичные изображения смайлов после проведения работ по оптимизации этой характеристики приведено на рисунке 2.8.

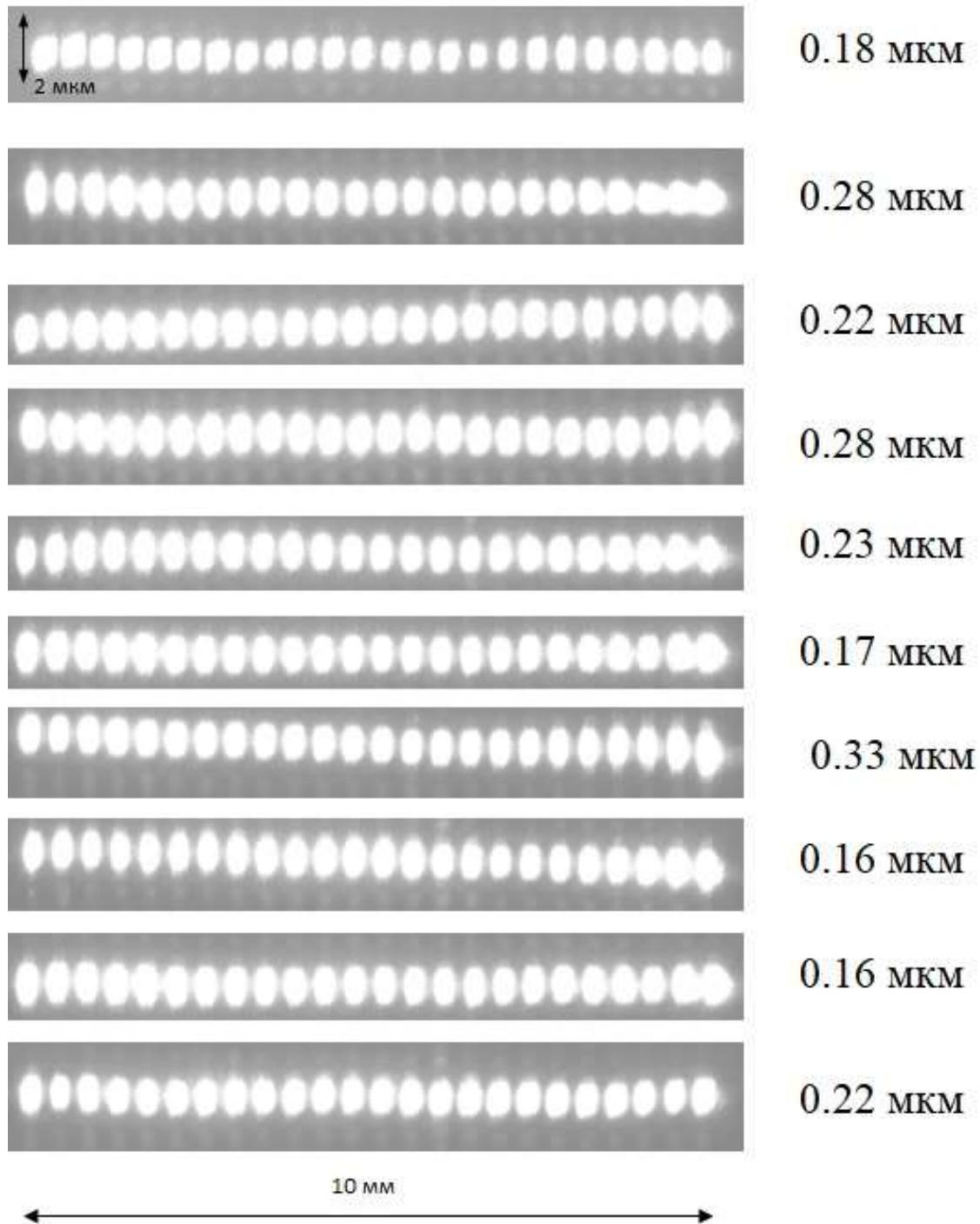


Рисунок 2.8 – Изображения смайлов и их значения после проведения работ по оптимизации.

Среднеквадратичное значения смайлов у 95 % образцов (5 % - исключены предельные выбросы значений) до проведения работ по оптимизации и после приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Значения смайлов линеек лазерных диодов.

Описание	Среднеквадратичное значение смайла, мкм	Диапазон получаемых значений смайлов, мкм	Количество образцов линеек лазерных диодов
Без работ по уменьшению значения смайла	2	1,1 - 5	более 200
Все работы по уменьшению смайла	0,25	0,12- 0.5	более 1000
Все работы по уменьшению смайла, кроме использования дополнительного процесса обработки меди	1,5	0,8-4	20
Все работы по уменьшению смайла, кроме использования припоя с пластичными свойствами. Сборка на припой AuSn.	1,4	0,9-3	20
Все работы по уменьшению смайла, кроме использования припоя с пластичными свойствами. Сборка на припой AuSn с подложкой для	1,1	0,8-4	20

компенсации разницы КТР CuW.			
Все работы по уменьшению смайла, кроме внедрения в состав гетероструктуры слоёв, содержащих фосфор.	0,4	0,3-1	20

Как описывалось в главе 1, смайл уменьшает влияние селективной обратной связи, что приводит к появлению дополнительного пика в спектре излучения. Количественно это можно оценить процентным содержанием мощности излучения в основном пике по отношению к общей мощности излучения.

На рисунке 2.9 показана полученная зависимость доли мощности в пике при уменьшении величины смайла линейки лазерных диодов в излучателе с внешним селективным отражателем на основе брэгговской решётки.

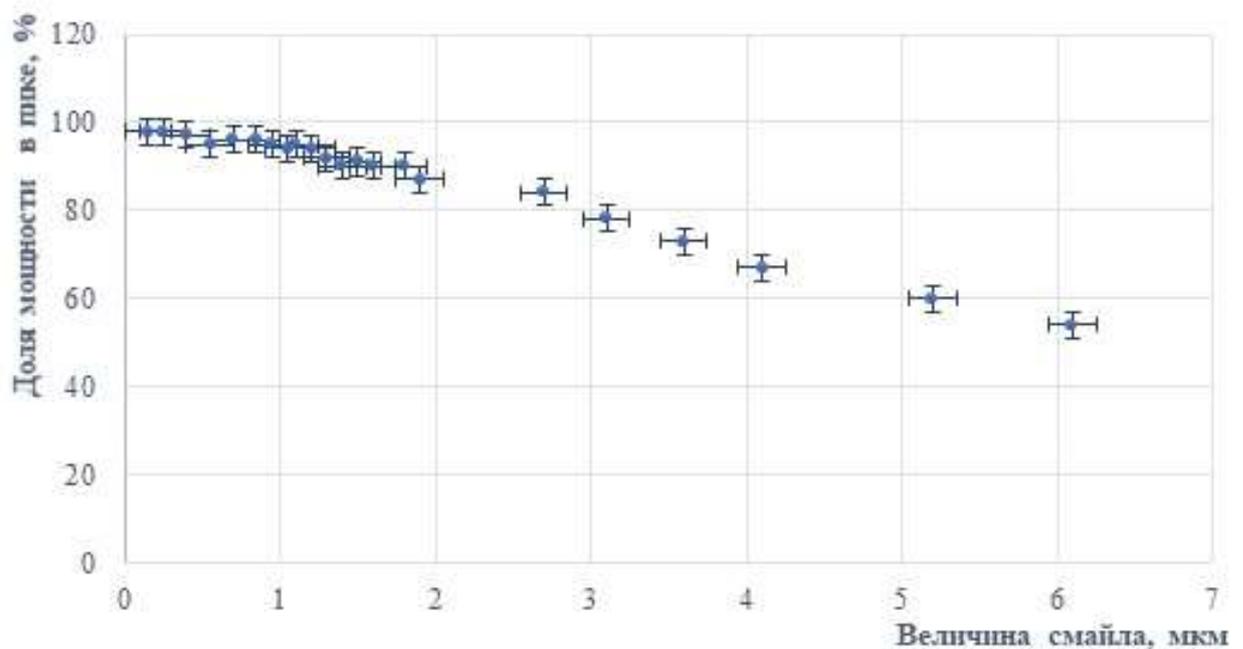


Рисунок 2.9 – Зависимость доли мощности в пике при уменьшении величины смайла.

Типичный вид спектров при различных значениях доли мощности в пике приведены на рисунке 2.10

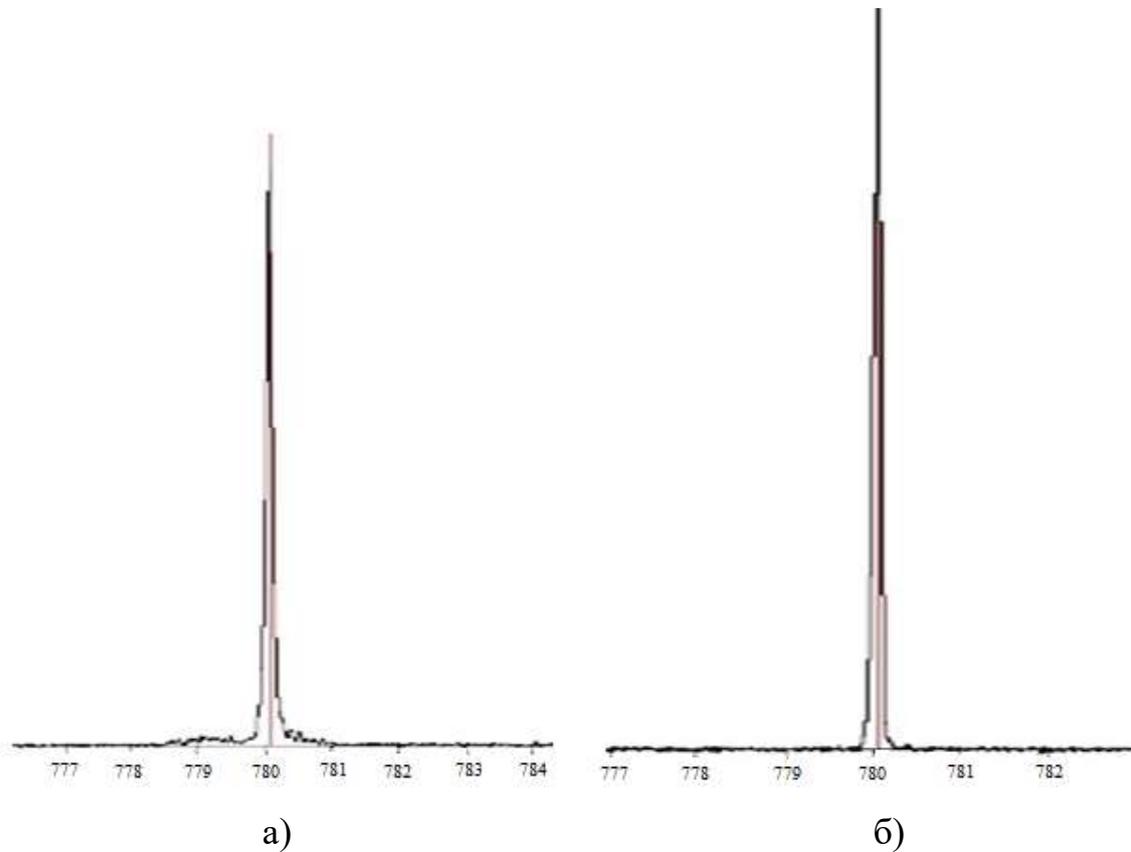


Рисунок 2.10 – Типичные спектры при значении доли мощности в пике, а) 84%, б) 98%. Сателлиты связаны с оцифровкой и особенностями работы спектрального прибора

Таким образом, внедрение в гетероструктуры слоёв, содержащих фосфор, использование припоя с пластичными свойствами при сборке лазерных диодов, использование дополнительного процесса обработки меди (многоступенчатая химико-механическая полировка) позволяют получить среднеквадратичное значение смайла (0,25 мкм) для линейки лазерных диодов шириной 10 мм. Это позволяет повысить долю мощности в пике в источниках спектрально узкополосного излучения среднем с 84 до 98 %. Мощность излучения составляла значение на уровне 100 Вт.

2.3 Линейки лазерных диодов с увеличенным размером активной области для мощных источников спектрально узкополосного излучения

Из содержания предыдущих разделов можно сделать выводы, что для эффективного использования в мощных источниках спектрально узкополосного излучения линейки лазерных диодов должны удовлетворять следующим требованиям:

- мощность с линейки лазерных диодов шириной 10 мм должна быть не менее $65 \div 100$ Вт (для диапазона длин волн $760 \text{ нм} \div 860 \text{ нм}$);

- размер излучающей области гетероструктуры должен быть не менее 0,5 мкм. Эффективным будет больший размер излучающей области гетероструктур.

Внешний вид гетероструктуры до планарного цикла представлен на рисунке 2.11.

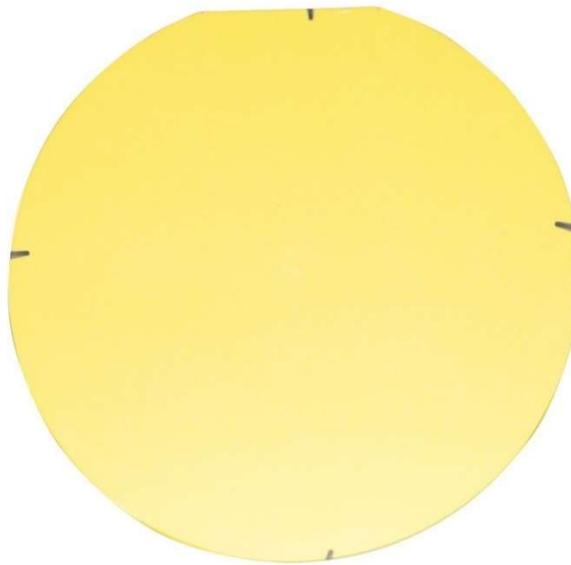


Рис 2.11 Внешний вид гетероструктуры до планарного цикла.

С помощью планарного цикла были сформированы излучающие элементы линейки лазерных диодов. В такой линейке 24 излучающих элемента с размером излучающей области 200 мкм при шаге 400 мкм между излучающими элементами.

Внешний вид гетероструктуры после планарного цикла представлен на рисунке 2.12.

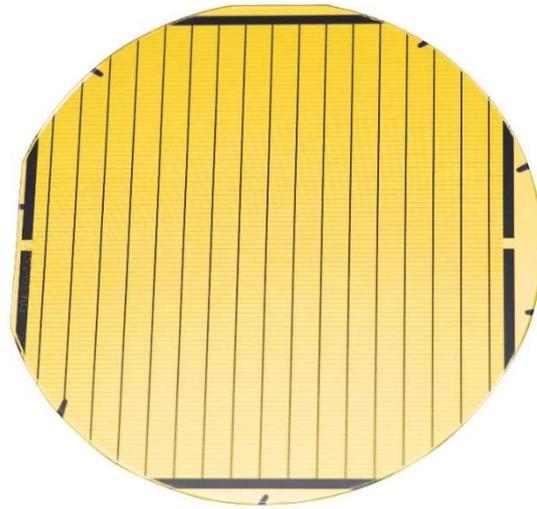


Рисунок 2.12 – Внешний вид гетероструктуры после планарного цикла.

После скалывания на торцы линейки гетероструктуры было произведено напыление зеркал методом электронно-лучевого испарения с ионным ассистированием. Переднее зеркало - Al_2O_3 с требуемым коэффициентом отражения, заднее зеркало - многослойное $\text{Tl}_2\text{O}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ с коэффициентом отражения не менее 99%.

Таким образом, не смонтированная на теплоотвод линейка лазерных диодов представляла собой монокристаллическую пластину шириной 1,5 мм, длиной 10 мм и толщиной 130 мкм.

Внешний вид несмонтированной линейки лазерных диодов показан на рисунке 2.13.



Рисунок 2.13 – Не смонтированная на теплоотвод линейка лазерных диодов с р – стороны.

Несмонтированная линейка лазерных диодов припаяна р-стороной с помощью низкотемпературного припоя на медный теплоотвод. Монтаж проводился с помощью установки прецизионного сплавления Budec.

Медный теплоотвод являлся положительным выводом. В качестве вывода отрицательной полярности использована изолированная с помощью керамики контактная площадка, соединенная с помощью нескольких медных шин с п - стороной линейки лазерных диодов.

Таким образом, при протекании тока через линейку в ней могут формироваться 24 активные области, каждая из которых соответствует активной области отдельного лазерного диода с поперечным размером 200 мкм и продольным размером 1,5 мм. При протекании тока через контактную площадку образуется параллельное электрическое соединение этих сформированных активных областей.

Внешний вид линейки лазерных диодов, смонтированной на теплоотвод, показан на рисунке 2.14.

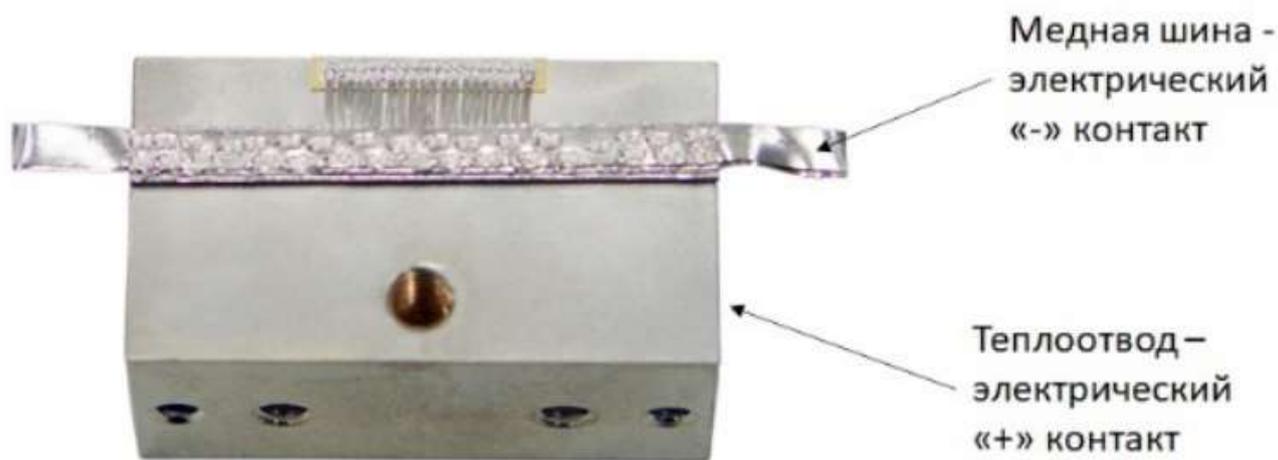


Рисунок 2.14 – Внешний вид линейки лазерных диодов, смонтированной на теплоотвод.

Лазерные структуры с компенсацией внутренних напряжений и с эмиттерными и волноводными слоями AlGaAsP, содержащими фосфор, показывают лучшие результаты по мощности излучения по сравнению со структурами с эмиттерными и волноводными слоями из твердого раствора AlGaAs [95,96,97,98,99].

В данной работе исследовались гетероструктуры типа $[Al_xGa_{1-x}]_yIn_{1-y}P$. Значение величины y составляло 0,5, выбиралось из условия согласованности материалов гетероструктуры. Основной состав слоев (архитектура) изначально используемых гетероструктур (гетероструктура №1) на подложке GaAs представлен в таблице 2.2.

Таблица 2.2 – Основной состав изначально используемой гетероструктуры

Слой	Материал	Состав слоя, значение x	Толщина слоя, мкм	Значение показателя преломления	Состав и уровень легирования, $см^{-3}$
Контактный	GaAs	-	0,24		Zn, $3 \cdot 10^{19}$
p-эмиттер	Ga _{0,5} In _{0,5} P	-	1,46	3.255	Zn, 10^{18}
p-волновод	$[Al_xGa_{1-x}]_{0,5}In_{0,5}P$	0.5	0,26	3.409	-

Активный	GaAsP	соответствует длине фотолюмис- ценции 761 нм	0,009	3.587	-
n -волновод	$[Al_xGa_{1-x}]_{0.5}In_{0.5}P$	0,5	0,26	3.409	-
n -эмиттер	$Ga_{0.5}In_{0.5}P$	-	1,46	3.255	Si, 10^{18}
Подложка	GaAs	-	625		Si, $3 \cdot 10^{18}$

Значение размера излучающей области для данной гетероструктуры рассчитывалось с помощью программы Wave и соответствует 0,37 мкм по уровню 0,5 мкм и 0,44 по уровню $1/e$.

Для увеличения размера активной области был изготовлен ряд гетероструктур с измененной архитектурой. Использовалось хорошо себя зарекомендовавшее [100] ассиметричное положение активной области в волноводе. Параметры гетероструктур с размером активной области и мощностью излучения линеек лазерных диодов, изготовленных из этих гетероструктур, приведены в таблице 2.3.

Таблица 2.3 – Параметры линеек лазерных диодов, гетероструктур.

Номер гетероструктуры, №	Размер волновода вместе с квантовой ямой, мкм	Размер излучающей области по уровню $1/2$, мкм	Размер излучающей области по уровню $1/e$, мкм	Размер излучающей области по уровню $1/e^2$, мкм	Средняя мощность излучения линеек лазерных диодов при токе 65 А, Вт	Средняя мощность излучения линеек лазерных диодов при токе 100 А, Вт
1, начальная	0,53	0,37	0,44	0,59	62	97*
2	0,79	0,46	0,55	0,74	64	95*
3	0,85	0,5	0,6	0,82	72	118
4	0,95	0,54	0,64	0,86	74	122
5	1,02	0,59	0,71	0,95	57	90

* - линейки лазерных диодов при работе быстро (менее 100 ч) падали по мощности.

Также одновременно с изменением размера волновода проводились работы по оптимизации размеров квантовой ямы. Одновременно проводились работы по оптимизации падения напряжения на гетероструктурах [101]

Наилучшие результаты – с увеличением размера активной области увеличение мощности лазерного излучения получены на гетероструктуре №4, профиль показателя преломления которой показан на рисунке 2.15.

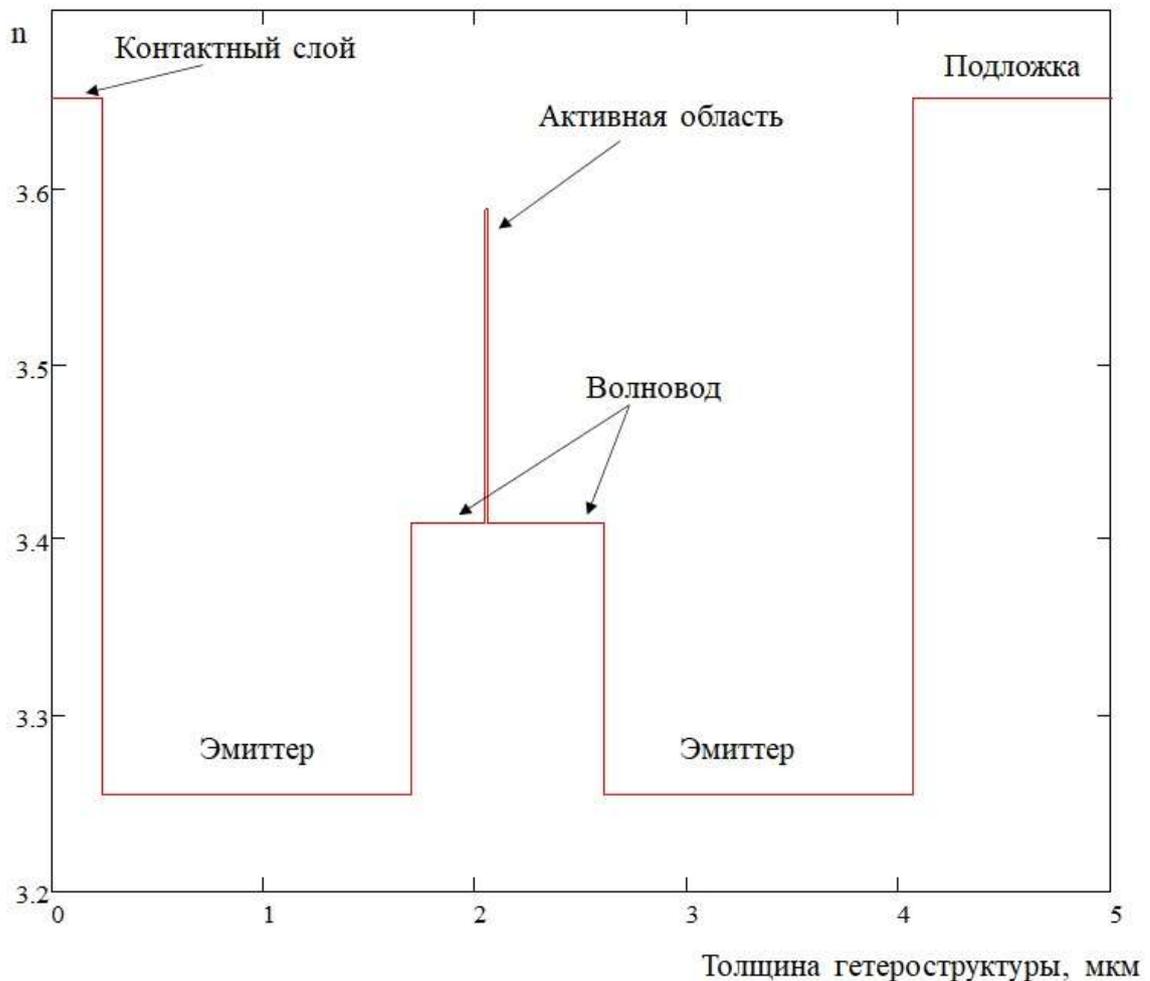


Рисунок 2.15 – Профиль показателя преломления гетероструктуры № 4.

Типичная ватт-амперная характеристика линеек лазерных диодов, изготовленных из гетероструктуры № 4, показана на рисунке 2.16.

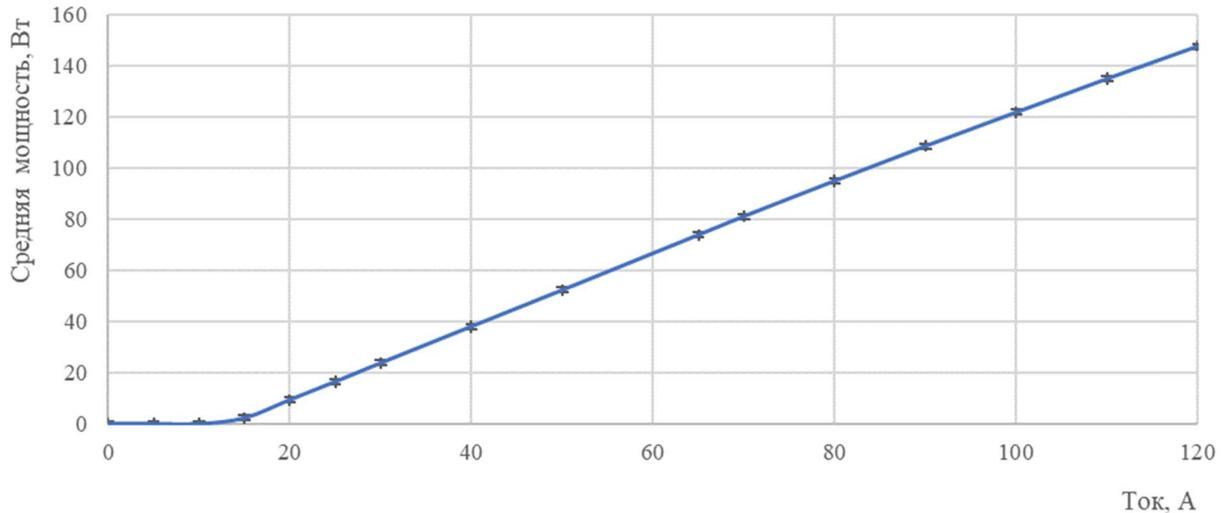


Рисунок 2.16 – Типичная ватт-амперная характеристика линейки лазерных диодов из гетероструктуры № 4.

Таким образом, в системе материалов AlGaInP/GaAs удалось увеличить размер излучающей области до уровня порядка 0,64 мкм. При этом удалось получить и более высокие значения мощности лазерного излучения линейки лазерных диодов для использования в мощных источниках спектрально узкополосного излучения.

2.4 Линейка лазерных диодов с коллимирующей оптикой для излучателя с внешним резонатором на основе брэгговской решётки

Как отмечалось в предыдущей главе, лазерные диоды имеют расходимости излучения порядка 30-60 град по быстрой оси и порядка 6-10 град по медленной оси, и для использования в составе излучателя с внешним резонатором на основе брэгговской решётки необходимо использовать коллимирующую оптику.

Типичное ближнее поле 10 мм линейки лазерных диодов с размером излучающих областей 200 мкм и шагом 400 мкм, снятое с помощью установки измерения смайлов (описанная в п. 2.1), показано на рисунке 2.17.

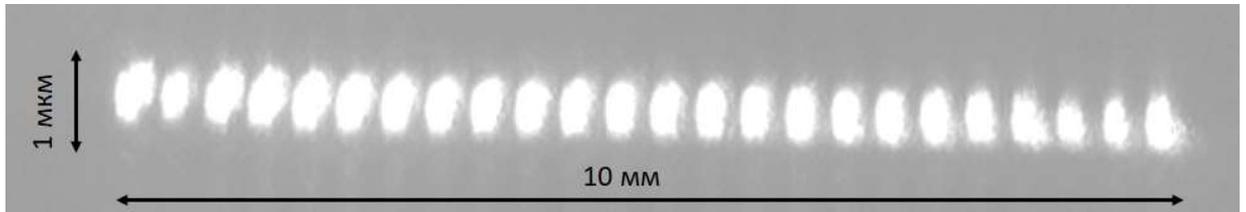


Рисунок 2.17 – Типичная картина ближнего поля линейки лазерных диодов.

В одной плоскости с плоскостями активной области линейки лазерных диодов устанавливалась коллимирующая оптика в виде системы цилиндрических линз (по быстрой и по медленной осям) для формирования 24 квазипараллельных пучков, выходящих из активных областей линейки.

Типичный внешний вид линзы для коллимации по быстрой оси показан на рисунке 2.18.



Рисунок 2.18 – Типичная линза для коллимации по быстрой оси.

Линза для коллимации по быстрой оси, используемая в данной работе, представляла собой цилиндрическую асферическую линзу с эффективным

фокусным расстоянием 286 мкм, рабочим расстоянием 90 мкм, числовой апертурой 0,8, изготовленной из материала S-THIN53 (Ohara) [102].

Типичный внешний вид системы линзы для коллимации по медленной оси представлен на рисунке 2.19.

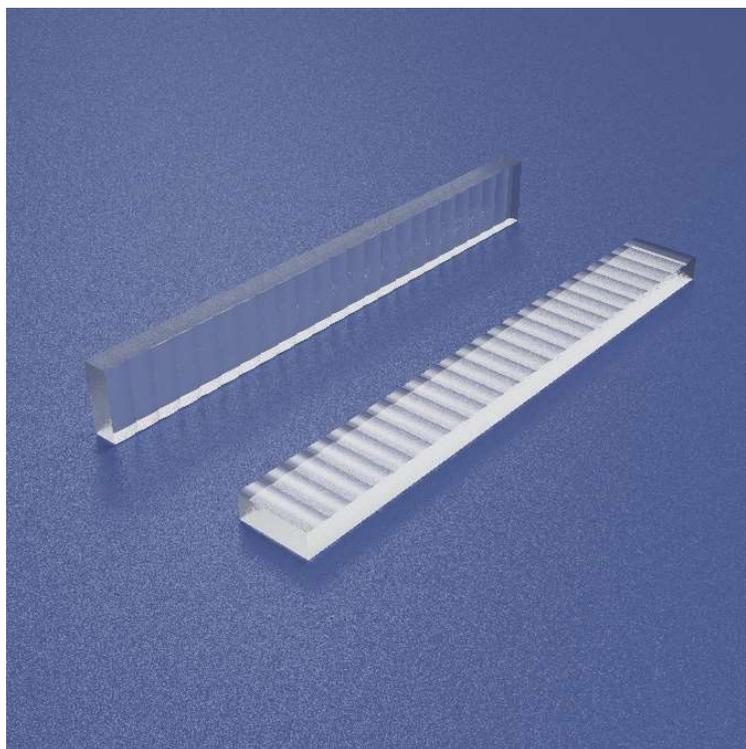


Рис 2.19 Линза для коллимации по медленной оси.

Система для коллимации по медленной оси представляет собой набор цилиндрических линз [103]. Система состоит из N линз с фокусными расстояниями 1,8 мм. Каждая из системы линз коллимирует по медленной оси отдельную излучающую область линейки лазерных диодов.

Также в качестве альтернативы коллиматору по медленной оси использовалась линза, так называемый оптический трансформатор, внешний вид которой показан на рисунке 2.20.

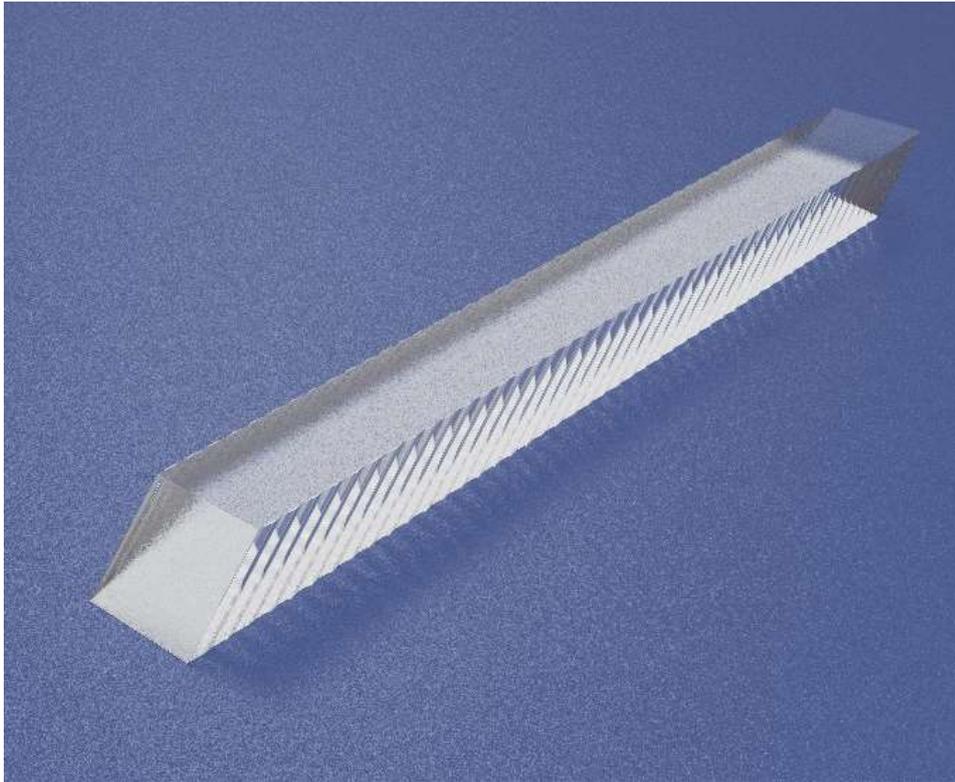
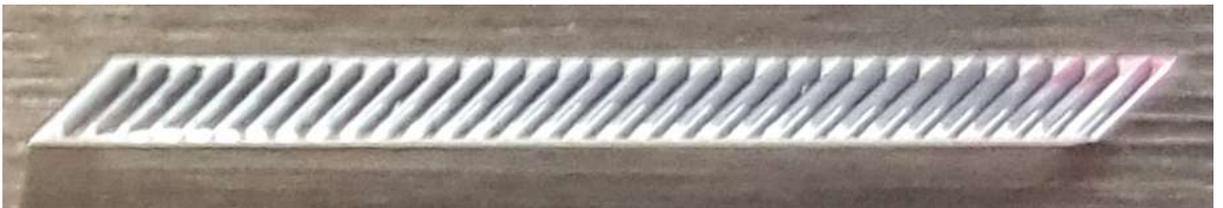


Рисунок 2.20 Внешний вид линзы оптического трансформатора.

Линза трансформатор представляла набор цилиндрических линз, повернутых на 45 градусов относительно вертикальной плоскости, как показано на рисунке 2.21.



Рисунке 2.21 – Линза оптический трансформатор. Вид спереди.

Линза оптический трансформатор позволяет осуществить поворот плоскости излучения на 90 градусов [104].

Линза оптический трансформатор и коллиматор по медленной оси используются для геометрического преобразования пучка необходимого, например, для ввода излучения в оптическое волокно.

Юстировка оптических элементов проводилась на созданной в ходе работы экспериментальной установке для юстировки оптических элементов, схема которой представлена на рисунке 2.22.

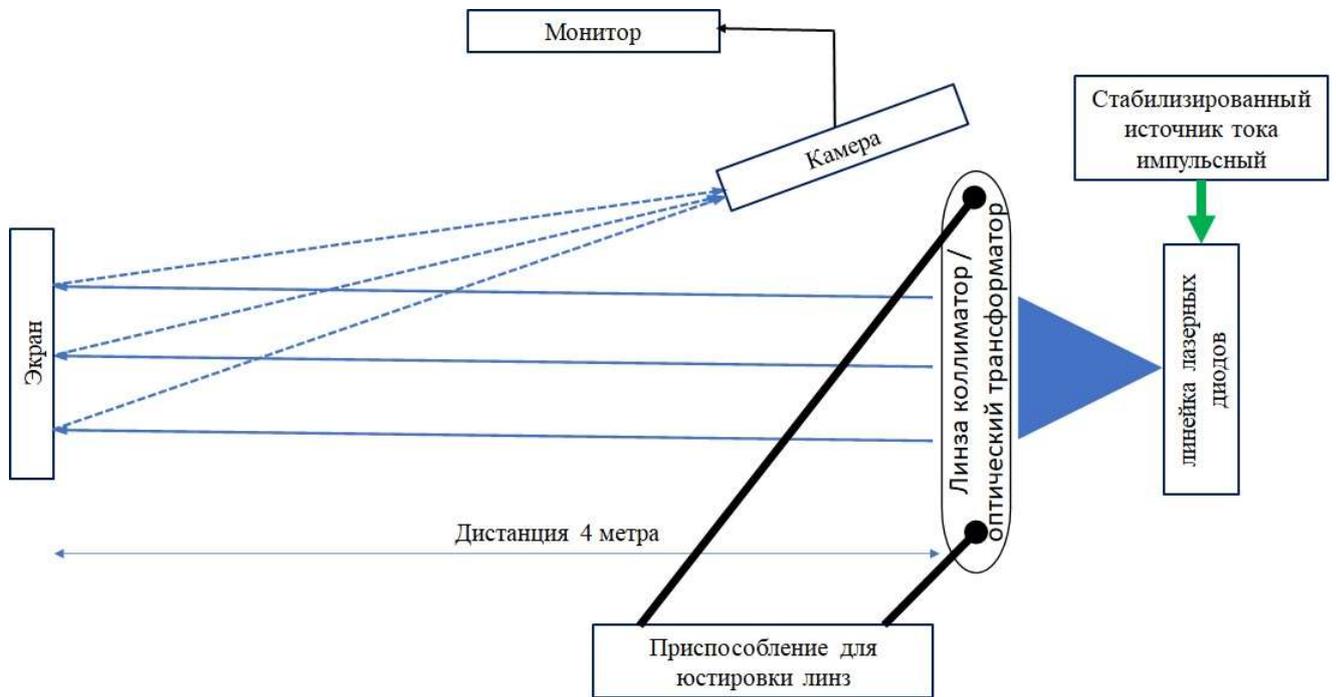


Рисунок 2.22 – Схема установки для юстировки оптических элементов.

Установка позволяла производить захват линзы с двух противоположных сторон микроподвижками. Настройка каждой микроподвижкой осуществлялась по трем координатам и двум углам.

Фиксация линзовых элементов осуществлялась с помощью светоотверждаемых клеев OP-61LS Dymax [105]. После юстировки линз в требуемое положение наносилось небольшое количество данного клея, и производилась его полимеризация с помощью синего или ультрафиолетового излучателя.

Внешний вид линейки лазерных диодов с установленной коллимирующей линзой по быстрой оси показан на рисунке 2.23, с установленными коллимирующей линзой и оптическим трансформатором – на рисунке 2.24.



Рисунок 2.23 – Внешний вид линейки лазерных диодов с установленной коллимирующей линзой по быстрой оси.



Рисунок 2.24 – Внешний вид линейки лазерных диодов с установленной коллимирующей линзой по быстрой оси и оптическим трансформатором.

Распространение пучка с волновым вектором k в положительном направлении по z , при $z = 0$, можно представить в виде гауссова пучка с плоским волновым фронтом в виде:

$$u(x) = \exp(-x^2/2\sigma_0^2)$$

Далее, выполнив процедуры, аналогичные тем, которые представлены в параграфе 2.1 и описанные в [92], получим для $u(x, z)$ выражение:

$$u(x, z) = (\sigma_0/\sigma_{\perp}) \cdot \exp(-ikz - x^2/2\sigma_{\perp}^2); k = \omega/c \quad (2.8)$$

$$1/\sigma_{\perp}^2 = 1/[\sigma_0^2 \cdot (1 + z^2/\sigma_0^4 \cdot k^2)] - i \cdot z/\sigma_0^4 k(1 + z^2/\sigma_0^4 \cdot k^2)$$

Равенство (2.8) определяет ширину пучка и его фазовый фронт по мере распространения вдоль оси z . При $z \ll \sigma_0^2 \cdot k$ распространение пучка происходит без существенного изменения его ширины $\tilde{\sigma} \approx \sigma_0$, и волновой фронт близок к плоскому, поскольку изменение фазы $\delta\varphi$ можно оценить как $\delta\varphi \approx z/\sigma_0^2 \cdot k \ll 1$ малую величину. Для таких z распространение волны происходит в виде квазипараллельного пучка.

Однако для $z \gg \sigma_0^2 \cdot k$ поперечный размер пучка $\tilde{\sigma}$ принимает значение $\tilde{\sigma} \approx z/\sigma_0 \cdot k$ и растёт линейным образом с ростом пройденного пути z . Таким образом, при достаточно больших z волна представляет собой расходящийся пучок излучения с радиусом кривизны волнового фронта $R \approx z$.

Выполним расчёт ширин пучка применительно к нашему случаю, исходя из того, что полуширина пучка σ_d на выходном зеркале лазерного диода составляет $\sigma_d = 0.32$ мкм.

В плоскости коллимирующей линзы, находящейся на расстоянии $f = 286$ мкм от выходной грани лазерного диода, полуширина оптического пучка будет $\sigma_0 = \sigma_d \sqrt{1 + f^2/\sigma_d^4 \cdot k^2} \approx 105$ мкм. Ширина такого коллимированного линзой пучка вдоль быстрой оси увеличится в 1.4 раза на расстоянии за линзой $z = k \cdot \sigma_0^2 \approx 10$ см. Этот расчёт даёт основание считать, что при длинах резонатора ~ 1 см коллимированный оптический пучок в резонаторе распространяется подобно плоской волне.

Для оценки величины расходимости излучения, соответствующей дифракционному качеству пучка, проводилось измерение распределения интенсивности излучения после коллимирующей линзы по оси X , и определялась величина σ_1 - полуширина пучка, прошедшего через коллимирующую линзу, с помощью разработанной в ходе работы экспериментальной установки, схема которой представлена на рисунке 2.25

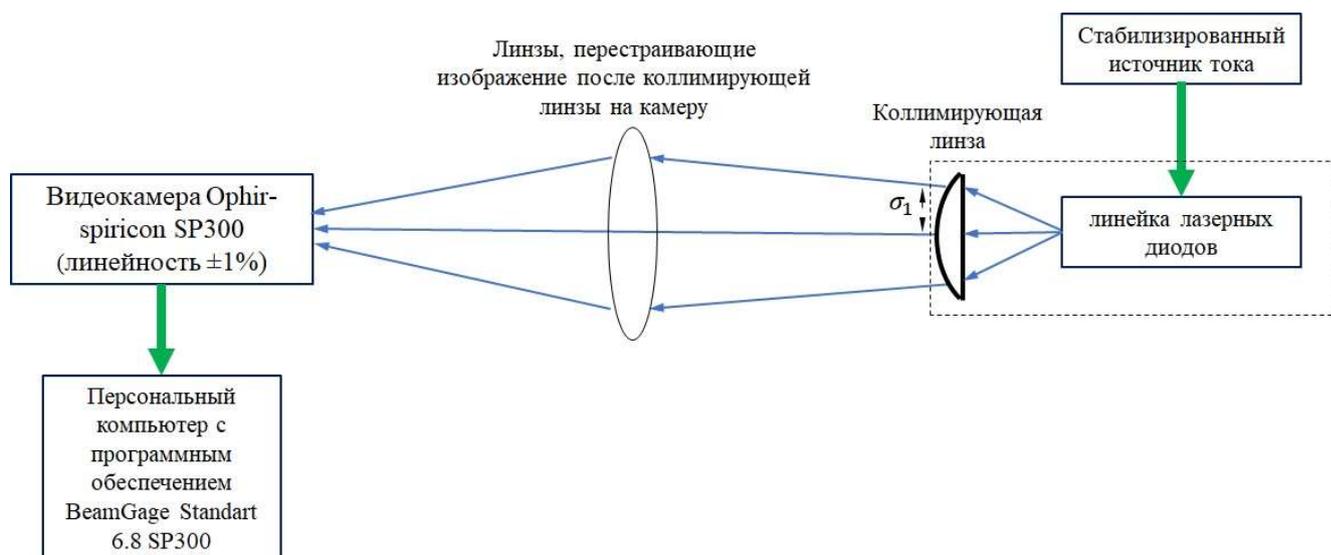


Рисунок 2.25 – Схематическое изображение установки для определения ширины пучка после коллимации.

Численные значения σ_1 после коллимирующей линзы составляли порядка 105 мкм по уровню $1/e$. Значения расходимости излучения, соответствующее дифракционному качеству пучка (по уровню $1/e$) составляла 2.3 мрад.

Контроль качества коллимации (как и установки определения ширины пучка после коллимации) проводили с помощью разработанной в ходе работы установки контроля расходимости, схематическое изображение которой показано на рисунке 2.26.

В установке контроля качества коллимации (как и установки определения ширины пучка после коллимации) использована цифровая камера SP-300 (аналог SP932U) [106] с линейностью $\pm 1\%$.

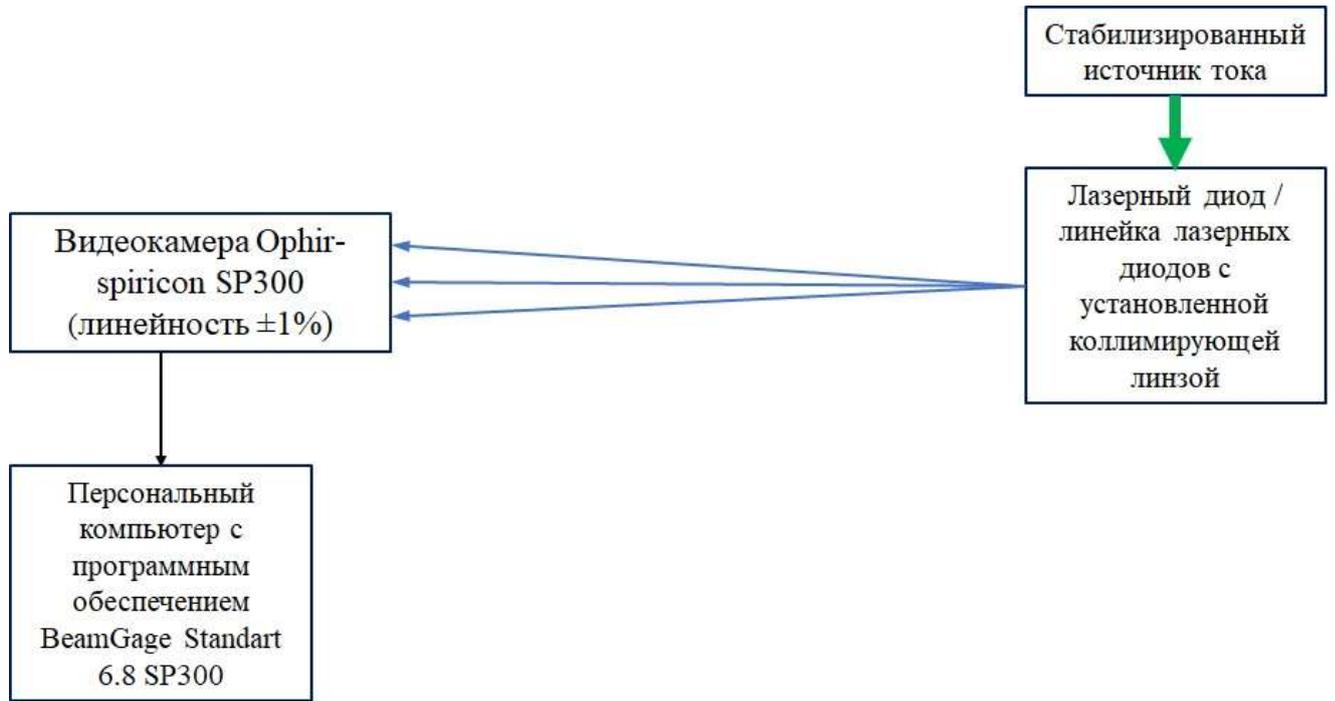


Рисунок 2.26 – Схематическое изображение установки для контроля расходимости излучения после коллимации.

Типичная расходимость излучения после коллимации по быстрой оси представлена на рисунке 2.27.

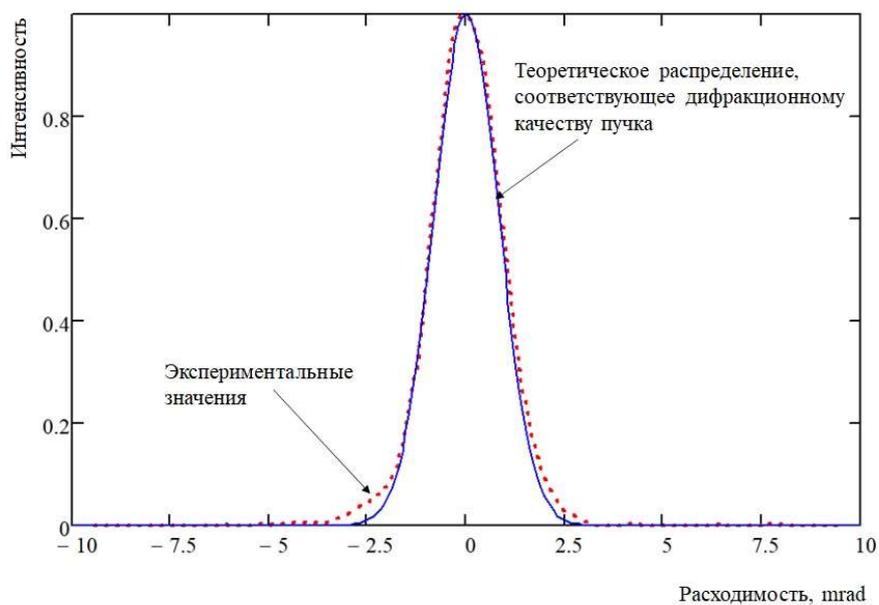
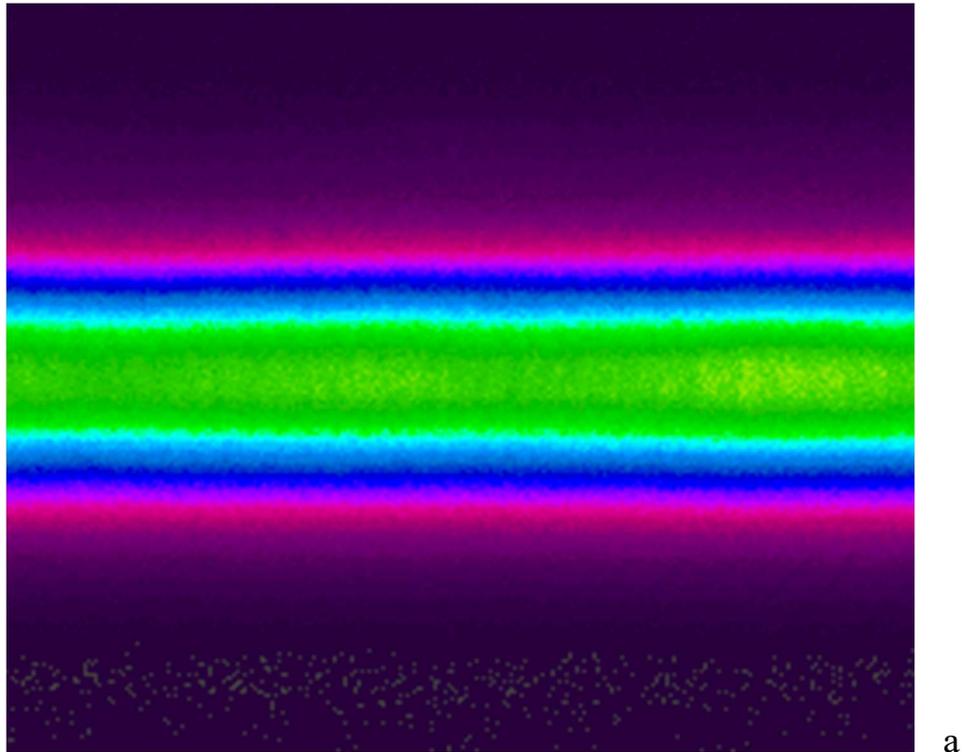


Рисунок 2.27 – Типичная форма расходимости излучения после коллимации по быстрой оси: а) – изображение с камеры, б) – распределение интенсивности: теоретическое, соответствующее дифракционному качеству пучка (сплошная) и полученные экспериментальные значения (пунктирная).

Численные значения расходимости излучения по быстрой оси после коллимации составляли порядка 2,4 мрад по уровню $1/e$, что соответствует

близкому к дифракционному качеству пучка (расходимость которого равна 2.3 мрад).

Таким образом, за счёт уменьшения значения отклонения излучающей области отдельных лазерных диодов от единой плоскости лазерной линейки достигается близкое к дифракционному качество пучка.

Установка оптического трансформатора несколько ухудшает расходимость по быстрой оси до величины порядка 3 мрад по быстрой оси.

Таким образом, введение в резонатор подобных линз не ухудшает существенно качество оптического пучка и соответственно не ухудшает обратную связь от брэгговской решётки.

Типичная расходимость излучения после коллимации по быстрой оси и установки оптического трансформатора представлена на рисунке 2.28.

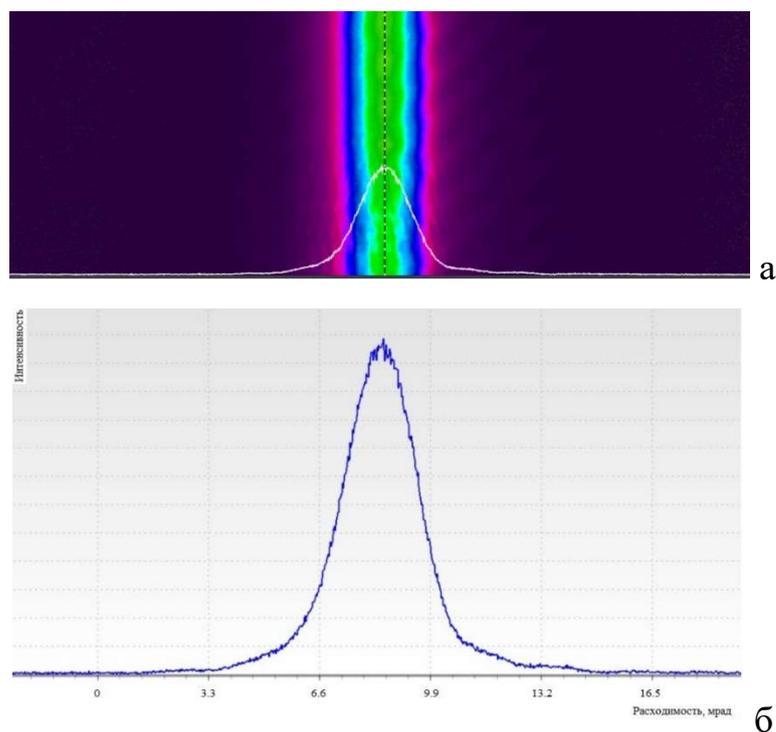


Рисунок 2.28 – Типичная форма расходимости излучения после коллимации по быстрой оси и установки оптического трансформатора: а) – изображение с камеры, б) – распределение интенсивности.

Контроль расходимости излучения по медленной оси производили с помощью разработанной в ходе работы экспериментальной установки измерения дальнего поля, схематическое изображение которой показано на рисунке 2.29.



Рисунок 2.29 – Схематическое изображение установки измерения дальнего поля.

Типичная расходимость излучения линейки лазерных диодов без коллимации по медленной оси показана на рисунке 2.30.

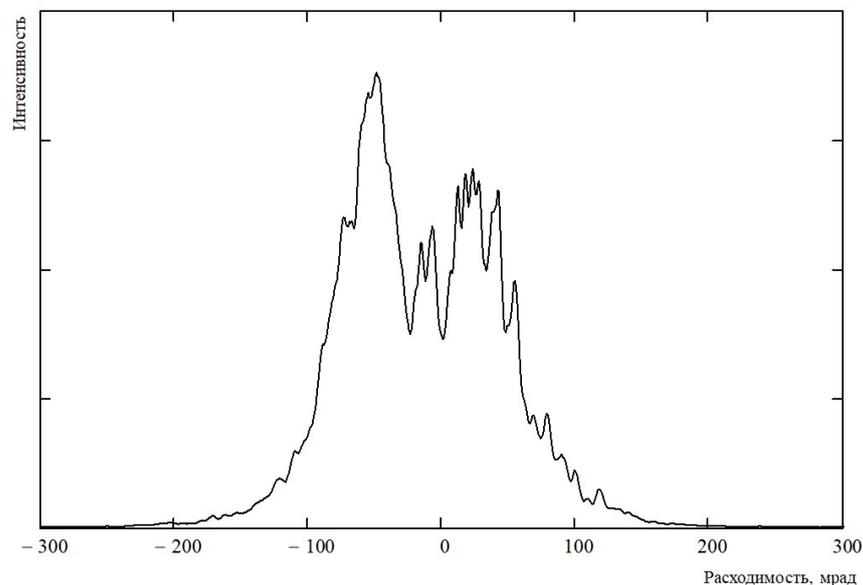


Рисунок 2.30 – Типичная расходимость излучения линейки лазерных диодов

Характерное значение полной расходимости излучения линейки лазерных диодов составляло величину порядка 135 мрад (7,7 градусов).

Из [73,74,75] следует, что угол, при котором брэгговская решётка работает как селективный инструмент, составляет для представленных толщин решётки величины порядка десятка мрад. Для толщины решётки 6 мм по уровню 0,95 от максимального значения дифракционной эффективности этот угол составляет порядка 8 мрад.

Таким образом, значение расходимости излучения по быстрой оси после коллимации используемой в работе линзой (2,4 мрад) меньше значения расходимости излучения, при котором брэгговская решётка практически полностью (до уровня более 95% от максимальной) сохраняет свою дифракционную эффективность. При дополнительном использовании оптического трансформатора (расходимость становится порядка 3 мрад) происходит аналогичная ситуация.

Типичное значение расходимости излучения по медленной оси у линеек лазерных диодов (в данной работе) составляло величину порядка 135 мрад, что существенно превышает углы работы брэгговской решётки как селективного элемента для излучателя с внешним резонатором на основе отражающей брэгговской решётки.

Для оценки расходимости излучения, отраженного от брэгговской решётки для медленной оси линейки лазерных диодов, использовалась разработанная в ходе работы экспериментальная установка, схема которой показана на рисунке 2.31.

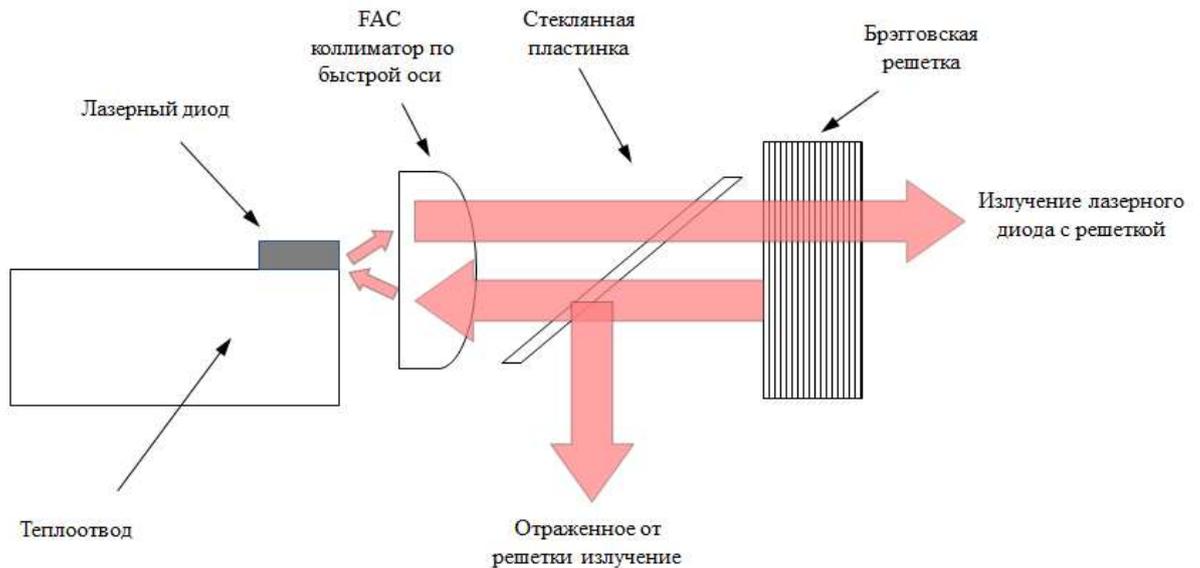


Рисунок 2.31 – Схематическое изображение установки для измерения расходимости излучения от брэгговской решётки.

В излучателе с внешним резонатором на основе отражающей брэгговской решётки между коллиматором по быстрой оси и брэгговской решёткой была установлена под углом 45 градусов к оптической оси стеклянная пластинка, обеспечивающая возможность контроля отраженного от брэгговской решётки излучения. В качестве полупроводникового лазерного диода был использован одиночный элемент (излучающая область 200 мкм, длина резонатора 1,5 мм) линейки лазерных диодов. Использовалась брэгговская решётка толщиной 6 мм с максимальной дифракционной эффективностью (50÷70) % на резонансной длине волны.

Типичная расходимость излучения, отражённого от брэгговской решётки по медленной оси показана на рисунке 2.32.

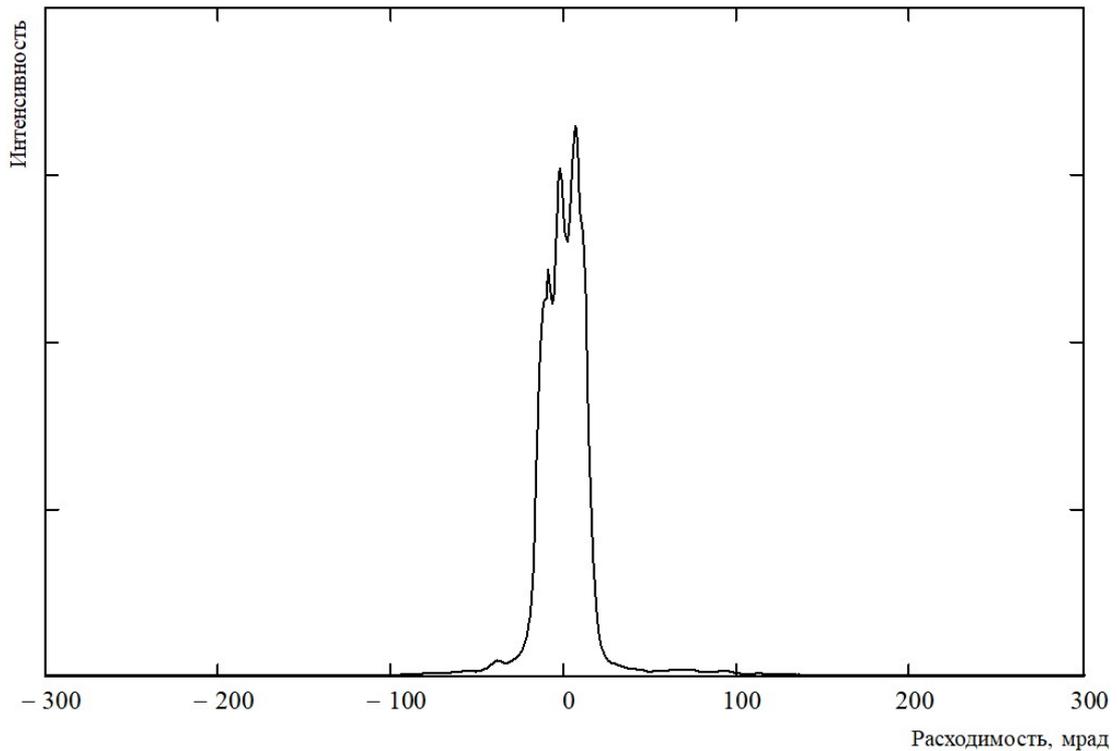


Рисунок 2.32 – Расходимость излучения, отражённого от брэгговской решётки по медленной оси.

Расходимости излучения, показанные на рисунках 2.30 и 2.32 демонстрируют специфику использования фазовой решётки в качестве выходного зеркала внешнего резонатора. Она заключается в том, что в дополнение к спектральной селективности фазовая решётка обладает ещё и значительной угловой селективностью. Обеспечивая высокую спектральную селективность внешнего резонатора за счёт высокой эффективности отражения для дифракционно ограниченного пучка, решётка оказывается прозрачной для значительной доли оптического пучка, сосредоточенного вне дифракционного предела.

Например, расходимость отраженного излучения (по медленной оси по половинному уровню $1/e^2$) составляет 28 мрад в то время, как типовая расходимость по этому же критерию падающего на решётку пучка составляет 135 мрад.

Численно это можно оценить отношением доли интенсивности излучения, находящегося в угле расходимости отражённого от брэгговской решётки излучения

(порядка 28 мрад) к общей интенсивности выходного излучения, что составляет примерно от 20% до 25%. По этой причине возможно увеличить эффективность решётки (коэффициента отражения) до 100%, при сохранении её коэффициента пропускания излучения диодного лазера с широкой активной областью на уровне 75%. Это является благоприятным обстоятельством использования фазовой решётки в качестве спектрально селективного элемента мощного диодного лазера с внешним резонатором.

Таким образом, использование цилиндрической асферической линзы с фокусным расстоянием 286 мкм в качестве коллимирующей по быстрой оси позволяет получать расходимость излучения на уровне 2,4 мрад и делает возможным использование линейки лазерных диодов в схеме с внешним резонатором на основе брэгговских решёток (толщиной 6 мм). Установка оптического трансформатора вместе с поворотом излучения увеличивает расходимость до уровня 3 мрад, что позволяет использовать такую модификацию внешнего резонатора без существенного ухудшения обратной связи.

2.5 Выводы к главе 2

В ходе исследований выявлено, что основными критическими параметрами линейки лазерных диодов, определяющими качество её работы во внешнем резонаторе, служат значения «смайла», не превышающие ширину оптического пучка по «быстрой» оси в волноводе, образованном слоями гетероструктуры.

Использование припоя с пластичными свойствами для сборки лазерных диодов на основе гетероструктур со слоями, содержащими фосфор, в сочетании с дополнительными процессами обработки меди, позволили уменьшить среднеквадратичное значение смайла до значений равных или менее 0,25 мкм для линейки лазерных диодов шириной 10 мм.

В системе материалов для гетероструктур AlGaInP/GaAs удалось увеличить размер излучающей области до уровня порядка 0,64 мкм. При этом удалось

получить и более высокие значения мощности лазерного излучения линейки лазерных диодов для использования в мощных источниках спектрально узкополосного излучения. Хотя в работах [107,108] приводятся более высокие значения, они были сделаны без учета оптимизации мощностных параметров в непрерывном режиме работы для линейки лазерных диодов.

Использование цилиндрической асферической линзы с фокусным расстоянием 286 мкм в качестве коллимирующей по быстрой оси позволяет использовать линейку лазерных диодов в мощных источниках спектрально узкополосного излучения.

За счёт уменьшения значения отклонения излучающей области отдельных лазерных диодов от единой плоскости, достигается близкое к дифракционному (вдоль «быстрой» оси) качество общего оптического пучка от линейки лазерных диодов.

Таким образом, использование брэгговской решётки в качестве выходного зеркала резонатора диодного лазера обеспечивает одновременно достаточно высокий спектральный коэффициент отражения, необходимый для спектральной селективности, и одновременно высокий коэффициент пропускания выходного пучка за счёт его повышенной расходимости по «медленной» оси.

Глава 3. Исследование оптических характеристик линейки лазерных диодов с внешним селективным отражателем на основе брэгговской решётки

3.1 Излучатель и его основные элементы

Как отмечалось в главе 1, наиболее эффективным способом уменьшения ширины спектра излучения линейки лазерных диодов является использование внешнего спектрально селективного резонатора на основе брэгговской решётки.

Схематическое изображение линейки лазерных диодов с внешним спектрально селективным резонатором показано на рисунке 3.1.

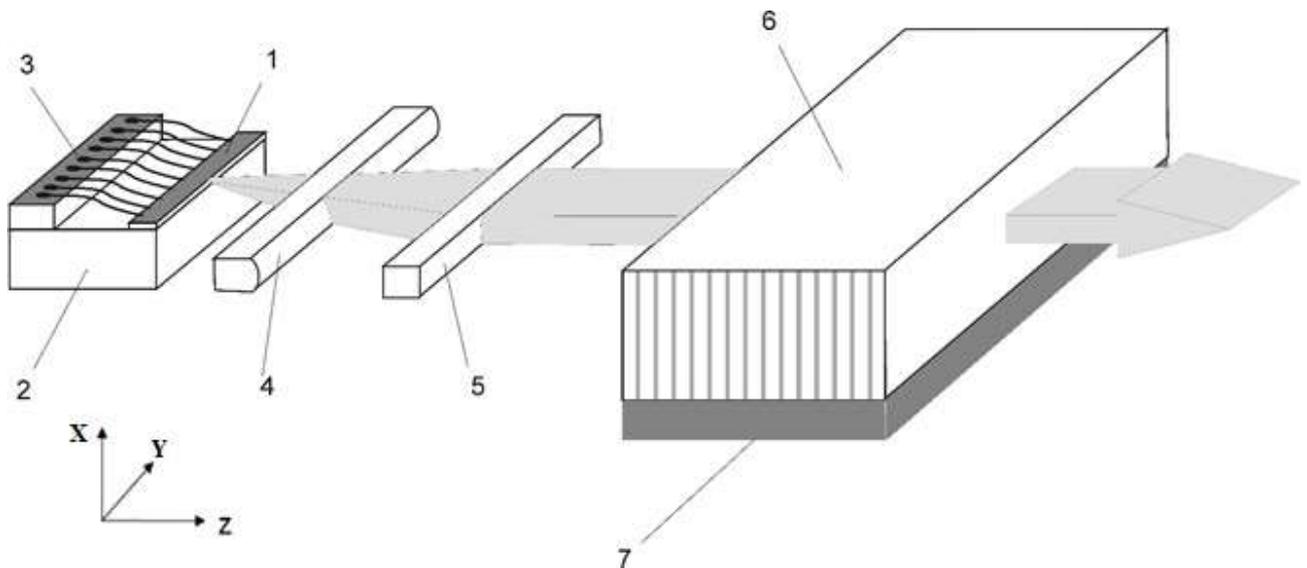


Рисунок 3.1 – Схематическое изображение линейки лазерных диодов с внешним спектрально селективным резонатором на основе брэгговской решётки. 1 – линейка лазерных диодов; 2 – теплоотвод; 3 – токоподводящая контактная площадка; 4 – коллимирующая линза по быстрой оси; 5 – коллимирующая линза по медленной оси; 6 – брэгговская решётка; 7 – пластина с нагревательным элементом.

Линейка лазерных диодов смонтирована на теплоотводе, являющемся одновременно несущим конструктивным элементом и отводящим тепловую энергию (КПД работы линейки лазерных диодов составляет более 50%).

Электрическое соединение осуществляется с помощью самого теплоотвода (либо он выполнен из меди, а в случае использования диэлектрического материала на нём нанесена металлизация) – он является положительным контактом. Отрицательным является токопроводящая контактная площадка, конструктивно выполненная в различных исполнениях. Конструкция теплоотвода может быть выполнена в различных исполнениях под требования каждой конкретной задачи.

Для коллимации пучка по быстрой оси используется асферическая цилиндрическая линза. Для ряда прикладных задач, таких как ввод оптического излучения в волокно, могут использоваться либо линза оптический трансформатор или коллиматор по медленной оси.

После коллимации квазипараллельное излучение попадает на объёмную фазовую решётку – брэгговскую решётку. Внешний вид брэгговской решётки показан на рисунке 3.2.

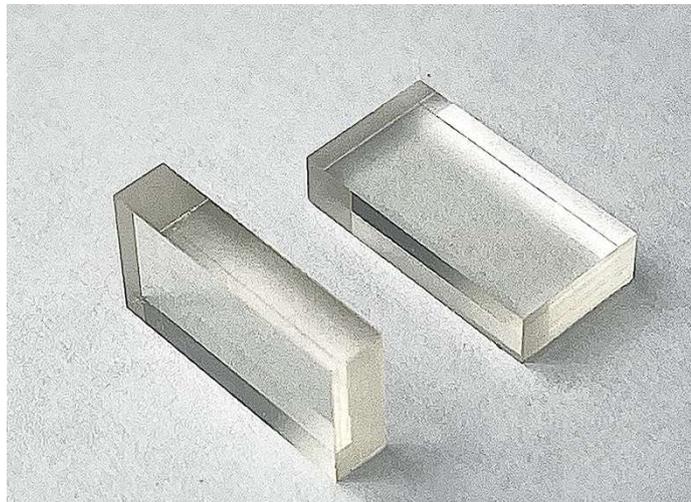


Рисунок 3.2 – Типичная брэгговская решётка 11.5 мм *2.5 мм и толщиной 6 мм.

Решётка изготовлена из фототерморефрактивного стекла с периодом для работы в спектральном диапазоне 0,779 нм. Толщина решётки составляет 6 мм, на входную и выходную грань наносилось просветляющее покрытие ZrO_2/SiO_2 с остаточным коэффициентом отражения не более 0,1%. Решётка устанавливалась на контактную пластину.

Для точной подстройки резонансной длины волны решётка подогревалась установленным на эту же пластину с помощью клея омическим резистивным нагревателем сопротивлением 260 Ом. Для контролируемого подогрева использовался источник постоянного тока.

Брэгговская решётка на типичной контактной пластине с нагревательным элементом показана на рисунке 3.3.

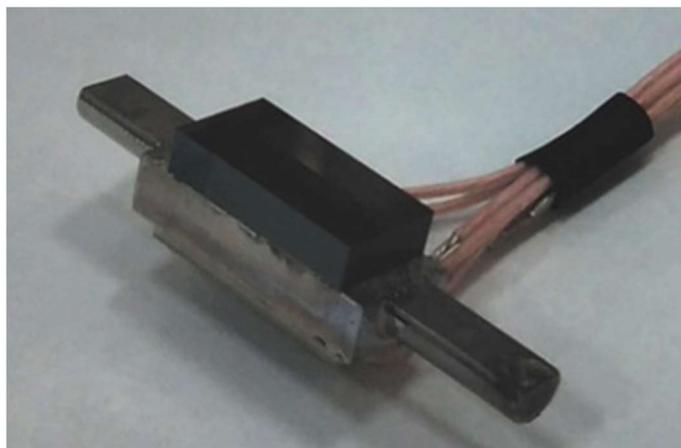


Рисунок 3.3 – Брэгговская решётка на контактной пластине с нагревательным элементом.

С помощью установки юстировки добивались положения брэгговской решётки, обеспечивающего попадание квазиколлимированного излучения по нормали к плоскости одинакового показателя преломления решётки. Таким образом, брэгговская решётка настраивается так, чтобы дифрагированные на «штрихах» пучки на резонансной длине волны меняли свое направление на противоположное, таким образом излучение возвращается обратно в соответствующие им активные области. В результате для каждой активной области формируются свои спектрально селективные резонаторы, настроенные автоматически на одну длину волны. Для уменьшения влияния собственного диодного резонатора на характеристики излучателя на грань линейки, обращенной в сторону решётки, у просветляющего покрытия коэффициент отражения составлял не более 4%. Противоположенная (наружная) грань линейки лазерных диодов имела соответственно «глухое» зеркальное покрытие (не менее 99,6%).

Не дифрагированное в решётке лазерное излучение формирует выходной пучок.

Как показано в предыдущей главе, значительная расходимость (вдоль медленной оси) оптического пучка при угловой селективности решётки обеспечивает высокий коэффициент пропускания для не дифрагированной части пучка. Резонатор (обратная связь), как показано в главе 2, формируется только частью оптического пучка с угловым спектром внутри дифракционного предела или, другими словами, квазипараллельной частью оптического пучка. При этом сохраняется практически предельная спектральная селективность резонатора, определяемая толщиной решётки.

Таким образом, оптическую схему излучателя можно представить, как компактный набор (в 10 мм линейке лазерных диодов с размером излучающей области 200 мкм и шагом 400 мкм – 24 шт.) независимых диодный лазеров с внешним спектрально селективным резонатором. Хотя резонаторы имеют общий дисперсионный элемент – брэгговскую решётку, обеспечивая работу лазеров с почти одинаковым спектром, тем не менее, оптическая схема заранее не предусматривает попадания излучения из одной активной области лазерного диода в другой лазерный диод линейки лазерных диодов. Расстояние между осями пучков составляет 200 мкм, в то время как волны, формирующие отдельный резонатор для каждого из диодов, имеют квазипараллельные пучки, ширины которых ~ 200 мкм (полный размер), почти не изменяются на длине резонатора ~ 1 см.

3.2 Ватт – амперная характеристика линейки лазерных диодов с внешним селективным отражателем на основе брэгговской решётки в области НИЗКИХ ТОКОВ

На рисунке 3.4 представлена типичная ватт - амперная характеристика источника спектрально узкополосного излучения на основе линейки лазерных диодов в области токов до 55 А.

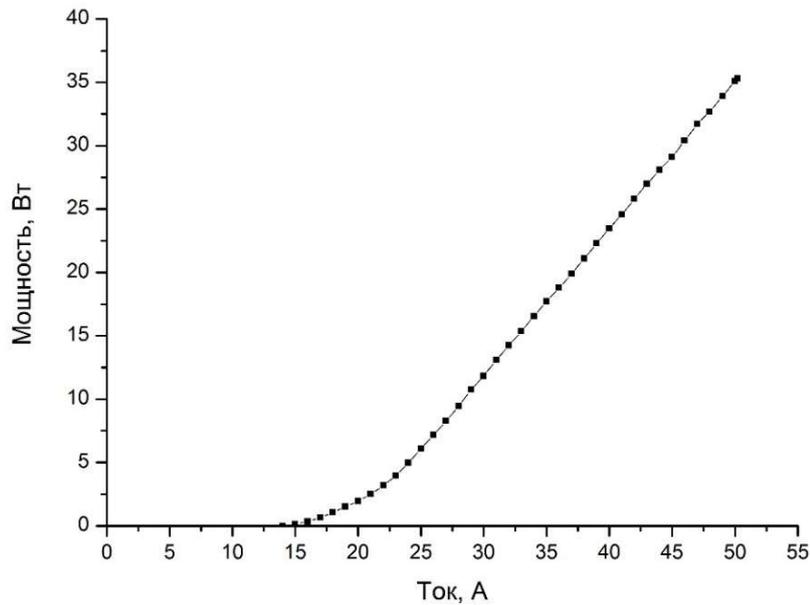


Рисунок 3.4 – Типичная ватт-амперная характеристика излучателя.

Регистрация выходной мощности проводилась измерителем мощности Ophir Nova II с приемником излучения L50(150А). Из рисунка 3.4 видно, что при токе свыше 22 А характеристика выходит на линейный участок с дифференциальной эффективностью $\sim 1,16$ Вт/А.

Теоретический предел дифференциальной эффективности для этой длины волны составляет $\sim 1,58$ А/Вт. Это означает, что нерезонансные оптические потери в интегральном излучателе (линейке лазерных диодов) существенно не возросли по сравнению с аналогичными одиночными диодными лазерами. Линейность ватт-амперной характеристики вплоть до выходной мощности 35 Вт свидетельствует об отсутствии заметного перегрева линейки лазерных диодов.

При значениях тока от 15 до 25А обращает на себя внимание нелинейный участок характеристики. В основном, «расширение» области, в котором происходит переход от спонтанного излучения в лазерное, связано с разбросом

значений порогового тока для отдельных лазерных элементов, входящих в состав линейки лазерных диодов. Учитывая, что даже в случае, когда сами по себе лазерные диоды идентичны, пороговый ток для разных диодов в линейке лазерных диодов будет несколько различен из-за температурного профиля теплоотвода вдоль линейки. В этом случае диапазон изменений порогового тока определяется разницей температур на краях линейки и в её средней части с учетом температурной зависимости порогового тока (характеристической температурой T_0).

В величину нелинейного участка ватт-амперной характеристики дает свой вклад также и фундаментальный процесс перехода от режима усиленного спонтанного излучения в режим развитой лазерной генерации. Исследования спектральных характеристик в этой области накачек позволят получить дополнительную информацию о характеристиках лазерных элементов, составляющих излучатель.

3.3 Спектральные особенности диодного излучателя с узкой шириной спектра излучения в спонтанном режиме генерации и на пороге генерации

На рисунке 3.5 представлены спектры излучения от двух одиночных лазеров из различных излучателей (излучатель 1 и излучатель 2) при токах накачки, предшествующих развитой лазерной генерации [109].

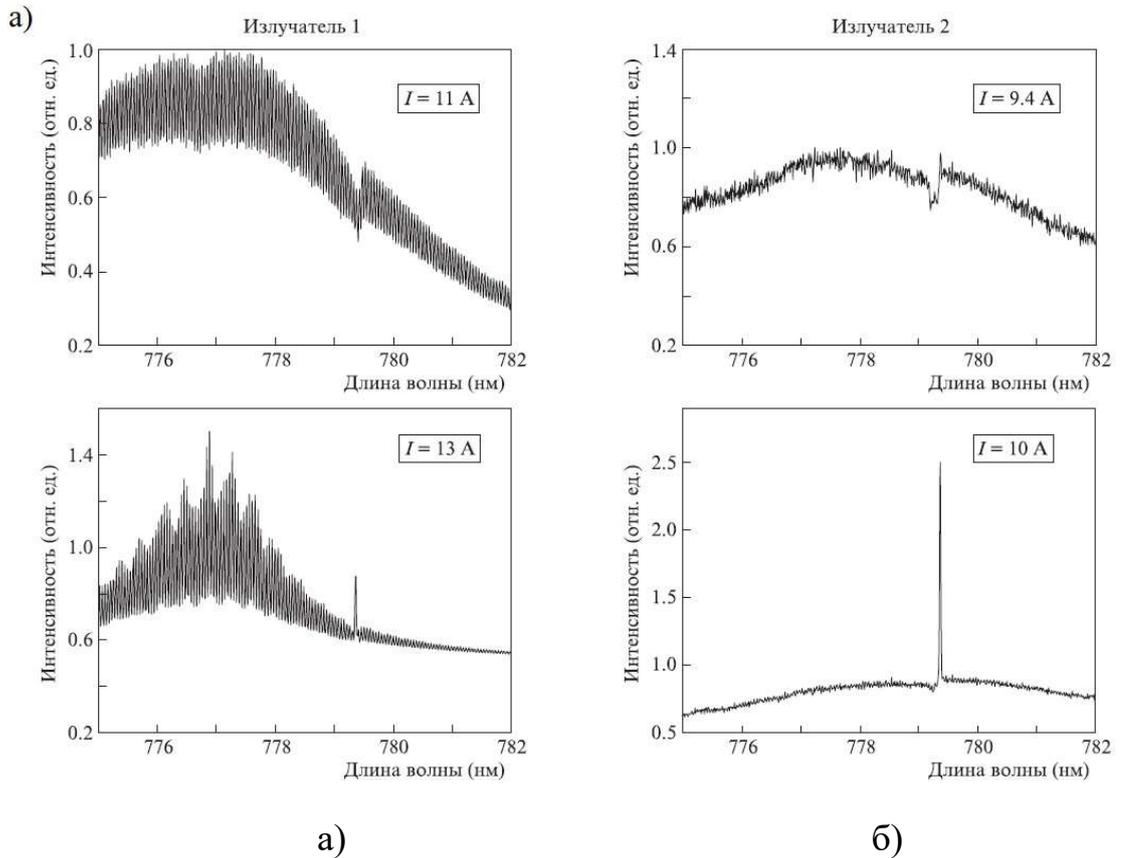


Рисунок 3.5 – Спектры излучения а) – диод из линейки излучателя № 1, б) – диод из линейки излучателя № 2. Токи накачки диодов указаны на рисунке.

Излучатели отличаются разным уровнем просветления грани линейки лазерных диодов. Измерения остаточного коэффициента отражения передней грани не проводились, но качественно оценить их возможно из вида спектров.

Периодическая структура усиленного спонтанного излучения с периодом $\Delta\lambda = 0,047$ нм для лазера из линейки лазерных диодов №1 (рисунок 3.5 ток 11 А) совпадает с периодом продольных мод резонатора, образованного сколотыми гранями линейки

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / 2l_d \cdot n_{gr} \quad (3.1)$$

Где λ – длина волны лазерного излучения

l_d - длина резонатора линейки лазерных диодов, равная 1.5 мм

n_{gr} – групповой показатель преломления, равный 4.2

Это свидетельствует, что в первом излучателе грань линейки лазерных диодов недостаточна просветлена. На этой же кривой виден провал шириной порядка 0,15 нм на длине волны $\lambda \sim 779,2$ нм, соответствующий брэгговскому отражению фазовой решётки. При данном токе (11 А) решётка работает в режиме фильтра для выходящего из линейки лазерных диодов усиленного спонтанного излучения. Следует отметить, что спектральное положение брэгговского резонанса сдвинуто в длинноволновую сторону по отношению к спектральному максимуму кривой усиления, который в данном случае близок к максимуму спектра.

Увеличение тока накачки для этого лазера до 13 А несколько модифицирует спектр выходного излучения. Во-первых, спектральная кривая усиленного спонтанного излучения приобретает дополнительную модуляцию с крупномасштабным периодом $\delta\lambda \approx 0,43$ нм, что соответствует 9 межмодовым расстояниям до линейки. Во – вторых, в спектральной окрестности брэгговского резонанса вместо провала возник спектральный пик.

Наличие крупномасштабной модуляции спектральной кривой есть признак включения в работу лазера еще одного резонатора с близким значением спектрального интервала между продольными модами. Таким резонатором может служить резонатор Фабри-Перо фазовой решётки, образованный отражением от её граней и гранью лазерного диода. Оценки показывают, что 9 частотных межмодовых интервалов линейки и 13 интервалов для резонатора Фабри-Перо с оптической длиной 9,3 мм составляют одинаковое значение. На этом спектральном расстоянии добротность комбинированных мод (линейки и решётки) тоже будет одинакова. В результате с периодом $\delta\lambda \approx 0,43$ нм возникает крупномасштабная модуляция в спектре усиленного спонтанного излучения.

Появление пика вместо провала в спектральной области брэгговского резонанса происходит за счёт того, что при значительном усилении возвращаемое решёткой излучение повышает интенсивность в резонаторе больше, чем она теряется при прохождении через эту решётку, действующую как фильтр на пропускание. Спектр усиленного спонтанного излучения будет смоделирован

теоретически в следующей главе, здесь только качественно показано природа появления модификации спектра усиленного спонтанного излучения с ростом тока накачки (усиления).

Из качественных соображений можно определить условие преобладания мод внешнего резонатора

$$R_{gr}(\omega) \gg R_d, R_{f,r} \quad (3.2)$$

Где R_d – «остаточный» коэффициент отражения грани линейки лазерных диодов,

$R_{f,r}$ – коэффициенты отражения передней и задней граней решётки,

$R_{gr}(\omega)$ – коэффициент отражения брэгговской решётки (эффективность решётки с учетом потерь в коллимирующей оптике) с частотной полосой брэгговского резонанса.

Усиленное спонтанное излучение возможно наблюдать только в спектральной полосе брэгговского резонанса. Именно это и продемонстрировано на рисунке 3.4 б на диоде из линейки излучателя № 2.

На линейном участке ватт-амперной характеристики происходит рост спектральной плотности излучения только в области частоты брэгговского резонанса для обоих излучателей. Поэтому спектры на этом участке как для излучателя №1, так и для излучателя №2 почти не отличаются. Интенсивность спонтанного и усиленного спонтанного излучения насыщается на пороге генерации, поэтому спектральная плотность спонтанного излучения, представленная в одном масштабе со спектральной плотностью лазерной генерации, не просматривается в обоих излучателях.

Однако наблюдалось принципиальное различие в лазерных спектрах для излучателя № 1 и № 2. Оно заключается в том, что при наличии резонансов Фабри-Перо диода или решётки (излучатель № 1), частота лазерной генерации определяется не только частотой ω_{br} , но также и положением ближайшей к ней

частоты Фабри-Перо резонанса. В этом случае может наблюдаться эффект «затягивания» лазерной частоты или её перескока на частоту ближайшего Фабри-Перо резонанса. Такое поведение продемонстрировано на рисунке 3.6, на котором более подробно, чем на рисунке 3.5 представлен переход от усиленного спонтанного излучения в режим лазерной генерации.

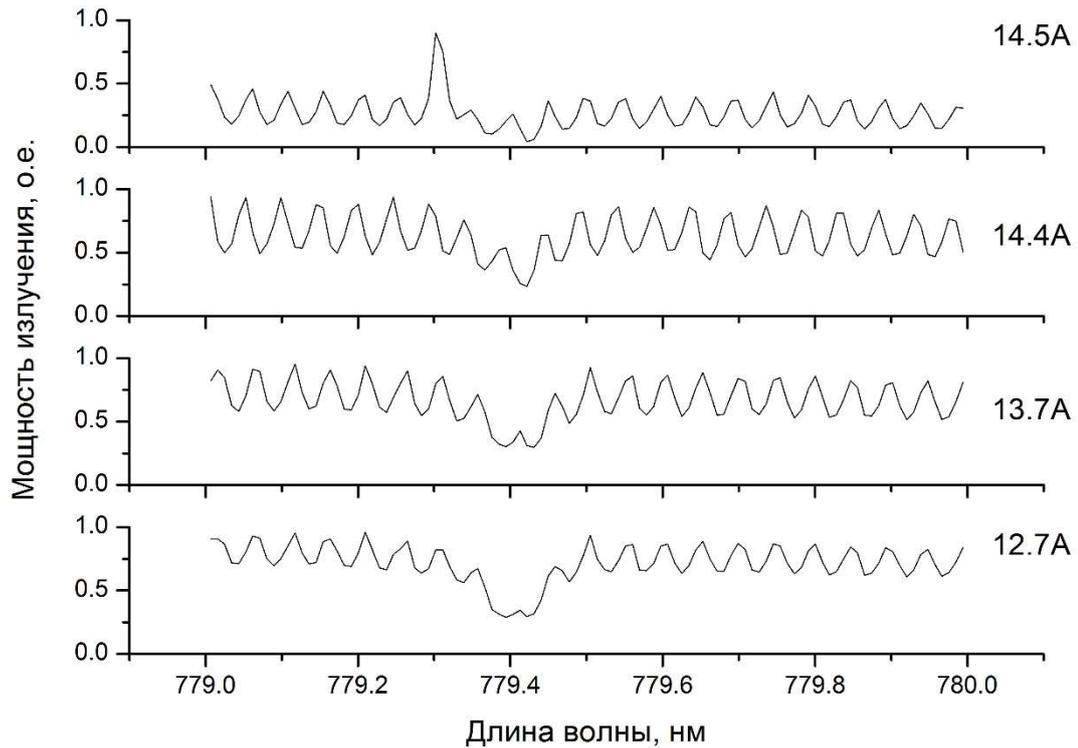


Рисунок 3.6 – Переход от усиленного спонтанного излучения в режим лазерной генерации при увеличении тока накачки для линейки излучателя № 1.

Таким образом, спектральное распределение интенсивности усиленного спонтанного излучения свидетельствует о структуре продольных мод для оценки устойчивости спектрально узкополосной генерации.

Также видно, что изменение температуры или других внешних условий может сопровождаться дополнительной нестабильностью частоты лазерной генерации.

3.4 Спектральные особенности диодного излучателя с узкой шириной спектра излучения в режиме лазерной генерации

Спектры линейки лазерных диодов в режиме лазерной генерации показаны на рисунке 3.7

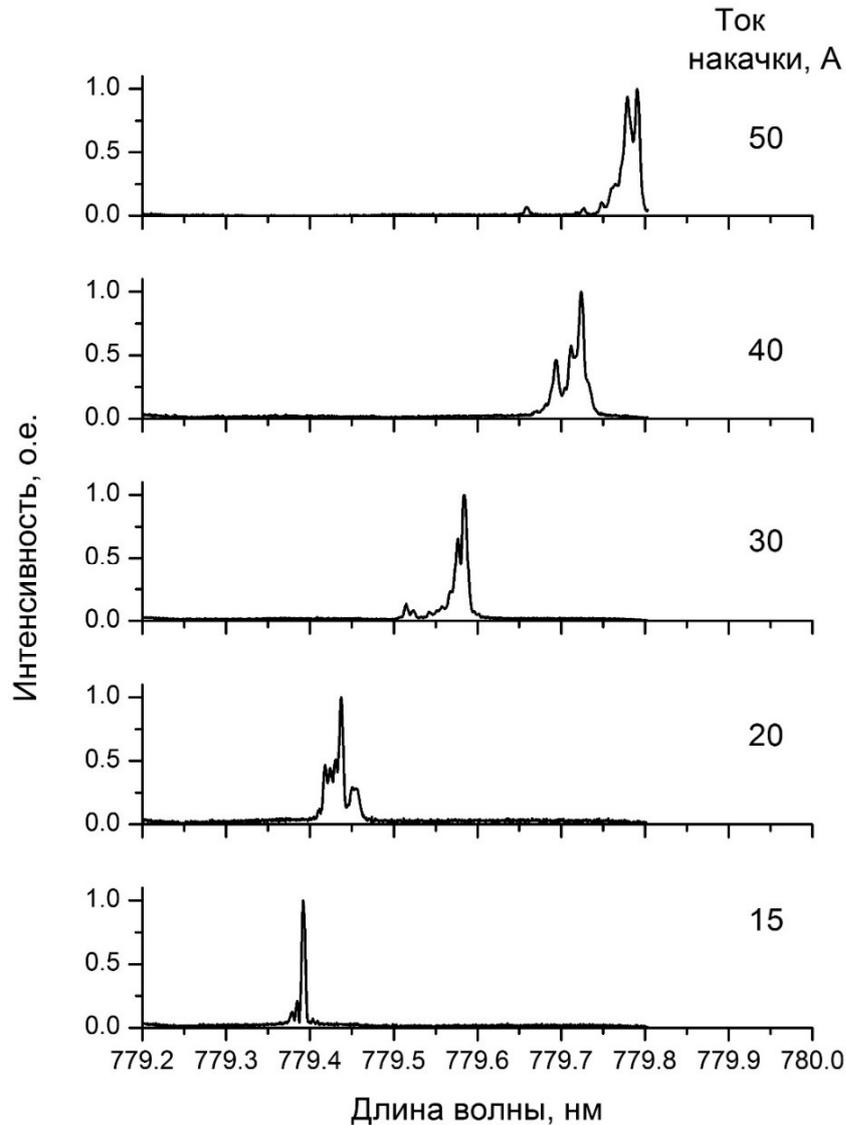


Рисунок 3.7 – Спектры генерации отдельного диода из линейки излучателя № 2 при разных токах накачки.

Из рисунка 3.7 видно смещение спектров в длинноволновую область с ростом тока. Это ожидаемый тепловой эффект, поскольку резонансная длина волны брэгговской решётки, как рассматривалось в главе 1, зависит от температуры

решётки, и определяющим здесь является, в основном, изменение периода брэгговской решётки, связанное с температурным коэффициентом расширения.

Также можно увидеть увеличение ширины и формы спектра. Если при токе 15 А ширина линии не превышает 0,01 нм, что почти совпадает с аппаратным разрешением, то для тока 50 А она уже не менее 0,024 нм.

Данные рисунка 3.7 позволяют сформулировать требование на постоянство температуры решётки по её ширине. При изменении тока от 15 А до 50 А сдвиг длины волны $\Delta\lambda$ составил $\Delta\lambda \approx 0,4$ нм. Поэтому для того, чтобы вариация длины волны от одного лазера к другому в пределах одного излучателя не выходила за $\delta\lambda$ - ширину линии генерации (например, $\delta\lambda \approx 0.02$ нм), вариация δT температуры решётки по её ширине была

$$\delta T \leq \Delta T \cdot \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} \approx 5\% \cdot \Delta T \quad (3.3)$$

т.е. должна не превышать 5% от общего подъема температуры решётки.

Спектр имеет нерегулярную структуру, состоящую из нескольких наложенных друг на друга пиков. Скорее всего, природа этих пиков связана с поперечным распределением амплитуды поля в диоде вдоль медленной оси. В этом направлении поле занимает размер ~ 200 мкм. Вряд ли можно рассчитывать, что при мощности более 1 Вт это распределение будет представлять одну фундаментальную поперечную моду. В таких лазерах уже при превышениях в несколько процентов накачки порогового значения запускается поперечная неустойчивость распределения интенсивности - так называемая филаментация [44,90,91]. В этом случае для каждого поперечного распределения будет свой сдвиг резонансной частоты, что и может дать наблюдаемую картину спектра.

3.5 Выводы к главе 3

В спектральную ширину линии излучателя может давать существенный вклад вариация температуры решётки. Поэтому для поддержания узкой

спектральной полосы излучения необходимы меры по выравниванию температуры решётки в её объёме.

Стабильность спектра может ухудшать наличие остаточного отражения у просветленной грани линейки и у граней решётки. Критерием малости остаточного коэффициента отражения может быть соотношение (3.2). Особенно это критично при малом коэффициенте обратной связи (вследствие потерь в коллимирующей оптике) излучения из внешней части резонатора в волновод диода.

Источник спектрально узкополосного излучения такого типа способен к непрерывной генерации мощности на уровне нескольких десятков ватт с заданной длиной волны в ближнем ИК диапазоне и узкой спектральной полосе, сравнимой с шириной линии атомного перехода.

Использование брэгговской решётки, смонтированной на составной теплоотвод, состоящий из теплопроводящей пластины, нагревательного элемента, юстировочных элементов, датчика температуры, позволяет произвести эффективное сужение спектральной ширины спектра излучения (до уровня менее 0,1 нм) и проводить точную подстройку и стабилизацию значения длины волны узкополосного излучателя (приложение).

При всем этом экспериментальные результаты работы затруднительно интерпретировать без теоретического анализа структуры мод сложного резонатора такого лазера, чему и посвящена следующая глава.

Глава 4. Расчет аксиальных мод лазерного диода с внешним спектрально селективным резонатором на основе брэгговской решётки

4.1 Расчёт лазерного диода с внешним резонатором, содержащим брэгговскую решётку

Как было описано в главе 1, наиболее эффективным способом управления характеристиками излучения диодного лазера служит метод, в котором используется внешний резонатор. При этом собственный резонатор диода может как полностью устраняться за счёт нанесения просветляющего покрытия выходной грани, так и сохраняться, если отражение от неё недостаточно мало. К настоящему времени существует большое число экспериментальных и теоретических работ, посвященных диодным лазерам с внешним резонатором [65,66,110-115]. Однако они так или иначе используют приближения, характеризующие тот или иной частный случай, и поэтому не исчерпывают всего многообразия реальных ситуаций. Так в работе [111], ставшей классической, результаты корректны только для предельного случая, при котором коэффициент отражения внешнего зеркала стремится к нулю.

Особенно остро эта проблема возникает в связи с анализом структуры спектра мод диодных лазеров большой мощности, приведенных в главе 3. Дело в том, что в этих лазерах возникает требование малости коэффициента отражения выходного зеркала, которым, как правило, является внешнее зеркало резонатора. Очевидно, что неограниченное уменьшение коэффициента отражения этого зеркала рано или поздно влечет за собой потерю управляемости лазером. Чтобы ответить на вопрос, до какой степени его целесообразно уменьшать, необходим анализ собственных частот резонатора, в том числе и для случаев, в которых коэффициенты отражения собственной грани диода и внешнего спектрально селективного зеркала соизмеримы.

4.2 Эквивалентный резонатор.

Условная схема рассматриваемого резонатора представлена на рисунке 4.1.

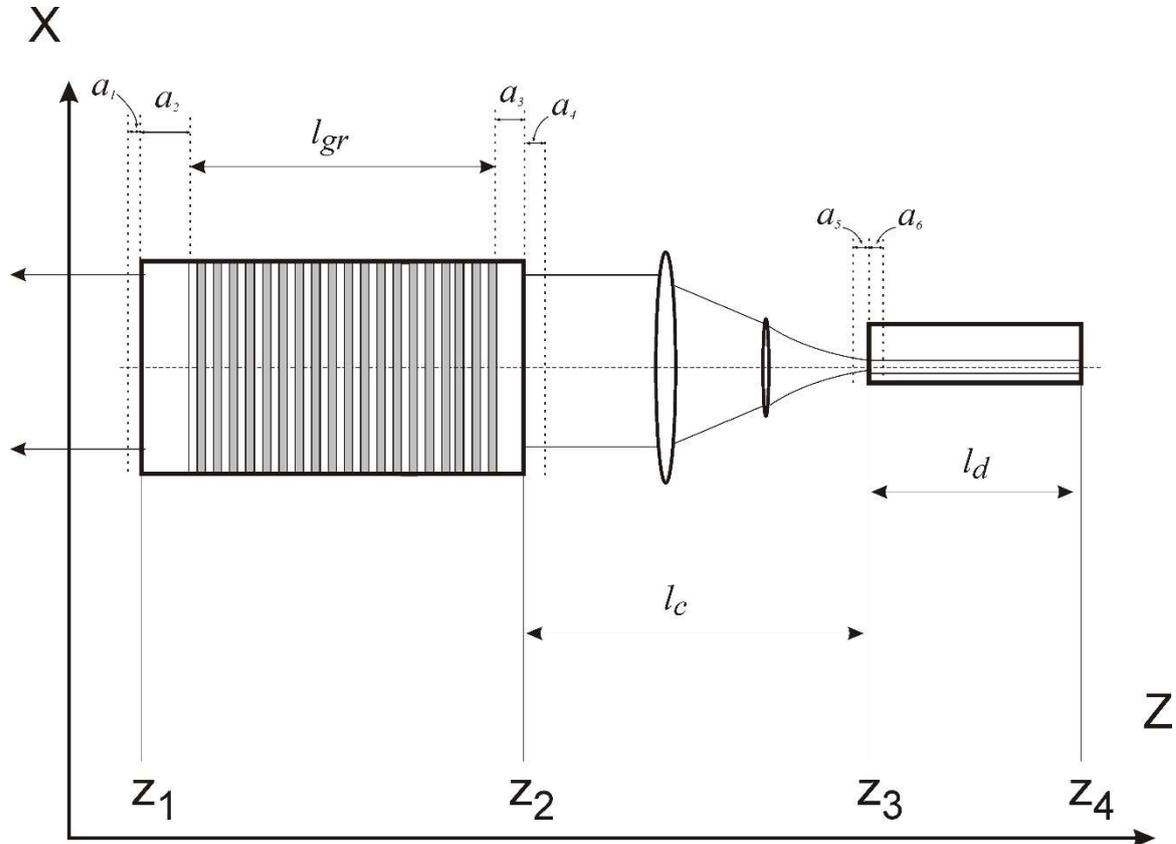


Рисунок 4.1 – Схема лазерного диода с внешним резонатором, содержащим фазовую решётку. Объемные области: решётки - $(z_1+a_2 < z < z_2-a_3)$, коллимирующей оптики - $(z_2+a_4 < z < z_3-a_5)$, лазерного диода - $(z_3+a_6 < z < z_4)$. Переходные области: первая - область выходной грани решётки $(z_1-a_1 \leq z < z_1+a_2)$, вторая - входной грани решётки $(z_2-a_3 < z < z_2+a_4)$ и третья – область выходной грани диода $(z_3-a_5 < z < z_3+a_6)$.

Сложность анализа такого резонатора заключалась в его трудновыполнимости в рамках обычного подхода для резонатора Фабри-Перо. Резонатор включает три разнородных оптических элемента, расположенных вдоль оптической оси z и отделенных друг от друга переходными областями. Корректный анализ такого резонатора требует использования разных приемов: физической оптики для фазовой решётки и согласующей оптики, электродинамики СВЧ для анализа лазерного диода, в котором характерные размеры активной области соизмеримы

или меньше длины волны и др. В связи с этим целесообразно использовать физическую модель и приемы, которые позволят в рамках единого подхода достичь цели и при этом избежать неадекватного результата.

Для этого вдоль оси z резонатор был условно разбит на три объемные области:

- решётки ($z_1+a_2 < z < z_2-a_3$),
- коллимирующей оптики ($z_2+a_4 < z < z_3-a_5$)
- лазерного диода ($z_3+a_6 < z < z_4$).

Минимально возможные положительные a_2 , a_3 выбраны так, что плоскости $z=z_1+a_2$ и $z=z_2-a_3$ проходят через максимальное значение пространственной вариации показателя преломления решётки. В каждой из областей распространение встречных волн происходит единообразно с амплитудами, описываемыми функциями одного типа. Между собой эти объемные области связаны достаточно «тонкими» переходными областями, в которых может происходить локальное отражение. Первая из них – это область выходной грани решётки $z_1-a_1 \leq z < z_1+a_2$, вторая – область входной грани решётки $z_2-a_3 < z < z_2+a_4$ и третья переходная область – область выходной грани диода $z_3-a_5 < z < z_3+a_6$. Под значениями a_1 , a_4 , a_5 , $a_6 \rightarrow 0$ принимали бесконечно малые положительные величины.

Далее ввели некоторые упрощения. Первое состоит в том, что не включали в анализ поперечную (вдоль оси y) структуру амплитуд волн, распространяющихся вдоль оси z . Это в какой-то мере может быть обосновано, если результаты рассматривать применительно к одной фундаментальной поперечной моде. Кроме того, использовали особенность диодного лазера, при которой поперечный размер оптического пучка вдоль медленной оси (y) существенно больше, чем вдоль быстрой оси (x). Это позволяет рассматривать амплитуды волн в скалярном приближении и для одной поляризации.

Коллимирующая система внутри резонатора трансформирует выходящие из решётки в положительном направлении вдоль z волны с плоским волновым

фронтом в пучок с поперечным распределением амплитуды, комплексно-сопряженной с распределением волноводной моды диода, с коэффициентом согласования ξ_1 . В то же время выходящие из диода волны эта система преобразует в волны с плоским волновым фронтом с неким коэффициентом согласования ξ_2 . Система трансформирует поперечное распределение поля, а значит, изменяет амплитуды волн. Это обстоятельство необходимо было учитывать посредством соответствующей нормировки (например, на единичный поток, задаваемый вектором Пойнтинга) функций, характеризующих поперечное распределение амплитуд волн, при нахождении $|\xi_{1,2}| < 1$.

Предполагали, что область коллимирующей (согласующей) оптики $z_2 + a_4 < z < z_3 - a_5$ не дает отражения назад.

Если поверхности линз и дают некоторые отражения, то отраженные волны полностью покидают резонатор, не попадая в его пространственную моду. Эти волны вносят потери для моды резонатора (уменьшают $\xi_{1,2}$), но при этом не производят дополнительной «связи» для амплитуд встречных волн собственной моды. Поэтому все отражения волн внутри резонатора могут происходить только в переходных областях и внутри фазовой решётки.

Очевидно, что любые два отражения обладают свойствами резонатора Фабри-Перо и могут давать свой вклад в добротность мод общего резонатора. Даже такой простой резонатор, как на рисунке 4.1, содержит 10 разных Фабри-Перо резонаторов. В связи с этим для нахождения секулярного уравнения для собственных частот резонатора было удобно использовать аппарат трансляционных матриц 2×2 для преобразования амплитуд пары встречных волн при переходе их через все области. Матрицы 2×2 в ряде случаев удобно использовать при анализе решений линейного уравнения 2-ого порядка, поскольку среди всех возможных решений существуют только два линейно независимых. Волновое уравнение относится к таким уравнениям [116].

Изменяются амплитуды E_1 и E_2 – пары плоских волн одной частоты ω при переходе их через произвольную область раздела $z = z_0 \pm \delta$ двух однородных

сред, условно именуемых как 1 и 2, с показателями преломления соответственно n_1 - слева и n_2 - справа от области следующим образом.

$$E_1 = \frac{1}{2} \{ e^{-i\omega t} \cdot u_1(z) + cc \}; \quad u_1 = A_1 e^{ik_1 z} + B_1 e^{-ik_1 z} \quad \text{для } z < z_0 - \delta$$

$$E_2 = \frac{1}{2} \{ e^{-i\omega t} \cdot u_2(z) + cc \}; \quad u_2 = A_2 e^{ik_2 z} + B_2 e^{-ik_2 z} \quad \text{для } z > z_0 + \delta$$

$$k_j = \omega \cdot n_j(\omega) / c, \quad j = 1, 2 \quad (4.1)$$

Сама область раздела может содержать произвольное количество слоев с различным показателем преломления, выполняя при этом роль просветляющего или отражательного покрытия. Важно, чтобы полная оптическая толщина слоев не была слишком велика, чтобы в дальнейшем не учитывать спектральную зависимость результирующего коэффициента отражения.

Единственное условие, необходимое для настоящего анализа – это отсутствие поглощающих слоев. Это условие и линейность волнового уравнения позволяют определить связь между A_1 и B_1 с одной стороны области раздела (слева) и A_2 и B_2 с другой (справа) в общем виде:

$$\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \hat{T} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \quad \hat{T} = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \beta^* & \alpha^* \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Матрица \hat{T} является следствием условия, при котором функции $u_{1,2}^*(z)$ - комплексно-сопряженные с $u_{1,2}(z)$ являются единственным решением одного и того же волнового уравнения. Из теоремы Пойнтинга следует, что детерминант матрицы \hat{T} равен

$$\det(\hat{T}) = |\alpha|^2 - |\beta|^2 = n_1 / n_2.$$

Таким образом, амплитуды волн с одной стороны области связаны с амплитудой волн с другой стороны только двумя независимыми комплексными коэффициентами α и β . Эти коэффициенты находились непосредственно путем решения волнового уравнение для конкретной структуры области раздела (показателей преломления и толщин слоев, входящих в область раздела). Для случая падения волны только с одной стороны их можно найти исходя из известных

комплексных коэффициентов отражения $R = |R|e^{i\vartheta}$ и прохождения $T = |T|e^{i\delta}$. Если падение волны происходит слева ($B_2 = 0$), то:

$$R = B_1/A_1 = -\beta^*/\alpha^* ; \quad T = A_2/A_1 = n_1/(n_2 \cdot \alpha^*) \quad (4.3)$$

Из этих равенств:

$$\alpha = n_1/(n_2 \cdot T^*) = n_1 \cdot e^{i\delta}/(|T| \cdot n_2) \quad (4.4)$$

$$\beta = -|R| \cdot n_1 \cdot e^{i(\delta-\vartheta)}/(n_2 \cdot |T|) \quad (4.5)$$

Таким образом, преобразования амплитуд встречных волн при переходе области раздела с номером j будут описываться матрицей \hat{T}_j , которая с учетом (4.4), (4.5) примет вид:

$$\hat{T}_j = \sqrt{\frac{n_{jl}}{n_{jr}(1-|R_j|^2)}} \cdot \begin{pmatrix} e^{i\delta_j} & -|R_j|e^{i(\delta_j-\vartheta_j)} \\ -|R_j|e^{-i(\delta_j-\vartheta_j)} & e^{-i\delta_j} \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

где n_{jl} , n_{jr} - показатель преломления слева и справа области раздела j соответственно (положительное направление оси направлено слева направо).

Значение δ_j можно интерпретировать как фазовый набег при прохождении волны через область раздела, а величину ϑ_j - как сдвиг фазы при отражении. Далее использовали матрицы \hat{T}_j для преобразования амплитуд волн при их переходе через области раздела с номером j .

В объемной области j_{gr} , содержащей фазовую решётку, для определения трансляционной матрицы \hat{T}_{gr} необходимо прямое решение волнового уравнения для периодической структуры с показателя преломления $n(\omega, z)$ в виде

$$n(\omega, z) = n_0 + \Delta n \cdot \cos(2k_0 z) + (\omega - \omega_0) \cdot \left. \frac{\partial n}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (4.7)$$

где $k_0 = \pi/d = \omega_0 \cdot n_0/c$, d - период решётки.

Такая задача известна и решалась в большом числе работ, в том числе и матричным способом, для различных физических моделей, линейные уравнения для которых содержали периодическую зависимость от одной переменной, например, координаты или времени (решения уравнения Матье).

Опуская промежуточные громоздкие, но не сложные вычисления, выражение для d_{11} и d_{12} - элементов трансляционной матрицы \hat{T}_{gr} , которая определяет коэффициент отражения решётки $R_{gr} = d_{12}/d_{11}^*$, можно записать:

$$\text{для } |\Omega| \leq 1 \quad \begin{cases} d_{11} = ch(\chi \cdot \sqrt{1 - \Omega^2}) + i \cdot \Omega \cdot sh(\chi \cdot \sqrt{1 - \Omega^2}) / \sqrt{1 - \Omega^2} \\ d_{12} = i \cdot sh(\chi \cdot \sqrt{1 - \Omega^2}) / \sqrt{1 - \Omega^2} \end{cases} \quad (4.8)$$

$$\text{для } |\Omega| \geq 1 \quad \begin{cases} d_{11} = \cos(\chi \cdot \sqrt{\Omega^2 - 1}) + i \cdot \Omega \cdot \sin(\chi \cdot \sqrt{\Omega^2 - 1}) / \sqrt{\Omega^2 - 1} \\ d_{12} = i \cdot \sin(\chi \cdot \sqrt{\Omega^2 - 1}) / \sqrt{\Omega^2 - 1} \end{cases} \quad (4.9)$$

где $\chi = \pi \cdot \Delta n \cdot l_{gr} / \lambda_0$; $\lambda_0 = 2\pi \cdot c / \omega_0$; $\Omega = (\omega - \omega_0) / \Omega_0$; $\Omega_0 = \omega_0 \cdot \Delta n / 2n_{gr}$

Здесь использованы обозначения: Ω – безразмерная отстройка частоты относительно ω_0 – частоты брэгговского резонанса, l_{gr} - длина решётки , λ_0 - длина волны в вакууме для брэгговского резонанса, $\Omega_0 = \omega_0 \cdot \Delta n / 2n_{gr}$ - половина спектральной ширины брэгговского резонанса, $n_{gr} = n(\omega_0) + \omega_0 \cdot \left. \frac{\partial n_0}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0}$ - групповой показатель преломления материала решётки.

Для амплитуды поля E_{gr} в этой области получились выражения :

$$E_{gr} = \frac{1}{2} \{ e^{-i\omega t} \cdot u_{gr}(z) + cc \}; \quad u_{gr} = A(z) e^{ik_0 z} + B(z) e^{-ik_0 z} \quad (4.10)$$

Конечно, все эти формулы строго справедливы только для плоских волн. Однако для пучков с волновым фронтом, близким к плоскому и, соответственно, с ограниченной угловой апертурой можно предположить, что ошибки скажутся только на несущественных числовых поправках для элементов матриц.

Матрица \hat{T}_c для коллимирующей системы с учетом наших приближений аппроксимируется выражением:

$$\hat{T}_c = \begin{pmatrix} \xi_1 e^{i\varphi_c} & 0 \\ 0 & \xi_2^{-1} e^{-i\varphi_c} \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Значение φ_c - представляет фазовый набег волны при её переходе от решётки до лазерного диода:

$$\varphi_c = \varphi_0 + (\omega - \omega_0) \cdot l_c(\omega)/c \quad ; \quad l_c(\omega) \simeq \int_{z_2}^{z_3} n_c(\omega) \cdot dz \quad ,$$

где n_c - групповой показатель преломления на оси коллимирующей системы. Согласно принципу Мопертюи, за численное значение $l_c(\omega)$ можно принять значение осевой оптической длины l_c от поверхности фазовой решётки до поверхности диода. В качестве φ_0 для удобства выберем значение $\varphi_0 = \pi \cdot m_c$, где m_c - целое число.

Таким образом, зная все матрицы преобразования, мы можем представить амплитуды встречных волн A_5 и B_5 в плоскости $z = z_3 + a_6$ в виде:

$$\begin{pmatrix} A_5 \\ B_5 \end{pmatrix} = \hat{T}_{ext} \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$A_0 = 0$ - поскольку извне отсутствует поток излучения, для удобства B_0 -нормировано на единицу.

Матрица преобразования \hat{T}_{ext} встречных волн внешними элементами резонатора приобретет вид:

$$\hat{T}_{ext} = \hat{T}_3 \times \hat{T}_c \times \hat{T}_2 \times \hat{T}_{gr} \times \hat{T}_1 \quad (4.12)$$

Отношение амплитуд встречных волн A_5/B_5 правомерно интерпретировать как некий комплексный коэффициент отражения $R_{ext}(\omega) = A_5/B_5$ от эквивалентного внешнего зеркала, образованного всеми внешними элементами резонатора и собственной выходной гранью диода.

Таким образом, в рамках принятых приближений система трансляционных матриц позволяет анализировать резонатор на рисунке 4.1 как эквивалентный резонатор Фабри-Перо. Одно из двух зеркал этого резонатора имеет коэффициент отражения $R_{ext}(\omega)$, а другое R_4 , с протяженной средой между ними длины l_d , показателем преломления n_d , групповым показателем преломления n_{dg} и коэффициентом усиления $g(\omega)$.

4.3 Продольные моды резонатора

Пороговое условие и уравнения для нахождения частот продольных мод Фабри-Перо резонатора диодного лазера, определяются из граничных условий. Для рассматриваемого в работе случая они записываются в виде:

$$R_{ext}(\omega) \cdot R_4 \cdot \exp\{[2i\omega n_d(\omega)/c + g(\omega)] \cdot l_d\} = 1 \quad (4.13)$$

Уравнение распадается на два. Одно для модуля, которое приводит к пороговому условию для накачки:

$$\rho = |R_{ext}(\omega) \cdot R_4 \exp(g(\omega)l_d)| = 1 \quad (4.14)$$

Другое – для аргумента (фазы), которое определяет частоты ω_m :

$$\psi = \arg(R_{ext}(\omega_m) \cdot R_4) + 2\omega_m n_d(\omega_m) \cdot l_d/c = 2\pi t \quad (4.15)$$

Для выражения $\omega_m n_d(\omega_m) \cdot l_d/c$ использовали значение:

$$\omega_m n_d(\omega_m) \cdot l_d/c = \varphi_0 + \delta\varphi_d + (\omega_m - \omega_0) \cdot l_d \cdot n_{dg}(\omega_0)/c$$

Для фазового набегу φ_0 для волны с частотой ω_0 будем считать $\varphi_0 = \pi t_d$, где $0 < \delta\varphi_d < \pi$ - варьируемое значение фазы за счёт изменения показателя преломления из-за внешних условий (например, температуры).

Далее, усиление $g(\omega)$ представили в нормированном виде:

$$g(\omega) = \eta \cdot g_{th}(\omega) \cdot f_g(\omega)/f_g(\omega_0),$$

где $f_g(\omega)$ - форм-фактор линии усиления, который в расчётах будем аппроксимировать гауссовой кривой, а $\eta < 1$ - коэффициент, характеризующий ток накачки J :

$$f_g(\omega) = \exp\left\{-\left(\frac{\omega - \omega_g}{\delta\omega_g}\right)^2\right\} \quad ; \quad \eta = J/J_{th}$$

где J_{th} - пороговый ток, ω_g -частота максимума линии усиления, $\delta\omega_g$ - эффективная ширина линии усиления.

Уравнение (4.15) имеет множество решений для частот мод, отличающихся порядковым номером t . Для того, чтобы лазерная генерация имела место на частоте ω_L , для этой частоты должно выполниться и второе уравнение (4.14). Это

возможно путем соответствующего изменения g до значения g_{th} за счёт изменения тока накачки.

Из уравнения (4.14) следует, что:

$$g_{th} = -(l_d)^{-1} \ln(|R_{ext}(\omega_L) \cdot R_4|) \quad (4.16)$$

А уравнение (4.15) переходит в уравнение

$$\psi_{ext} = \arg(R_{ext}(\omega_L) \cdot R_4) + 2\omega_L n_{dg}(\omega_L) \cdot l_d/c = 2\pi m_L \quad (4.17)$$

Таким образом, ток накачки, при котором выполнено уравнение (4.14), является пороговым током для моды с индексом m_0 и с частотой ω_L . Однако для того, чтобы лазерная генерация на этой частоте была устойчивой, пороговые условия для мод с другими частотами $\omega_m \neq \omega_L$ не должны выполняться, т.е.

$$\rho_m = |R_{ext}(\omega_m) \cdot R_4 \exp(g(\omega_m)l_d)| < 1 \quad (4.18)$$

Оно означает, что для всех других мод потери больше, чем усиление, и генерация на этих частотах невозможна.

Нахождение порогового тока J_{th} и процедура вычисления комплексных ω_m частот несколько осложняется из-за связи между изменениями g и n_{dg} при изменении N – концентрации носителей (тока накачки). Количественно она выражается так называемым коэффициентом амплитудно-фазовой связи R . При достаточно высоком его значении эта связь может приводить к бистабильности порогового тока и частоты генерации, как это показано ранее в работе [113]. Однако анализ этого эффекта выходит за рамки настоящей работы, поэтому мы его исключим за счёт соответствующей коррекции n_{dgr} на пороге инверсии.

Для количественной характеристики устойчивости одночастотной лазерной генерации удобно использовать параметр затухания амплитуды поля подпороговых мод на частотах ω_m . Для этого использовали приём, изложенный в [117]. Он позволяет анализировать уравнения типа (4.13-3.15) как функции ω не только на её действительной оси, но на всей комплексной плоскости. При этом обратное значение $1/\omega_m''$ – мнимой части комплексной $\tilde{\omega}_m = \omega_m - i\omega_m''$ приобретает физический смысл $\tau_m \approx 1/\omega_m''$ - времени затухания амплитуды моды,

которая находится в подпороговом режиме. Переходя в комплексную плоскость, формально уравнение (4.13) можно рассматривать как равенство для комплексных частот $\tilde{\omega}_m$. Мнимую часть ω_m'' - поправку к предварительно найденной реальной частоте ω_m нашли из разложения левой части уравнения (4.13) в ряд Тейлора в точке ω_m на действительной оси. Поскольку производная аналитической функции не зависит от направления в комплексной плоскости, то производную можно взять вдоль действительной оси, а $\Delta\omega_m = \tilde{\omega}_m - \omega_m$ найдется как:

$$\Delta\omega_m = \delta\omega_m + i \cdot \omega_m'' = (1 - \rho_m) \cdot \left\{ \frac{\partial \rho_m}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_m} + i \cdot \rho_m \frac{\partial \psi_m}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_m} \right\}^{-1} \quad (4.19)$$

Значение $\delta\omega_m$ - поправка к собственной частоте m той моды, которая стремится к нулю для $\rho_m \rightarrow 1$, а производную $\frac{\partial \psi_m}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_m}$ можно интерпретировать как значение, пропорциональное добавке l_m^{ext} к оптической длине диода, создаваемой внешней частью резонатора:

$$l_m^{ef} = l_d \cdot n_{dgr} + l_m^{ext} \quad l_m^{ext} \approx \frac{c}{2} \cdot \frac{\partial \{arg[R(\omega)R_4]\}}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_m}$$

Здесь l_m^{ef} - эффективная длина общего резонатора для m той моды. Значение l_m^{ext} автоматически формируется всеми возможными резонаторами внешней части в зависимости от их геометрических размеров и соответствующих коэффициентов отражения.

Найденные значения ω_m'' позволяют определить добротность рассмотренного резонатора для m той моды как:

$$Q_m = \omega_m / 2\omega_m''$$

4.4 Моделирование спектра усиленного спонтанного излучения

Наиболее наглядно структуру продольных мод резонатора диодного лазера представляет спектр усиленного спонтанного излучения. В этом отношении лазерный диод резко отличается от подавляющего числа лазеров другого типа. Как правило, эффективный объём, занимаемый модой резонатора диодного лазера, на

несколько порядков меньше, чем соответствующее значение для других типов лазеров. Такое же соотношение присутствует и для времени спонтанного перехода. Всё это вместе приводит к тому, что зачастую при увеличении тока накачки трудно определить по спектру переход от усиленного спонтанного излучения в режим лазерной генерации. С другой стороны, это даёт благоприятную возможность наблюдать структуру мод резонатора и измерять его собственные частоты, регистрируя усиленное спонтанное излучение в допороговом режиме, что, как правило, затруднено для других типов лазеров. Поэтому для наглядности сравнения результатов расчёта с экспериментом далее представлены результаты численного моделирования спектра излучения для тока накачки $J < J_{th}$.

Анализ спектра лазерной генерации при токе $J > J_{th}$, выходит за рамки настоящей работы. Предполагалось, что лазерная генерация насыщает усиление на пороговом значении, поэтому в пренебрежении нелинейными процессами спектр излучения стабилизируется на пороговом уровне накачки. Во всяком случае, это справедливо для частот, достаточно удаленных (от частоты ω_L), и при не слишком большом превышении тока накачки J порогового значения J_{th} .

Расчёт спектра $S(\omega)$ усиленного спонтанного излучения выполнялся в рамках динамической модели системы гармонических осцилляторов с найденными выше резонансными комплексными частотами $\tilde{\omega}_m$, на которые действует вынуждающая гармоническая «сила». Следуя анализу для гармонического осциллятора [118], можно показать, что $s_m(\omega)$ – спектральная плотность потери энергии моды внутри резонатора в единицу времени при токе накачке J найдется как:

$$s_m(\omega) \approx s_m^0 \cdot \frac{\omega_m''}{(\omega - \omega_m)^2 + (\omega_m'')^2} \quad s_m^0 \approx V_{pn} \cdot J \cdot \tilde{\eta} / N \quad (4.20)$$

$$J = J_{tr} + p \cdot (J_{th} - J_{tr}) \quad ; \quad 0 \leq p < 1$$

где s_m – мощность спонтанного излучения в одной моде поля, V_{pn} – напряжение на переходе, J_{tr} – ток прозрачности, J_{th} – пороговый ток, p – безразмерный параметр, характеризующий накачку, $\tilde{\eta}$ – доля спонтанного излучения, попадающего в

волновод, и N – число продольных мод в спектральной ширине линии спонтанного излучения.

Полная спектральная плотность вышедшего из резонатора усиленного спонтанного излучения найдется как суммарное значение от всех осцилляторов в виде:

$$S(\omega) \approx \sum_m S_m^0 \cdot \frac{f_{sp}(\omega) \cdot T_{ef}(\omega) \cdot \omega_m''}{(\omega - \omega_m)^2 + (\omega_m'')^2} \quad f_{sp}(\omega) = \exp \left\{ - \left(\frac{\omega - \omega_{sp}}{\delta \omega_{sp}} \right)^2 \right\} \quad (4.21)$$

где $f_{sp}(\omega)$ - форм-фактор линии спонтанного излучения, который аппроксимируем гауссовой кривой, ω_{sp} - частота максимума линии спонтанного излучения, $\delta \omega_{sp}$ – эффективная ширина линии спонтанного излучения, $T_{ef}(\omega)$ – эффективный коэффициент (по интенсивности) пропускания решётки с учетом углового спектра выходного пучка.

4.5 Результаты численного моделирования спектра усиленного спонтанного излучения

На рисунке 4.2 показаны результаты расчёта модуля коэффициента отражения $|R_{gr}|$ и его аргумента ψ_{gr} (фазового сдвига), а также спектры спонтанного излучения $S(\Delta\omega)$ как функция $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ – расстройки частоты ω относительно частоты брэгговского резонанса ω_0 , для трех значений Δn – амплитуды модуляции показателя преломления решётки.

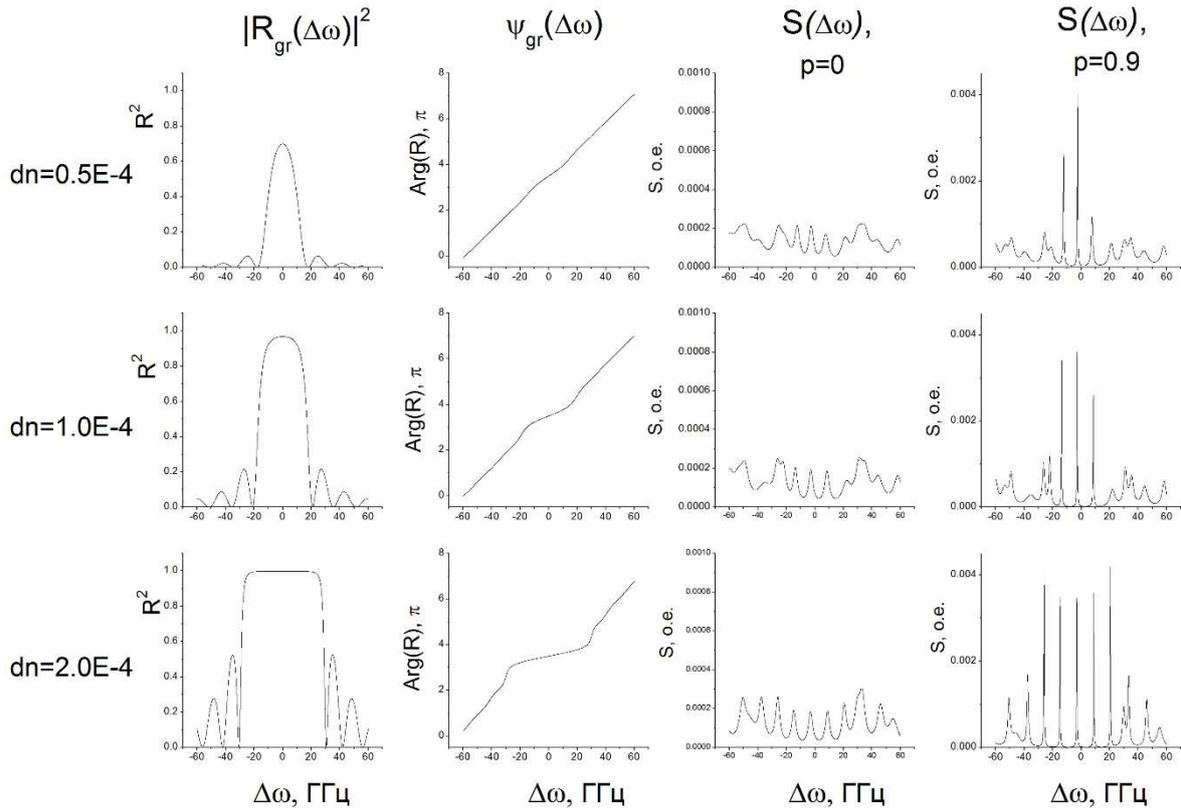


Рисунок 4.2 – Спектральные зависимости $|R_{gr}|^2$ - коэффициента отражения (по интенсивности) и ψ_{gr} - фазового сдвига решётки для различных значений Δn - амплитуды модуляции показателя преломления в решётки, а также соответствующие спектры S – усиленного спонтанного излучения для простого двухзеркального резонатора Фабри-Перо и различных накачек p – значений тока в относительных (к порогу) величинах.

Расчёт выполнен для внешнего резонатора, в котором коэффициенты отражения $R_{1,2,3} = 0$. Другие параметры резонатора, используемые в настоящей работе, имеют значения: $l_{gr} = 0.6$ см., $l_c = 0.55$ см., $l_d = 0.15$ см., $n_0 = 3.5$, $n_{dg} = 4.13$, $n_{gr} = 1.5$, $\xi_1 = 0.3$, $\xi_2 = 0.6$, $\delta_{1,2,3} = 0$, $\delta\omega_g = 2000$ ГГц, $\Delta\omega_g = \omega_g - \omega_0 = 700$ ГГц, $\delta\omega_{sp} = 2000$ ГГц, $T_{ef}(\omega) \approx |1 - \xi_2 \cdot R_{gr}(\omega)|^2$, $\Delta\omega_{sp} = \omega_{sp} - \omega_0 = 2000$ ГГц, $R_4 = 1$. Резонатор состоит только из двух зеркал, одно из которых «глухое» ($R_4 = 1$), а другое – фазовая решётка (выходное зеркало). Это наиболее простой вариант резонатора. На этом примере продемонстрировано, что эффективность решётки и

её спектральная селективность – взаимно противоречивые параметры. Высокая эффективность решётки ($\Delta n = 2 \cdot 10^{-4}$) влечет низкую спектральную селективность за счёт уплощения кривой отражения вблизи её максимума. Это видно из спектров излучения для токов $I = I_{tr}$ - порогу прозрачности на частоте ω_0 и для тока $p = 0,9$ (на $\sim 10\%$ ниже порогового). Качественно о добротности мод можно судить по интенсивности спектральных пиков и их ширине. Можно также заметить, что частотное расстояние между ближайшими модами существенно отличается в разных участках спектра. Особенно сильно это проявляется на краю брэгговского резонанса. Это следствие вклада спектрально нелинейной добавки ψ_{gr} к фазе волн для мод.

Структура мод для более сложного резонатора представлена на рисунке 4.3.

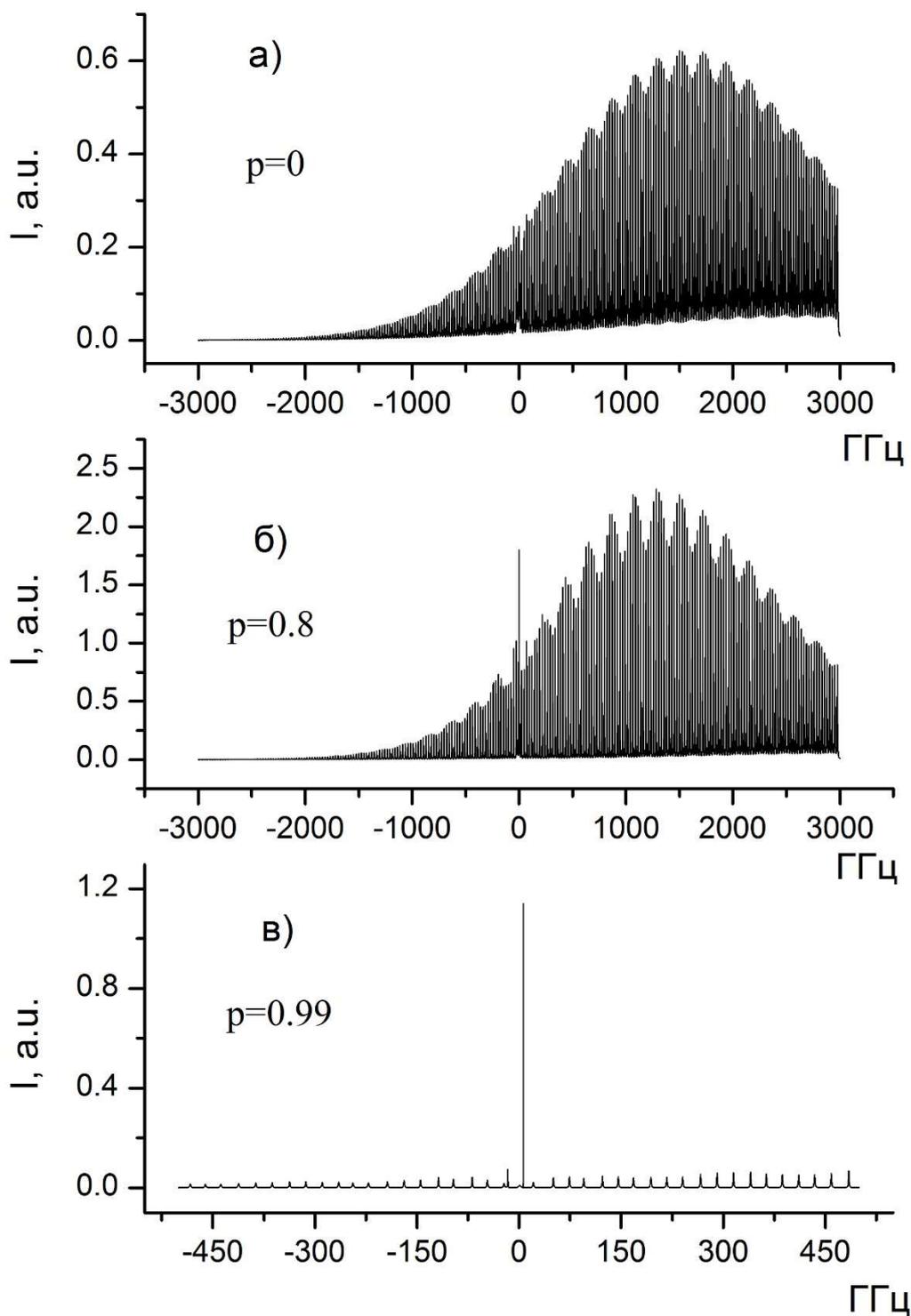


Рисунок 4.3 – Спектры усиленного спонтанного излучения для комбинированного четырехзеркального резонатора и различных накачек p (усиления).

Этот резонатор имеет те же параметры, что и предыдущий, за исключением того, что входная грань решётки имеет отражение $R_2 = 0,05$, а выходная грань диода $R_3 = 0,15$. Поскольку теперь лазерный диод имеет собственный резонатор, то верхние два спектра даны как панорамные для широкого спектрального диапазона. Спектр на рисунке 4.3 (а) представлен в основном модами диодного резонатора. Из-за того, что спектральный максимум усиления диода и максимум спонтанного излучения сдвинуты в коротковолновую сторону относительно частоты ω_0 , интенсивность мод диодного резонатора максимальна вблизи этого спектрального максимума усиления. Модуляция огибающей интенсивности этих мод с частотным периодом ~ 214 ГГц – результат взаимодействия двух резонаторов Фабри-Перо, образованных отражениями R_2, R_3 и диодным резонатором R_3, R_4 с близкими значениями оптических длин $l_c = 0,55$ см и $l_d \cdot n_0 = 0,525$ см. Такое взаимодействие резонаторов выглядит как «биение» близких частот межмодовых расстояний двух резонаторов. Ранее, в [119] это свойство спектрального поведения огибающей мод двух резонаторов было использовано в эксперименте по измерению коэффициента зависимости показателя преломления от концентрации носителей. Особенность такого поведения состоит в том, что скорость частотного движения огибающей увеличивается по сравнению со скоростью движения моды с множителем, равным отношению периода огибающей к межмодовому расстоянию, и может достичь порядка величины (~ 9 раз в нашем случае).

Для мод на частотах в окрестности частоты ω_0 усиление отсутствует, так как ток накачки $J = J_{tr}$ близок к порогу прозрачности на этих частотах. Более того, в спектральной окрестности ω_0 имеет место некоторый «провал» в интенсивности спонтанного излучения. Это результат действия решётки как дополнительного спектрального фильтра, ослабляющего спонтанное излучение лазерного диода с коэффициентом порядка 0.25.

При увеличении тока $J > J_{tr}$ растёт усиление и в окрестности частоты ω_0 . Добротность комбинированного резонатора на частоте ω_0 становится больше добротности мод на других частотах за счёт дополнительного отражения от решётки. Поэтому рост усиленного спонтанного излучения в окрестности ω_0

происходит быстрее, чем на всех других частотах. Такое поведение спектра показано на рисунке 4.3 (б).

Из рисунка 4.3 (в) можно видеть, что при дальнейшем приближении тока к порогу лазерной генерации J_{th} в спектре остается только одна доминирующая мода в области брэгговского резонанса. Таким образом, несмотря на отстройку максимума усиления относительно ω_0 , одночастотный режим лазерной генерации будет иметь место только в области брэгговского резонанса. Хотя численные результаты получены в допороговом режиме работы лазера, тем не менее, можно утверждать, что одночастотный режим генерации сохранится и в лазерном режиме, если разница в значениях мнимой части частот для других мод достаточно велика. Спектры, представленные на рисунке 4.3, находятся в хорошем согласии с соответствующими экспериментальными результатами, описанными в главе 3. Некоторое количественное расхождение может быть отнесено за счёт действия аппаратной функции спектрометра.

Движения частот $\Omega_m = \omega_m - \omega_0$ для трех мод, попадающих в спектральный контур селективности решётки в окрестности ω_0 , при изменении $l_{dg} = n_{dg} \cdot l_d$ - оптической длины диодного резонатора, приводящей к изменению фазы $0 \leq \delta\varphi_d \leq \pi$, показаны на рисунке 4.4.

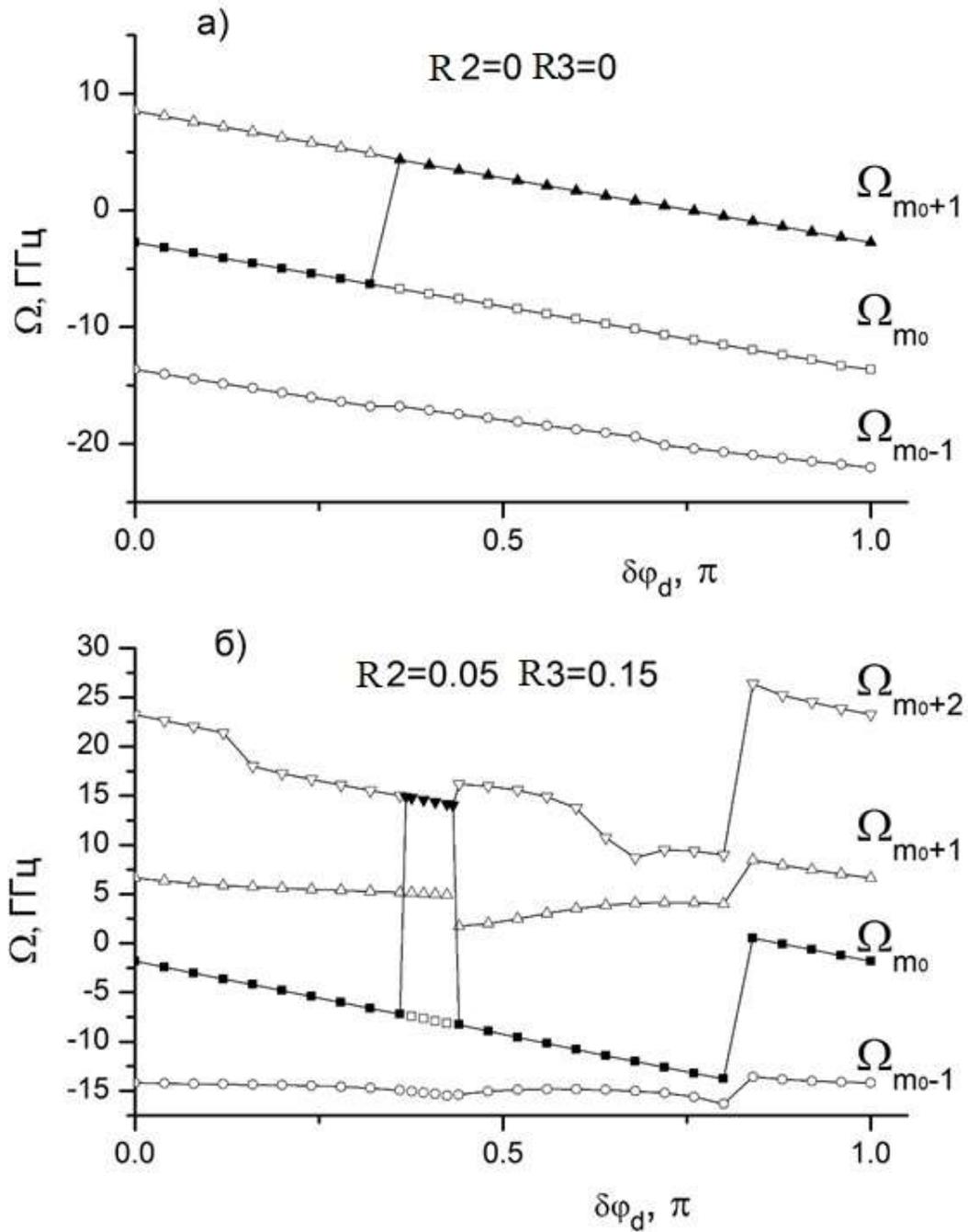


Рисунок 4.4 – Зависимость собственных частот Ω_m для нескольких мод резонатора от девиации фазового набега $\delta\varphi_d$, связанного с изменением оптической длины лазерного диода. Заполненными (зачерненными) символами обозначены моды с наибольшим значением добротности, ток накачки $p = 0,99$;
 а) двухзеркальный Фабри-Перо резонатор ($R_1, R_2, R_3 = 0$); б) комбинированный четырехзеркальный резонатор ($R_2 = 0,05, R_3 = 0,15$).

Изменение оптической длины может иметь место, например, при изменении температуры за счёт температурной зависимости показателя преломления и т.д.

В любом случае, такое движение частот мод является характеристикой устойчивости спектра излучения лазера по отношению к внешним воздействиям на резонатор. В наиболее простом случае ($R_{2,3} = 0$, Рисунок 4.4а) наряду с плавным изменением частоты можно видеть вполне ожидаемый «перескок» – скачкообразное изменение добротности моды с переносом максимального значения добротности на соседнюю моду, расположенную на частотном расстоянии ≈ 11 ГГц – межмодовое расстояние для внешнего резонатора. В режиме лазерной генерации такой «перескок» соответствовал бы переключению частоты лазерной генерации при выходе её за границу селективности решётки, т.е. потери устойчивости резонатора.

В более сложном резонаторе (наличие отражений $R_{2,3} \neq 0$, рисунок 4.4б) можно видеть, что подобный «перескок» может происходить с изменением частоты существенно большим, чем на рисунке 4.4а. В данном случае он соответствует межмодовому расстоянию диодного резонатора. Также можно заметить, что интервал «перескока» – диапазон значений $\delta\varphi_d$ - в котором сохраняется изменённое состояние добротности, существенно меньше, чем в случае простого двухзеркального резонатора (рисунок 4.4а). Это результат увеличенной скорости спектрального смещения, для добротности мод двухзеркального резонатора с близкими оптическими длинами, о чём было упомянуто выше. Таким образом, наличие даже достаточно слабого дополнительного отражения (0,2% по интенсивности) может качественно повлиять на структуру мод. Она становится гораздо более сложной по сравнению с системой мод простого Фабри-Перо резонатора.

Для комбинированного резонатора даже плавное изменение частоты носит сложный и нерегулярный вид за счёт «затягивания» или «отталкивания» частоты одной моды от частоты ближайшего резонанса Фабри-Перо другой моды. Более подробно этот эффект показан на рисунке 4.5, на котором представлены две зависимости разности частот: $\delta\Omega^+ = \Omega_{m_0} - \Omega_{m_0-1}$ - центральной моды и

ближайшей моды в стоксовой стороне и $\delta\Omega^- = \Omega_{m_0+1} - \Omega_{m_0}$ - антистоксовой моды и центральной моды.

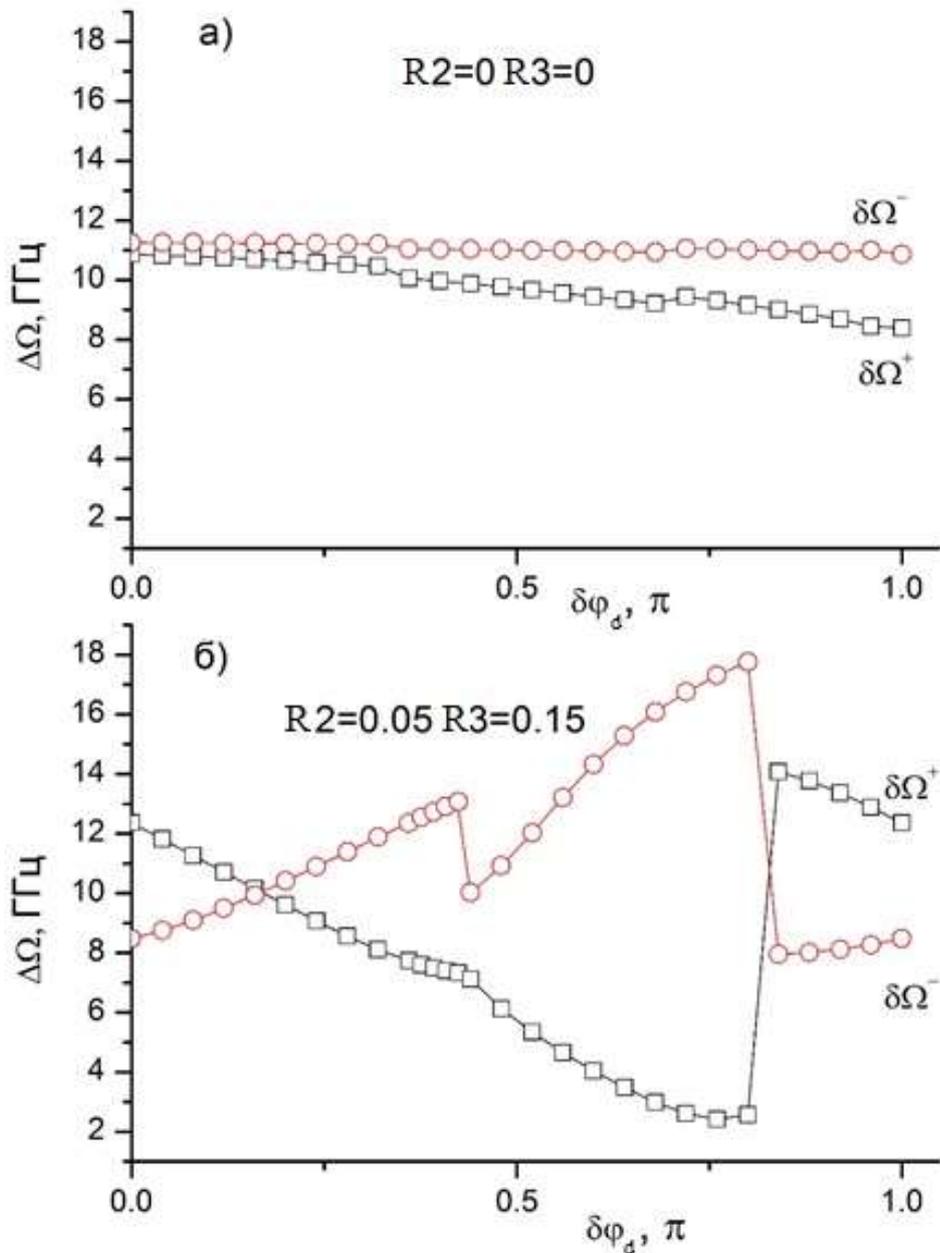


Рисунок 4.5 – Зависимости частотного интервала $\delta\Omega^+ = \Omega_{m_0} - \Omega_{m_0-1}$ между частотой центральной моды и частотой ближайшей моды в стоксовой стороне и интервала $\delta\Omega^- = \Omega_{m_0+1} - \Omega_{m_0}$ - между частотой антистоксовой моды и частотой центральной моды от девиации фазового набег $\delta\varphi_d$, связанного с изменением оптической длины лазерного диода, $p=0,99$. а) двухзеркальный Фабри-Перо резонатор ($R_{1,2,3} = 0$); б) комбинированный четырехзеркальный резонатор ($R_2 = 0,05, R_3 = 0,15$).

Нахождение допустимых («граничных» отличных от нуля) значений коэффициентов отражения $|R_{1,2,3}| \neq 0$ и других параметров резонатора, при которых частота лазерной генерации будет контролируемым образом находиться в области ω_0 – брэгговского резонанса, представляет громоздкую задачу. Результаты такого расчёта зависят не только от модулей соответствующих коэффициентов, но и их фаз. В общем случае целесообразно исходить из того, чтобы для любого резонатора (с учетом интерференции полей в его внешней части) наибольшей добротностью обладал резонатор, одним из зеркал которого служила бы фазовая решётка. Это заведомо реализуется при выполнении условия:

$$\{|R_{gr}^0| - \sum_j |R_j|\} \xi_1 \cdot \xi_2 > |R_d| \quad (4.22)$$

где R_{gr}^0 – коэффициент отражения решётки в её спектральном максимуме, R_j – коэффициенты отражения поверхностей элементов внешнего резонатора (в данном случае $R_{1,2}$), R_d – коэффициент отражения выходной грани диода (R_3).

4.6 Выводы к главе 4

Метод расчёта комплексных собственных частот продольных мод диодного лазера с внешним резонатором, основанный на использовании трансляционных матриц 2×2 , позволяет адекватным образом находить соответствующие значения для резонаторов, содержащих произвольное количество оптических элементов, в том числе и фазовую решётку. Комплексные значения частот мод не только определяют возможную частоту лазерной генерации, но и позволяют находить границы её непрерывной перестройки, а также области переключения («перескока») частоты генерации с одной продольной моды на другую.

Расчётами выявлены существенные нелинейности в зависимости частот мод от оптических длин резонаторов, обусловленные «затягиванием»

(«отталкиванием») собственных частот мод из-за оптической связи между разными резонаторами Фабри-Перо в общем внешнем комбинированном резонаторе лазера.

Из результатов работы следует, что для устойчивого контроля частоты генерации необходимо оптимизировать эффективность фазовой решётки. С одной стороны, повышенная эффективность решётки уменьшает её спектральную селективность, с другой стороны слишком низкая эффективность влечет понижение устойчивости спектра из-за больших перескоков частоты генерации.

Заключение

В результате диссертационной работы были экспериментально и теоретически исследованы, а также разработаны и созданы новые мощные источники спектрально узкополосного излучения на основе интегрированных лазерных диодов.

В результате диссертационной работы были получены следующие основные результаты:

1. Разработан метод теоретического расчёта комплексных собственных частот продольных мод диодного лазера с внешним резонатором, основанный на использовании трансляционных матриц 2×2 , который позволяет адекватным образом находить соответствующие значения для резонаторов. Метод позволяет производить расчёт резонатора, содержащего произвольное количество оптических элементов, в том числе и фазовую решётку

2. Разработана методика для оценки устойчивости спектрально узкополосной генерации по результатам анализа экспериментальной структуры продольных мод спектрального распределения интенсивности усиленного спонтанного излучения диодного лазера с внешним резонатором, включающим брэгговскую решётку.

3. Установлено, что величина расходимости отраженного излучения по медленной оси от брэгговской решётки (порядка 28 мрад при толщине решётки 6 мм) примерно в 4 раза меньше величины расходимости собственного излучения линейки лазерных диодов по медленной оси (типичное значение 135 мрад по уровню половинной интенсивности). Это обеспечивает одновременно достаточный коэффициент отражения для обеспечения оптического согласования между волноводом диодных лазеров и внешним брэгговским зеркалом с высокой спектральной селективностью и необходимый коэффициент пропускания выходного пучка за счёт его повышенной расходимости по медленной оси.

4 Установлено, что на эффективное оптическое согласование между волноводом диодных лазеров и внешней брэгговской решёткой (брэгговским зеркалом) влияет величина «смайла» линейки лазерных диодов (смайл - отклонение от линейного расположения вдоль p-n перехода излучающих областей лазерных диодов в линейке). За счёт внедрения в лазерную гетероструктуру слоёв, содержащих фосфор, использования припоя с пластичными свойствами при сборке лазерных диодов на теплоотвод и использования дополнительного процесса обработки медного теплоотвода достигнуты значения смайла $\leq 0,25$ мкм для линейки лазерных диодов шириной 10 мм. Использование цилиндрической асферической микролинзы с фокусным расстоянием 286 мкм в качестве коллимирующей линзы по быстрой оси излучения линеек лазерных диодов с уменьшенным «смайлом» позволяет получать расходимость излучения на уровне 2,4 мрад, что соответствует близкому к дифракционному качеству пучка.

5 Экспериментально показано, что за счёт использования линеек лазерных диодов на основе гетероструктур в системе AlGaInP/GaAs с увеличенным размером излучающей области до уровня $\sim 0,64$ мкм и уменьшенным смайлом до 0,25 мкм в лазере с внешним резонатором, содержащим фазовую решётку, достигаются значения выходной мощности на уровне 100 Вт в спектральной полосе 0,08 нм. При этом доля мощности в спектральном пике для источников мощного спектрально узкополосного излучения достигала уровня 98 %.

6 Определены значения остаточных коэффициентов отражения ($\geq 2.0 \cdot 10^{-3}$) от просветлённых поверхностей элементов внешнего резонатора, при типичных остальных его параметрах, которые могут приводить к появлению дополнительных резонансов в структуре спектра мод и тем самым усложнять её с одновременным понижением устойчивости спектрально - узкополосной генерации.

7 На основе полученных результатов исследований, выполненных в данной диссертационной работе, на предприятии ООО «НПП «ИНЖЕКТ» разработаны и в настоящее время промышленно выпускаются мощные узкополосные излучатели

на основе интегрированных диодных лазеров с брэгговской решёткой, в том числе масштабированные.

Последующие исследования могут быть направлены на выяснение причин, ограничивающих дальнейшее увеличение мощности узкополосных диодных лазеров с высокой яркостью и на поиск экспериментальных и технологических путей их преодоления. Интересно также расширение области применений разработанного метода расчета комплексных собственных частот продольных мод диодного лазера с внешним резонатором к другим типам лазеров с многоэлементными резонаторами.

Список литературы.

1. Попов, Ю.М. Об истории создания инжекционного лазера / Ю.М. Попов // Успехи физических наук. - 2004. - Т. 174. - N 10. - С. 1142-1144.
2. Басов, Н.Г. Квантовомеханические полупроводниковые генераторы и усилители электромагнитных колебаний / Н.Г. Басов, О.Н. Крохин, Ю.М. Попов // ЖЭТФ. - 1959. - Т. 37. - N 2. - С. 587-588.
3. Hall, R.N. Coherent light emission from GaAs junction / R.N. Hall, G.E. Fenner, I.P. Kingsley, T.I. Soltus, R.K. Carlson // Phys.Rev.Lett. - 1962. - Vol. 9. - N 9. - P. 366-368.
4. Басов, Н.Г. Получение состояний с отрицательной температурой в p-n переходах вырожденных полупроводников / Н.Г. Басов, О.Н. Крохин, Ю.М. Попов // ЖЭТФ. - 1961. - Т. 40. - N 6. - С. 1879-1880.
5. Stimulated emission of Radiation from GaAs p-n junction / M.I. Nathan, W.P. Dumke, G. Burns, F.N. Dill, G. Lasher // Appl. Phys. Lett. - 1962. - Vol. 1. - N 2. - P. 62-64.
6. Исследование влияния параметров гетероструктуры на пороговый ток лазеров и получение непрерывного режима генерации при комнатной температуре / Ж.И. Алферов, В.М. Андреев, Д.З. Гарбузов, Е.Л. Портной, Ю.В. Жилиев, Е.П. Морозов, В.Г. Трофим // ФТП. - 1970. - Т. 4. - С. 1826-1830
7. Кейси, Х. Лазеры на гетероструктурах / Х. Кейси, М. Паниш. - М.: Мир, 1981. - Т. 1. - 300 с.
8. Кейси, Х. Лазеры на гетероструктурах / Х. Кейси, М. Паниш. - М.: Мир, 1981. - Т. 2. - 364 с.
9. Елисеев, П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров / П.Г. Елисеев. - М.: Наука, 1983. - 295 с.
10. Жуков, А.Е. Основы физики и технологии полупроводниковых лазеров / А.Е. Жуков. - СПб.: Изд-во Академ. ун-та, 2016. - 364 с.

11. Полупроводниковые лазеры: учебное пособие по специальности "Радиофизика и электроника"/В.П. Грибковский. - Минск.: Издательство Университетское, 1988. - 305 с.
12. Лазерные элементы на основе активированных кристаллов иттрий-алюминиевого граната, выращенных методом Киропулоса / Д. Т. Дзиов, Б. М. Синельников, А. В. Шестаков, И. А. Шестакова // Материалы XXIV Международной конференции «Оптика и спектроскопия конденсированных сред». – Краснодар : Изд-во Кубанский государственный университет, 16-22 сентября, 2018– С. 346-349.
13. Бойко, Р. М. Разработка композитных лазерных элементов на основе кристаллов и стекол / Р. М. Бойко, А. В. Шестаков, И. А. Шестакова // Материалы XXII Международной конференции «Оптика и спектроскопия конденсированных сред». – Краснодар : Изд-во Кубанский государственный университет, 18-24 сентября, 2016– С. 298-299.
14. Selective laser spectroscopy of yttrium scandate doped with ytterbium ion / O. Alimov, M. Doroshenko, E. Dobretsova, K. Pierpoint, S. Rusanov, V. Kashin, V. Tsvetkov // Optical Materials. – 2024. – Vol. 153. – P. 115570.
15. Investigation of Absorption Dynamics from the Excited State $5I_7$ of Holmium Ions in Optical Silica-Based Fibers/ S. A. Filatova, A. E. Fale, V. A. Kamynin, A. A. Wolf, I. V. Zhluktova, O. E. Nanii, A. P. Smirnov, S. A. Babin, A. I. Fedoseev, V. B. Tsvetkov // Journal of Lightwave Technology. – 2023. – Vol. 41. – No. 19. – P. 6400-6407.
16. Лазер на парах цезия с диодной накачкой и прокачкой лазерной среды по замкнутому циклу / А.В. Богачев, С.Г. Гаранин, А.М. Дудов, В.А. Ерошенко, С.М. Куликов, Г.Т. Микаелян, В.А. Панарин, В.О. Паутов, А.В. Рус, С.А. Сухарев // Квантовая электроника. - 2012. - Т. 42. - N 2. - С. 95-98.
17. Лазер на парах рубидия с поперечной накачкой лазерными диодами и протоком активной среды / И.В. Андреев, А.В. Богачев, С.Г. Гаранин, В.А. Ерошенко, Г.Н. Качалин, Н.А. Кирдяев, С.М. Куликов, С.А. Кунин, С.Н. Певный, Д.Н. Пивкин, В.А. Панарин, А.С. Сафронов, С.А. Сухарев // Молодежь в науке:

- сборник докладов 13-й научно-технической конференции (28-30 октября 2014 г.) / ФГУП "Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский науч.-исслед. ин-т экспериментальной физики" (РФЯЦ ВНИИЭФ) ; [авт.-сост.: Н. Н. Попова, Е. В. Забавин]. - Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. - 2015. - 659 с.
18. Шалагин, А.М. Мощные лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой / А.М. Шалагин // Успехи физических наук. - 2011. - Т. 181. - N 9. - С. 1011-1016.
 19. Krupke, W.F. Diode Pumped Alkali Lasers (DPALs) – an Overview / W.F. Krupke // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. - 2008. - Vol. 7005. - 13 p.
 20. Не – Ar-смесь высокого давления, возбуждаемая электронным пучком, как потенциальная активная среда лазера с оптической накачкой / Д.А. Заярный, А.Е. Дракин, А.А. Ионин, А.Ю. Льдов, Д.В. Сеницын, Н.Н. Устиновский, И.В. Холин // Квантовая электроника - 2018. - Т. 48. - N 12. - С. 1174-1178.
 21. Demonstration of a CW diode-pumped Ar metastable laser operating at 4 W / J. Han, M.C. Heaven, P.J. Moran, G.A. Pitz, E.M. Guild, C.R. Sanderson, B. Hokr // Opt. Lett. - 2017. - Vol. 42. - N 22. - P. 4627-4630.
 22. Near infrared rubidium $6^2P_{3/2,1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$ laser / P.J. Moran, R.M. Richards, C.A. Rice, G.P. Perram // Optics Communications. - 2016. - Vol. 374. - P. 51-57.
 23. Low-pressure cesium and potassium diode pumped alkali lasers: pros and cons / B.V. Zhdanov, M.D. Rotondaro, M.K. Shaffer, R.J. Knize // Optical Engineering. - 2016. - Vol. 55. - N 2. - 6 p.
 24. Advancements in flowing diode pumped alkali lasers / G.A. Pitz, D.M. Stalnaker, E.M. Guild, B.Q. Olike, P.J. Moran, S.W. Townsend, D.A. Hostutler // Proc. of SPIE. - Vol. 9729. - 8 p.
 25. Reviews of a Diode-Pumped Alkali Laser (DPAL), a Potential High-powered Light Source / H. Cai, Y. Wang, J. Han, G. An, W. Zhang, L. Xue, H. Wang, J. Zhou, M. Gao, Z. Jiang // Proc. of SPIE. - Vol. 9521. - 13 p.
 26. Лазер на парах рубидия с поперечной накачкой лазерными диодами и протоком активной среды / В.Ю. Власов, Г.Н. Качалин, Н.А. Кирдяев, С.М. Куликов, С.А. Кунин, Д.Н. Пивкин, А.С. Сафронов, С.А. Сухарев // Лазеры на парах

- металлов : сборник трудов симпозиума (ЛПМ – 2014), Лоо, 22-26 сентября 2014 г. - 2014. - 96 с. - 28 с.
27. Krupke, W.F. Diode Pumped Alkali Laser, United States patent US 6, 643, 311, 2001 Dec 17.
 28. New class of cw high-power diode-pumped alkali lasers (DPALs) / W.F. Krupke, R.J. Beach, V.K. Kanz, S.A. Payne, J.T. Early // Proceedings of SPIE. - 2004. - Vol. 5448. - P. 7-17.
 29. Шалагин, А.М. Мощные лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой / А.М. Шалагин // УФН. - 2011. - Т. 181. - N 9. - С. 1011-1016.
 30. Krupke, W.F. Diode pumped alkali lasers (DPALs) — A review (rev1) / W.F. Krupke // Progress in Quantum Electronics. - 2012. - Vol. 36. - P. 4-28.
 31. Zhdanov, B.V. Review of alkali laser research and development / B.V. Zhdanov, R.J. Knize // Optical Engineering. - 2013. - Vol. 52. - N (2). - P. 443-447.
 32. Пархоменко, А.И. Влияние геометрии накачки на эффективность генерации лазера на парах щелочных металлов / А.И. Пархоменко, А.М. Шалагин // Квантовая электроника. - 2019. - Т. 49. - N 2. - С. 103-110.
 33. Walker, T. Spin-exchange optical pumping of noble-gas nuclei / T. Walker, W. Happer // Rev. Mod. Phys. - 1997. - Vol. 69. - N 2. - P. 629-642.
 34. Freeman, M.S. The Efficiency Limits of Spin Exchange Optical Pumping Methods of ^{129}Xe Hyperpolarization: Implications for in vivo MRI Applications / M.S. Freeman // Graduate Program in Medical Physics, Duke University, Durham. - 2015.
 35. Григорьев, Г.Ю. Методы получения поляризованного ксенона для магнитно-резонансной томографии (обзор) / Г.Ю. Григорьев, А.С. Лагутин // ЖТФ. - 2022. - Т. 92. - Вып. 9. - С. 1277-1299.
 36. A 100 W class narrow linewidth stack pump source for metastable rare gas laser / P. Lei, Z. Zhang, X. Wang, D. Zuo // Proc. SPIE, Semiconductor Lasers and Laser Dynamics X. - 2022. - Vol. 12141. - 10 p.

37. DPAL pump system exceeding 3kW at 766nm and 30 GHz bandwidth / T. Koenning, D. McCormick, D. Irwin, D. Stapleton, T. Guiney, S. Patterson // Proc. of SPIE. - 2016. - Vol. 9733. - 7 p.
38. Wavelength stabilized high-power diode laser modules / B. Köhler, T. Brand, M. Haag, J. Biesenbach // Proc. SPIE, High-Power Diode Laser Technology and Applications VII. - 2009. - Vol. 7198 - 12 p.
39. Narrow line diode laser stacks for DPAL pumping / T. Koenning, D. Irwin, D. Stapleton, R. Pandey, T. Guiney, S. Patterson // Proc. SPIE, High Energy/Average Power Lasers and Intense Beam Applications VII. - 2014. - Vol. 8962. - 7 p.
40. Diehl, R. (Ed.) High-Power Diode Lasers / R. Diehl (Ed.) // Topics in Applied Physics. - 2000. - Vol. 78. - 416 p.
41. 55W peak power from 1100 nm wavelength 60 μm broad-area laser diodes enabled by reduced carrier accumulation in the waveguide / A. Pietrzak, P. Crump, H. Wenzel, R. Staske, G. Erbert, G. Trankle // Semicond. Sci. Technol. – 2009. – Vol. 24. – No. 3. – 5 p.
42. Optimization of fiber coupling in ultra-high power pump modules at $\lambda = 980 \text{ nm}$ / B. Sverdlov, H.-U. Pfeiffer, E. Zibik, S. Mohrdiek, T. Pliska, M. Agresti, N. Lichtenstein // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. - 2013. - Vol. 8605. - No. 860508-1. - 4 p.
43. Packaging of High Power Semiconductor Lasers / X. Liu, W. Zhao, L. Xiong, H. Liu. - Springer, 2015. - 402 p.
44. Бахерт, Х.Ю. Деформация мод в инжекционном лазере из-за самофокусировки и ее связь с нелинейностью выходной характеристики / Х.Ю. Бахерт, А. П. Богатов, П. Г. Елисеев // Квантовая электроника. – 1978. – Т. 5. – № 3. – С. 603-608.
45. Мифтахутдинов, Д. Р. Катастрофическая оптическая деградация (КОД) выходной грани мощных поперечноодномодовых диодных лазеров. Часть I. Физическая модель / Д. Р. Мифтахутдинов, А. П. Богатов, А. Е. Дракин // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40. – № 7. – С. 583-588.

46. Мифтахутдинов, Д. Р. Катастрофическая оптическая деградация (КОД) выходной грани мощных поперечноодномодовых диодных лазеров. Часть II. Расчет пространственного распределения температуры и порога КОД / Д. Р. Мифтахутдинов, А. П. Богатов, А. Е. Дракин // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40. – № 7. – С. 589-595.
47. Тарасов, И.С. Мощные полупроводниковые лазеры на основе гетероструктур раздельного ограничения / И.С. Тарасов // Квантовая электроника. - 2010. - Т. 40. - N 8. - С. 661-681.
48. 783 nm wavelength stabilized DBR tapered diode lasers with a 7 W output power / B. Sumpf, L.S. Theurer, M. Maiwald, A. Müller, A. Maßdorf, J. Fricke, P. Ressel, G. Tränkle // Appl Opt. - 2021. - Vol. 60. - N 18. - P. 5418-5423.
49. Безотосный, В.В. Перспективы применения лазерных диодов в установках инерциального термоядерного синтеза (Обзор) / В.В. Безотосный // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. - 2018. - Т. 41. - Вып. 4. - С. 86-98.
50. Crove, J. W. External cavity coupling and phase locking of gallium arsenide injection lasers / J. W. Crove, W. E. Ahearn // IEEE Journal of Quantum Elect. – 1968. – Vol. 4. – No. 4. – P. 169-172.
51. High-brightness scalable continuous-wave single-mode photonic-crystal laser / M. Yoshida, S. Katsuno, T. Inoue, J. Gellera, K. Izumi, M. De Zoysa, K. Ishizaki, S. Noda // Nature. – 2023. – Vol. 618. – No. 7966. – P. 727-732.
52. Progress of Photonic-Crystal Surface-Emitting Lasers: A Paradigm Shift in LiDAR Application / Y.-H. Hong, W.-C. Miao, W.-C. Hsu, K.-B. Hong, C.-L. Lin, C. Lin, S.-C. Chen, H.-C. Kuo // Crystals. – 2022. – Vol. 12. – No. 6. – 17 p.
53. Model: RB-780A-50-120-24-3-BAR [Электронный ресурс]. - 2023. - URL: <http://www.raybowlaser.com> (дата обращения: 01.06.2023).
54. Everbright EB-BB-200-0940-05-013 [Электронный ресурс]. - 2022. - URL: https://v4.cccdnyun300.cn/100001_2205175052/EB-BB-200-0940-05-013.pdf (дата обращения: 11.05.2023).
55. Heading to 1 kW levels with laser bars of high efficiency and emission wavelength around 880 nm and 940 nm / A. Pietrzak, M. Woelz, R. Huelsewede, M. Zorn, O.

- Hirse Korn, J. Meusel, A. Kindsvater, M. Schröder, V. Bluemel, J. Sebastian // High-Power Diode Laser Technology and Applications XIII. Proc. of SPIE. - 2015. - Vol. 9348. - 10 p.
56. Ладугин, М.А. Полупроводниковые гетероструктуры A^3B^5 для многоэлементных лазерных излучателей ближнего ИК-диапазона: дис.... д-ра физ.-мат. наук: 05.27.03 / Ладугин Максим Анатольевич. - М., 2020. - 327 с.
57. Линейки лазерных диодов на основе квантоворазмерных гетероструктур AlGaAs/GaAs с КПД до 70% / М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, Т.А. Багаев, А.Ю. Андреев, К.Ю. Телегин, А.В. Лобинцов, Е.И. Давыдова, С.М. Сапожников, А.И. Данилов, А.В. Подкопаев, Е.Б. Иванова, В.А. Симаков // Квантовая электроника. - 2017. - Т. 47. - N 4. - С. 291-293.
58. Микаелян, Г.Т. Анализ тепловых режимов мощных полупроводниковых лазеров и наборных решёток / Г.Т. Микаелян // Квантовая электроника. - 2006. - Т. 36. - N 3. - С. 222-227.
59. Накваски, В. Упрощенный тепловой анализ работы линейки лазерных диодов / В. Накваски // Квантовая электроника. - 1984. - Т. 11. - N 2. - С. 391-393.
60. Моделирование и экспериментальное изучение температурных профилей в непрерывных лазерных диодных линейках / В.В. Безотосный, В.П. Гордеев, О.Н. Крохин, Г.Т. Микаелян, В.А. Олещенко, В.Ф. Певцов, Ю.М. Попов, Е.А. Чешев // Квантовая электроника. - 2018. - Т. 48. - N 2. - С. 115-118.
61. Микаелян, Г.Т. Мощные диодные лазерные линейки и матрицы: дис. д-ра физ.-мат. наук в форме науч. доклада: 01.04.21/Микаелян Геворк Татевосович. - М., 2006. - 84 с.
62. Непрерывные мощные лазерные линейки спектрального диапазона 750 – 790 нм / Н.С. Дегтярева, С.А. Кондаков, Г.Т. Микаелян, П.В. Горлачук, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, Ю.Л. Рябоштан, И.В. Яроцкая // Квантовая электроника. - 2013. - Т. 43. - N 6. - С. 509-511.
63. Жуков, А.Е. Современные инжекционные лазеры / А.Е. Жуков, М.В. Максимов. - Спб.: Издательство политехнического университета, 2009. - 275 с.

64. High-power VCSEL systems and applications / H. Moench, R. Conrads, C. Deppe, G. Derra, S. Gronenborn, Xi Gu, G. Heusler, J. Kolb, M. Miller, P. Pekarski, J. Pollman-Retsch, A. Pruijmboom, U. Weichmann // *Proceedings of SPIE*. – 2015. – Vol. 9348. – 10 p.
65. Ludeke, R. Tunable GaAs Laser in an External Dispersive Cavity / R. Ludeke, E. P. Harris // *Appl. Phys. Lett.* – 1972. – Vol. 20. – No. 12. – P. 499-500.
66. Voumard, C. External cavity controlled 32 MHz narrowband CW GaAlAs diode lasers / C. Voumard // *Opt. Lett.* – 1977. – Vol. 1. – P. 61-63.
67. Одночастотные лазеры: ECL, DFB, DBR и VHG конфигурации [Электронный ресурс]. - 2018. -URL :https://in-science.ru/articles/article_post/odnochastotnyye-lazery-ecl-dfb-dbr-i-vhg-konfiguratsii (дата обращения: 11.05.2023).
68. Пермякова, О.И. Стабилизированный по частоте полупроводниковый лазер с внешним резонатором / О.И. Пермякова, А.В. Яковлев, П.Л. Чаповский // *Квантовая электроника*. - 2005. - Т. 35. - N 5. - С. 449-453.
69. Frequency-narrowed external-cavity broad-area-diode for rubidium laser pumping / Z. Yang, Y. Li, H. Wang, Q. Lu, X. Xu // *Chin. Opt. Lett.* - 2011. - Vol. 9. - N 6. - 3 p.
70. Спектральные характеристики многомодовых полупроводниковых лазеров с поверхностной дифракционной решёткой высших порядков / В.В. Золотарев, А.Ю. Лешко, Н.А. Пихтин, А.В. Лютецкий, С.О. Слипченко, К.В. Бахвалов, Я.В. Лубянский, М.Г. Растегаева, И.С. Тарасов // *Квантовая электроника*. - 2014. - Т. 44. - N 10. - С. 907-911.
71. High Power Volume Bragg Laser Bar with 10 GHz spectral bandwidth / G. Venus, A. Gourevitch, V. Smirnov, L. Glebov // *Proc. of SPIE*. - 2008. - Vol. 6952. - 5 p.
72. Continuous wave, 30 W laser-diode bar with 10 GHz linewidth for Rb laser pumping / A. Gourevitch, G. Venus, V. Smirnov, D.A. Hostutler, L. Glebov // *Optics Letters*. - 2008. - Vol. 33. - N 7. - P. 702-704.

73. Ciapurin, I.V. Modeling of phase volume diffractive gratings, part 1: transmitting sinusoidal uniform gratings / I.V. Ciapurin, L.B. Glebov, V.I. Smirnov // *Optical Engineering*. - 2006. - Vol. 45. - N 1. - 9 p.
74. Modeling of phase volume diffractive gratings, part 2: reflecting sinusoidal uniform gratings, Bragg mirrors / I.V. Ciapurin, V. Smirnov, D.R. Drachenberg, G.B. Venus, L.B. Glebov // *Optical Engineering*. - 2012. - Vol. 51. - N 5. - 11 p.
75. Kogelnik, H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings / H. Kogelnik // *Bell. Syst. Tech. J.* - 1969. - Vol. 48. - N 9. - P. 2909-2947.
76. Narrow-line, tunable, high-power diode laser pump for DPAL applications / R. Pandey, D. Merchen, D. Stapleton, D. Irwin, C. Humble, S. Patterson, H. Kissel, J. Biesenbach // *Proc. SPIE, Laser Technology for Defense and Security IX*. - 2013. - Vol. 8733. - 16 p.
77. Development of stable, narrow spectral line-width, fiber delivered laser source for spin exchange optical pumping / B. Liu, X. Tong, C. Jiang, D.R. Brown, L. Robertson // *Applied Optics*. - 2015. - Vol. 54. - N 17. - P. 5420-5424.
78. Narrow-line fiber-coupled modules for DPAL pumping / T. Koenning, D. McCormick, D. Irvin, D. Stapleton, T. Guiney, S. Patterson // *Proc. of SPIE*. - 2015. - Vol. 9348 - 9 p.
79. White, A.L. Wavelength Selection and Wide-Temperature-Range Operation of Neodymium-Doped Lasers / A.L. White // *Heriot-Watt University School of Engineering and Physical Sciences*. - 2014. - 221 p.
80. High-power linearly-polarized operation of a cladding-pumped Yb fibre laser using a volume Bragg grating for wavelength selection / P. Jelger, P. Wang, J.K. Sahu, F. Laurell, W.A. Clarkson // *Opt. Express*. - 2008. - Vol. 16. - N 13. - P. 9507-9512.
81. Volume Bragg Grating temperature gradient effect on laser diode array and stack spectra narrowing / H. Wang, Z. Yang, W. Hua, W. Liu, X. Xu // *Proc. SPIE, XIX International Symposium on High-Power Laser Systems and Applications 2012*. - 2013. - Vol. 8677. - p. 6.
82. High-resolution smile measurement and control of wavelength-locked QCW and CW laser diode bars / E. Rosenkrantz, D. Yanson, G. Klumel, M. Blonder, N.

- Rappaport, O. Peleg // Proc. SPIE, High-Power Diode Laser Technology XVI. - 2018. - Vol. 10514. - 12 p.
83. Bonding Semiconductor Laser Chip: Substrate Material Figure of Merit and Die Attach Layer Influence / A.C. Pliska, J. Mottin, N. Matuschek, C. Bosshard // Thermic. - 2005. - P. 76-83.
84. Tunable, High-Power, Narrow-Linewidth Diode Laser for Potassium Alkali Metal Vapor Laser Pumping / J. Han, J. Zhang, X. Shan, Y. Zhang, H. Peng, L. Qin, L. Wang // Crystals. - 2022. - Vol. 12. - N 1675. - 9 p.
85. High-resolution spectral mapping of lensed high power laser bar / C.D. Gannon, T. Koenning, S.G. Patterson, P.O. Leisher // Proc. SPIE, High-Power Diode Laser Technology and Applications XII. - 2014. - Vol. 8965. - 8 p.
86. High-power diode lasers optimized for low-loss smile-insensitive external spectral stabilization / P. Crump, S. Hengesbach, U. Witte, H-D. Hoffmann, G. Erbert, G. Tränkle // IEEE photonics technology letters. – 2012. – Vol. 24. – No. 8. – P. 703-705.
87. Correction of beam errors in high power laser diode bars and stacks / J.F. Monjardin, K.M. Nowak, H.J. Baker, D.R. Hall // Optics Express. - 2006. - Vol. 14. - N 18. - P. 8178-8183.
88. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика. Том VIII. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. – 621 с.
89. Microlenses coupling light to optical fibers : сборник / Ed. by H.-D. Wu, F. S. Barnes. – New York : IEEE Press, 1990. – 499 p.
90. Яркость и филаментация оптического потока мощных квантоворазмерных In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs-лазеров, работающих в непрерывном режиме / А. П. Богатов, А. Е. Дракин, А. А. Стратонников, В. П. Коняев // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – № 5. – С. 401-405.
91. Bogatov, A. P. Filamentation, lateral field instability, and six-wave mixing in semiconductor lasers / A. P. Bogatov // Proc. SPIE, Physics and Simulation of Optoelectronic Devices III. – 1995. – Vol. 2399. – P. 465-467.

92. Ахманов, С. А. Физическая Оптика / С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин. – М.: Изд-во Московского государственного университета, 1998. – 656 с.
93. Линейки лазерных диодов на основе гетероструктур AlGaPAs/GaAs с компенсацией механических напряжений / А.А. Мармалюк, М.А. Ладугин, И.В. Яроцкая, В.А. Панарин, Г.Т. Микаелян // Квантовая электроника. - 2012. - Т. 42. - N 1. - С. 15-17.
94. Bachmann, C. High Power Diode Technology and Application / C. Bachmann, K. Boucke, R. Poprawe. - Springer Series in Optical Sciences, 2007. - P. 75-120.
95. Линейки лазерных диодов на основе гетероструктур AlGaAsP/GaAs, излучающие на длине волны 850 нм / В.В. Шамахов, Д.Н. Николаев, А.В. Лютецкий, К.В. Бахвалов, И.С. Шашкин, М.Г. Растегаева, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов // Физика и техника полупроводников. - 2014. - Т. 48. - N 3. - С. 388-391.
96. Мощные линейки лазерных диодов на основе квантоворазмерных гетероструктур (Al)GaAs/AlGaAs/GaAs и GaAsP/GaInP/GaAs / Н. В. Гультиков, К. Ю. Телегин, А. Ю. Андреев, Л. И. Шестак, В. А. Панарин, М. Ю. Старынин, А. А. Мармалюк, М. А. Ладугин // Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53. – №. 8. – С. 667-671.
97. Мощные лазеры на основе гетероструктур различных систем материалов: конструкция и технология / Н. В. Гультиков, Л. И. Шестак, В. А. Панарин, М. Ю. Старынин, А. А. Мармалюк, М. А. Ладугин // Нанопизика и наноэлектроника : труды XXVII Международного симпозиума. – Нижний Новгород : Изд-во ИПФ РАН, 13-16 марта, 2023. – Т. 2. – 562 с.
98. Выходные характеристики линеек лазерных диодов на основе квантоворазмерных гетероструктур (Al)GaAs/AlGaAs/GaAs и GaAsP/GaInP/GaAs / Н. В. Гультиков, М. Ю. Старынин, Л. И. Шестак, В. А. Панарин, А. А. Мармалюк, М. А. Ладугин // Физика.СПб : тезисы докладов международной конференции. – СПб : Изд-во ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 23-27 октября, 2023. – С. 210-211.

99. Мощные непрерывные линейки лазерных диодов (770-880 нм) с КПД до 70%, изготовленные на основе Al-free гетероструктур / М. А. Ладугин, А. А. Мармалюк, А. Ю. Андреев, И. В. Яроцкая, Н. В. Гультиков, Л. И. Шестак, В. А. Панарин // XI Международный симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур: сборник тезисов докладов. – Москва : Изд-во ФИАН, 29 ноября - 1 декабря, 2023. – с. 72.
100. Мощные полупроводниковые лазеры на основе ассиметричных гетероструктур раздельного ограничения / Д. А. Винокуров, С. А. Зорина, В. А. Капитонов, А. В. Мурашова, Д. Н. Николаев, А. Л. Станкевич, М. А. Хомылев, В. В. Шамахов, А. Ю. Лешко, А. В. Лютецкий, Т. А. Налет, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, Н. В. Фетисова, И. С. Тарасов, // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т. 39. – № 3. – С. 388-392
101. Улучшение параметров вольт-амперной характеристики полупроводниковых лазеров InGaAs/AlGaAs/GaAs ($\lambda = 940-980$ нм) с расширенным ассиметричным волноводом / Н.А. Волков, К.Ю. Телегин, Н.В. Гультиков, Д.Р. Сабитов, А.Ю. Андреев, И.В. Яроцкая, А.А. Падалица, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, Л.И. Шестак, А.А. Козырев, В.А. Панарин // Квантовая электроника. - 2022. - Т. 52. - N 2. - С. 179-181.
102. Микрооптика FAC286 [Электронный ресурс]. - 2021. - URL: <https://nppinject.ru/wp-content/uploads/2021/04/FAC286.pdf> (дата обращения: 15.05.2023).
103. Микрооптика SAC500 [Электронный ресурс]. - 2021. - URL: <https://nppinject.ru/wp-content/uploads/2021/04/SAC500.pdf> (дата обращения: 15.05.2023).
104. Микрооптика BTS 200/400 [Электронный ресурс]. - 2021. - URL: <https://nppinject.ru/wp-content/uploads/2021/04/BTS-200400.pdf> (дата обращения: 15.05.2023).
105. Дымах OP-61-LS [Электронный ресурс]. - 2023. - URL: <https://dymax.com/content/download/3906/file/OP-61-LS%20PDS.pdf> (дата обращения: 15.05.2023).

106. 190-1100nm Cameras [Электронный ресурс]. - 2023. - URL: https://www.ophiropt.com/laser-measurement/sites/default/files/SP932U_1.pdf (дата обращения: 15.05.2023).
107. Мощные лазеры ($\lambda = 808-850$ нм) на основе асимметричной гетероструктуры раздельного ограничения / А. Ю. Андреев, А. Ю. Лешко, А. В. Лютецкий, А. А. Мармалюк, Т. А. Налет, А. А. Падалица, Н. А. Пихтин, Д. Р. Сабитов, В. А. Симаков, С. О. Слипченко, М. А. Хомылев, И. С. Тарасов // Физика и техника полупроводников. – 2006. – Т. 40. – № 5. – С. 628-632.
108. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 835 нм на основе различных типов лазерных гетероструктур / А. В. Мурашова, Д. А. Винокуров, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, В. В. Шамахов, В. В. Васильева, В. А. Капитонов, А. Ю. Лешко, А. В. Лютецкий, Т. А. Налет, Д. Н. Николаев, А. Л. Станкевич, Н. В. Фетисова, И. С. Тарасов, Y. S. Kim, D. H. Kang, S. Y. Lee // Физика и техника полупроводников. – 2008. – Т. 42. – № 7. – С. 882-887.
109. Мощный источник спектрально-узкополосного излучения на основе интегрированных лазерных диодов с внешним резонатором / В.А. Панарин, Г.Т. Микаелян, И.В. Галушка, Н.Н. Беглецова, И.А. Зимин, А.Е. Дракин, Н.В. Дьячков, Т.И. Гущик, А.П. Богатов // Квантовая электроника. - 2022. - Т. 52. - N 9. - С. 789-793.
110. Непрерывный одночастотный инжекционный гетеролазер с перестройкой частоты с помощью внешнего дисперсионного резонатора / А.П. Богатов, Ю.В. Гуров, П.Г. Елисеев, О.Г. Охотников, Г.Т. Пак, А.И. Петров, К.А. Хайретдинов // Квантовая электроника. - 1979. - Т. 6. - N 6. - С. 1264-1270.
111. Lang, R. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties / R. Lang, K. Kobayashi // IEEE J. Quantum. Electron. - 1980. - Vol. 16. - N 3. - P. 347-355.
112. Радиочастотные спектры биений мод и пульсации интенсивности инжекционного лазера с внешним дисперсионным резонатором / Х.Ю. Бахерт, А.П. Богатов, Ю.В. Гуров, П.Г. Елисеев, О.Г. Охотников, Г.Т. Пак, М.П.

- Рахвальский, К.А. Хайретдинов // Квантовая электроника. - 1981. - Т. 8. - N 9. - С. 1957-1961.
113. Бистабильный режим и спектральная перестройка в инжекционном лазере с внешним дисперсионным резонатором / В.Ю. Баженов, А.П. Богатов, П.Г. Елисеев, О.Г. Охотников, Г.Т. Пак, М.П. Рахвальский, М.С. Соскин, В.Б. Тараненко, К.А. Хайретдинов // Квантовая электроника. - 1981. - Т. 8. - N 4. - С. 853-859.
114. Взаимодействие мод и автостабилизация одночастотной генерации в инжекционных лазерах / А.П. Богатов, П.Г. Елисеев, О.Г. Охотников, М.П. Рахвальский, К.А. Хайретдинов // Квантовая электроника. - 1983. - Т. 10. - N 9. - С. 1851-1865.
115. Богатов, А.П. Исследование поперечной структуры поля инжекционного лазера с помощью внешнего дисперсионного резонатора / А.П. Богатов, П.Г. Елисеев, О.А. Кобилджанов, М.П. Рахвальский, А.В. Хайдаров // Квантовая электроника. - 1989. - Т. 16. - N 9. - С. 1765-1769.
116. Борн, М. Основы Оптики / М. Борн, Э. Вольф. - М.: Изд-во Наука, 1973. - 720 с.
117. Вайнштейн, Л.А. Электромагнитные волны / Л.А. Вайнштейн. - 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Радио и связь, 1988. - 440 с.
118. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. - Т. 1, Механика. - М.: Наука, 1965. - 204 с.
119. Богатов, А.П. О влиянии избыточных носителей тока на диэлектрическую проницаемость GaAs на частоте излучательных переходов в инжекционных лазерах / А.П. Богатов, П.Г. Елисеев, В.В. Мамутин // Квантовая электроника. - 1976. - Т. 3. - N 7. - С. 1609-1611
120. Лазерные диодные модули LDM53-794-50-CW-L-ST [Электронный ресурс]. - 2023. - URL: <https://nppinject.ru/wp-content/uploads/2023/05/LDM53-794-50-CW-L-ST.pdf> (дата обращения: 23.05.2023).

121. Лазерные диодные модули [Электронный ресурс]. - 2023. -
URL: <https://nppinject.ru/wp-content/uploads/2023/05/LDM34-794-200-CW-L-ST.pdf> (дата обращения: 23.05.2023).

Приложение.

Источники спектрально узкополосного излучения на основе интегрированных
диодных лазеровТеплоотвод для брэгговской решётки источника спектрально узкополосного
излучения

Как отмечалось в главе 1, резонансная длина волны брэгговской решётки зависит от температуры. Соответственно и длина волны излучения линейки с внешним резонатором на основе брэгговской решётки будет так же зависеть от температуры решётки и изменяться с коэффициентом примерно 7 нм/К (для длины волны 780 нм). Прохождение лазерного излучения через брэгговскую решётку приводит к её разогреву, что соответственно приводит к увеличению длины волны излучения линейки с внешним резонатором на основе такой решётки.

Кроме того, что брэгговскую решётку необходимо устанавливать на теплоотвод, необходимо иметь возможность поддерживать температуру данного теплоотвода для точной настройки резонансной длины волны брэгговской решётки. К тому же такой теплоотвод должен содержать элементы юстировки по углам брэгговской решётки во внешнем резонаторе линейки лазерных диодов.

Разработанный в ходе выполнения работы составной теплоотвод для брэгговской решётки схематично показан на рисунке 1.

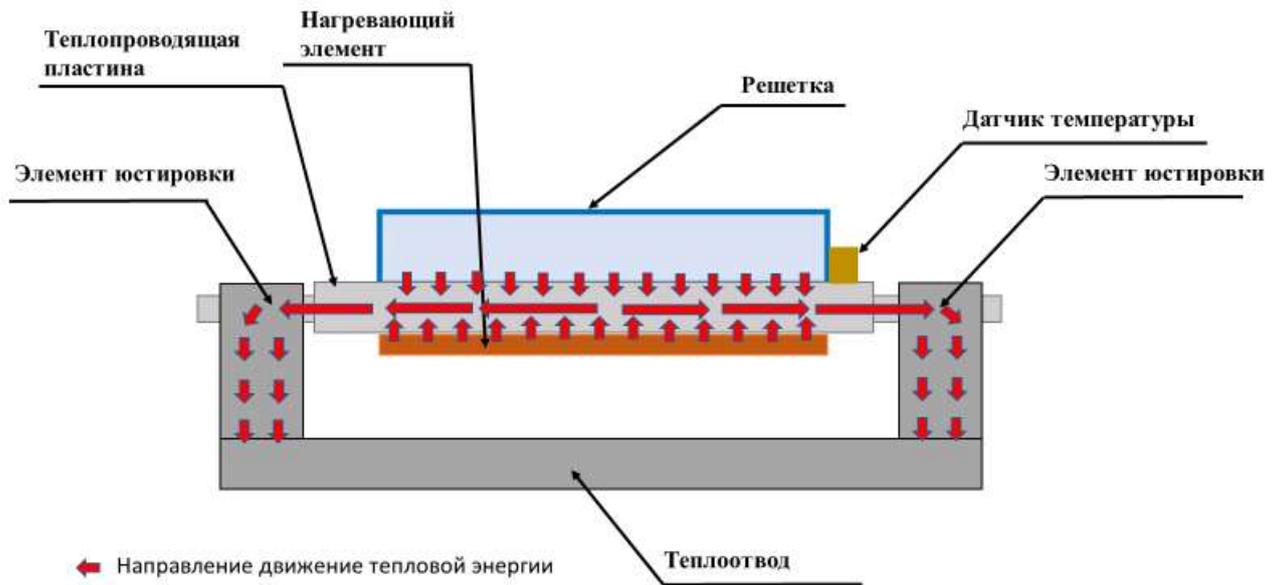


Рисунок 1 – Схематичное изображение теплоотвода брэгговской решётки.

Узел теплоотвода для брэгговской решётки получается состоящим из следующих элементов:

- теплопроводящая пластина;
- нагревающий элемент;
- элементы юстировки;
- датчик температуры;
- непосредственно общий теплоотвод.

Теплопроводящая пластина предназначена для передачи выделяемой в брэгговской решётке тепловой энергии к внешнему радиатору. Одновременно для точной подстройки резонансной длины волны брэгговской решётки теплопроводящая пластина подогревается с помощью нагревательного элемента. Элементы юстировки позволяют произвести точную настройку брэгговской решётки по углу во внешнем резонаторе линейки лазерных диодов в качестве селективного резонатора. Одновременно эти элементы юстировки проводят тепло в общий для этого узла теплоотвод. С помощью схемы термостабилизации поддерживается постоянное значение температуры в районе термодатчика с помощью изменения тока через нагревательный элемент.

Брэгговская решётка смонтирована с помощью пайки с применением припоя ПОС-61 на теплопроводящую пластину. Материалом для изготовления этой пластины является прецизионный сплав 29НК (ковар). Выбор материала обусловлен равенством температурного коэффициента линейного расширения с материалами брэгговской решётки. Геометрические размеры теплопроводящей пластины выбирались с учетом геометрических параметров брэгговской решётки, линейки лазерных диодов и минимизации градиента теплового распределения.

Результат численного моделирования теплового распределения с помощью одной из расчётных программ представлен на рисунке 2.

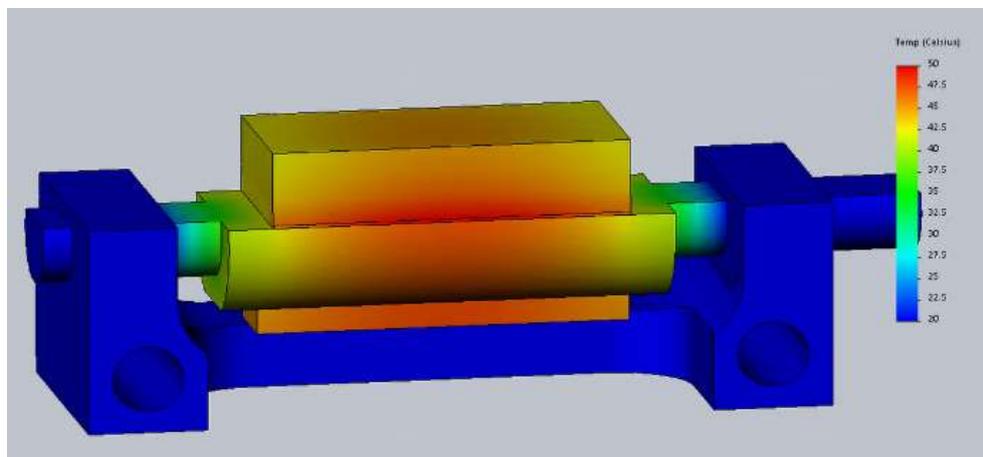


Рисунок 2 – численное моделирование теплового распределения теплоотвода брэгговской решётки.

Мощность излучения линейки лазерных диодов составляла 65 Вт.

Внешний вид теплоотвода брэгговской решётки показана на рисунке 3.



Рисунок 3 – Теплоотвод брэгговской решётки.

Таким образом, геометрическая длина резонаторов не превышала 10 мм, а вся конструкция вместе с теплоотводом и электрической подводкой, узлами крепления не выходила за общие габариты 25 мм × 30 мм × 14 мм.

Тепловая энергия от составного теплоотвода брэгговской решётки передается на теплоотвод лазерной линейки (контактную пластину).

Результаты измеренного тепловизором типичного температурного распределения при выключенном и включённом нагревательном элементе представлены на рисунке 4.



Рисунок 4 – Типичное температурное распределение на брэгговской решётке при выключенном нагревательном элементе. Вид на излучатель сверху.

Разогрев решётки происходит за счёт проходящего через неё излучения. Температура составляет 65 градусов в центре решётки. Градиент температуры составляет не более 3 градусов.

Результаты измеренного тепловизором типичного температурного распределения при выключенном и включённом нагревательном элементе представлены на рисунке 5.

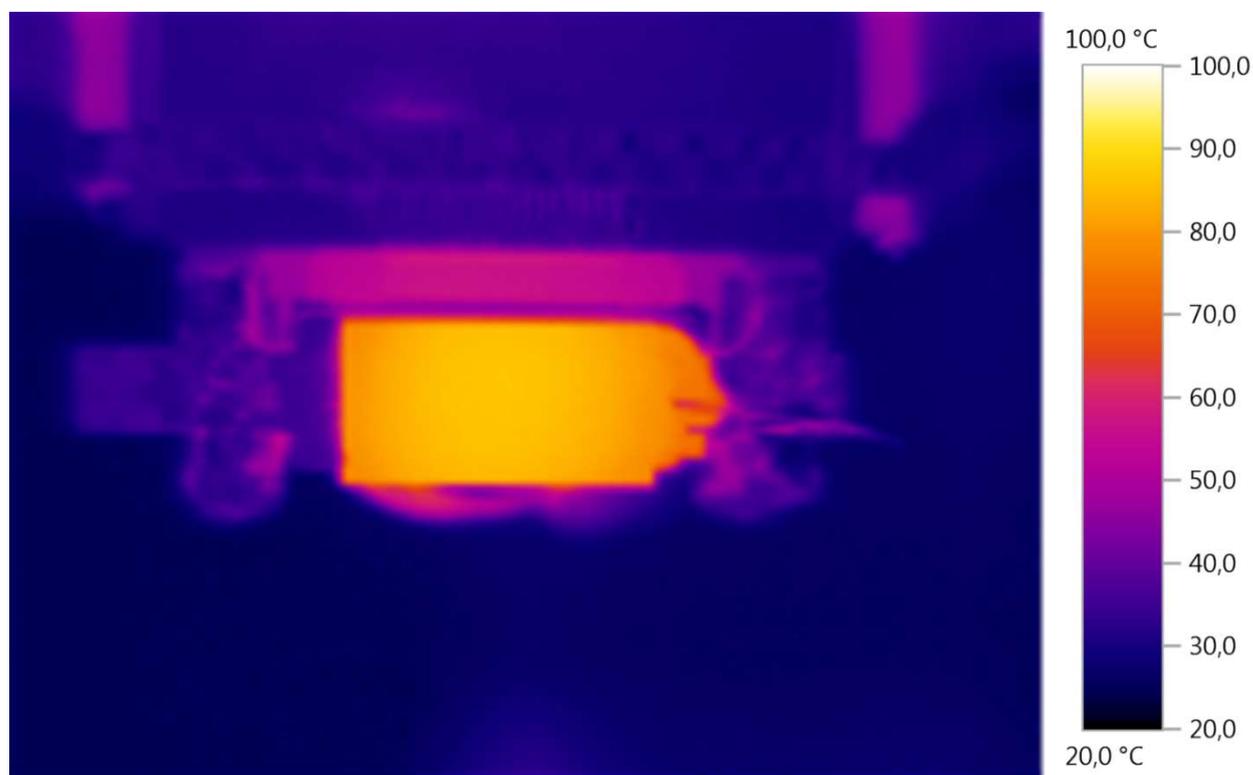


Рисунок 5 – Типичное температурное распределение на брэгговской решётке при включённом нагревательном элементе. Вид на излучатель сверху.

Разогрев решётки происходит за счёт проходящего через неё излучения. Температура составляет 86 градусов в центре решётки. Градиент температуры вдоль решётки составляет не более 3 градусов.

Источники спектрально узкополосного излучения. Основные параметры излучения

Внешний вид излучателя, разработанного с оптимальными параметрами составных элементов, представлен на рисунке 6.

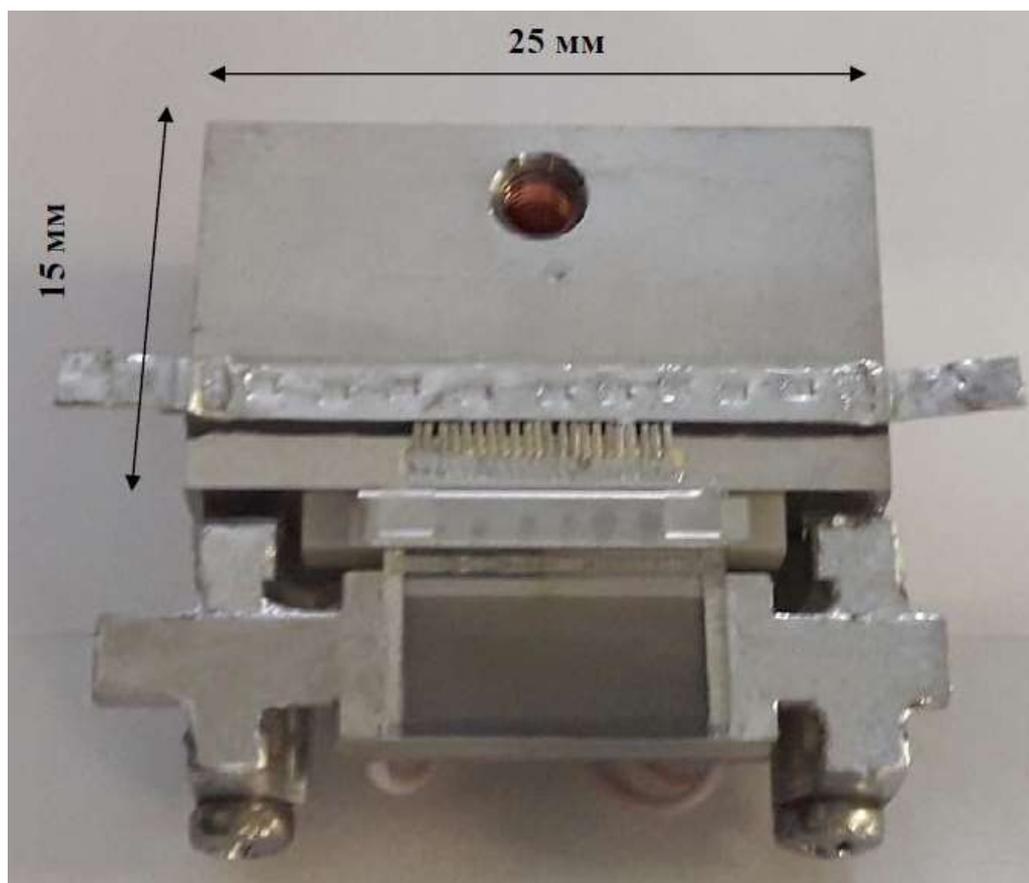


Рисунок 6 – Внешний вид линейки лазерных диодов с внешним резонатором на основе брэгговской решётки.

Разработанный теплоотвод для брэгговской решётки позволил совмещать (с точностью $\leq 0,005$ нм) максимумы длин волн излучений отдельных излучателей при их масштабировании

Типичные спектральные параметры такого излучателя, определенные с помощью спектрального прибора SHR, показаны на рисунке 7.

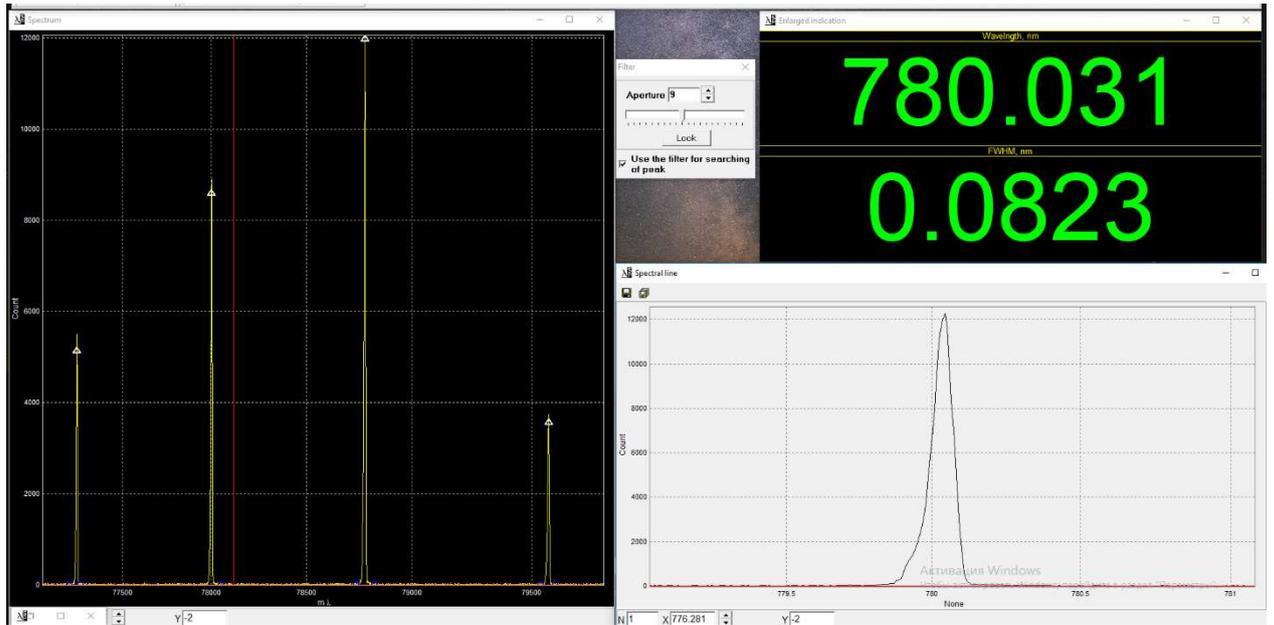


Рисунок 7 – Типичные спектральные параметры разработанной в ходе работы линейки лазерных диодов с внешним резонатором на основе брэгговской решётки. Длина волны излучения 780,03 нм, ширина огибающей спектра составляет 0,08 нм.

Типичный результат работы системы стабилизации и удержания длины волны лазерного излучения показан на рисунке 8.

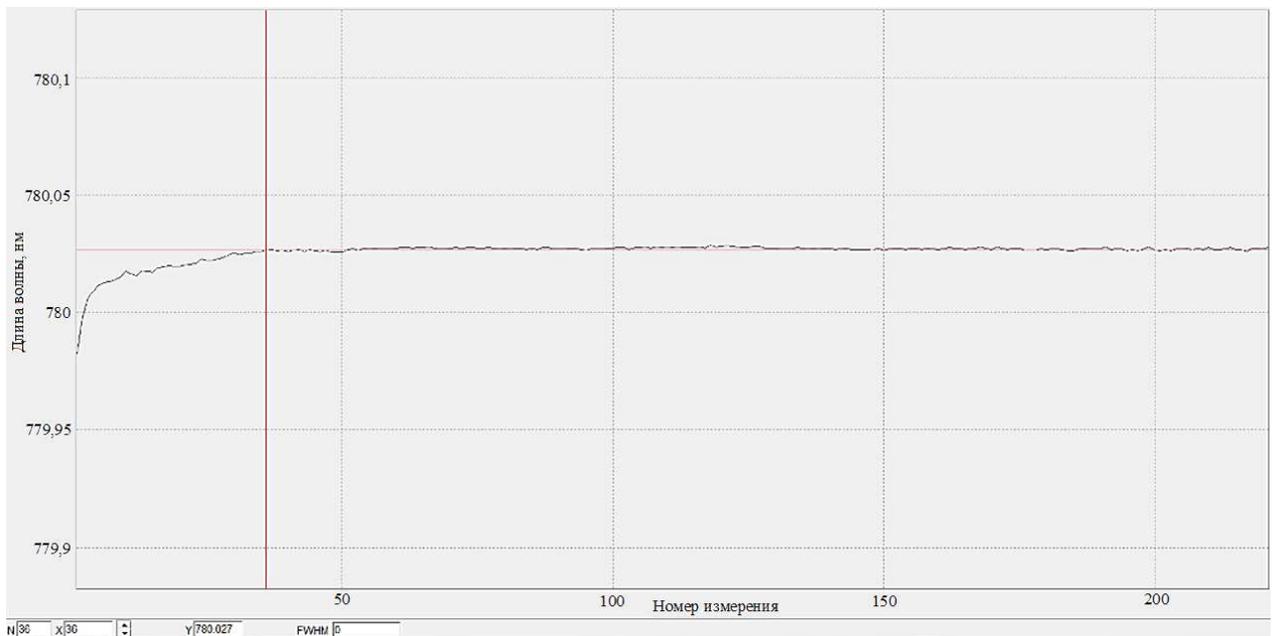


Рисунок 8 – Типичная зависимость длины волны излучения от времени с момента включения. Вертикальный маркер соответствует 20 секундам.

Ватт – амперная характеристика излучателя представлена на рисунке 9.

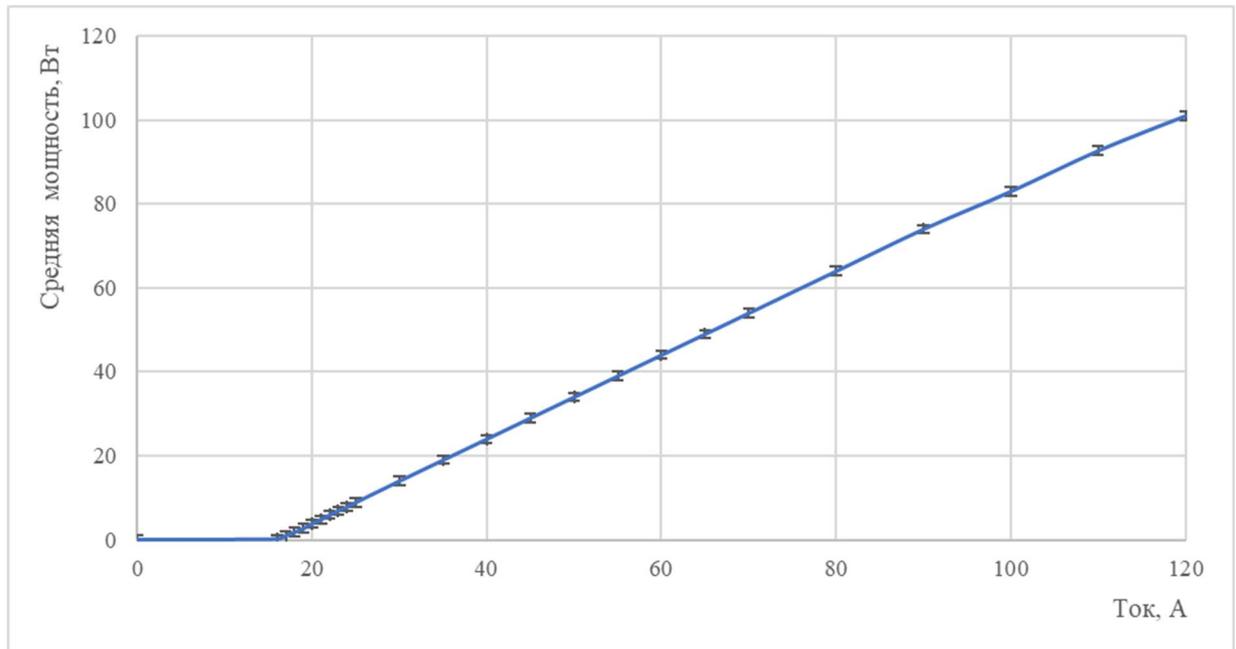


Рисунок 9 – Ватт – амперная характеристика источника спектрально узкополосного излучения на основе линейки лазерных диодов.

Максимальная мощность излучения описанного выше источника узкополосного излучения составляла 100 Вт.

Аналогично были разработаны изделия со схожими характеристиками:

1 Лазерный диодный модуль LDM53-794-50-CW-L-ST [Электронный ресурс. - 2023. - URL: <https://nppinject.ru/wp-content/uploads/2023/05/LDM53-794-50-CW-L-ST.pdf> (дата обращения: 23.05.2023)], показанный на рисунке 10 с основными параметрами:

- мощность излучения 50 Вт;
- ширина огибающей спектра лазерного излучения менее 0,1 нм.



Рисунок 10 – Внешний вид излучателя LDM53-794-50-CW-L-ST.

2 Лазерный диодный модуль LDM34-794-200-CW-L-ST [Электронный ресурс. - 2023. - URL: <https://nppinject.ru/wp-content/uploads/2023/05/LDM34-794-200-CW-L-ST.pdf> (дата обращения: 23.05.2023)], показанный на рисунке 11 с основными параметрами:

- мощность излучения 200 Вт;
- ширина огибающей спектра лазерного излучения менее 0,1 нм.



Рисунок 11 – Внешний вид излучателя LDM34-794-200-CW-L-ST.

Таким образом, источник спектрально узкополосного излучения – линейка лазерных диодов с внешним резонатором на основе брэгговской решётки с разработанным в рамках работы составным теплоотводом брэгговской решётки позволяет получать ширину спектра излучения менее 0,1 нм. Система стабилизации и удержания длины волны лазерного излучения позволяет производить её точную подстройку. Объединение нескольких линеек лазерных диодов с внешним резонатором на основе брэгговской решётки позволяет производить масштабирование мощности излучения.