

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«Института общей физики им. А. М. Прохорова РАН»
(ИОФ РАН)

На правах рукописи



Гурьев Денис Аркадьевич

**Дисковые лазеры с резонаторами вырожденного типа и многоточечной
накачкой.**

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук
1.3.19 – Лазерная физика

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
Цветков Владимир Борисович

Москва – 2022

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Литературный обзор.....	14
1.1 Дисквые лазеры с многопроходной накачкой.....	16
1.2 Дисквые лазеры с несколькими дисками в резонаторе	21
1.3. Дисквые лазеры с многоточечной накачкой	24
1.4. Вырожденные резонаторы	26
1.5. Одночастотные лазеры.	27
Выводы к главе 1.....	29
Глава 2. Исследование термооптических эффектов в дисковом активном элементе под действием многопучковой накачки.....	31
2.1. Экспериментальная установка для интерференционного исследования термо-наведенной линзы в диске Nd:YVO_4 под действием многопучковой накачки.	31
2.2. Полученные интерферограммы.	34
2.3. Обработка и анализ интерферограмм.	36
2.4. Результаты анализа интерферограмм.....	38
Выводы по главе 2.....	39
3. Дисквый лазер с многоточечной накачкой и когерентным сложением лазерных каналов излучения.....	41
3.1. Описание экспериментальной установки.	41
3.2. Синхронизация лазерных каналов в дисковом лазере с многопучковой накачкой.	45
3.3. Анализ распределения интенсивности излучения генерации в дальней зоне.	53
3.4. Выводы по главе 3.....	59
4. Дисквый лазер с трёхпучковой накачкой и вырожденным М-типа.	61
4.1. Описание экспериментальной установки.	61

4.2. Моделирование распространения излучения в вырожденном резонаторе М-типа.	68
4.3. Условия реализации режима генерации одной продольной моды.	72
4.4. Генерация одной продольной моды в вырожденном резонаторе М-типа.	75
4.5. Выводы по главе 4.	78
Глава 5. Дисковый лазер с вырожденным резонатором М-типа, работающий в режиме генерации двух мод.	80
5.1. Описание экспериментальной установки.	80
5.2. Спектрально-временные характеристики режима генерации двух мод.	83
5.3. Межмодовые интервалы между продольными и поперечными модами в вырожденных резонаторах.	87
5.4. Исследование энергетических и пространственных характеристик излучения генерации в режиме генерации двух мод.	88
5.5. Выводы по главе 5.	89
Заключение.	91
Список цитируемой литературы.	93
Список публикаций автора по теме диссертации.	101
Список докладов на конференциях по теме диссертации.	101
Благодарности.	103

Введение

Актуальность темы работы

Термооптические эффекты (термонаведенная линза, наведенное двулучепреломление) [1,2], возникающие в активных элементах непрерывных твердотельных лазеров за счет поглощения излучения накачки, приводят к ухудшению качества выходного излучения (увеличению значения M^2) и его деполяризации [3,4,5,6].

Одним из способов уменьшить влияние термооптических эффектов в твердотельных лазерах является использование активных элементов в виде слэбов [7–10]. Слэбы представляют собой пластины с малой толщиной, поперечные размеры которых значительно превосходят их толщину. Такая геометрия активного элемента позволяет обеспечить равномерный отвод тепла от активного элемента, так как охлаждение осуществляется через поверхности, имеющие большую площадь. Оптическая накачка слэбов может осуществляться несколькими способами: через грани с большей площадью (поперечная) и через торцы (продольная). Накачка слэбов может быть как ламповой, так и диодной. Ламповая применяется в случае накачки через большие грани, но в таком случае могут быть использованы и лазерные диоды. В случае использования тонких слэбов поперечная накачка может быть неэффективна вследствие малой длины распространения излучения накачки внутри активного элемента, поэтому при поперечной накачке используются слэбы с большей толщиной и с большей степенью легирования, что приводит к возникновению большего градиента температуры в направлении, перпендикулярном распространению излучения генерации, и к заметному проявлению тепловых эффектов, влияющих на качество выходного излучения, даже несмотря на зигзагообразное распространение излучения внутри слэба. Непрерывные лазеры на слэбах демонстрируют высокие мощности генерации с хорошим КПД, однако получаемое на выходе излучение может обладать невысоким качеством и сильно зависит от конструкции квантрона. В данном аспекте лазеры на слэбах уступают непрерывным волоконным и дисковым лазерам, обладающим киловаттным уровнем выходной мощности при

хорошем качестве выходного излучения и относительно простой системе охлаждения.

Концепция дисковых лазеров (лазеров с активным элементом в форме тонкого диска) заключается в использовании активных элементов, имеющих толщину существенно меньшую (сотни мкм), чем их поперечные размеры. Диск закрепляется на охлаждаемой подложке, поэтому охлаждение осуществляется только через одну грань, имеющую большую площадь. Поверхность диска, непосредственно прилегающая к подложке, является зеркалом для излучения накачки и генерации. В дисковых лазерах применяется продольная схема накачки, т.е. вдоль оптической оси резонатора и перпендикулярно поверхности диска. Использование дисковых активных элементов было впервые предложено Гизеном [2]. Большая площадь охлаждения при очень малой толщине диска позволяет осуществлять эффективный теплоотвод от активного элемента, что позволяет существенно уменьшить влияние термооптических эффектов и повысить качество выходного излучения. Однако с уменьшением длины уменьшается и доля поглощенной мощности накачки в активном элементе. Для повышения доли поглощенной накачки были реализованы многопроходные схемы накачки [11–15], в которых излучение накачки многократно возвращается в активный элемент, тем самым увеличивая оптический путь излучения накачки внутри активного элемента. Повышение доли поглощенной мощности накачки повышает не только энергоэффективность дисковых лазеров, но также позволяет использовать дисковые элементы с меньшей степенью легирования. Более того, многопроходные схемы накачки дисков открывают перспективы использования сред с трёхуровневой системой энергетических уровней (т.е. в случае, когда требуется организовать высокую долю инверсии). В дисковых лазерах с многопроходными схемами накачки уже получены высокие мощности генерации при расходимости излучения близкой к дифракционной; более того, такие лазеры являются коммерчески доступными. На данный момент уже были продемонстрированы 32-проходные схемы накачки, но развитие в данном направлении продолжается и уже

предлагаются схемы, которые могут обеспечить до 100 проходов накачки через активный диск [15].

Для дальнейшего увеличения выходной мощности в дисковых лазерах было предложено использование нескольких дисков [3,16,17], связанных единым пучком генерации и накачки. Также существуют и схемы, в которых для каждого диска реализована многопроходная накачка. В таких схемах уровень мощности в непрерывном режиме генерации достигает десятков киловатт при хорошем качестве выходного излучения.

Дисковые лазеры, в которых применяются два описанных выше подхода (многопроходная накачка и использование нескольких активных дисков), широко распространены в сфере промышленности и производства, и они являются коммерчески доступными. Однако их схемы представляются технически сложными и громоздкими. В том числе и потому, что для распределения тепла по объему диска прибегают к увеличению размеров области накачки. Увеличение размеров области накачки при сохранении того же уровня мощности приводит к уменьшению градиента температуры. Кроме того, это позволяет более эффективно использовать объем активного элемента и увеличить мощность генерации. Однако увеличение размеров области накачки вызывает появление поперечных мод высших порядков, и для получения выходного излучения в основной поперечной моде требуется создавать резонаторы с большим полем основной поперечной моды, что, как правило, приводит к увеличению размеров резонатора. Поэтому появляется интерес к более компактным и простым конфигурациям дисковых лазеров с использованием меньшего количества оптических элементов [18–26], однако позволяющим реализовать одномодовый режим генерации.

К таким схемам можно отнести лазеры на “мульти-слэбах” [20,21], клиновидных дисках [22,23]. В этих схемах уже была реализована генерация с киловаттным уровнем выходной мощности при хорошем качестве выходного излучения [18–23].

Однако существуют и другие перспективные схемы дисковых лазеров. Это дисковые лазеры с вырожденными резонаторами и многопучковой накачкой [24,25]. Накачка в таком типе лазеров осуществляется несколькими пучками,

создающими в активном элементе несколько областей инверсной населенности. Вырожденный резонатор в данном случае позволяет осуществить такую схему распространения излучения генерации, при которой оно проходит через все области инверсной населенности.

Также были предложены схемы дисковых лазеров с двухзеркальной конфигурацией резонатора и с многопучковой накачкой [26], в которых осуществляется внутрирезонаторное когерентное сложение всех лазерных каналов, создаваемых каждой областью инверсной населенности. При сложении нескольких лазерных каналов есть возможность получения так называемой коллективной генерации или супермоды. В таком режиме в дальней зоне будет наблюдаться существенное увеличение интенсивности генерации при очень малой расходимости.

Генерационные характеристики твердотельных лазеров с вырожденными резонаторами и внутрирезонаторным сложением не были подробно исследованы, несмотря на их перспективность с точки зрения использования многоточечной накачки и относительной простоты конструкции [27]. А в дисковых твердотельных лазерах с внутрирезонаторным сложением каналов не было продемонстрировано синфазной коллективной генерации [26].

Цели и задачи работы

Целью данной работы было исследование характеристик и реализация схем непрерывных дисковых твердотельных лазеров с многоточечной накачкой и двухзеркальным резонатором, обеспечивающих расходимость выходного излучения, близкую к дифракционной, при различных режимах генерации.

Для достижения заявленной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. Исследование наведенной термолинзы, образованной под действием многопучковой накачки, с близко расположенными областями накачки. Построение модели, описывающей термооптическую линзу при данных условиях.

2. Исследование условий, при которых в лазере с 8–10-пучковой накачкой осуществляется когерентное сложение лазерных каналов, а также построение модели, объясняющей природу возникновения коллективной генерации.

3. Создание лазера с вырожденным резонатором и трёхпучковой накачкой, в котором реализуется одночастотный режим генерации. Построение модели, объясняющей причины существования одной продольной моды в таком резонаторе.

4. Получение стабильных биений в 2-частотном режиме генерации в лазере с вырожденным резонатором М-типа и трёхпучковой накачкой.

Научная новизна

1. Впервые экспериментально исследованы термооптические эффекты в твердотельном дисковом элементе, возникающие под действием многопучковой накачки, при расстояниях между пучками, соизмеримых с размерами самих пучков. Показано, что распределение изменения оптической толщины диска в данном случае лучше всего описывается гауссовой функцией. Показано, что амплитуда фазового набега прямо пропорциональна мощности накачки, а ширина распределения практически не зависит от мощности накачки.

2. Впервые получен режим генерации супермоды в дисковом твердотельном лазере с 10-пучковой накачкой. Показано, что данный режим реализуется при осуществлении связи между удаленными лазерными каналами. Показано, что получение такой связи возможно в резонаторе с вырожденной конфигурацией. Показана область условий возникновения режима супермоды.

3. Впервые получен режим генерации одной продольной моды в лазере с вырожденным резонатором М-типа и трёхпучковой накачкой. Проведенный анализ условий существования одночастотного режима генерации показал, что реализация одночастотной генерации возможна при изменении угла наклона выходного сферического зеркала относительно оптической оси резонатора.

4. Получен режим генерации 2-х мод в лазере с вырожденным резонатором М-типа и трёхпучковой накачкой. Зарегистрированы биения двух

частот с частотой 360 МГц. Продемонстрировано, что данный частотный сдвиг соответствует межмодовому интервалу между TEM_{00} и TEM_{10} поперечными модами. Показано, что в вырожденном резонаторе М-типа ширина линии генерации не превышает 3 кГц.

Научно- практическая значимость работы

Проведенные исследования по когерентному сложению 8–10 лазерных каналов продемонстрировали возможность получения непрерывного интенсивного выходного излучения лазера с малой расходимостью при суммарном размере зоны накачки, значительно превышающем диаметр фундаментальной моды. Данная схема позволяет более эффективно использовать площадь активного элемента, а также распределить тепловую нагрузку на него при сохранении высокой выходной мощности излучения с хорошим качеством пучка. Предложенная модель анализа термооптических эффектов при многоточечной накачке позволяет определить оптическую силу термолинзы, что помогает в реализации условий, необходимых для получения режима генерации коллективной моды. Точность определения параметров термолинзы подтверждается соответствием экспериментальных и расчетных результатов.

Возможность получения одночастотного режима с узкой шириной линии в дисковом лазере с вырожденным резонатором создает новый подход в разработке лазеров с узкой шириной линии, с высокой мощностью генерации и хорошим качеством излучения, что может быть использовано при создании задающих генераторов лазерных систем высокой мощности.

Положения выносимые на защиту

1. Распределение изменения оптической толщины дискового активного элемента лазера при многоточечной накачке, с расстояниями между пучками накачки, сопоставимыми с их собственными размерами, лучше всего описывается функцией Гаусса. Амплитуда этого распределения прямо пропорциональна поглощенной мощности накачки, ширина распределения практически не зависит от мощности накачки.

2. Режим генерации супермоды в дисковом лазере с плоскопараллельным резонатором возможен при реализации условий существования вырожденного резонатора.

3. Спектрально-селективные свойства плоско-сферического вырожденного резонатора М-типа зависят от угла наклона сферического зеркала относительно оптической оси резонатора и от положения пятен генерации на поверхности активного диска.

4. Дисковый лазер с вырожденным резонатором М-типа может устойчиво работать в режиме биений двух соседних мод с предельно узкой шириной линии генерации.

Апробация работы.

Основные результаты проведенных в работе исследований докладывались автором лично на следующих конференциях: IX Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям. Институт лазерно-физических исследований (РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2015); V международная молодежная научная школа-конференция “Современные проблемы физики и технологий”, (НИЯУ МИФИ, Москва, 2016); X всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям, (РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2015); XI всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям, (РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2015), International Conference Laser Optics, (Санкт-Петербург, 2020); 9th EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources (EUROPHOTON 2020); XX International Conference Laser Optics, (Санкт-Петербург, 2022).

Результаты, представленные в диссертационной работе, также докладывались автором на научных семинарах ЛФКМТ ИОФ РАН. Также они отмечались наградами на конкурсах научных работ: Диплом за третье место на IX Всероссийской школе-конференции для студентов, аспирантов, молодых ученых и

специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2015 г.). Работа диссертанта была поддержана грантом РФФИ №19-32-90248 (Аспиранты).

Публикации.

По результатам диссертации опубликована 11 работ, из которых 8 в трудах конференций, 3 в рецензируемых журналах из WoS core collection и журналах из списка ВАК. Основные результаты исследования вошли составной частью в работу, поддержанную грантом №19-32-90248 (Аспиранты) Российского фонда фундаментальных исследований. Список публикаций приведён на странице 101.

Методы исследования

Методы исследования основывались на экспериментальном измерении генерационных характеристик дисковых лазеров, анализе интерференционных картин, проведении расчетов термолинзы и моделировании распределения мощности излучения генерации в дальней зоне, и расчете спектрально селективных характеристик вырожденных резонаторов. Анализ интерференционных картин, а также моделирование распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне производилось в программном пакете MathCad 15. Значения мощности генерации были измерены с помощью измерителя мощности Coherent LM-45 НТД. Расходимость излучения определялась по размеру пятна генерации в фокусе собирающей линзы. Размеры пятен накачки определялись при помощи изображений поверхности активных элементов, полученных с использованием микроскопа МБС-10 и видеокамеры, и программного пакета Origin. Спектры лазерного излучения регистрировались при помощи интерферометра Фабри-Перо. Интерференционные картины проецировались на видеокамеру. Осциллограммы биений двух мод были получены при помощи высокоскоростного приемника Thorlabs DET808PC (время нарастания 200 пс) и осциллографа Tektronix MSO64 (ширина полосы 4 ГГц). Радиочастотные спектры биений регистрировались при помощи радиочастотного спектроанализатора (ширина полосы 3 ГГц, максимальное разрешение 3кГц). Расчет спектров вырожденного резонатора, а

также моделирование интерференционных картин осуществлялось в программном пакете Mathematica.

Достоверность результатов и личный вклад автора

Достоверность полученных результатов основана на анализе выполненных ранее работ и подтверждается сравнением полученных численных результатов с экспериментальными данными. Исследования проводились на современном научном оборудовании, с использованием современных вычислительных систем и математических пакетов.

Все результаты, предоставленные в диссертационной работе, получены **автором лично**, либо при его непосредственном участии.

Структура и объем работы.

Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения. Список литературы содержит 102 наименования. Объем диссертации составляет 103 страницы, в том числе 47 рисунков и 1 таблица.

Во введении формулируется цель и задачи работы, показана научная новизна и значимость полученных результатов, перечислены защищаемые положения и кратко рассматривается содержание диссертационной работы по главам.

В главе 1, являющейся обзором литературы, представлено описание эффектов, возникающих в твердотельных лазерных из-за тепловыделения при поглощении излучения накачки, рассмотрены различные подходы, которые позволяют уменьшить влияние термооптических эффектов в мощных твердотельных лазерах.

В главе 2 представлено представлены результаты исследования термооптических эффектов, а также описание экспериментальной установки для интерференционного исследования термооптических эффектов, возникающих при поглощении многопучковой накачки в дисковом элементе. Приведена расчетная

модель для расчета профиля распределения изменения оптической толщины активного элемента и показаны результаты расчетов.

В главе 3 представлено описание эксперимента по исследованию режима генерации коллективной моды при многопучковой накачке дискового элемента, а также описание экспериментальной установки. Приведены результаты исследования выходных характеристик излучения в данном режиме. Представлена диаграмма экспериментальных условий, при которых реализуется режим генерации коллективной моды. Также предложена модель, объясняющая почему возможна реализация данного режима. Приведено сравнение теоретического моделирования излучения в дальней зоне с экспериментальными результатами.

В главе 4 представлены результаты экспериментов по исследованию дискового лазера с трёхпучковой накачкой и вырожденным резонатором М-типа, а также описание экспериментальной установки для исследования характеристик выходного лазерного излучения. Приведены спектры, соответствующие одночастотному режиму генерации. Произведен расчет спектра данного вырожденного резонатора и показаны условия генерации в одночастотном режиме.

В главе 5 представлены результаты исследования дискового лазера с трёхпучковой накачкой и вырожденным резонатором М-типа, работающего в режиме генерации 2 мод. Приведены осциллограммы и радиочастотные спектры биений 2 мод с частотой 360 МГц. Показано, что данные моды соответствуют TEM_{00} и TEM_{01} (или TEM_{10}) поперечным модам. По радиочастотному спектру было установлено, что спектральная ширина каждой моды не превосходит 3 кГц в данном вырожденном резонаторе.

В заключении сформулированы основные выводы диссертационной работы.

В конце работы представлен список цитируемой литературы, перечень работ автора, а также благодарности автора диссертации.

Глава 1. Литературный обзор.

Одной из проблем непрерывных твердотельных лазеров является возникновение термооптических эффектов [1,2], которые оказывают существенное влияние на выходные характеристики лазерного излучения [3-5]. Причина появления данных эффектов заключается в неоднородном нагреве активных элементов и невозможности организовать одинаковый теплоотвод по всему объёму активного элемента. Вследствие неравномерного нагрева в активных элементах возникает градиент температуры, который приводит, например, к радиальному изменению показателя преломления в стержневых активных элементах. Таким образом в лазерной среде формируется тепловая линза, оптическая сила которой прямо пропорциональна поглощенной мощности накачки. Термонаведенная линза, влияет на качество выходного излучения (приводит к увеличению M^2). Помимо этого, активный элемент лазера расширяется из-за нагрева, из-за чего в нем возникают механические напряжения, что приводит к проявлению эффекта фотоупругости, который, в числе прочего, влияет на поляризационные характеристики лазерного излучения [6].

Эффективным способом для уменьшения влияния термооптических эффектов является использование тонких активных элементов – пластин (слэбов) [7-10] и дисков [2]. Такие активные элементы имеют малую толщину по сравнению с размерами области накачки (например, в промышленных дисковых лазерах используются активные элементы с толщиной 100-200 мкм). Это позволяет эффективно отводить тепло со всей поверхности активного элемента, поэтому, распределение температуры в нём становится более равномерным, уменьшается влияние термооптических эффектов на выходные характеристики лазерного излучения.

Слэбы представляют собой пластины с малой толщиной, поперечные размеры которых значительно превосходят их толщину. Такая геометрия активного элемента позволяет обеспечить равномерный отвод тепла от активного элемента, так как охлаждение осуществляется через поверхности, имеющие

большую площадь. Оптическая накачка слэбов может осуществляться несколькими способами: через грани с большей площадью (поперечная) и через торцы (продольная). Накачка слэбов может быть как ламповой, так и диодной. Ламповая применяется в случае накачки через большие грани, но могут быть использованы и лазерные диоды в таком случае. В случае использования тонких слэбов поперечная накачка может быть неэффективна вследствие малой длины распространения излучения накачки внутри активного элемента, поэтому при поперечной накачке используются слэбы с большей толщиной и с большей степенью легирования. Оба этих пункта приводят к возникновению градиента температуры в направлении перпендикулярном распространению излучения генерации, и к заметному проявлению тепловых эффектов, влияющих на качество выходного излучения, несмотря на использование зигзагообразного хода луча внутри слэба. Непрерывные лазеры на слэбах демонстрируют высокие мощности генерации с хорошим КПД, однако получаемое на выходе излучение может обладать невысоким качеством и сильно зависит от конструкции квантрона. В данном аспекте лазеры на слэбах уступают непрерывным волоконным и дисковым лазерам, обладающим киловаттным уровнем выходной мощности при хорошем качестве выходного излучения и относительно простой системе охлаждения.

Современные промышленные дисковые лазеры обладают высокой выходной мощностью при сохранении хорошего качества выходного пучка. Принципиальная схема дискового лазера представлена на рисунке 1.

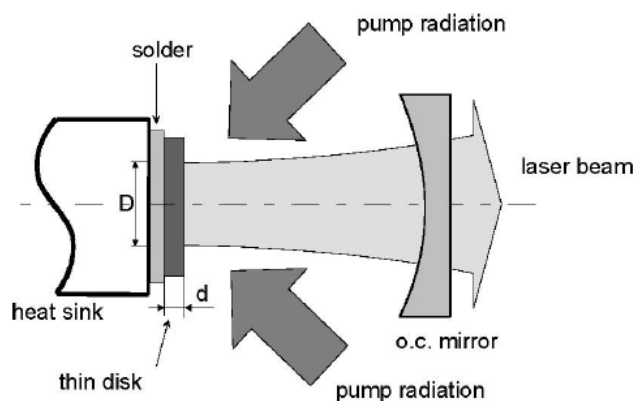


Рисунок 1 – Принципиальная схема дискового лазера [2].

Однако, из-за малой толщины дисковых элементов бóльшая доля мощности накачки не поглощается. За два прохода излучения накачки в диске невозможно получить высокую мощность генерации. Для решения этой проблемы существует несколько подходов: реализация многопроходных схем накачки, при которых излучение накачки многократно проходит через активную среду дискового лазера [11-15]; использование нескольких дисков в резонаторе, связанных единым пучком накачки [3,16,17]; применение многоточечной накачки активного элемента, где все области накачки образуют отдельные лазерные каналы, которые впоследствии можно синхронизовать и получить когерентное сложение всех каналов генерации [27].

Также в дисковых лазерах применяется широкоапертурная накачка. Во-первых, для увеличения используемого объема лазерной среды, а во-вторых, для распределения тепловой нагрузки на активный элемент [11]. Благодаря этому удастся получать бóльшие мощности лазерной генерации в дисковых лазерах. Однако, это приводит и к увеличению порога генерации, а также требует создания резонаторов с большим полем основной моды. Применение многоточечной накачки активного элемента также позволяет увеличить используемый объем дискового элемента и распределить тепловую нагрузку на диск, но преимущество этого подхода заключается в том, что каждая область накачки имеет малые поперечные размеры, поэтому порог генерации для каждого из каналов будет существенно ниже, нежели при широкоапертурной накачке. Более того, для получения генерации на TEM_{00} поперечной моде в каждом канале не требуется создания больших резонаторов.

1.1 Дисковые лазеры с многопроходной накачкой

Данный подход предполагает организацию такой оптической системы, при которой излучение накачки многократно возвращается в активный дисковый элемент. С увеличением количества проходов накачки через активную среду увеличивается и поглощаемая в среде мощность излучения накачки. Это позволяет впоследствии уменьшать толщину тонкого диска и концентрацию легирования при

сохранении того же уровня поглощения излучения накачки. Уменьшение толщины диска повышает эффективность отведения тепла от лазерной среды, за счет чего уменьшается температурный градиент внутри нее и возникает практически одномерное распределение температуры. Кроме того, уменьшается влияние термооптических эффектов, что приводит к повышению эффективности лазерной генерации и качества выходного излучения. Увеличение количества проходов излучения накачки через активный элемент также позволяет использовать материалы активной среды с меньшим поперечным сечением поглощения.

Принципиальная схема дискового лазера представлена на рис. 1. Дисковые элементы с помощью теплопроводящего интерфейса устанавливаются на охлаждаемую подложку. Задняя поверхность диска имеет высокоотражающие покрытия на длинах волн накачки и генерации и играет роль одного из зеркал резонатора. Для лазеров с дисковыми элементами применяется продольная накачка, поэтому даже простая схема с накачкой под углом уже является двухпроходной (рис. 1).

Добавляя зеркало (рис. 2), которое направляет излучение накачки обратно в активный элемент, число проходов увеличивается до 4 [12], а доля поглощенной накачки возрастает практически в 1,5 раза (при коэффициенте поглощения $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$ и толщине активного слоя 200 мкм).

Для получения большего количества проходов требуется использование других элементов. Так, например с использованием параболического зеркала и парных призмённых отражателей были разработаны многопроходные схемы (рис. 3) накачки [11-14] с различным числом проходов излучения накачки через активную среду.

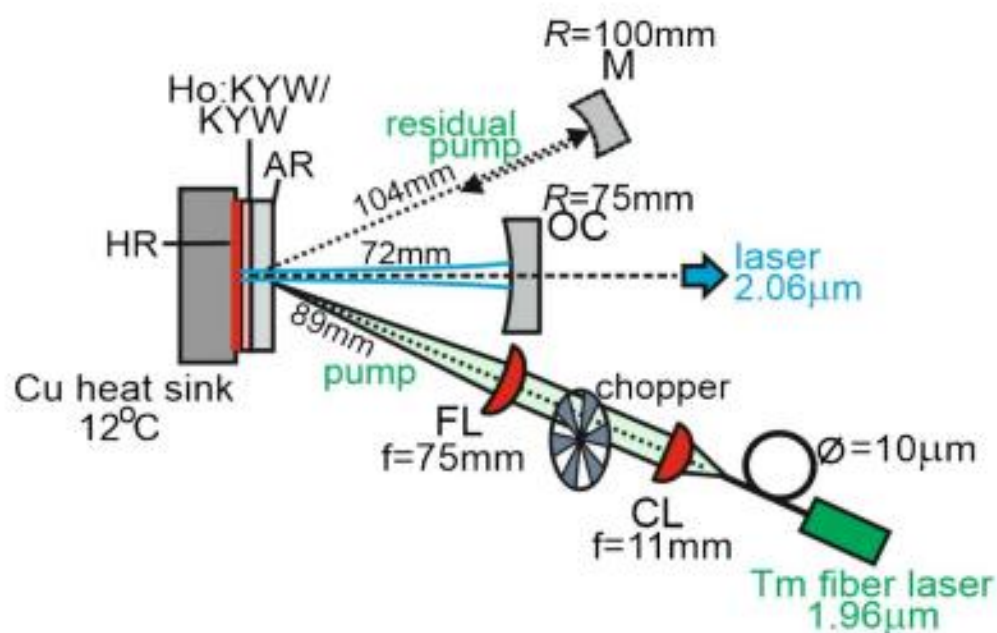


Рисунок 2 – Схема дискового лазера с 4-проходной схемой накачки [12].

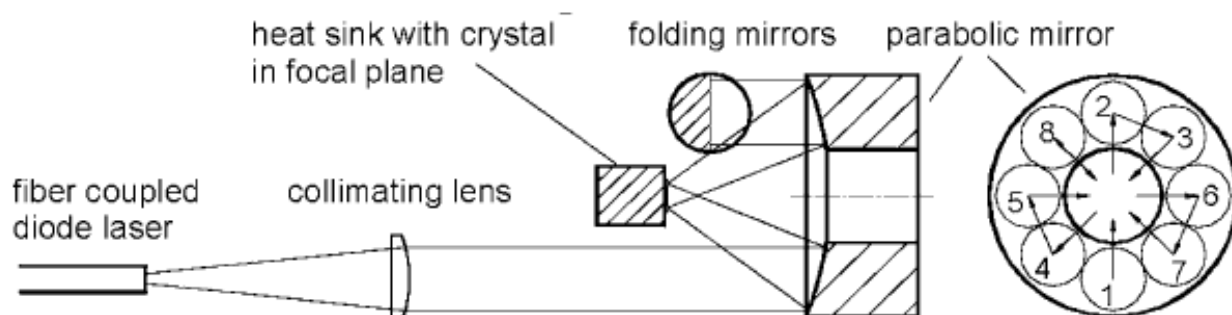


Рисунок 3 – Схема дискового лазера с 8-проходной схемой накачки [10]. Цифрами 1-8 обозначена последовательность прохождения пучком накачки областей на параболическом зеркале.

Также разрабатываются схемы парных отражателей, для получения 100-проходных схем [15]. За счет объединения нескольких многопроходных схем можно получить значительное увеличение кратности проходов накачки.

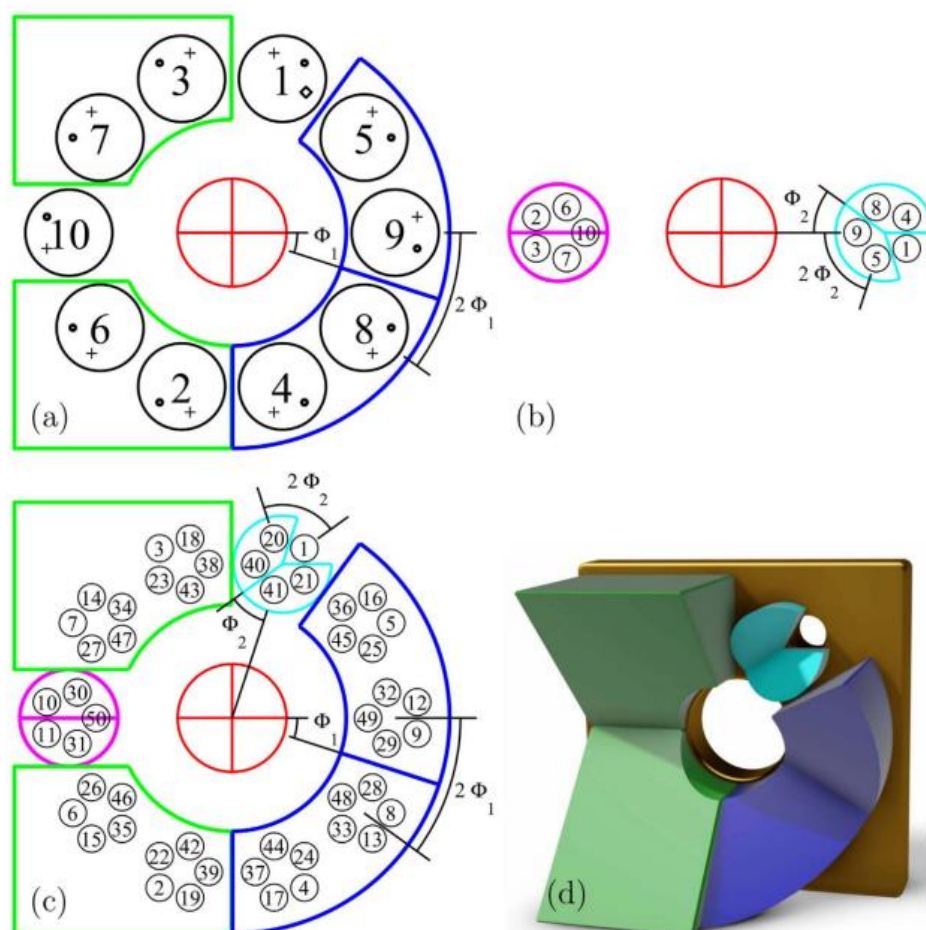


Рисунок 4 – Принцип объединения двух многопроходных схем: (а) схема зеркальных пар, для получения 20 проходов накачки; (б) аналогичная схема зеркальной пары, как на рис. 4 (а), для 20 проходов. (с) Объединение многопроходной схемы, приведенной в (а,б), создает схему распространения луча из 100 проходов. (д) трёхмерное представление из трёх пар зеркал, необходимых для реализации схемы 100 проходов панели. [15].

Существуют также многопроходные схемы, основанные на двух сопряженных параболических зеркалах (рис. 5) [18,19].

Схема многопроходной накачки для тонкодисковых лазеров, состоящих из сдвоенных параболических зеркал, показана на рис. 5(а). Два параболических зеркала I и II с равным фокусным расстоянием расположены напротив, их оптические оси коллинеарны, а фокус одного параболического зеркала совпадает с фокусом другого. Тонкий дисковый кристалл и регулировочное зеркало размещены в фокусных точках параболического зеркала II и I, соответственно. На

параболическое зеркало I, апертуры A и B установлены для инъекции пучков накачки, а на параболическом зеркале II апертура C предназначена для V-образного резонатора. По сравнению с многопроходной схемой накачки, состоящей из параболического зеркала и складных призм, эта схема накачки обладает лучшей помехозащищенностью [19].

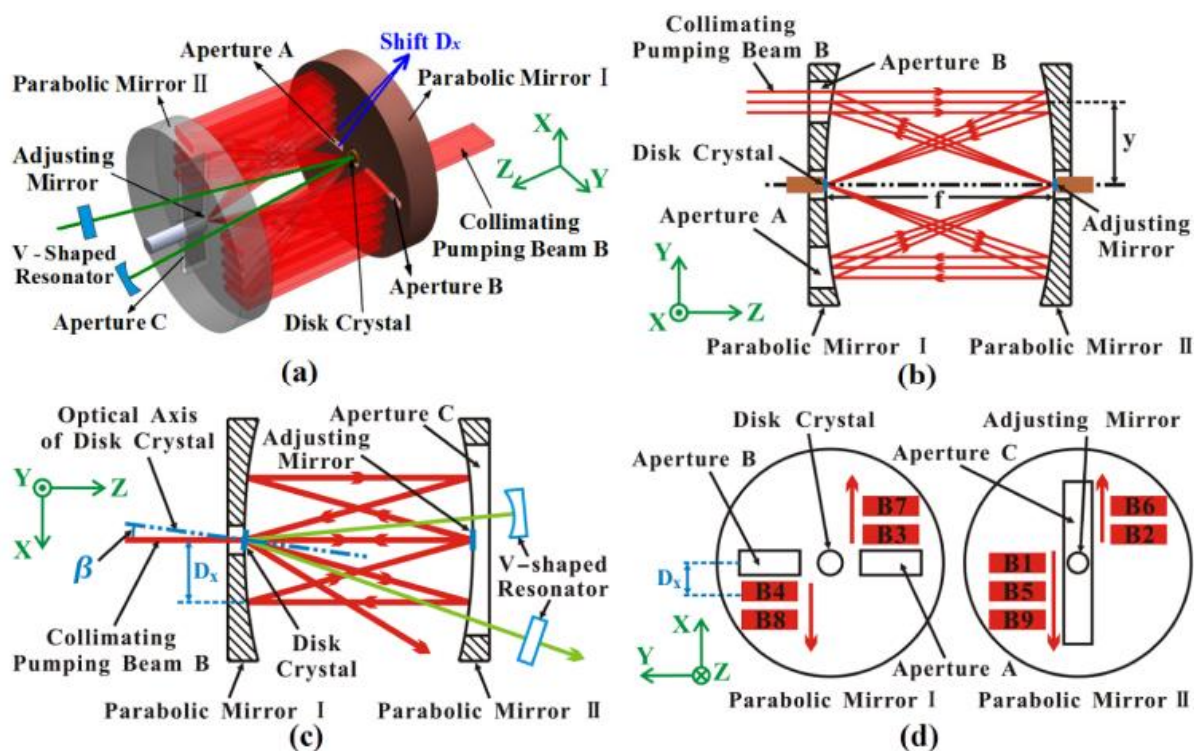


Рисунок 5 – Схема многопроходной накачки для дисковых лазеров, с резонатором из сопряженных параболических зеркал. (a) Принципиальная схема. (b) Вид сбоку в плоскости YZ. (c) Вид сбоку в плоскости XZ. (d) Вид сбоку в плоскости XY [19].

Существует также совершенно иной подход к созданию многопроходной накачки. Данный подход основан на использовании тонкого клиновидного элемента, в котором многократное отражение излучения накачки происходит на передней и задней гранях активной среды [22,23].

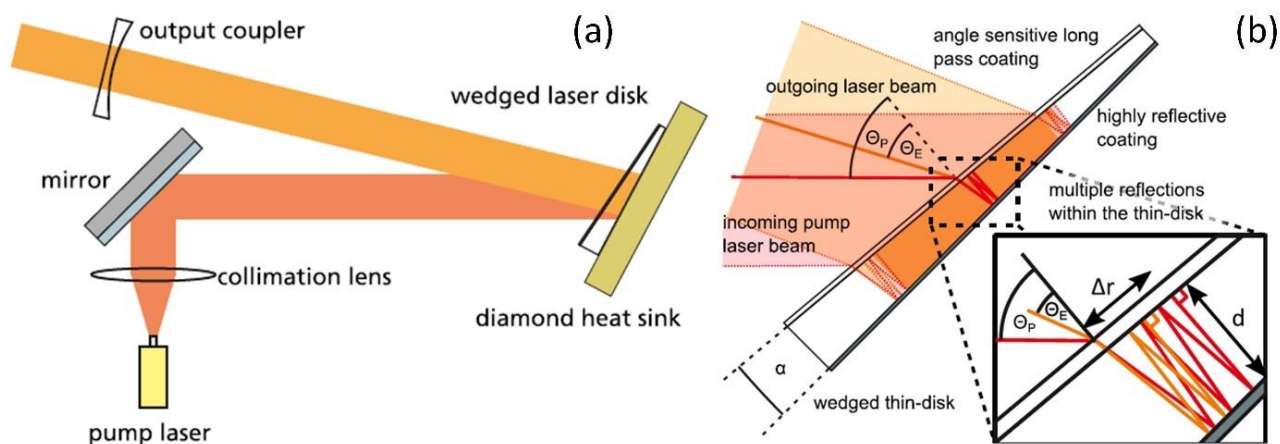


Рисунок 6 – (а) Схема лазера с клиновидным дисковым элементом. (б) Схема проходов накачки в клиновидном дисковом элементе [22]

На переднюю грань активного элемента в данной схеме (рис. 6 (а)) наносится многослойное диэлектрическое покрытие, имеющее коэффициент пропускания близкий к 1 при определенном угле падения накачки, но при этом при другом угле данное покрытие будет иметь коэффициент пропускания близкий к 0. На заднюю поверхность наносится покрытие, отражающее на длинах волн генерации и накачки. После того, как излучение накачки попадает на переднюю грань, оно преломляется и под другим углом попадает на заднюю поверхность. После отражения от задней поверхности накачка вернется на переднюю грань уже под другим углом, для которого коэффициент отражения покрытия близок к 1, и отразится внутрь активного элемента.

В данной оптически простой схеме была реализована генерация кВт уровня при дифференциальном КПД 59% и оптической эффективности 50%.

1.2 Дисковые лазеры с несколькими дисками в резонаторе

Данные схемы основаны на том, что в резонаторе находится несколько активных элементов, связанных между собой одним пучком генерации. Каждый активный диск накачивается отдельным лазером накачки. При этом для каждого диска может быть организована многопроходная накачка.

Двухдисковая схема [7], в которой оба диска связаны одним пучком генерации в так называемом W-резонаторе. Пучок направляется пятью зеркалами,

два из которых находятся на задних поверхностях дисков. Более того диски имеют сферические передние поверхности. Такая схема резонатора позволяет получить большой размер поля основной поперечной моды на каждом из активных дисков ($\approx 2-3$ мм), что позволяет получить выходную мощность уровня кВт при КПД выше 30% при $M^2 < 2$.

Для последующего увеличения мощности были реализованы четырех-дисковый лазер (рис. 7) [16] с 30 кВт выходной мощности в одномодовом режиме генерации и 37 кВт в многомодовом режиме генерации. Изначально в подобных схемах дисковые элементы были связаны, как единым пучком генерации, так и накачки. Также было предложено использовать отдельную многопроходную накачку для каждого диска [3]. Все диски также были связаны единым пучком генерации. Благодаря использованию нескольких элементов и возможности использовать широкоапертурную накачку в данном резонаторе в такой схеме была реализована выходная мощность 30 кВт при высоком качестве выходного излучения.

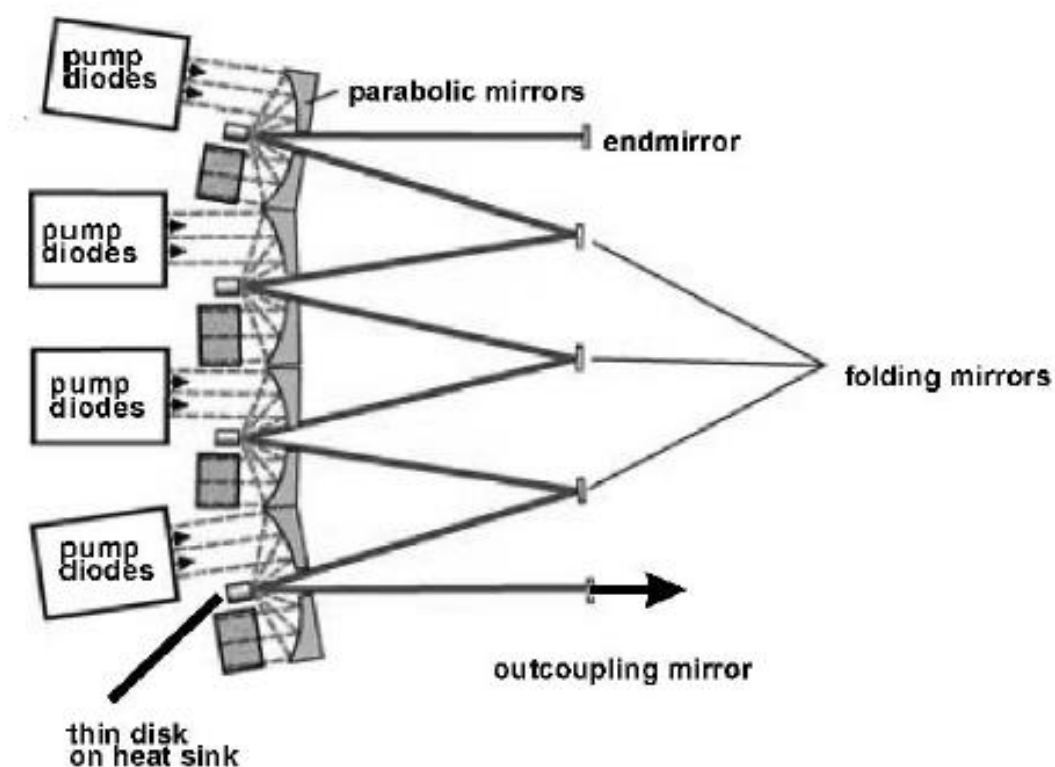


Рисунок 7 – Схема дискового лазера с 4 дисками [3]

Существуют схемы и с большим количеством дисков, например, с 10 [17] с 30 кВт выходной мощности в непрерывном режиме генерации.

Существуют также многодисковые [20,21] схемы, в которых тонкие активные элементы сложены в один, которые в литературе называются “мульти-слэб” или “мульти-диск” [20,21] (рис. 8).

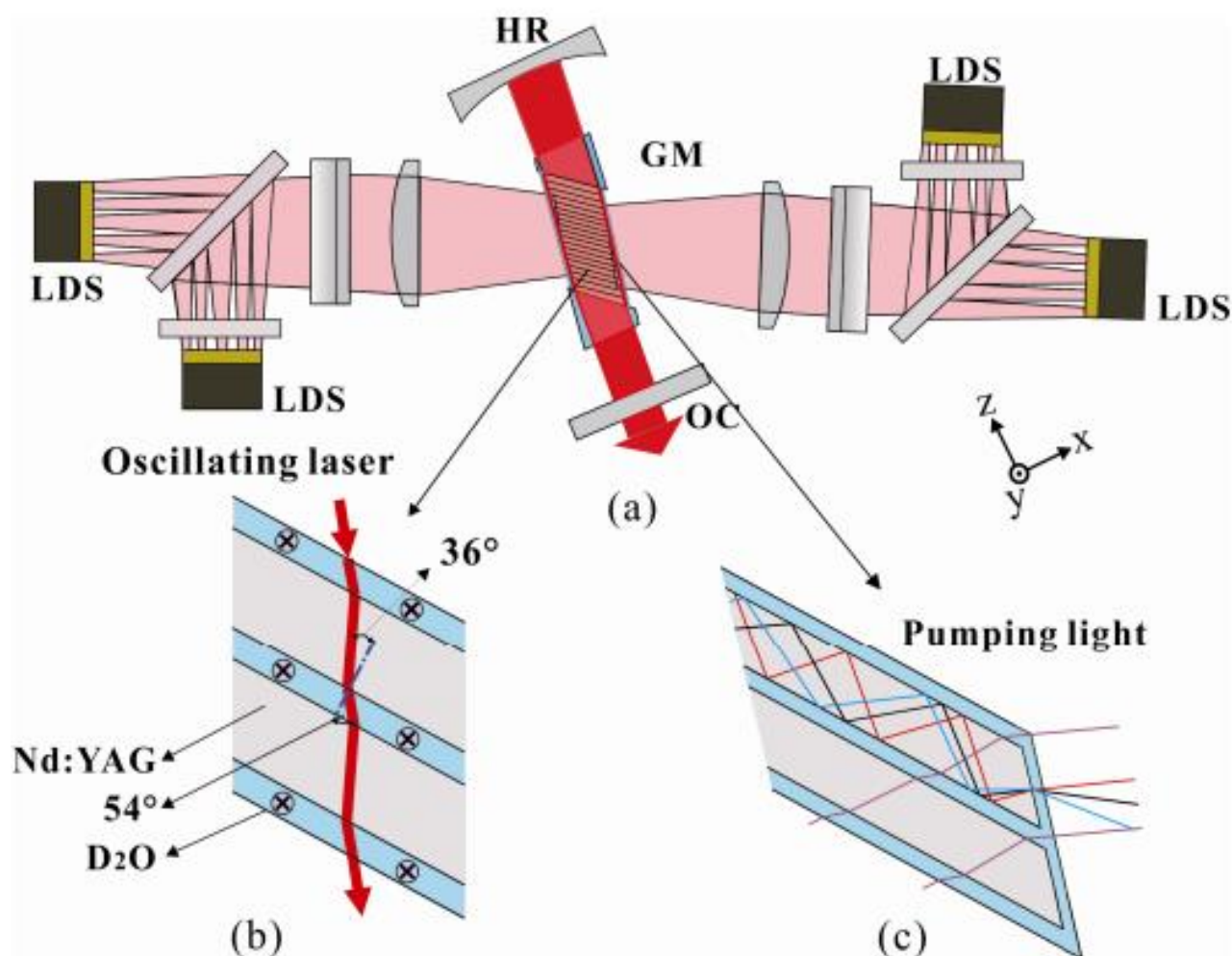


Рисунок 8 – (а) Схема лазера с многодисковым элементом [21]. (б) Распространение излучения генерации в многодисковом элементе. (в) Распространение излучения накачки в отдельном дисковом элементе при поперечной схеме накачки.

Толщина дисков значительно меньше их поперечных размеров, соответствующих размерам области накачки, и составляет порядка 2 мм. Между дисками, количество которых может достигать 20, расположены прозрачные

водоохлаждаемые интерфейсы. Для охлаждения используется тяжелая вода, у которой коэффициент поглощения на длине волны накачки близок к нулю. В работах встречается два направления излучения накачки: продольная [21] и поперечная [20]. В случае продольной практически 100% поглощение излучения накачки обеспечивается благодаря большому количеству дисков, их суммарная толщина составляет порядка 40 мм. В случае поперечной, практически вся мощность накачки поглощается за счет больших поперечных размеров дисков (40 мм). В обоих случаях применяется двухсторонняя накачка, для обеспечения равномерного поглощения излучения накачки по всему объему мульти-слэба. В случае продольной накачки диски имеют разную концентрацию примесных ионов и komponуются в один элемент так, чтобы во всех дисках мощность поглощенной накачки была практически одинаковой. Накачка осуществляется с помощью матриц лазерных диодов. Весь набор дисков располагается под углом Брюстера к направлению генерации.

1.3. Дисковые лазеры с многоточечной накачкой

Многопучковая накачка дисковых элементов позволяет распределить тепловую нагрузку на активный элемент за счет большой площади распределенного пятна накачки и, тем самым, уменьшить влияние термооптических эффектов [27]. При этом объем активной среды используется более эффективно. Каждая из областей накачки создает свой канал генерации в резонаторе. Реализуется режим многоканальной генерации [28]. Суть подхода заключается в том, чтобы связать между собой все лазерные каналы и добиться их когерентного сложения. При сложении излучения N каналов, обладающих случайным набором фаз, мощность выходного излучения на оси в дальней зоне возрастает в N раз. При этом расходимость суммарного излучения соответствует дифракционной расходимости отдельного источника излучения ($\theta = \lambda/b$, где θ – полный угол расходимости излучения, λ – длина волны излучения, b – апертура отдельного излучателя), т.е. увеличения интенсивности излучения не происходит. Если же произвести сложение N сфазированных каналов генерации, то можно добиться интенсивности излучения в N^2 раз большей, чем интенсивность

отдельного источника, при расходимости излучения, задаваемой всей суммарной апертурой такого лазера [29-30]. Для осуществления когерентного сложения каналов требуется синхронизировать фазы их излучения. Такое возможно при наличии оптической связи между каналами. В этом случае в системе, состоящей из N лазеров, охваченных оптической связью, устанавливается режим коллективной генерации, при котором амплитуда и фаза поля в каналах генерации принимают строго определенные значения. Такое распределение амплитуды и фазы в апертуре всей решетки излучателей называют ее коллективными модами или супермодами [30]. У синфазной моды амплитуда и фаза практически не меняются от канала к каналу, за исключением краев, где сказывается дифракция на границе зоны [30].

Оптическая связь между каналами может носить как локальный характер (связь полей соседних каналов), так и быть глобальной (связь полей всех каналов со всеми) [31]. Ближняя (локальная) связь представлена в работе [30] на примере решеток инжекционных лазеров, в которых взаимодействие происходит между соседними волноводами, расстояния между которыми сравнимы с длиной волны излучения. Другой пример основан на применении Y-разветвителей, где излучение из каждого канала разветвляется на два соседних, являющихся как бы его продолжением. Достижение глобальной связи между каналами чаще всего реализуется при использовании пространственного фильтра [29,31-34] и эффекта Тальбо [30,32,35]. Так, например, в работах [32-34,36,37] представлены экспериментальные и теоретические результаты при использовании пространственного фильтра для наборов CO_2 -лазеров.

Методы синхронизации излучения многоканальных волоконных лазеров представлены в работе [38], где используются оптические многоканальные волокна, содержащие набор волокон, расположенных по окружности внутри общего волокна, служащего волноводом для распространения излучения накачки. Также в данных работах упоминается о использовании эффекта Тальбо применительно к волоконным лазерам.

Для твердотельных лазеров была теоретически исследована фазовая синхронизация набора лазеров при различных типах внутрирезонаторного многопучкового взаимодействия в нелинейных средах [39].

Большинство из опубликованных работ относятся к области газовых и одномодовых волоконных лазеров. В дисковых лазерах представлены работы по когерентному сложению 2-х пучков генерации [40]. Также было продемонстрировано частичное когерентное сложение 10 каналов генерации в дисковом лазере [26]. В этой же работе было показано, что для осуществления полной синхронизации нескольких лазерных каналов в плоскопараллельном резонаторе требуется учитывать термооптические эффекты, возникающие под действием многоточечной накачки. Также для многопучковой накачки подходят вырожденные резонаторы [24,25].

1.4. Вырожденные резонаторы

Матрица полного кругового обхода резонаторов вырожденного типа тождественно равна единичной матрице. Это означает, что в таком резонаторе, любой внеосевой пучок самовоспроизведётся за определенное количество круговых продольных и поперечных обходов [41-48]. Количество круговых проходов зависит от параметров резонатора – его длины и радиуса кривизны сферического зеркала. Эти параметры связаны между собой следующим соотношением [44]:

$$\frac{L}{R} = \frac{\left| 1 - \cos\left(\frac{2\pi K}{N}\right) \right|}{2}, \quad (1)$$

где L – длина резонатора, R – радиус кривизны сферического зеркала, K и N – количество круговых поперечных и продольных круговых обходов резонатора, соответственно, которые требуются любому пучку, чтобы воспроизвестись. Иногда в литературе эти резонаторы называются резонаторами критической конфигурации [49-51].

Вырожденные резонаторы имеют как правило простую двухзеркальную конфигурацию, например, плоскосферическую. Данные резонаторы могут иметь достаточно компактные габариты. Все вышесказанное делает подобные резонаторы хорошей перспективой для дисковых лазеров с многопучковой накачкой [24,25]. При накачке в определенные области, связанные единым внеосевым пучком, вырожденные резонаторы могут существенно увеличить усиление лазерной генерации при распределенной по поверхности диска тепловой нагрузке.

Помимо этого, в ряде работ было отмечено, что вырожденные резонаторы обладают спектрально-селективными свойствами [44,46,47]. Для W конфигурации резонатора со стоячей волной ($K/N=1/6$) с многопучковой накачкой была получена двухчастотная генерация с шириной спектральных компонент <180 МГц [24]. Для вырожденного резонатора W – типа ($K/N=1/4$) с однопучковой накачкой была продемонстрирована одночастотная генерация, но не было представлено детального исследования спектра излучения [48]. Насколько известно, в вырожденном резонаторе M – типа ($K/N=1/4$), одночастотная генерация пока не была продемонстрирована.

1.5. Одночастотные лазеры.

Одночастотные непрерывные твердотельные лазеры с хорошим качеством излучения востребованы в разных областях науки и техники, например: измерение скорости объектов, когерентная оптическая связь, лазерное охлаждение, голография, детектирование гравитационных волн, создание искусственной «натриевой звезды» в ионосфере [52-57].

Данный раздел в основном посвящен методам получения одночастотной генерации в твердотельных лазерах. Но для сравнения стоит упомянуть об одночастотных полупроводниковых и волоконных лазерах.

В полупроводниковых лазерах получение одночастотной генерации обычно достигается за счет использования распределенной обратной связи [58,59]. В таких лазерах можно получать мощности излучения до нескольких десятков (в

рекордных случаях – сотен) мВт [60,61] с хорошим качеством излучения и хорошей стабильностью длины волны излучения. Также они имеют возможность организации волоконного выхода, что дает возможность в дальнейшем усиливать их излучение в волоконных усилителях вплоть до сотен Вт [62-66].

В волоконных лазерах для получения одночастотной генерации используются активные волокна с распределенной обратной связью [67,68], волоконные Брэгговские решетки [69,70], кольцевые резонаторы [71-73]. В подобных схемах достигаются мощности уровня единиц Вт при узкой линии генерации и стабильной частоте генерации. Также используют многокаскадные волоконные усилители для усиления маломощных полупроводниковых лазеров [62-66]. В данных схемах получают мощности уровня сотен Вт при ширине линии порядка МГц.

В твердотельных лазерах также существует достаточно большое количество методов получения одночастотной генерации с узкой шириной линии и высокой выходной мощностью уровня десятка Вт. В конструкциях таких лазеров используются кольцевые резонаторы [74-76], спектрально селективные элементы [77,78], нелинейные кристаллы [79,80].

В одночастотных твердотельных лазерах с кольцевыми резонаторами получают мощности порядка сотен Вт и выше при ширинах линий порядка десятков МГц. При этом в таких схемах демонстрируется высокое качество выходного излучения ($M^2 < 1,2$).

Использование внутрирезонаторных спектрально-селективных элементов, таких как интерферометры Фабри-Перо и объемные брэгговские дифракционные решетки, как по отдельности, так и совместно, позволяет получать уровни мощности десятка Вт при высокой оптической эффективности, достигающей 40% [78]. Также существуют схемы с микрочип лазерами с длиной резонатора до 8 мм, в которых используются объемные Брэгговские решетки в качестве выходного зеркала и спектрального селектора [77]. Выходная мощность таких лазеров может достигать единиц Вт.

Данные методы эффективны и позволяют получать одночастотную генерацию с шириной линии от сотен МГц до 10 кГц при выходной мощности в единицы Вт, но как правило схемы таких лазеров весьма громоздки и сложны из-за наличия дополнительных элементов в схеме. Есть и методы с более простой конфигурацией резонатора, например, использование короткого резонатора [81,82], при котором межмодовое расстояние больше ширины линии усиления, и использование не планарных кольцевых резонаторов (NPRO) [83-85]. Первый метод не позволяет получать очень узкие линии, так как время жизни фотона в таких резонаторах очень мало. Во втором методе изготовление активного элемента – резонатора предъявляет высокие требования к качеству (размеры, форма, качество поверхностей).

Выводы к главе 1.

Обзор научной литературы показал, что дисковые лазеры с многодисковыми схемами или многопроходными схемами накачки продолжают развиваться несмотря на то, что в этой сфере уже достигнуты мощности генерации в десятки кВт с хорошим качеством выходного излучения. Наряду с этими схемами присутствует интерес к альтернативным схемам многодисковых и многопроходных схем, которые в перспективе могут демонстрировать десятки кВт выходной мощности в компактном исполнении. Также выглядит перспективно разработка схем дисковых лазеров с простой двухзеркальной конфигурацией резонаторов, в которых большое количество активных дисков заменяется на один с многопучковой накачкой. К таким схемам относятся дисковые лазеры с многопучковой накачкой и внутрирезонаторным когерентным сложением лазерных каналов и дисковые лазеры с вырожденными резонаторами с многопучковой накачкой.

В связи с вышесказанным, в данной области наиболее важными научными проблемами являются следующие:

1. До настоящего времени внутрирезонаторное когерентное сложение лазерных каналов в дисковых лазерах не было реализовано. Не было установлено

с помощью каких физических механизмов возможно обеспечение дальнейшей оптической связи между лазерными каналами в дисковых лазерах. Понимание того, как влияют термооптические эффекты на сложение отдельных каналов могло бы помочь в решении этой проблемы.

2. В вырожденном резонаторе М-типа не было продемонстрировано существования одночастотной генерации. Также природа спектрально-селективных свойств не была объяснена. Помимо этого, не было установлено насколько узкую линию генерации можно получить в таком резонаторе. Решение этих научных вопросов могло бы помочь в создании простой и надежной конструкции узкополосного дискового лазера с высокой выходной мощностью.

Глава 2. Исследование термооптических эффектов в дисковом активном элементе под действием многопучковой накачки.

На данный момент существует несколько разных методов для исследования термооптических эффектов [86-95]: анализ излучения в ближней и дальней зоне с целью исследования распределения интенсивности электромагнитного поля, калориметрический и, интерферометрический, направленные на исследование тепловыделения, и измерение степени деполяризации излучения.

В этой работе для исследования термонаведенной линзы в активном элементе был выбран интерферометрический метод, в силу своей высокой точности, скорости реакции на изменение тепловыделения, технической простоты, и хорошо разработанных методов анализа интерференционной картины.

Обычно в работах исследуются термонаведенные эффекты, возникающие за счет воздействия на активный элемент одним пучком накачки. Однако данные исследования не проводились для анализа термолинзы, образующейся под воздействием нескольких пучков накачки, расстояния между центрами которых соизмеримы с их размером, значительно превышающим длину волны излучения.

В данном разделе приведены результаты интерференционного исследования термонаведенной линзы в дисковом Nd:YVO_4 элементе под действием десятипучковой накачки, а также предложена модель для расчета ее параметров.

2.1. Экспериментальная установка для интерференционного исследования термонаведенной линзы в диске Nd:YVO_4 под действием многопучковой накачки.

Оптическая схема экспериментальной установки для интерференционного исследования термонаведенной линзы в диске Nd:YVO_4 под действием многопучковой накачки представлена на рис. 9. В качестве дискового активного элемента служил кристалл Nd:YVO_4 размерами $10 \times 10 \times 1 \text{ мм}^3$ с концентрацией ионов Nd^{3+} равной 10^{20} см^{-3} . Оптическая ось C кристалла была ориентирована перпендикулярно плоскости рис. 9. На переднюю поверхность (справа на рис. 9) активного элемента было нанесено просветляющее покрытие с коэффициентом

пропускания $T \geq 99,6\%$ на длине волны накачки (808 нм). На заднюю (слева на рис. 9) поверхность активного элемента было нанесено отражающее покрытие с коэффициентом отражения $\geq 99,6\%$ на длине волны 808 нм. Активный элемент был прикреплен к водоохлаждаемому держателю с использованием термопроводящей пасты КПТ-8. Температура воды составляла 20°C . Циркуляция воды и контроль ее температуры осуществлялся при помощи чиллера.

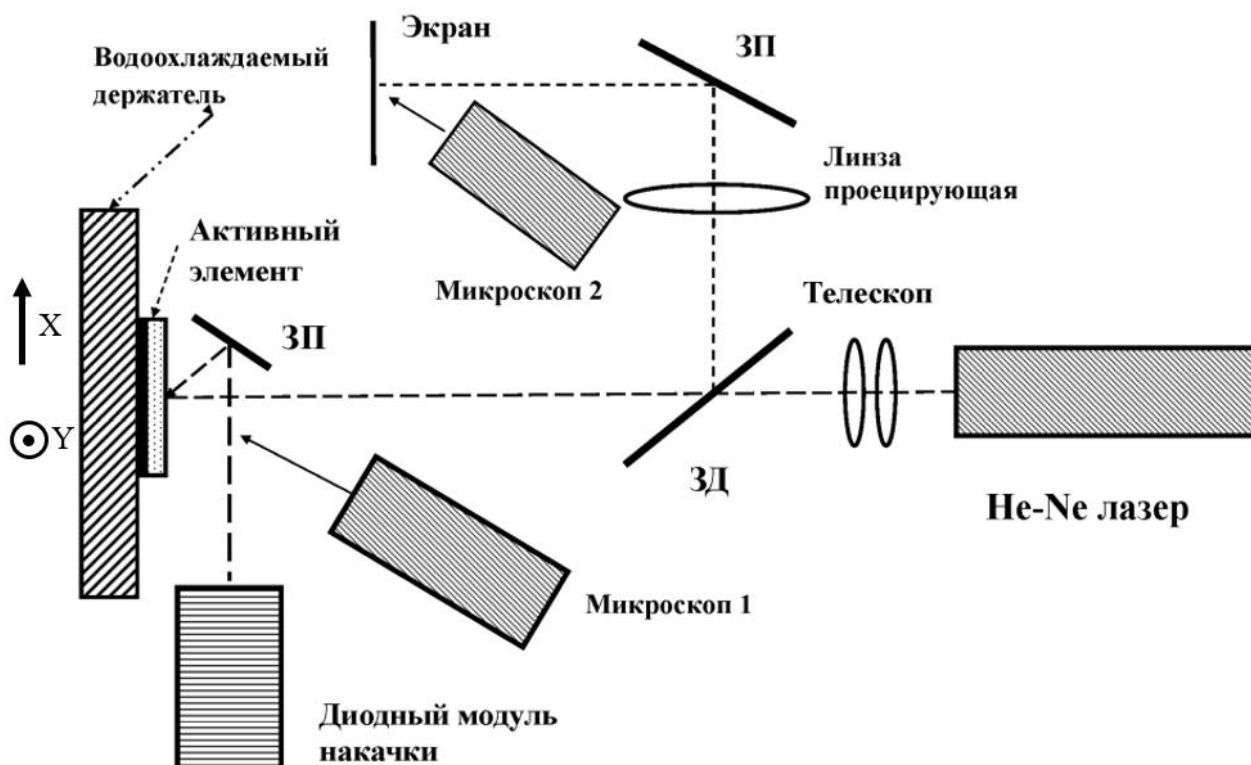


Рисунок 9 – Оптическая схема экспериментальной установки, ЗД-зеркало делительное, ЗП-зеркала поворотные.

Для накачки активного элемента использовался непрерывный лазерный диодный модуль (JENA GOLD-22-CPXF-1L), представлявший собой линейку из десяти лазерных диодов с длиной волны излучения 808 нм. Диодный модуль был оснащен специальной оптической системой, которая формировала на выходе из лазерного модуля десять отдельных пучков накачки, расположенных вдоль одной прямой. Излучение накачки направлялось на активный элемент с помощью поворотного зеркала. Угол падения излучения накачки на активный элемент составлял примерно 10° . Таким образом в диске Nd:YVO_4 были образованы десять

областей инверсной населенности, расположенных вдоль одной прямой. Пространственное распределение интенсивности накачки в активном элементе наблюдалось при помощи микроскопа 1, снабженного камерой. На самом деле с помощью микроскопа наблюдалось распределение интенсивности излучения люминесценции в активном элементе, которое должно полностью соответствовать распределению интенсивности накачки, это распределение приведено на рисунке 10. Области инверсной населенности в активном элементе были расположены на одинаковом расстоянии – 0,5 мм, а поперечные размеры этих областей составляли 0,32 мм и 0,7 мм вдоль осей X и Y, соответственно (отмечены на рисунке 10).

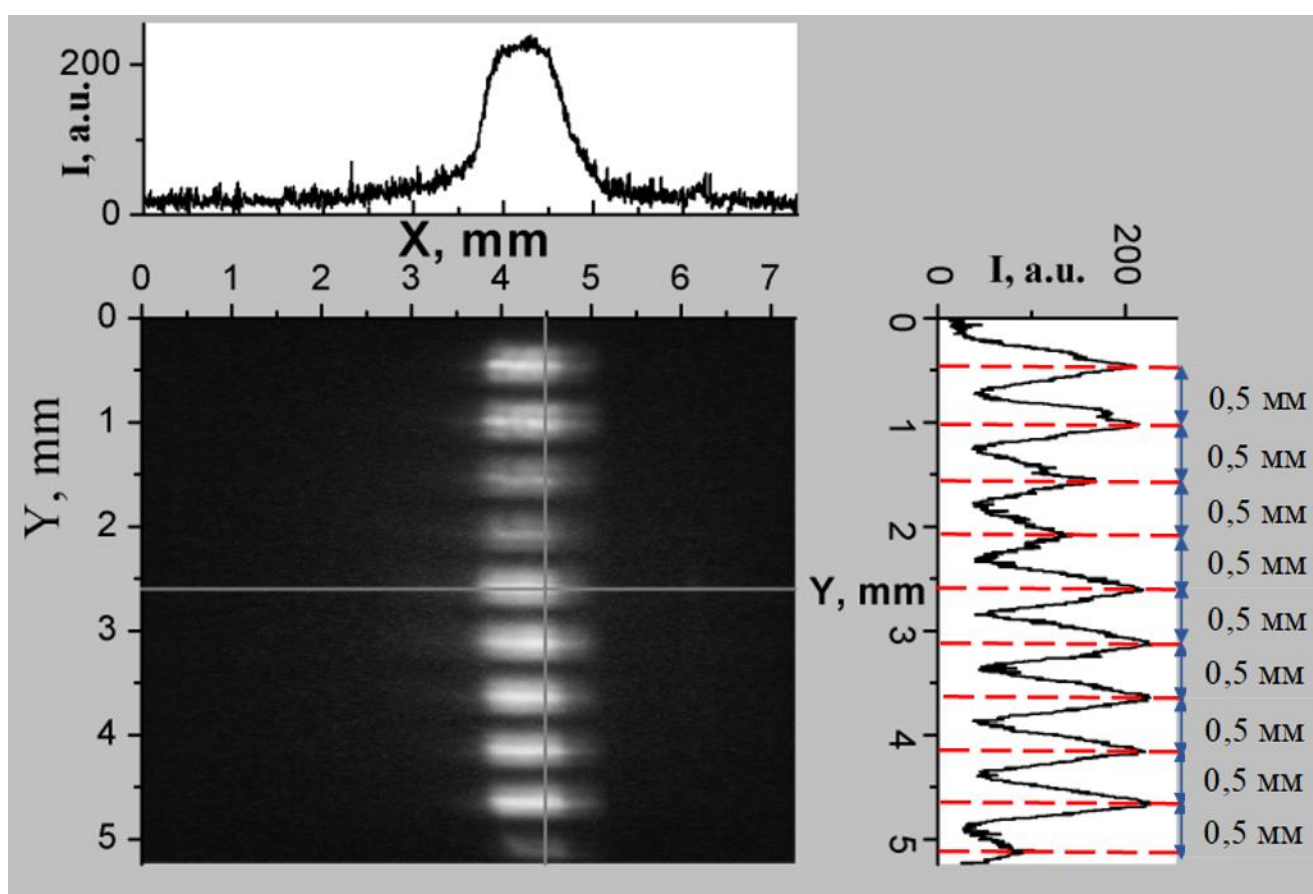


Рисунок 10 – Поперечное распределение интенсивности излучения люминесценции в активном элементе.

В качестве интерферометра в этой работе использовался сам диск Nd:YVO_4 . В качестве источника зондирующего излучения использовался одномодовый He-Ne лазер с длиной волны 543,5 нм. Излучение данного лазера имело линейную поляризацию с направлением вектора E перпендикулярным плоскости рисунка 9.

Диаметр пучка на выходе из лазера составлял примерно 1 мм. Для расширения пучка He-Ne лазера использовался телескоп. После прохождения телескопа диаметр пучка составлял 6,5 мм по уровню 0,5. Размер зондирующего пучка превосходил размер накачиваемой области (5,5 мм). Интерференционная картина зондирующего излучения образовывалась на передней грани диска. Интерференция возникала за счет сложения отраженных от передней и от задней поверхностей диска пучков. Интенсивности обоих пучков были практически одинаковы, так как коэффициент отражения обеих граней диска на длине волны 543,5 нм составлял примерно 10%. Образованная на передней поверхности диска интерференционная картина проецировалась на экран при помощи собирающей линзы (рис. 9). Полученное на экране изображение наблюдалось при помощи микроскопа, оснащенного камерой.

Экспериментально исследовалось изменение оптической толщины дискового активного элемента под действием излучения многопучковой накачки. С этой целью производилось изучение интерферограмм, наблюдаемых на экране. Исследование производилось при непрерывной накачке. Мощность излучения накачки, поглощенной в активном элементе, лежала в пределах от 0 до 6,5 Вт.

2.2. Полученные интерферограммы.

Фотографии интерферограмм, полученных при разных мощностях излучения накачки, поглощенной в активном элементе, представлены на рис. 11. Пятно зондирующего излучения в состоянии покоя (отсутствия накачки) активного элемента приведено на рис. 11 (а). Прямоугольная форма пятна обусловлена тем, что слева зондирующий пучок отрезался ножом, который также обрезал часть излучения накачки. Справа и сверху находились границы активного элемента.

Вид интерференционной картины представлял собой эллиптическую структуру, вытянутую вдоль оси Y (рисунок №11 (д,е)). Такой вид картины может быть вызван влиянием бокового оттока тепла из области действия накачки вследствие соизмеримых размеров области накачки (размеров одного пятна) и толщины активного диска. Естественно, что при этом боковой отток тепла играет

гораздо большую роль в направлении перпендикулярном линии расположения пятен накачки.

Интерферограммы были сняты для всего диапазона значений поглощенной мощности накачки – от 0 до 6,5 Вт. На рисунке 11 (е) красной пунктирной линией обозначена область, соответствующая области десятипучковой накачки.

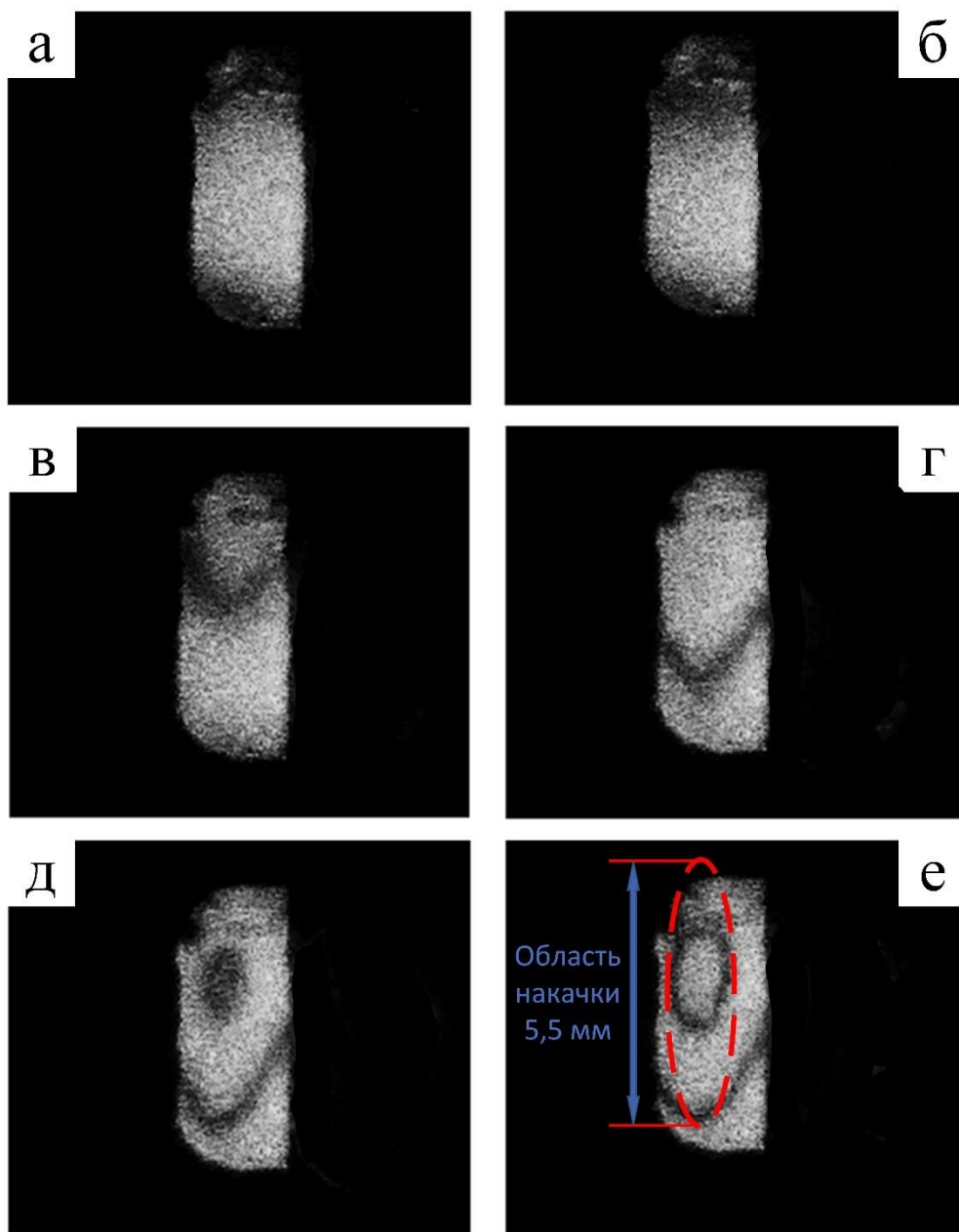


Рисунок 11 – Интерферограммы, наблюдаемые на поверхности активного элемента при разных значениях поглощенной мощностях накачки. а – 0 Вт, б – 1,8 Вт, в – 2,7 Вт, г – 4,4 Вт, д – 5,3 Вт, е – 6,5 Вт. Красной пунктирной линией обозначено расположение пятен накачки.

2.3. Обработка и анализ интерферограмм.

Анализ интерференционных картин производился следующим образом. Вблизи поверхности дискового активного элемента интерференционная составляющая в поперечном распределении интенсивности $I(x,y)$ двух отраженных волн имеет вид:

$$I(x,y) = 2I_1(x,y)(1 + \cos \varphi(x,y)) \quad (2)$$

, где $I_1(x,y)$ - интенсивность пробного излучения, отраженного каждой из поверхностей диска, а $\varphi(x,y)$ - поперечное распределение разности фаз между интерферирующими волнами. Поперечное распределение интенсивности $I_1(x,y)$ для гауссового пробного пучка можно представить в виде:

$$I_1(x,y) = I_{1max} e^{-4 \ln 2 \left[\frac{(x-x_{P0})^2}{W_P^2} + \frac{(y-y_{P0})^2}{W_P^2} \right]} \quad (3)$$

, где (x_{P0}, y_{P0}) , W_P и I_{1max} - координаты центра, диаметр по уровню 0,5 и максимум интенсивности отраженного пробного пучка, соответственно.

Разность фаз $\varphi(x,y)$ интерферирующих пучков состоит из двух слагаемых:

$$\varphi(x,y) = \varphi_1(x,y) + \varphi_2(x,y). \quad (4)$$

Первое слагаемое в выражении (4) описывает разность фаз между интерферирующими волнами, отраженными от обеих поверхностей активного элемента в отсутствие излучения накачки. Второе слагаемое описывает добавочную разность фаз между интерферирующими пучками, образующуюся вследствие изменения оптической толщины активного диска $\Delta(nl)(x,y)$ за счет его нагрева под действием излучения накачки. Для активного элемента с плоскими параллельными поверхностями выражение для $\varphi_1(x,y)$ имеет вид:

$$\varphi_1(x,y) = \frac{4\pi nl}{\lambda} \quad (5)$$

, где n – показатель преломления, l – толщина дискового активного элемента, а λ – длина волны пробного излучения. Знание значения φ_1 необходимо для правильного описания экспериментально наблюдаемой интерференционной картины. Значение

φ_1 может быть определено как из сопоставления значений I и I_1 в отсутствие излучения накачки (в этом случае $\varphi_2 \equiv 0$). Так же значение φ_1 может быть определено из общего вида интерференционной картины, образующейся под действием излучения накачки. В нашем случае значение φ_1 составляло $\varphi_1 = 1,2\pi + 2\pi m$, где m - целое число.

Слагаемое $\varphi_2(x, y)$ может быть записано в следующем виде:

$$\varphi_2(x, y) = \frac{4\pi\Delta(nl)(x, y)}{\lambda} = \frac{4\pi\Delta(nl)_{\max}}{\lambda} F(x, y) = \pi N F(x, y) \quad (6)$$

, здесь $F(x, y)$ - искомая функция распределения $\Delta(nl)(x, y)$, нормированная к ее максимальному значению. Число N соответствует суммарному числу светлых и темных областей в экспериментально наблюдаемой интерференционной картине. В общем случае, N не является целым числом. При проведении анализа наблюдаемой интерференционной картины число N приблизительно задается исходя из вида самой картины и в дальнейшем является подгоночным параметром.

Был проведен анализ интерференционных картин, полученных при различных мощностях излучения накачки (приведены на рис. 11). При этом рассчитывалось распределение изменения $\Delta(nl)$ вдоль оси Y (одномерный случай). В качестве функции $F(y)$ рассматривались функции Лоренца, Гаусса (включая супергауссово распределение), а также параболическая функция. Результаты проведенного анализа показали, что наиболее хорошее соответствие между наблюдаемой и расчетной интерференционными картинками имело место при использовании в качестве функции $F(y)$ функции Гаусса вида:

$$F(y) = e^{-4\ln 2 \left[\frac{(y-y_0)^2}{W_y^2} \right]} \quad (7)$$

, здесь (y_0) - координата центра интерференционной картины, а W_y - полная ширина распределения по оси Y по уровню 0,5.

2.4. Результаты анализа интерферограмм.

На рисунке 12 приведены экспериментально наблюдаемое и рассчитанное при помощи уравнений (1)-(6) распределение интенсивности $I(y)$ интерференционной картины. Случай соответствует мощности накачки, поглощенной в активном элементе, равной 6,5 Вт (рис. 11 (е)). Параметры распределения термонаведенного изменения оптической толщины активного элемента составили $W_y=5,3$ мм и $\Delta(nl)_{max} = 0,68$ мкм.

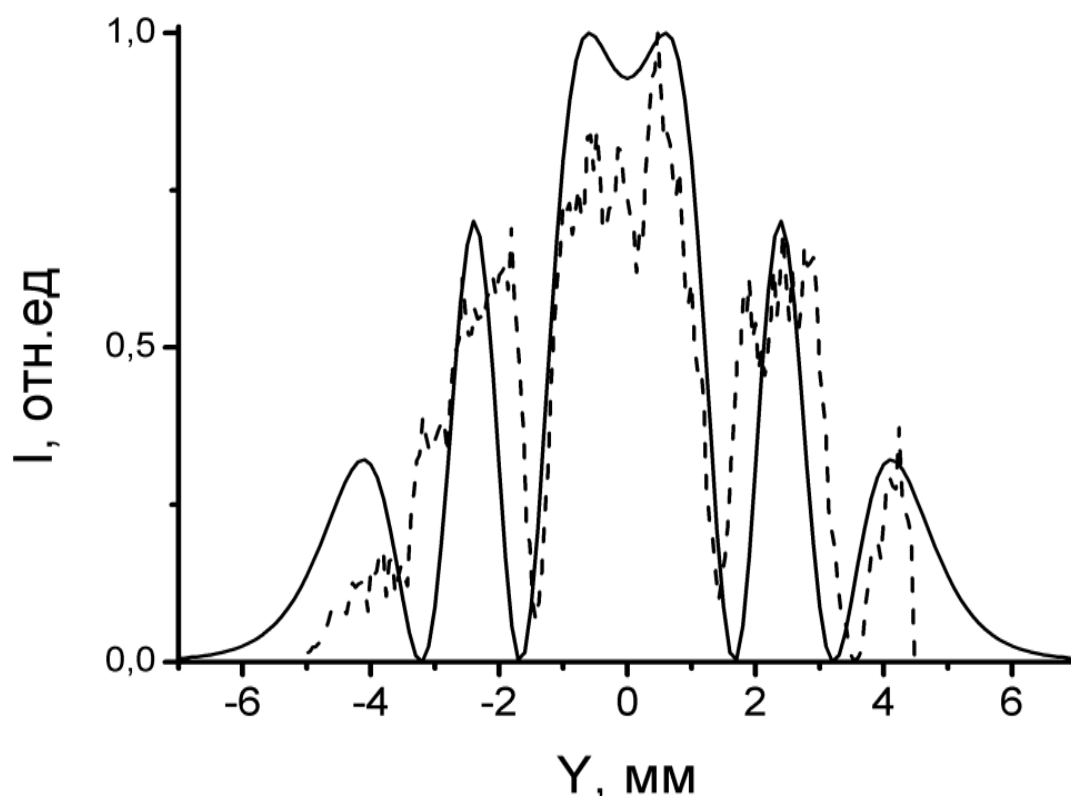


Рисунок 12 – Распределение интенсивности в интерференционной картине экспериментально наблюдаемое (пунктир) и расчетное (сплошная линия) для мощности накачки 6,5 Вт.

Было проведено исследование зависимости ширины W_y и амплитуды $\Delta(nl)_{max}$ распределения изменения оптической толщины активного элемента от мощности излучения накачки $P_{погл}$, поглощенной в активном элементе. Результаты исследований показали, что величина W_y практически не зависела от мощности накачки и во всех случаях была постоянной $W_y=5,3$ мм. Зависимость величины

$\Delta(nl)_{\max}$ от поглощенной в активном элементе мощности накачки приведена на рисунке 13.

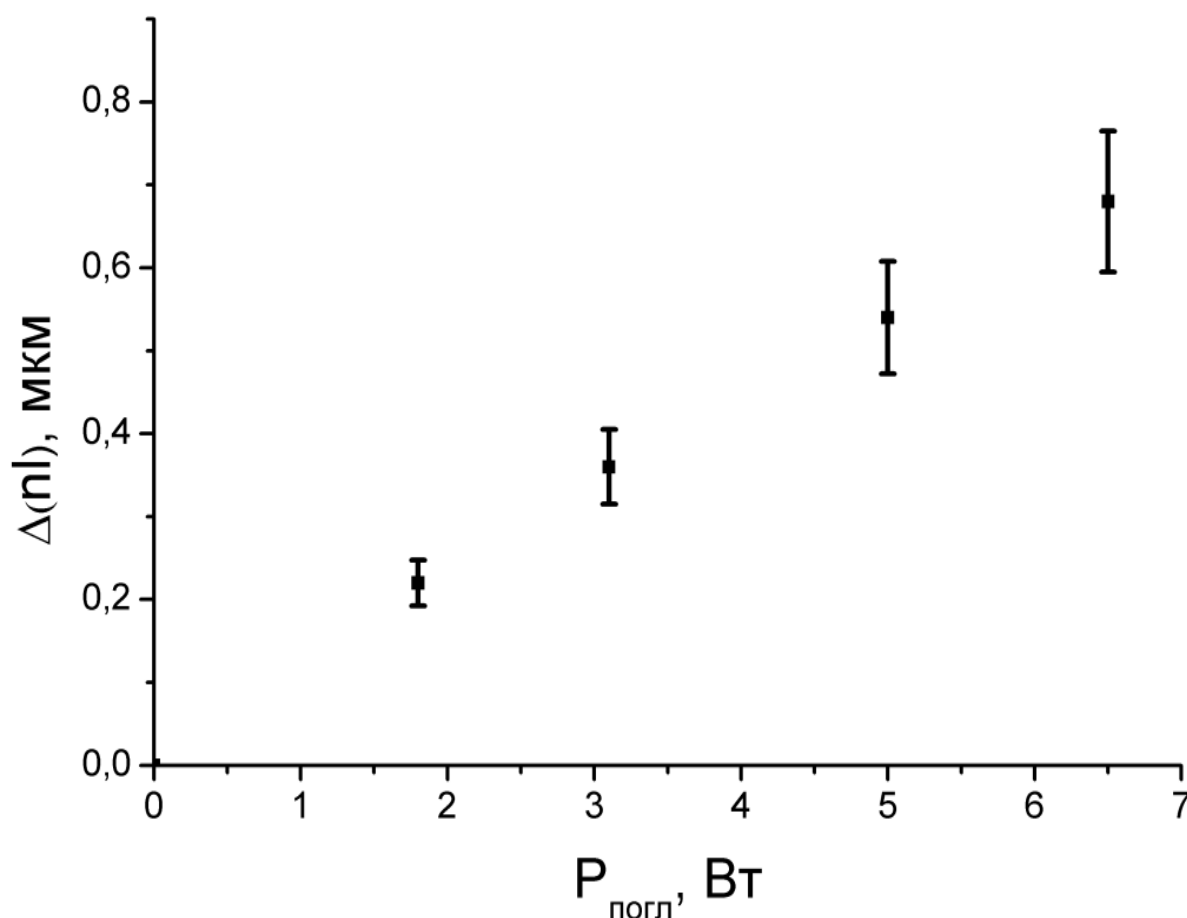


Рисунок 13 – Зависимость величины $\Delta(nl)_{\max}$ распределения изменения оптической толщины активного элемента от мощности излучения накачки $P_{\text{полн}}$, поглощенной в активном элементе.

Во всех случаях при анализе полученных интерферограмм (аналогично случаю, приведенному на рис. 11 (е)) наблюдалось хорошее соответствие характера поведения экспериментальной и расчетной кривых. Это дает возможность утверждать, что изменение оптической толщины дискового активного элемента хорошо описывается функцией Гаусса.

Выводы по главе 2.

Интерферометрическим методом проведено исследование термонаведенных искажений, возникающих в дисковом активном элементе под действием многопучковой накачки. Области накачки на активном элементе располагались

вдоль одной прямой и находились друг от друга на одинаковом расстоянии, которое было сопоставимо с собственными размерами областей накачки.

Были получены интерференционные картины, образующиеся на поверхности активного элемента, при разных значениях мощности накачки, поглощенной в активном элементе. Проведен анализ полученных интерференционных картин относительно оси, вдоль которой были расположены пятна накачки в активном элементе. Результаты анализа показали, что распределение изменения оптической длины активного элемента лучше всего описывается функцией Гаусса, а амплитуда распределения пропорциональна мощности накачки. Показано, что при этом ширина распределения соответствует размеру области накачки и не зависит от мощности излучения накачки. Проведен расчет поперечного распределения интенсивности пробного пучка в интерференционной картине. Расчетное распределение интенсивности интерференционной картины имело хорошее сходство с экспериментально полученными интерферограммами.

3. Дискový лазер с многоточечной накачкой и когерентным сложением лазерных каналов излучения.

Использование многоточечной накачки активных элементов дисковых лазеров позволяет более эффективно использовать объем активного элемента, а также распределить тепловую нагрузку на активный элемент. При многоточечной накачке каждая область инверсной населенности в активном элементе образует в резонаторе отдельный лазерный канал.

Основной задачей при создании таких лазеров является осуществление оптической связи между всеми лазерными каналами. В таком случае в дальней зоне возможно получение лазерного излучения с увеличенной интенсивностью и малой расходимостью. Более того, порог генерации лазера с когерентным сложением всех каналов будет значительно ниже, нежели в лазере с широкоапертурной накачкой. А также такие лазеры не требуют создания больших резонаторов, поддерживающих большое поле основной поперечной моды.

На данный момент когерентное сложение нескольких лазеров осуществлялось в газовых и волоконных лазерах. В дисковых лазерах внутрирезонаторное сложение лазерных каналов не производилось.

В данной главе представлен дисковый лазер с многоточечной диодной накачкой и двухзеркальным резонатором. Продемонстрировано, что в такой конфигурации резонатора возможно осуществление полной синхронизации нескольких лазерных каналов и исследованы экспериментальные условия, при которых возникает полная синхронизация лазерных каналов. Также предложено объяснение возникновения полной синхронизации лазерных каналов.

3.1. Описание экспериментальной установки.

Оптическая схема экспериментальной установки представлена на рис. 14.

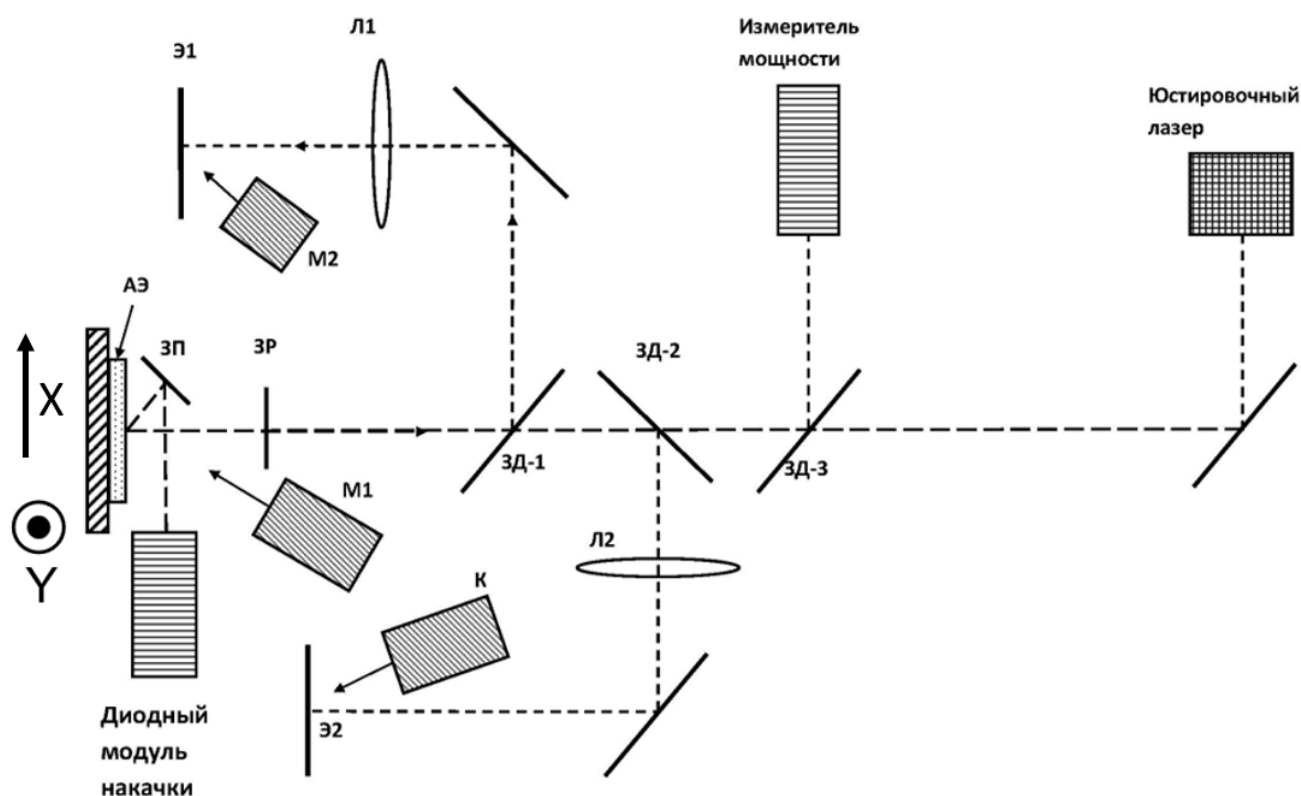


Рисунок 14 – Схема экспериментальной установки для исследования выходных характеристик лазера с многопучковой накачкой активного диска.

В качестве активного дискового элемента служил кристалл Nd:YVO_4 с размерами $20 \times 20 \times 0,5 \text{ мм}^3$ и содержанием ионов Nd^{3+} равным 2 at%. Активный элемент крепился к медному водоохлаждаемому держателю при помощи термопроводящего герметика. Оптическая ось кристалла была направлена перпендикулярно плоскости рисунка 14 (ось Y). На переднюю поверхность диска (правая на рис. 14) было нанесено просветляющее покрытие с коэффициентом пропускания около 99,6 % на длинах волн 808 нм и 1064 нм, а на заднюю поверхность было нанесено покрытие с коэффициентом отражения равным 99,6% для длин волн 808 нм и 1064 нм. Это высокоотражающее покрытие являлось одним из зеркал резонатора лазера. Второе зеркало резонатора было плоским и имело коэффициент пропускания 1% на длине волны 1064 нм. Длина резонатора варьировалась в пределах от 6 до 19 см.

Накачка активного элемента осуществлялась при помощи непрерывного диодного модуля с длиной волны излучения 808 нм и специальной системы

фокусировки (на рисунке 14 она не показана), формирующей внутри активного диска десять пятен накачки, расположенных на одной прямой. Расстояния между центрами соседних пятен накачки были одинаковы и составляли 0,5 мм. Размеры пятен накачки составляли 0,32 мм и 0,7 мм по уровню 0,5 (FWHM) вдоль осей X и Y, соответственно. Мощность излучения накачки, поглощенная в активном элементе, варьировалась в пределах от 0 до 4 Вт. В активный элемент излучение накачки заводилось при помощи поворотного зеркала МЗ. В нашем случае угол был примерно равен 10° . Пространственное распределение интенсивности излучения накачки в активном элементе наблюдалось при помощи микроскопа (не изображён на рисунке 14), снабженного камерой. На самом деле с помощью микроскопа наблюдалось распределение интенсивности излучения люминесценции в активном элементе, которое должно полностью соответствовать распределению интенсивности излучения накачки, это распределение приведено на рисунке 15.

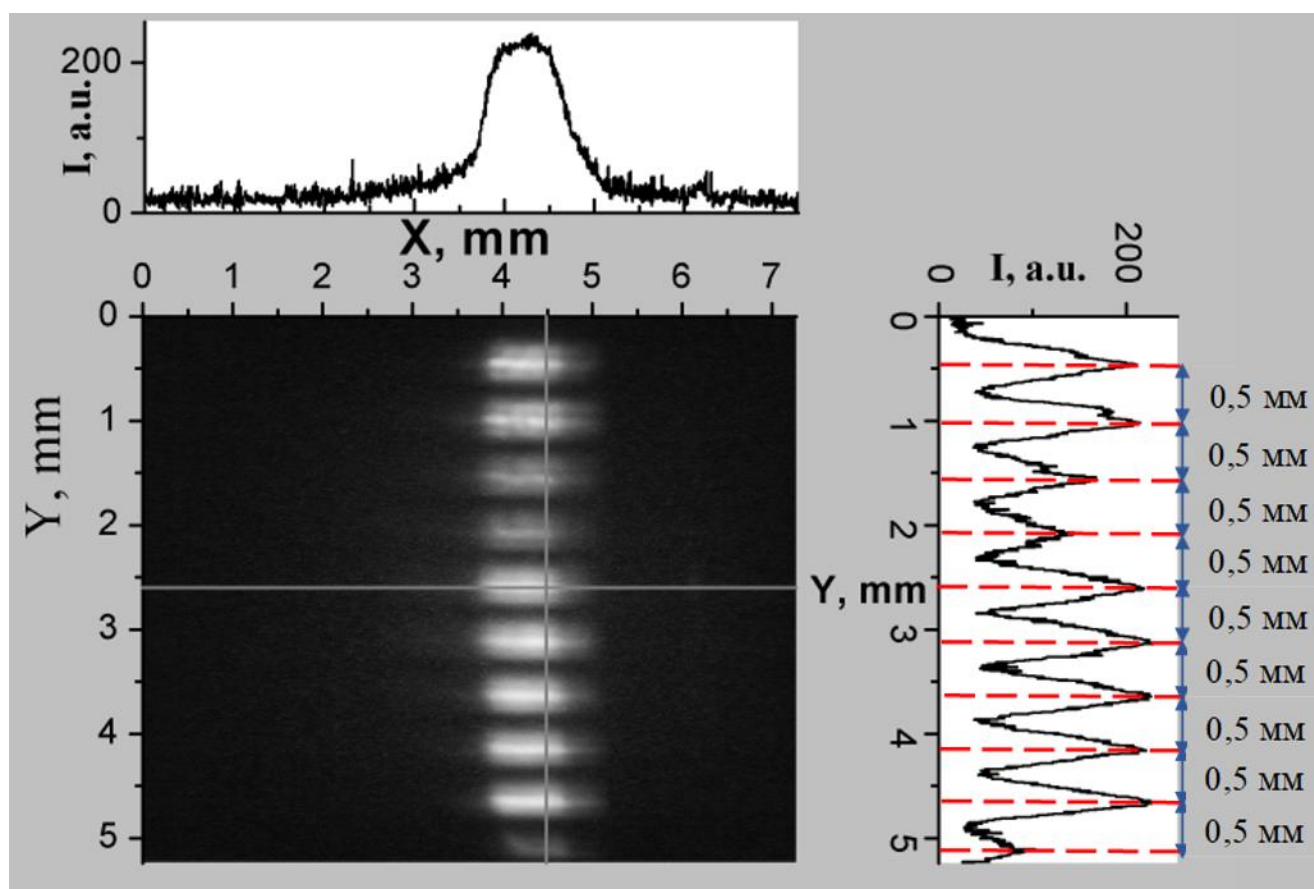


Рисунок 15 – Фотография пятен накачки и поперечное распределение интенсивности в них.

Каждая из десяти областей накачки создавала лазерный канал в плоскопараллельном резонаторе (рис. 16). Для каждого из каналов расчетный размер поля основной поперечной моды (TEM_{00}) составлял от 350 мкм до 530 мкм (FWHM) в зависимости от длины резонатора. Размеры основной моды в активном элементе превосходили размеры областей накачки (0,32 мкм), при этом их размер был таковым, что соседние каналы генерации перекрывались между собой.

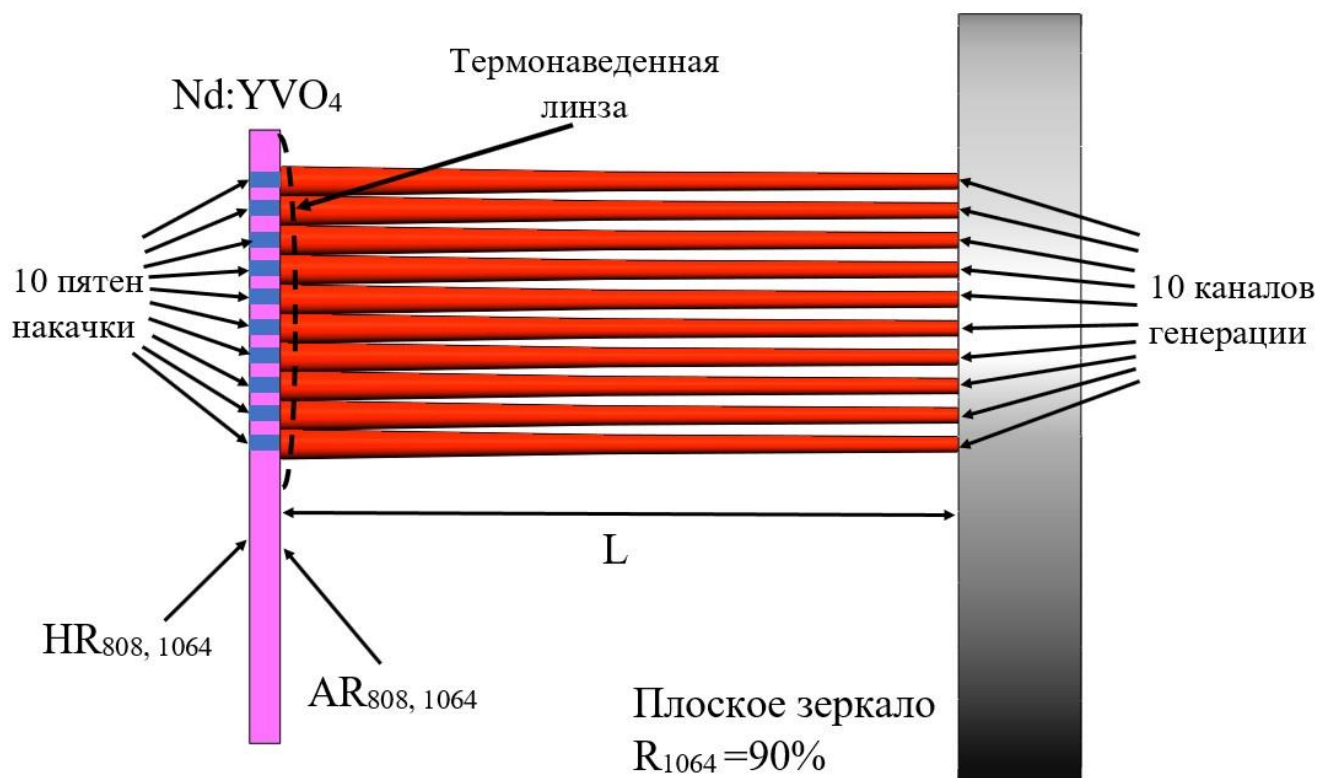


Рисунок 16. Схема резонатора дискового лазера с десятипучковой накачкой.

В этой главе экспериментально исследовалось поперечное распределение лазерного излучения внутри активного элемента и в дальней зоне. С этой целью часть выходного излучения ответвлялась при помощи делительной пластины BS1 и направлялась на экран 1 (рис. 14). На экран 1 с помощью собирающей линзы L1 ($f=60$ см) проецировалось изображение внешней поверхности активного диска. Таким образом на экране 1 можно было наблюдать распределение интенсивности излучения генерации в активном диске. Другая часть излучения ответвлялась при помощи делительной пластины BS2 и направлялась на экран 2 (рис. 14). Экран 2 располагался в фокальной плоскости линзы L2 ($f=2$ м) и на нем наблюдалось

распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне. Изображения на обоих экранах рассматривались при помощи микроскопов, снабженными системами ИК визуализации.

3.2. Синхронизация лазерных каналов в дисковом лазере с многопучковой накачкой.

Для получения режима генерации коллективной моды варьировалась длина резонатора и мощность накачки. При всех экспериментальных условиях исследовались распределения интенсивности лазерного излучения в активном элементе и в дальней зоне, а также мощность генерации.

При длине резонатора $L = 9$ см и поглощенной мощности накачки $P_{\text{полг}} = 2,5$ Вт внутри активного элемента и в дальней зоне наблюдались распределения интенсивности, представленные на рисунке 17 (а).

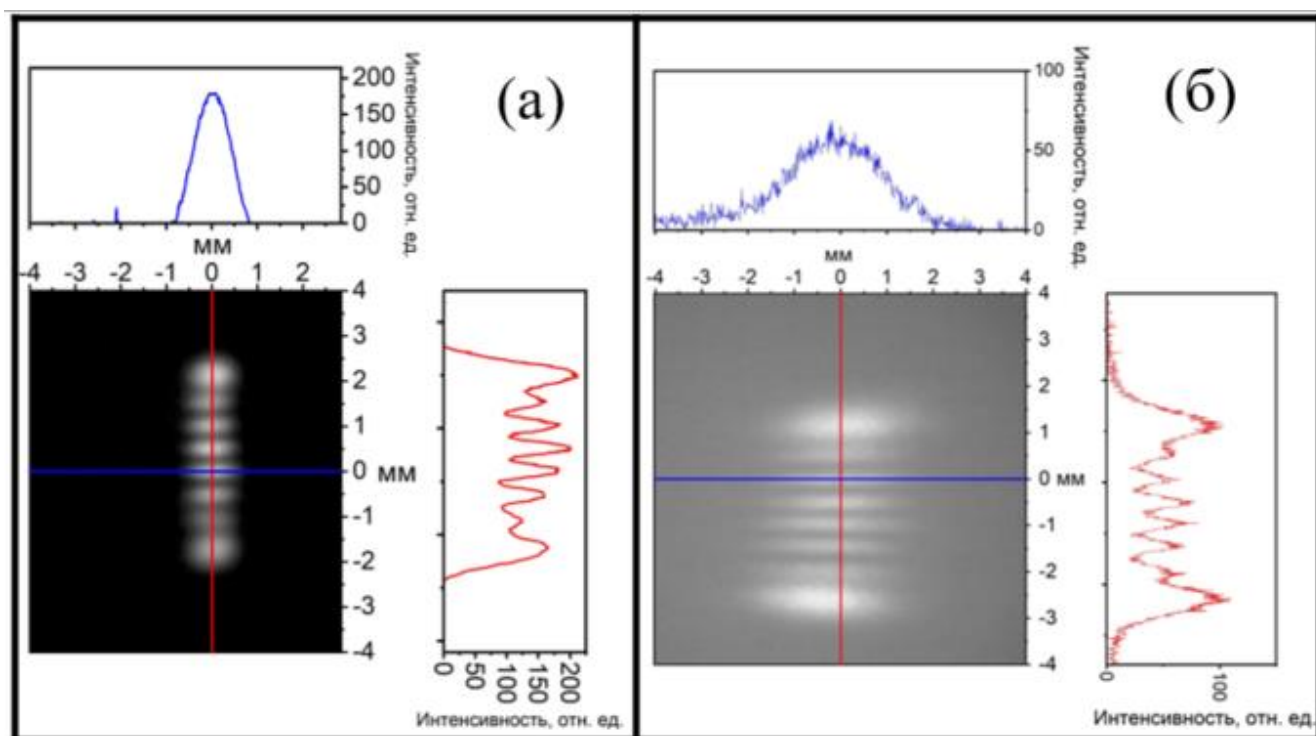


Рисунок 17 – Фотографии лазерного излучения и распределения интенсивности излучения различных каналов генерации в активном элементе (а) и суммарного излучения в дальней зоне (б) при длине резонатора $L = 9$ см и поглощенной мощности накачки $P_{\text{полг}} = 2,5$ Вт.

В активном элементе наблюдались 8 пятен, каждое из которых хорошо аппроксимировалось функцией Гаусса. Поперечный размер пятен составлял 0,32 мм и 0,7 мм (FWHM) вдоль вертикальной и горизонтальной осей, соответственно, а расстояния между их центрами пятнами 0,5 мм, что соответствует расстояниям между пятнами излучения накачки. Суммарный размер по вертикальной оси 8 пятен составлял 4,55 мм.

В дальней зоне также наблюдались 8 пятен (рис. 17 (б)), вытянутых вдоль горизонтальной оси. Горизонтальный размер каждого из пятен составлял 2,45 мм по попувысоте. Такой размер пятна в фокусе собирающей линзы соответствует полной расходимости по попувысоте $\theta = 1,22$ мрад ($\theta = D/F$). Это значение соответствует дифракционной расходимости источника с размером 0,65 мм, что соответствует горизонтальному размеру пятен, наблюдаемых в активном элементе (рисунок 17 (а)). Вертикальный размер каждого из пятен на рисунке 17 (б) составлял 0,32 мм. Это значение соответствует полной расходимости 0,163 мрад и эквивалентно расходимости от источника с поперечным размером 4,85 мм. Данное значение соответствует размеру суммарной апертуры всех пятен накачки (см. рисунок 17 (а)). Общий же поперечный размер распределения в дальней зоне составлял 4,58 мм. Данное значение эквивалентно расходимости 2,29 мрад, которое в свою очередь соответствует дифракционной расходимости источника с поперечным размером 0,34 мм. Данное значение соответствует вертикальному размеру отдельного пятна накачки, представленного на рисунке 17 (а). Характер распределения интенсивности в дальней зоне, а именно соотношение амплитуд отдельных пиков, соответствовал характеру распределения интенсивности излучения внутри активного элемента.

При повышении поглощенной мощности накачки до 4 Вт при длине резонатора $L < 11$ см характер распределений интенсивности излучения внутри активного элемента и в дальней зоне сохранялся. В качестве примера здесь приводятся фотографии излучения в активном элементе и в дальней зоне для случая $L = 9$ см, $P_{\text{полг}} = 4$ Вт (рис. 18 (а,б)). Количество наблюдаемых пятен

излучения генерации внутри активного элемента (рис. 18 (а)) уменьшилось до 7, по сравнению с случаем, приведенном на рисунке 17 (а). Суммарный вертикальный размер всех пятен внутри активного элемента составлял 4,3 мм, а размер каждого из них был равен 0,5 мм. В дальней зоне (рис. 18(б)), как и внутри активного диска (рис. 18 (а)) наблюдалось 7 пятен излучения генерации. При этом вертикальный размер отдельных пятен излучения генерации в дальней зоне соответствовали дифракционной расходимости излучения источника с размером равным 4,3 мм. Вертикальный размер всех отдельных пятен излучения генерации в дальней зоне соответствовал дифракционной расходимости излучения источника с размером 0,5 мм.

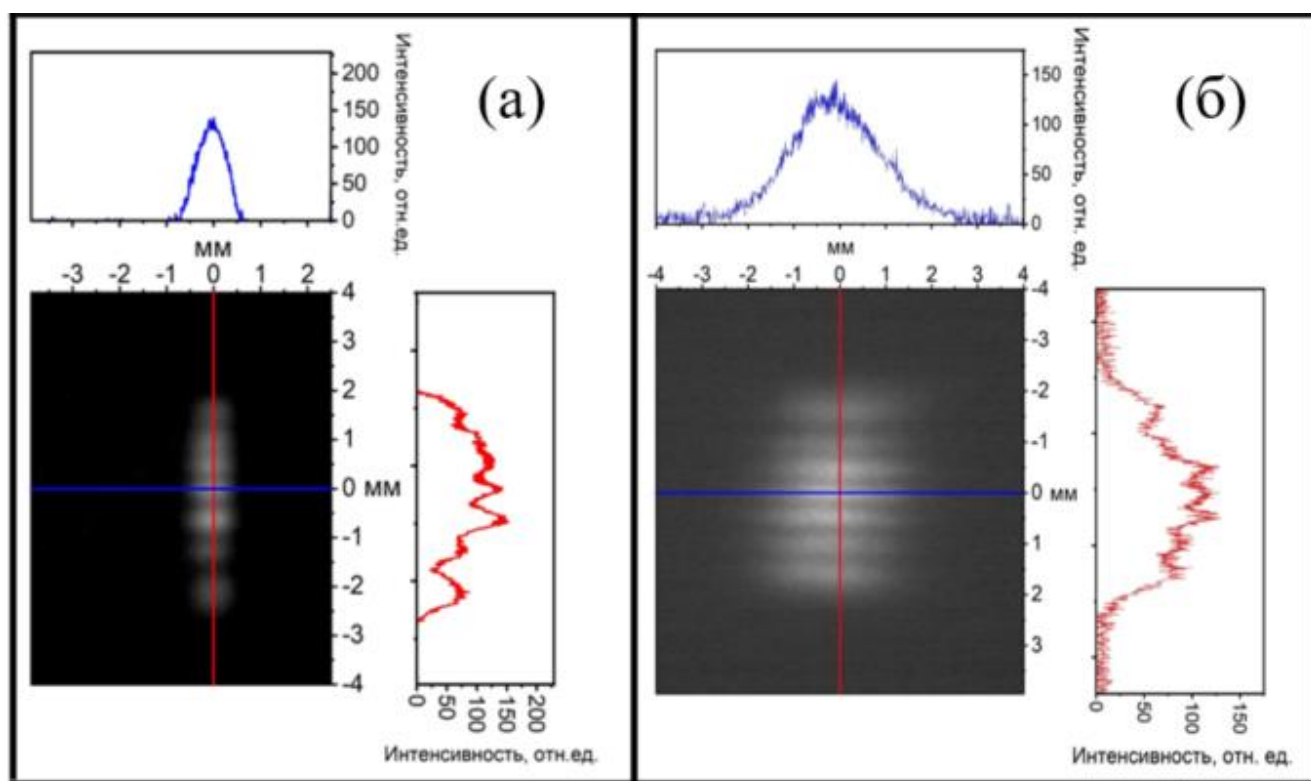


Рисунок 18 – Фотографии лазерного излучения и их распределения интенсивности в активном элементе (а) и в дальней зоне (б) при длине резонатора $L = 9$ см и поглощенной мощности накачки $P_{\text{погл}} = 4$ Вт.

Структурное соответствие между распределением интенсивности излучения внутри активного элемента и в дальней зоне наблюдалось и при увеличении длины резонатора. На рисунке 19 представлено распределение интенсивности генерации для резонатора с длиной 15 см и при мощности поглощенной накачки 2,5 Вт.

Таким образом, наблюдалась частичная синхронизация каналов генерации, которая устанавливается за счет перекрытия излучения между соседними каналами в активном диске.

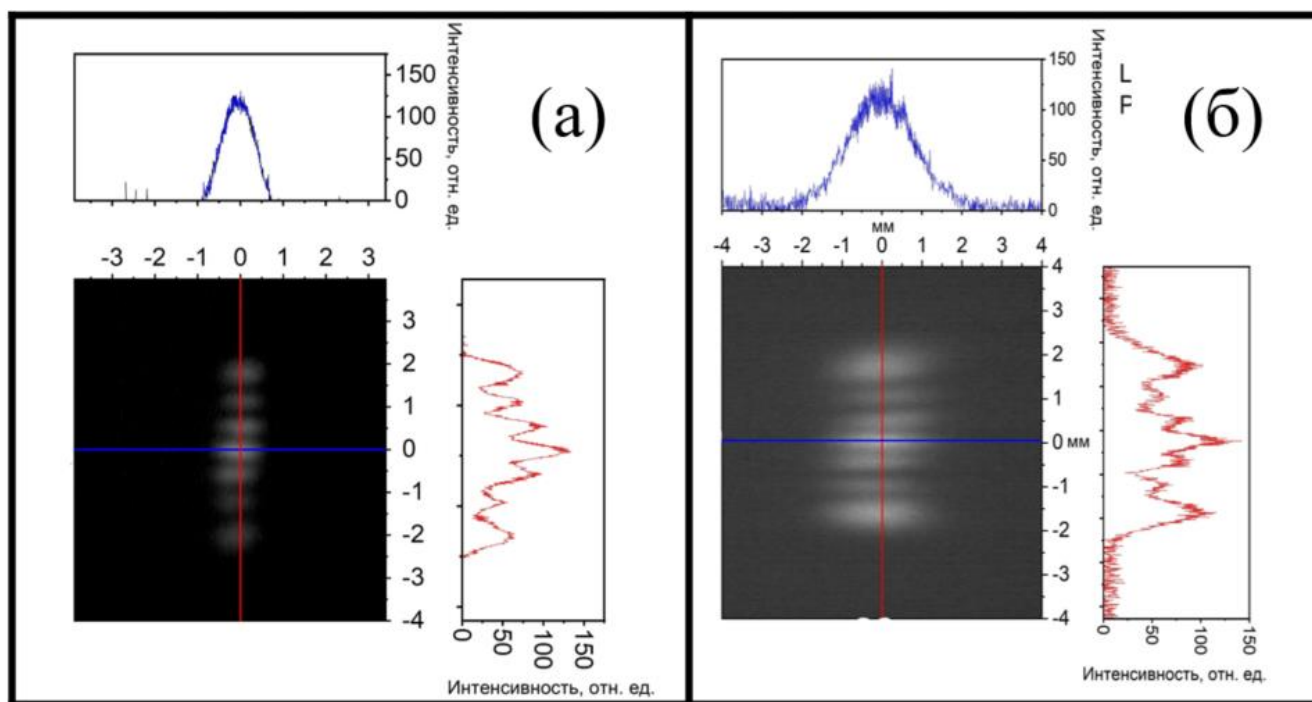


Рисунок 19 – Фотографии лазерного излучения и их распределения интенсивности в активном элементе (а) и в дальней зоне (б) при длине резонатора $L = 15$ см и поглощенной мощности накачки $P_{\text{полг}} = 2,5$ Вт.

Подобная картина поперечного распределения интенсивности излучения генерации в дальней зоне наблюдалась также в работе [26] в которой были приведены результаты исследования выходных параметров Nd:GGG дискового лазера с десятипучковой диодной накачкой и проведено их обсуждение. В [26] вид этой картины был объяснен наличием связи фаз между каналами генерации и описан как дифракция на амплитудно-фазовой периодической структуре, состоящей из N щелей (отверстий). Число N соответствовало числу каналов генерации. В качестве амплитудно-фазовой дифракционной структуры выступал дисковый активный элемент с периодически расположенными в нем областями с инверсной населенностью. Амплитудную часть представлял периодический характер инверсной населенности, что обеспечивало усиление излучения только в пятнах накачки, а фазовую – термонаведенные изменения оптического пути,

обладающие как изменениями в каждом пятне (периодические изменения), так и суммарным гауссовым профилем распределения в области действия многопучковой накачки (Глава 2, параграф 4)

Получается, что формы распределения, приведенные на рисунках 17, 18, 19 соответствуют случаю частичной синхронизации каналов, которая устанавливается за счет перекрытия между соседними каналами в активном диске.

В области малых длин резонатора (6-10 см) увеличение мощности накачки не влияло на периодическую структуру излучения в дальней зоне. Однако, при увеличении мощности накачки уменьшалось наблюдаемое количество лазерных каналов (рисунки 18 (а), 19 (а)). При увеличении поглощенной мощности накачки увеличивается и оптическая сила термонаведенной линзы, распределенной по всем областям инверсной населенности. Для лазерных каналов, расположенных по краям термонаведенной линзы потери растут быстрее, чем для центральных, поэтому пороги генерации для крайних лазерных каналов растут также быстрее. Поэтому для центральных каналов порог генерации уменьшается быстрее и тем интенсивнее становится лазерное излучение в них – значительно интенсивнее, нежели в крайних каналах. Поэтому крайние каналы хуже видны из-за большой разницы в интенсивности излучения с центральными и из-за малого динамического диапазона видеокамеры – это хорошо видно и по уменьшению контраста в центральных каналах на рисунках 17 – 19 (а). Так как крайние каналы имеют малую интенсивность по сравнению с центральными, то и на общую картину, которая наблюдается в дальней зоне они оказывают незначительное влияние.

Однако, в резонаторах с длинами от 11 до 19 см, увеличение мощности накачки приводило к изменению распределения интенсивности лазерного излучения, как в дальней зоне, так и внутри активного элемента. Полученные фотографии излучения для резонатора с длиной 16 см при поглощенной мощности накачки 3,7 Вт приведены на рисунке 20.

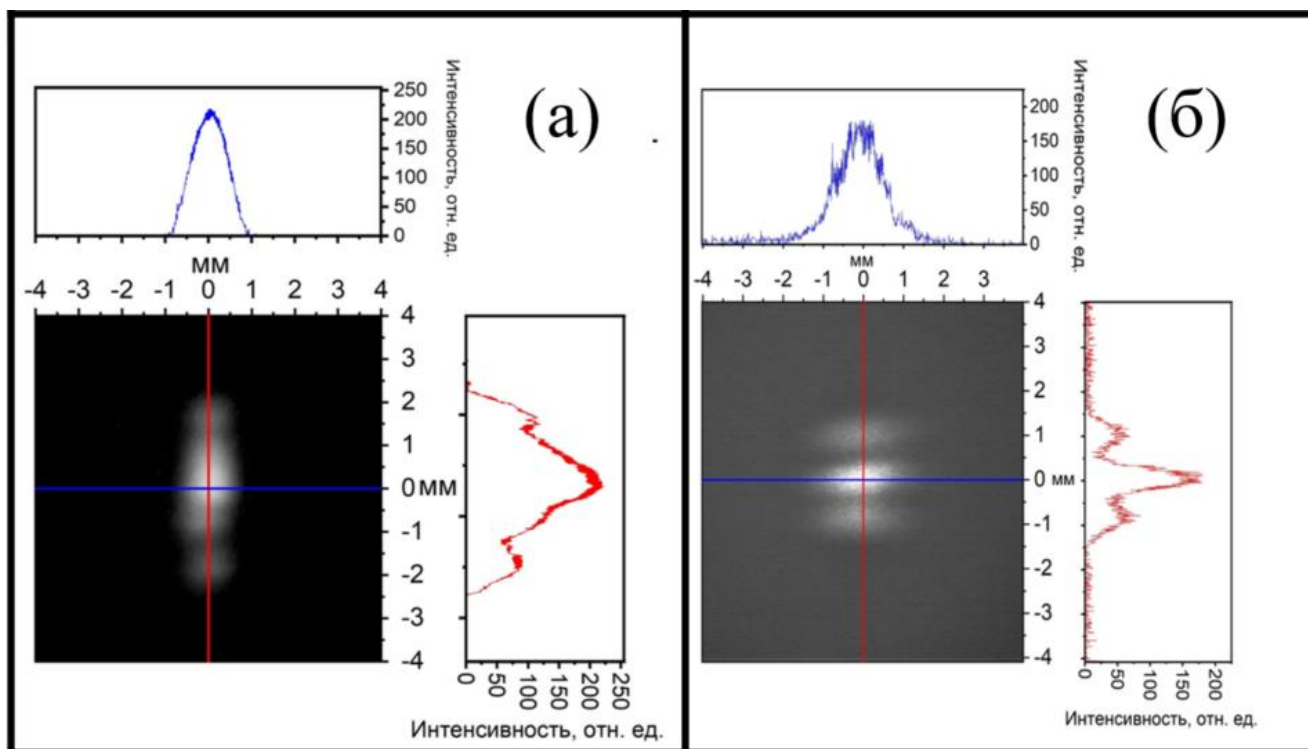


Рисунок 20 – Фотографии лазерного излучения и распределения интенсивности в активном элементе (а) и в дальней зоне (б) при длине резонатора $L = 16$ см и поглощенной мощности накачки $P_{\text{погл}} = 3,7$ Вт.

Картина внутри активного элемента (рис. 20 (а)) уже не представляла собой набор отдельных излучателей – они сливались в одно единое пятно (это не являлось проблемой фокусировки изображения – настройки системы визуализации были неизменными). Суммарный вертикальный размер пятна излучения генерации в активном элементе составлял 4 мм. В дальней зоне угловая структура излучения представляла собой узконаправленный интенсивный пик и два относительно слабых лепестка направленности (рис 20 (б)). Мощность излучения в центральном лепестке диаграммы направленности составляла 60% от общей мощности генерации (рис. 21), а его полная расходимость вдоль вертикальной оси составляла 0,25 мрад. Это значение соответствует расходимости излучателя с суммарной апертурой 4 мм. Также распределение интенсивности излучения в дальней зоне было промодулировано практически до нуля (рис. 21). Получается, что в данных условиях была реализована полная синхронизация каналов генерации – установлена оптическая связь между всеми каналами генерации, за счет того, что

излучение каждого из каналов генерации полностью попадало во все остальные каналы.

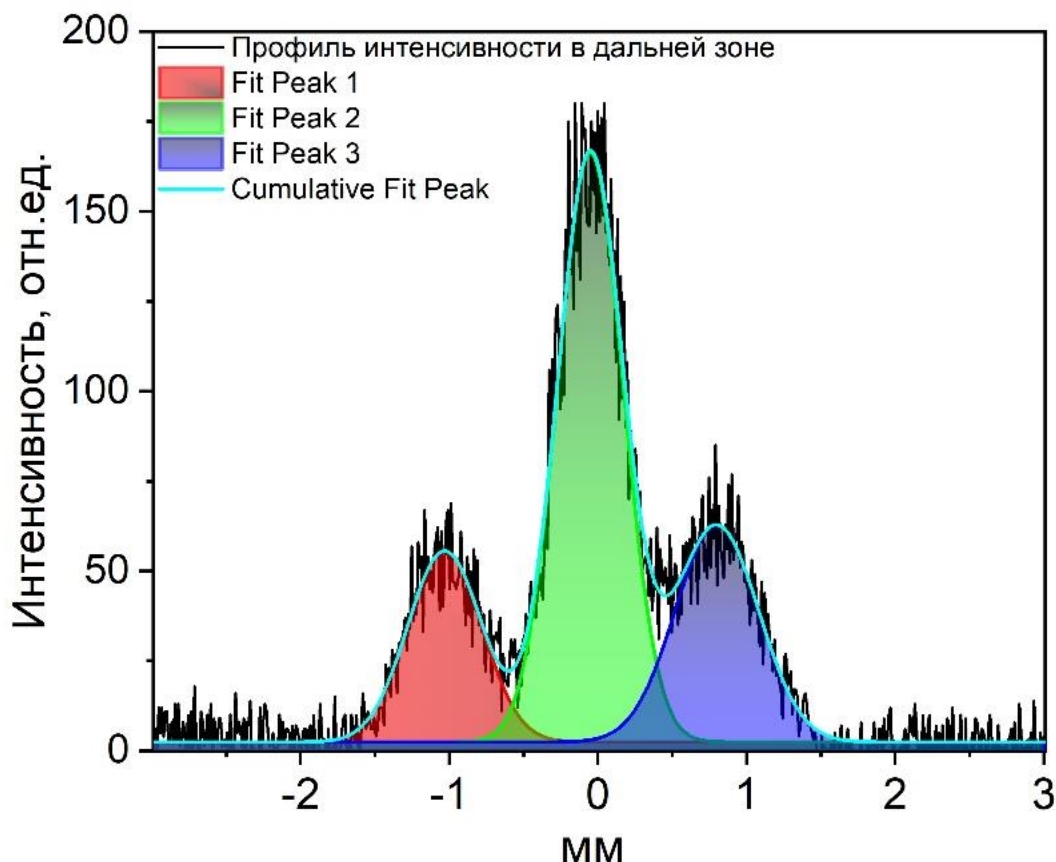


Рисунок 21 – Распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне при длине резонатора $L = 16$ см и поглощенной мощности накачки $P_{\text{погл}} = 3,7$ Вт и его аппроксимации тремя гауссовыми распределениями.

Исследования пространственных характеристик лазерного излучения были проведены при длинах резонатора от 6 до 19 см и диапазоне поглощенной мощности накачки от 1,6 до 4,2 Вт. Полученные результаты представлены на диаграмме ниже (рисунок 22). Диаграмма представляет собой две области экспериментальных условий: условия, при которых наблюдалась коллективная генерация, и при которых осуществлялась частичная синхронизация каналов.



Рисунок 22 – Диаграмма экспериментальных условий, при которых наблюдалась (красный крест) и не наблюдалась (черный квадрат) генерация коллективной моды.

В области малых длин резонаторов (6-11 см) при всех уровнях мощности накачки и больших длин резонатора (12-17 см), при значениях поглощенной мощности накачки $P_{\text{погл}} \leq 3$ Вт (чёрные квадраты на рисунке 22) осуществлялась частичная синхронизация лазерных каналов. Распределение интенсивности лазерного излучения внутри активного элемента носило пространственно-периодический характер вдоль оси Y и создавалось 5-10 соседними TEM_{00} каналами генерации. Максимальная мощность генерации составляла 250 мВт при поглощенной мощности накачки равной 4 Вт и длине резонатора равной 6 см.

В области длин резонатора $L=12-17$ см и поглощенной мощности накачки $P_{\text{погл}}=3-4$ Вт (кресты на рисунке 22) был реализован режим генерации супермоды. Генерация осуществлялась на 5-10 соседних пятнах (каналах) накачки.

Максимальная мощность генерации в последнем случае составляла 180 мВт при поглощенной мощности накачки равной 4 Вт и длине резонатора равной 17 см.

Зависимости выходной мощности генерации от поглощенной мощности накачки для разных длин резонатора представлены на рисунке 23.

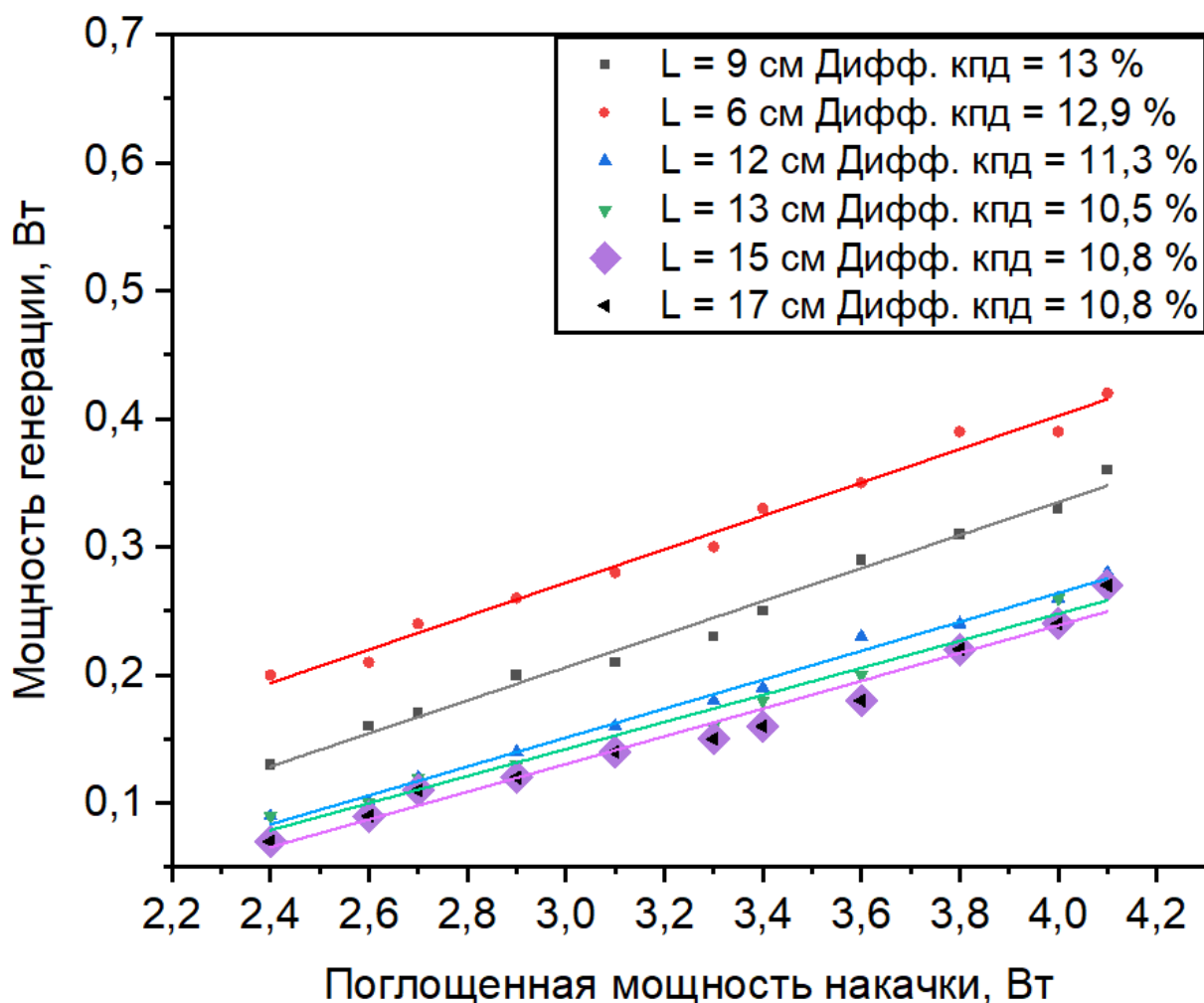


Рисунок 23 – Зависимости выходной мощности генерации от поглощенной мощности для резонаторов разной длины.

3.3. Анализ распределения интенсивности излучения генерации в дальней зоне.

Результаты экспериментальных исследований показали, что в зависимости от длины резонатора L и мощности излучения накачки $P_{\text{погл}}$ существуют две области экспериментальных условий. Поперечное распределение интенсивности лазерного излучения внутри активного элемента и в дальней зоне в пределах каждой из

областей носило аналогичный характер для различных значений ($P_{\text{погл}}$, L), но отличалось от результатов, полученных для другой области экспериментальных условий.

Для объяснения существования режима генерации супермоды требовалось учитывать термонаведенные искажения в активном элементе. Согласно приведенным в главе 2 выражениям (6-7) профиль изменения оптической толщины диска имел распределение близкое к данному:

$$\Delta(nl)(P_{\text{погл}}, y) = k \times P_{\text{погл}} \times \exp\left(-4\ln 2 \left(\frac{y-y_0}{W}\right)^2\right) \quad (8)$$

, где y_0 - координата центра области накачки, $k=1,75 \times 10^{-7}$ м/Вт, а полная ширина распределения на полувысоте составляет $W=3,5$ мм. Для случаев, когда наблюдался режим генерации супермоды величина W примерно соответствовала вертикальному размеру области генерации лазера.

Анализ условий генерации проводился с использованием методов матричной оптики [96]. Однако, для линзы гауссовой формы ABCD-матрица не определена, поэтому для расчета было решено подобрать такую функцию для профиля изменения оптической толщины, которая была бы схожа с гауссовой функцией. Было решено использовать параболическую функцию для описания изменения оптической толщины диска под действием излучения многопучковой накачки. Сравнение гауссовой и параболической функций при одинаковых значениях ширины на полувысоте ($W = 3,5$ мм) и амплитуды ($\Delta(nl)_{\text{max}} = 0,7$ мкм) приведено на рисунке 24. Среднеквадратичное отклонение параболической функции от гауссова распределения составляло несколько процентов.

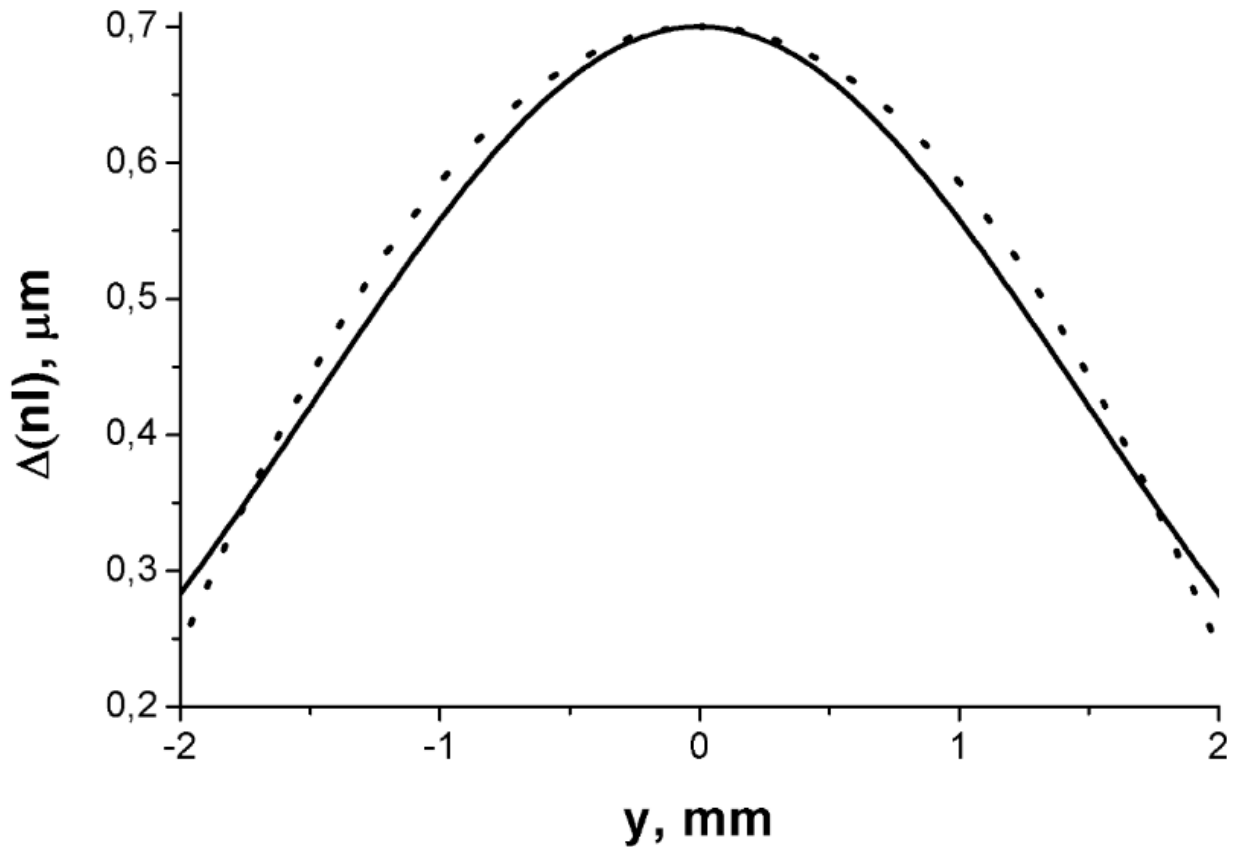


Рисунок 24 – Распределение оптической толщины активного элемента: пунктирная линия – гауссово распределение, сплошная – параболическая функция.

Для того чтобы изменение оптической толщины диска имело вид параболической функции, нужно рассматривать активный элемент (в области действия накачки) как среду с длиной l , имеющую параболический профиль показателя преломления:

$$n(y) = \left(n_0 - \frac{n_2 \times (y - y_0)^2}{2} \right) \quad (9)$$

, где n_0 – показатель преломления среды, n_2 – коэффициент, отвечающий за “кривизну” профиля показателя преломления. При этом ABCD – матрица активного элемента с таким профилем показателя преломления записывается так [96]:

$$\begin{bmatrix} \cos(\sqrt{n_2} \times l) & -\sqrt{\frac{1}{n_2}} \times \sin(\sqrt{n_2} \times l) \\ -\sqrt{n_2} \times \sin(\sqrt{n_2} \times l) & \cos(\sqrt{n_2} \times l) \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Под действием излучения накачки оптическая толщина диска будет зависеть от значения поглощенной мощности накачки, в таком случае величину nl следует записывать в следующем виде:

$$(nl)(P_{\text{погл}}, y) = n_1(P_{\text{погл}}) \times l - \frac{n_2(P_{\text{абс}}) \times (y - y_0)^2}{2} \times l \quad (11)$$

, где первое слагаемое отвечает за тепловое расширение диска, а второе – за неоднородность нагрева среды, при этом n_1 и n_2 задаются следующими выражениями:

$$n_1(P_{\text{погл}}) = n_0 + \frac{k \times P_{\text{погл}}}{l}, \quad (12)$$

$$n_2(P_{\text{погл}}) = \frac{4 \times k \times P_{\text{погл}}}{l \times W^2}. \quad (13)$$

Однако, за разницу фаз между каналами генерации, будет отвечать только второе слагаемое выражения (11), так первое слагаемое в (11) для всех каналов будет одинаково. С учетом этого распределение разницы оптического пути при поглощенной накачке $P_{\text{погл}}$ будет определяться как:

$$\Delta(nl)(P_{\text{погл}}, y) = k \times P_{\text{погл}} \times \left(1 - \frac{2(y - y_0)^2}{W^2}\right). \quad (14)$$

В итоге, с использованием выражения (10) была составлена матрица кругового обхода всего резонатора. Дальнейший анализ показал, что возникновение режима генерации супермоды не может быть объяснено за счет эффекта Тальбо, на основе которого в [26] была предсказана возможность получения коллективной генерации. Плоскопараллельный резонатор Тальбо с термонаведенной линзой с малой оптической силой является неустойчивым (оптическая сила термолинзы была слишком мала, порядка 0,2 Дптр). Вместе с тем, результаты анализа генерационных условий показали, что режим генерации супермоды присутствовал тогда, когда параметры резонатора удовлетворяли

требованиям вырожденной конфигурации [35,40,42]. Одним из свойств резонаторов вырожденной конфигурации является замкнутость траектории и воспроизводимость структуры излучения. Любой луч воспроизводится после M продольных и K поперечных полных обходов резонатора. В случае использования формализма матричной оптики $T^N \equiv I$ ($T^{N/2} = -1 \times I$ в случае четного N), где T - матрица кругового обхода резонатора, а I - единичная матрица. Величины N , K , а также длина резонатора L и оптическая силы линзы D , термонаведенной в активном элементе, связаны между собой соотношением [44]:

$$L \times D = \frac{\left| 1 - \cos\left(\frac{2\pi K}{N}\right) \right|}{2}. \quad (15)$$

По ходу осуществления N обходов резонатора внутрирезонаторный пучок воспроизводится с различными поперечными размерами внутри диска, но он никогда не выходит за пределы области пятен накачки, участвующих в генерации. При этом внутрирезонаторный пучок после каждого двойного обхода не обязательно должен попадать в области (пятна), в которых создается инверсная населенность за счет многопучковой накачки. Это хорошо объясняет отсутствие периодичности в поперечном распределении поля в активном элементе (рис. 20 (а)).

Результаты анализа показали, что в случае длины резонатора 16 см и при поглощенной мощности накачки 3,7 Вт реализуется конфигурация вырожденного резонатора с $K = 1$ и $N = 16$. Моделирование излучения генерации при таких параметрах резонатора представлено на рисунке 25 пунктирной кривой. Сравнение полученной расчетной кривой с экспериментальным распределением излучения генерации в дальней зоне (сплошная кривая) демонстрирует хорошее сходство по положению пиков распределений, их ширине и амплитуде. Совпадение экспериментального и расчетного распределения излучения генерации в дальней зоне демонстрирует, во-первых, что модель вырожденного хорошо описывает поведение излучения лазерной генерации в резонаторе, и во-вторых, что выбор

параболической функции в качестве аппроксимации гауссова профиля термооптической линзы является допустимым приближением.

Более того для всех экспериментальных условий, обозначенных на рисунке 22 крестами, матрица кругового обхода была тождественно равна 1 при $K=1$ и $N=16$. То есть во всех случаях реализации генерации супермоды резонатор принимал вырожденную конфигурацию.

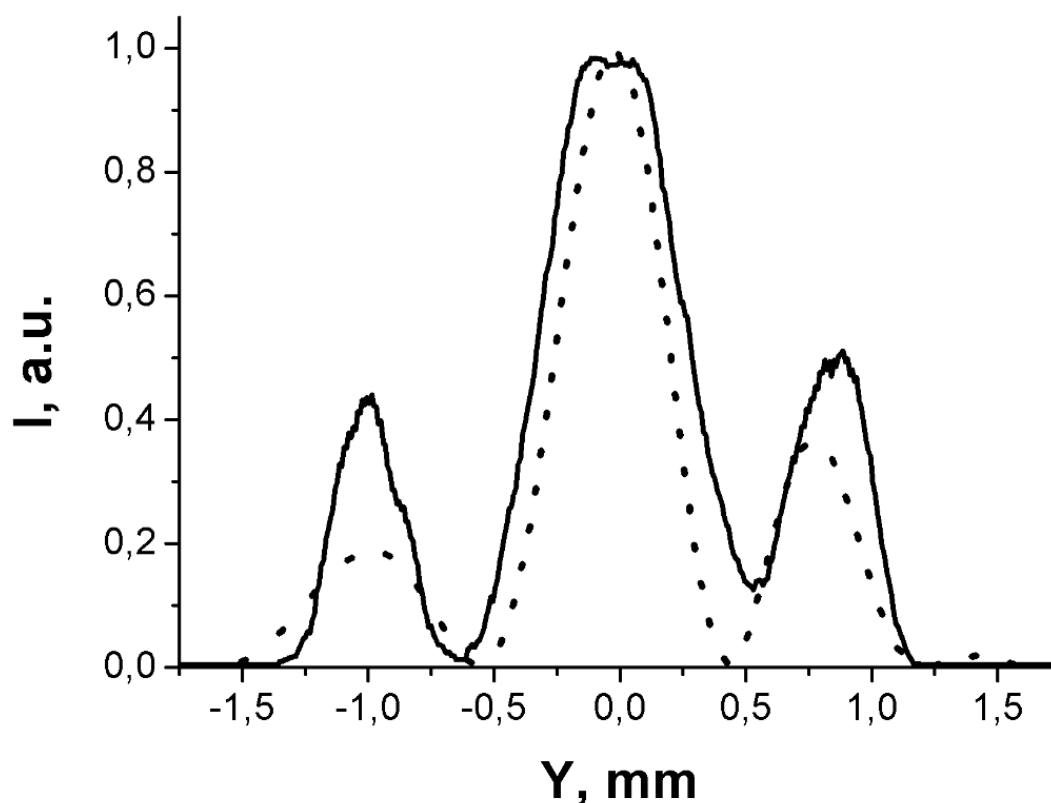


Рисунок 25 – Распределение интенсивности в дальней зоне (в фокусе линзы $F = 2$ м), пунктирная кривая – расчетное распределение, сплошная – экспериментально полученное ($L=16$ см, $P_{\text{погл}} = 3,7$ Вт).

В результате численного моделирования была получена зависимость длины резонатора L от мощности накачки $P_{\text{погл}}$ и оптической силы термонаведенной в активном элементе линзы D . Эта зависимость определяет границу условий возникновения супермоды и имеет вид:

$$L = s \times D^{-1} = g \times P_{\text{погл}}^{-1} \quad (16)$$

, где $s = \frac{|1 - \cos(\frac{2\pi K}{N})|}{2} = 0,038$ (при $K = 1$ и $N = 16$), $g = 0,57 \text{ W}\times\text{m}$ – коэффициент пропорциональности между оптической силой термонаведенной линзы и поглощенной мощностью накачки.

Зависимость (16) в графическом виде приведена на рисунке 26. Как видно из этого рисунка кривая (16) качественно совпадает с областью существования режима генерации супермоды.

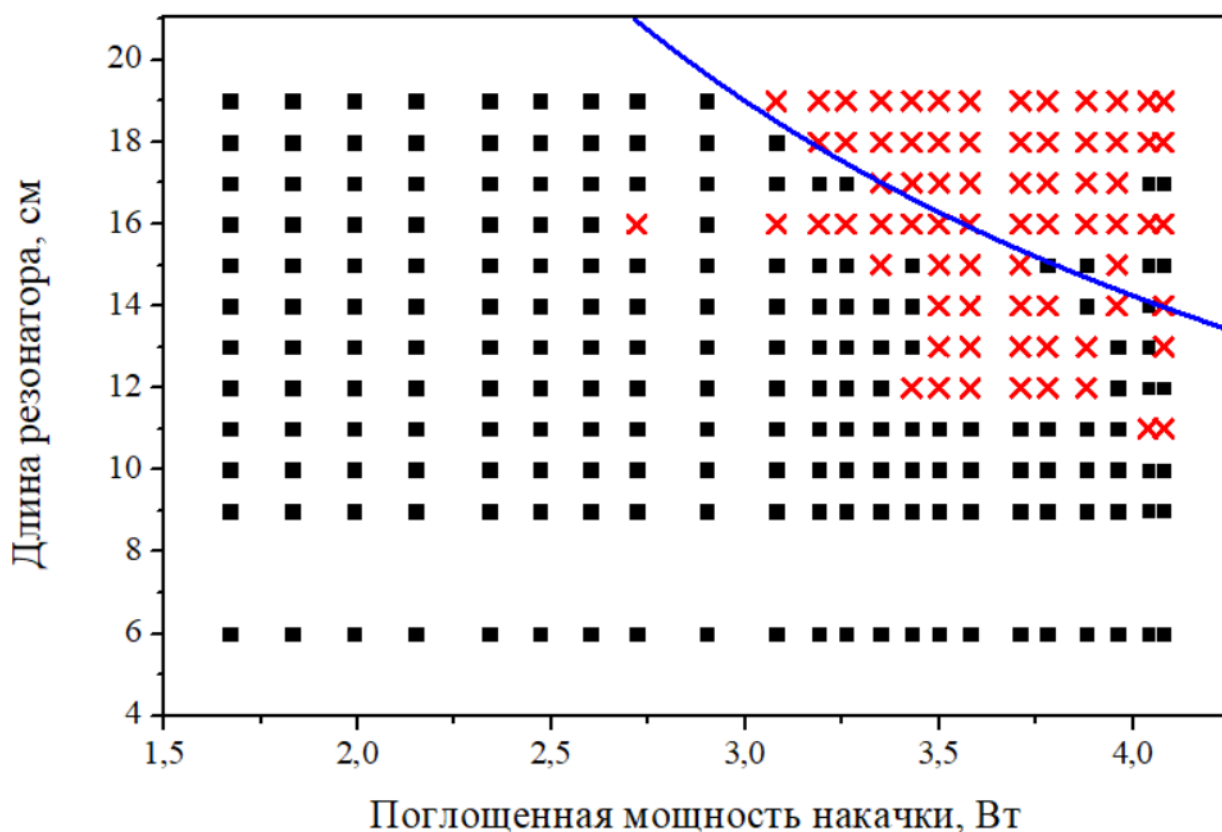


Рисунок 26 – Сравнение экспериментальных условий, при которых наблюдалась (красный крест) и не наблюдалась (черный квадрат) генерация супермоды, с расчетной зависимостью (13).

3.4. Выводы по главе 3.

Был реализован непрерывный Nd:YVO₄ дисковый лазер с плоскопараллельным резонатором, многопучковой накачкой и когерентным сложением лазерных каналов. Проведены исследования пространственных характеристик излучения при разных длинах резонатора и разном уровне

мощности накачки. Показано, что результаты, соответствующие частичной синхронизации лазерных каналов, согласуются с ранее выполненными работами. Получен режим генерации супермоды и определена область условий возникновения данного режима. Показано, что режим генерации супермоды реализовывался в условиях, когда резонатор лазера соответствовал параметрам резонатора вырожденного типа.

4. Дискový лазер с трёхпучковой накачкой и вырожденным резонатором М-типа.

Вырожденные резонаторы перспективны для использования в лазерах с многопучковой накачкой, так как излучение распространяющееся по внеосевой траектории в таких резонаторах может многократно возвращаться на поверхность обоих зеркал, а также и в лазерную среду.

На данный момент в работах с вырожденными резонаторами в основном использовалась однопучковая внеосевая накачка. В этих работах больше внимания уделено пространственным характеристикам излучения, однако упоминается, что вырожденные резонаторы обладают спектрально-селективными свойствами, и что в таких резонаторах возможно получение одночастотной генерации. Однако одночастотный режим генерации в этих работах подробно не исследуется. Есть также и работы, в которых, используется трёхпучковая накачка в дисковых лазерах, но в этих работах не было получено одночастотной генерации.

В данной главе представлен дискový лазер с трёхпучковой накачкой с вырожденным резонатором М-типа, работающий в одночастотном режиме генерации. Приведено исследование пространственных, спектральных и энергетических характеристик выходного излучения этого лазера.

4.1. Описание экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 27. На рисунке 28 показана схема резонатора и ход лучей в ней. В качестве активного элемента (активного элемента) использовался кристалл Nd:YVO_4 с концентрацией ионов $\text{Nd}^{3+} \approx 2$ ат. % (концентрация ионов $\approx 2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$) и размерами $D \times Ш \times Т \text{ мм}^3$ (длина-ширина-толщина). Длина волны максимума линии усиления активной среды составляет 1064,1 нм, а ее полная ширина составляет 1,1 нм по уровню 0,5 (полуширина линии). Оптическая ось S кристалла (и, соответственно, направление линейной поляризации излучения) лежала в плоскости рисунка 28 и была параллельна оси Y . Толщина дискového активного элемента составляла 0,5 мм. Он был закреплен на водоохлаждаемом держателе при помощи тонкого слоя

термопроводящей пасты (около 0,1 мм). Резонатор лазера был образован высокоотражающим плоским зеркалом (HR-mirror) и сферическим зеркалом (output mirror на рисунке 27). Роль HR-mirror играло дихроичное диэлектрическое покрытие, нанесенное на заднюю (левую на рисунке 28) поверхность активного элемента. Коэффициенты отражения HR-mirror составляли $R \geq 99,6\%$ на длине волны генерации (1064 нм) и накачки (808 нм). На переднюю поверхность активного элемента было нанесено просветляющее $T \geq 99,6\%$ покрытие на длинах волн накачки и генерации. Вогнутое сферическое зеркало с радиусом кривизны $R = 200$ мм имело 2 области с разными коэффициентами отражения: одна область была высокоотражающей ($R \geq 99,6\%$) на длине волны генерации 1064 нм, а другая имела коэффициент отражения $R = 90\%$ и служила для вывода из резонатора. Фотография выходного зеркала (output mirror) представлена на рисунке 29.

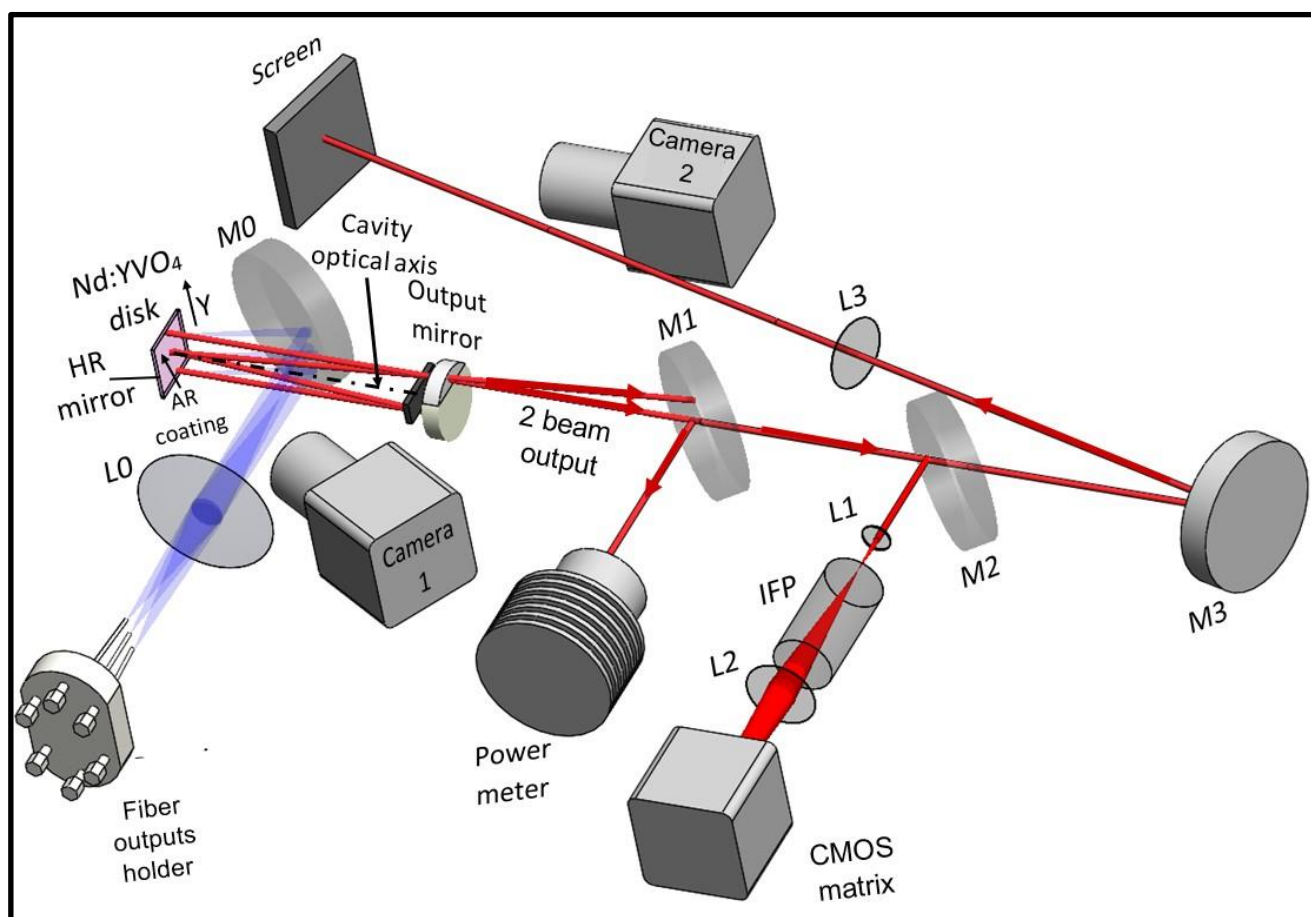


Рисунок 27 – Схема экспериментальной установки: M0,3 –зеркала, M1,2-светоделительные пластины, L0,1,2,3 –линзы, IFP – интерферометр Фабри-Перо.

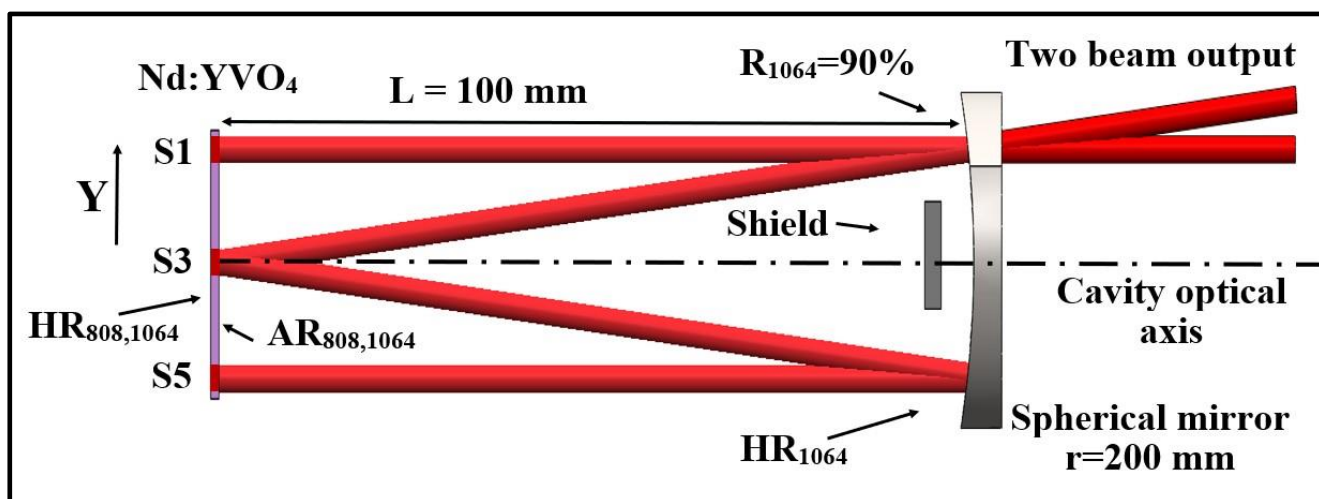


Рисунок 28 – Схема вырожденного резонатора М-типа. S1, S3, S5 – пятна накачки/генерации.

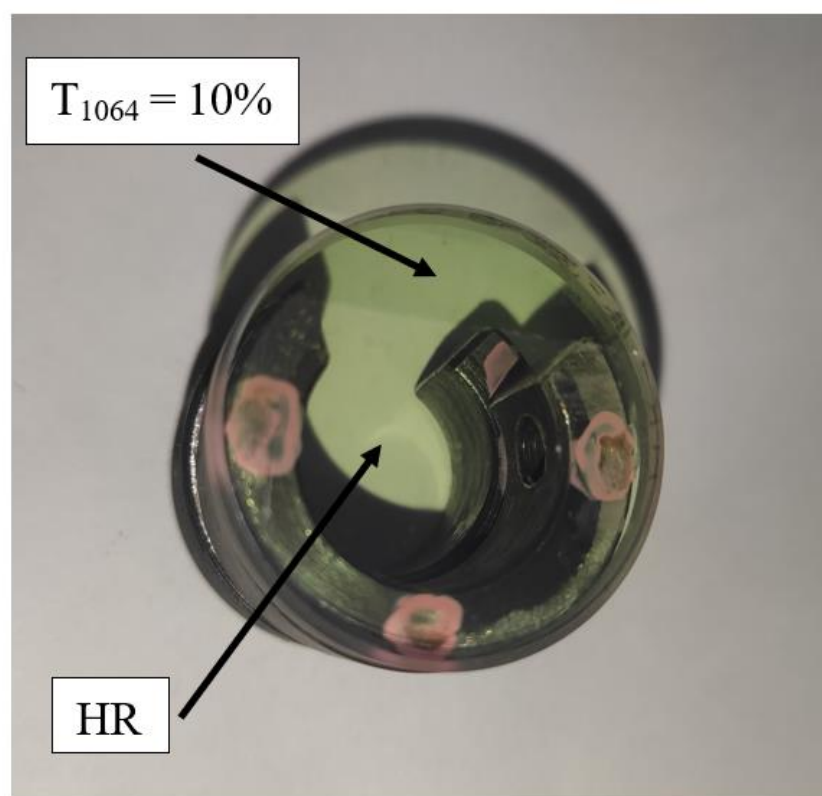


Рисунок 29 – Фотография выходного сферического зеркала резонатора.

Накачка активного элемента осуществлялась с помощью 3 непрерывных лазерных диодов с длиной волны излучения 808 нм с системами волоконной доставки излучения (диаметры сердцевин волокон составляли 105 мкм). Мощности излучения всех пучков накачки во всех случаях были одинаковы. Выходные концы волокон крепились в специальном держателе (рисунок 30). Конструкция этого

держателя позволяла изменять углы наклона выходных концов волокон и, соответственно, менять положение пятен накачки на поверхности активного элемента.

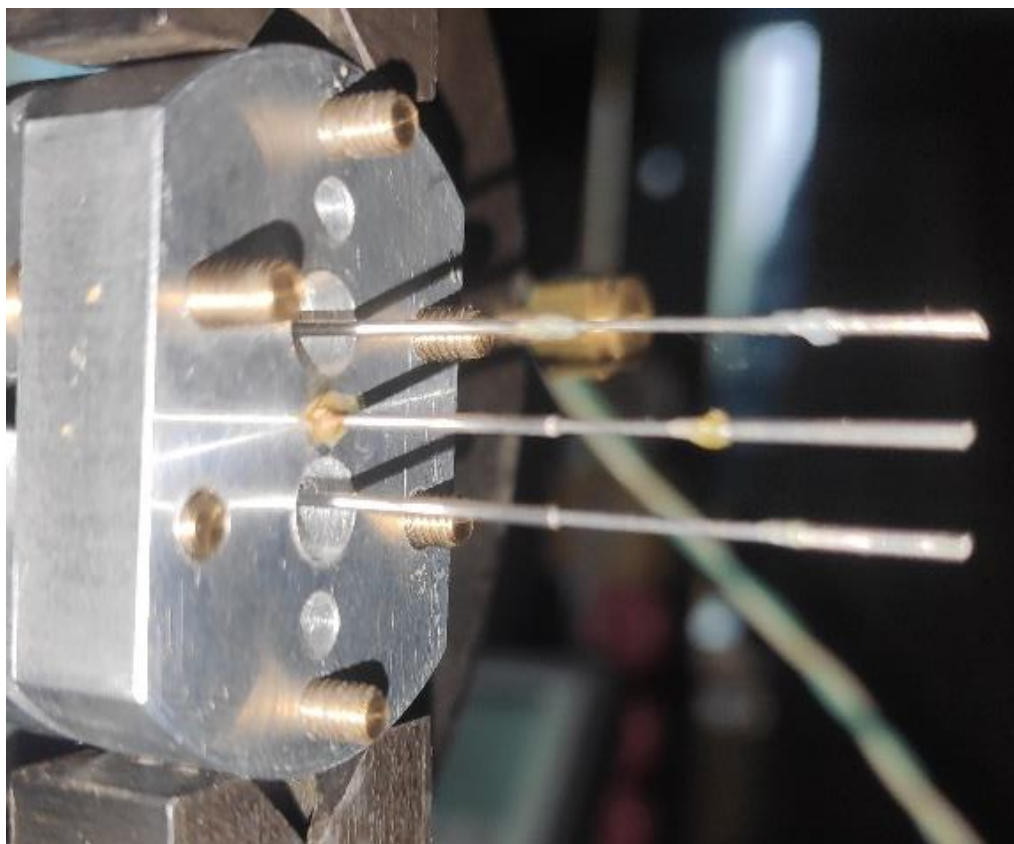


Рисунок 30 – Фотография держателя волоконных выходов устройства трёхпучковой накачки активного диска.

Доля поглощенной накачки на два прохода излучения через активный элемент составляла 84%. Максимальное значение суммарной мощности накачки, поглощенной в активном элементе, составляло 10 Вт. Фокусировка излучения накачки производилась с помощью собирающей линзы L0 ($F = 40$ мм). После прохождения линзы L0 излучение всех диодов накачки вводилось с помощью поворотного зеркала M0 в активный элемент. Величина угла между осями пучков накачки и осью резонатора внутри активного элемента составляла приблизительно 5° .

Как упоминалось ранее, свойством резонатора вырожденного типа является замкнутость траектории внеосевого луча за N круговых продольных и K круговых

поперечных обходов резонатора, которые связаны с длиной резонатора L и R следующим образом (1) [44]:

$$\frac{L}{R} = \frac{\left| 1 - \cos\left(\frac{2\pi K}{N}\right) \right|}{2}. \quad (1)$$

В нашем случае $K=1$, $N=4$, так как длина резонатора составляла $L=100$ мм, а радиус кривизны сферического зеркала составлял $R = 200$ мм. На поверхности активного элемента пятна накачки всегда располагались на одной вертикальной прямой ($S1$, $S3$, $S5$ – на рисунке 28). Пятна накачки в активном элементе наблюдались при помощи видеокамеры 1. Диаметры пятен накачки (FWHM) составляли приблизительно 265, 284, 295 мкм и имели гауссов профиль распределения интенсивности. Расстояния между центрами пучков накачки составляли приблизительно 7,4 мм. Такое расстояние было выбрано, исходя из технических особенностей установки: во-первых, пятно $S1$ должно было быть не менее чем на 6,5 мм отстоять от оптической оси резонатора, чтобы луч параллельный оси, выходящий из $S1$, попадал на область зеркала с коэффициентом пропускания $T = 10\%$; во-вторых, данное расстояние не должно было быть слишком большим, чтобы избежать сферических aberrаций при фокусировке излучения накачки. Изображение пятен накачки, а также пространственное распределение интенсивности излучения в них приведено на рисунке 31. Пятна накачки имели больший диаметр, чем диаметр основной поперечной моды (около 220 мкм по уровню 0,5 для нашего резонатора), но уступали поперечному размеру моды TEM_{11} (примерно 380 мкм). Это приводило примерно к трёхкратному снижению КПД генерации. Такое конструктивное решение было принято специально, поскольку оно приводило к более равномерному распределению накачки и температуры активного элемента в пределах поперечных сечений внутрирезонаторных пучков и уменьшению оптической силы термонаведенной линзы, которая значительно влияет на характер распространения излучения в резонаторе, особенно в области пятна $S3$, куда излучение поступает под углом в обоих направлениях. Стоит отметить, что в резонаторах с гауссовыми

диафрагмами (гауссов профиль накачки) вероятность реализации одномодовой генерации остается высокой даже при существенном (вплоть до 2-3 раз) превышении пятнами накачки размеров основной поперечной моды [97,98].

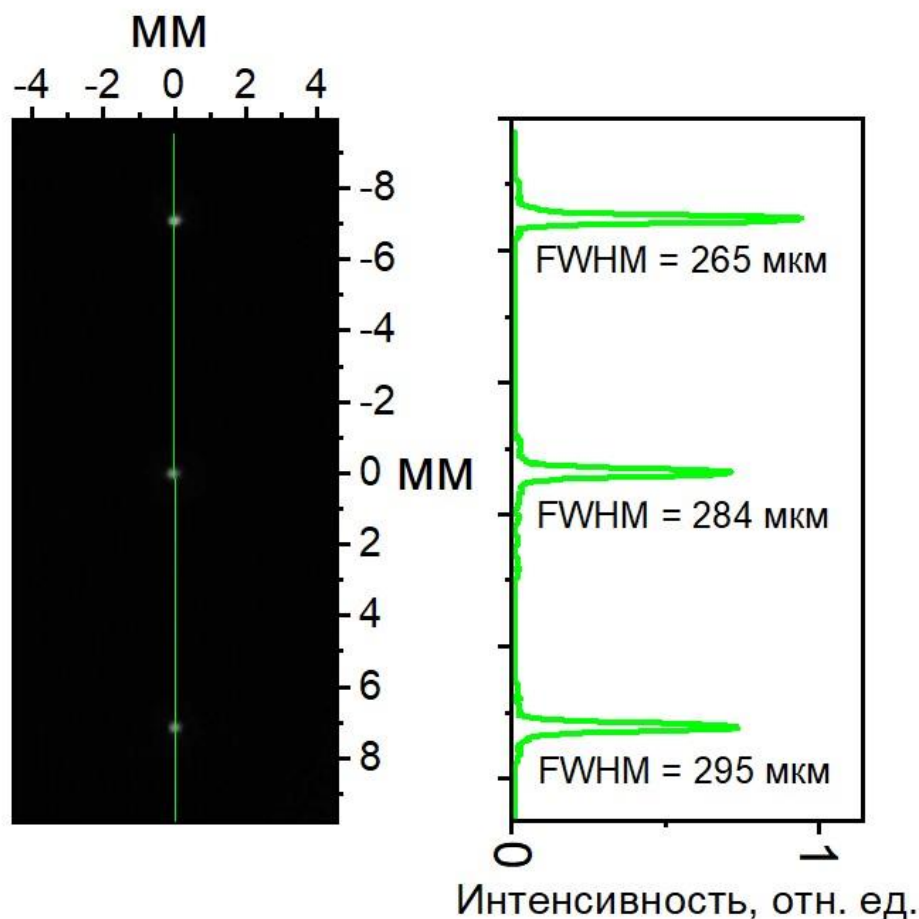


Рисунок 31 – Распределение интенсивности накачки в активном элементе и поперечный профиль распределения.

Для предотвращения генерации вдоль оси резонатора (пунктирная линия на рисунках 27,28) был установлен непрозрачный экран (shield на рисунке 28). Используемая нами М-схема резонатора с выходным сферическим зеркалом характерна тем, что у нее образуется два выходных пучка генерации. Направления этих двух пучков изображены на рисунках 27, 28.

Исследование спектральных характеристик выходного излучения производилось с помощью набора интерферометров Фабри-Перо (IFP на рисунке 27). Интерферометры представляли собой стеклянные цилиндры с толщинами d (базой интерферометра) равными 1,18 мм, 3,3 мм, 15 мм и 40 мм. Характеристики

интерферометров с разными базами представлены в таблице 1. Эти характеристики отличались от максимальной разрешающей способности эталонов Фабри-Перо, поскольку камера, регистрирующая спектры генерации, имела большое время экспозиции (порядка 60 мс), поэтому отснятые спектры могли уширяться из-за «дрожания» длины волны генерации, из-за флуктуаций температуры активной среды и длины резонатора. На торцы цилиндров были нанесены диэлектрические покрытия с коэффициентами отражения равными 85% на длине волны 1064 нм. Собирающая линза L1 (рис. 27) с фокусным расстоянием 40 мм формировала пучок излучения, попадающий на интерферометр. Регистрация спектра генерации осуществлялась при помощи КМОП матрицы. Она устанавливалась в фокальной плоскости собирающей линзы L2 (рис. 27) с фокусным расстоянием равным 100 мм. Максимальное спектральное разрешение регистрирующей системы при использовании ИФП с базой $d=40$ мм составляло около 180 МГц (около $6 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$).

Для исследования расходимости выходное излучение фокусировалось линзой L3 (рис. 27) с фокусным расстоянием 80 см на экран. Пятно генерации на экране наблюдалось при помощи микроскопа, с установленной видеокамерой (камера 3 на рис. 27).

Исследование энергетических характеристик выходного излучения производилось при помощи измерителя мощности Coherent LM-45 HTD.

Таблица 1. Параметры эталонов Фабри-Перо с базой разной длины.

База ИФП, мм	1,18 mm	3,3 mm	15 mm	40 mm
Область свободной дисперсии, нм	0,32	0,11	0,03	$9,44 \cdot 10^{-3}$
Область свободной дисперсии, см^{-1}	2,82	1,01	0,22	0,08
Область свободной дисперсии, ГГц	84,75	30,30	6,67	2,50

Разрешение, нм	0,02	$5,92 \cdot 10^{-3}$	$1,30 \cdot 10^{-3}$	$6,02 \cdot 10^{-4}$
Разрешение, см^{-1}	0,23	0,08	0,02	$4,89 \cdot 10^{-3}$
Разрешение, ГГц	6,76	2,42	0,53	0,20

4.2. Моделирование распространения излучения в вырожденном резонаторе М-типа.

В съюстированном резонаторе с вырожденной конфигурации М-типа, ось резонатора нормальна по отношению к поверхностям обоих зеркал (в данном случае считается, что ось резонатора закреплена и проходит через точку на поверхности диска с координатой $Y=0$, рис. 32). Расстояние между пятнами S1 и S3 совпадает с расстоянием между пятнами S3 и S5. При повороте сферического зеркала, относительно оси резонатора, траектория излучения будет меняться. Было проведено моделирование хода лучей для нашего резонатора М-типа при повороте сферического зеркала относительно оптической оси резонатора. В ходе моделирования считалось, что позиция пятна S1 на активном элементе зафиксирована, в данном случае принималось, что расстояние от S1 до оптической оси составляло 7,4 мм. Моделирование показало, что независимо от наклона сферического зеркала резонатор остается вырожденным. Расчет координат пятен S1-5 показал, что при разных углах наклона сферического зеркала замкнутая траектория внеосевого внутрирезонаторного пучка также описывает букву М. Излучение в точках S1 и S5 падает нормально на плоское зеркало и расстояния между точками S1, S3 и S3, S5 равны. Рассчитанные траектории излучения продемонстрированы на рисунке 32. Сплошной линией изображена траектория излучения в случае $\Psi=0$.

При повороте сферического зеркала меняются и длины всех плеч резонатора (расстояния S_i-S_j , пройденные излучением между любыми точками S_i и S_j , $i, j=1 \div 5$, $i \neq j$). Изменение длин каждого из плеч меняет и величины частотного интервала между двумя соседними модами $c/2L_{S_i-S_j}$. Так, генерация в таком резонаторе будет осуществляться только на тех продольных модах, которые одновременно удовлетворяют условиям резонанса каждого плеча резонатора. Этим и

объясняются спектрально-селективные свойства резонатора вырожденной конфигурации [25,44].

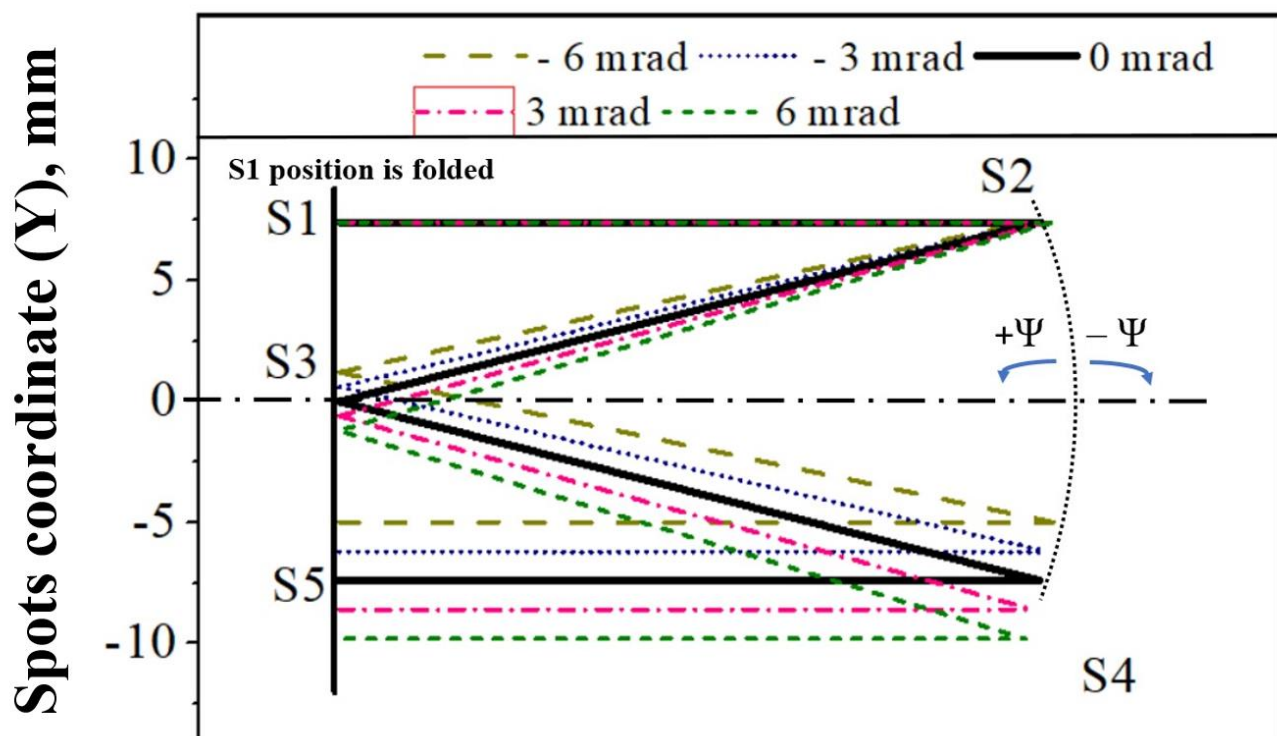


Рисунок 32 – Схема распространения лучей в вырожденном резонаторе М-типа.

Зависимости длин соседних плеч ($L_{Si-Si+1}$, $i=1 \div 4$) от угла Ψ наклона выходного зеркала, приведены на рисунке 33. С целью увеличения разницы в длинах плеч (и, соответственно, спектрально-селектирующих свойств резонатора), а также с учетом геометрии эксперимента угол Ψ был выбран равным 4,5 мрад (около 15,5').

Размеры TEM_{00} пятен генерации сильно зависят от оптической силы термонаведенной линзы, образованной за счет тепловыделения при накачке. В случае неодинаковой мощности накачки в каждом из пятен оптические силы термолинз могут отличаться, вследствие чего расхожимость верхнего и нижнего выходных пучков генерации будут отличаться (как было изображено на рисунке 28 в такой конфигурации резонатора существует два выходных пучка излучения). В случае одинаковой оптической силы термолинз расхожимость обоих выходных пучков должна совпадать.

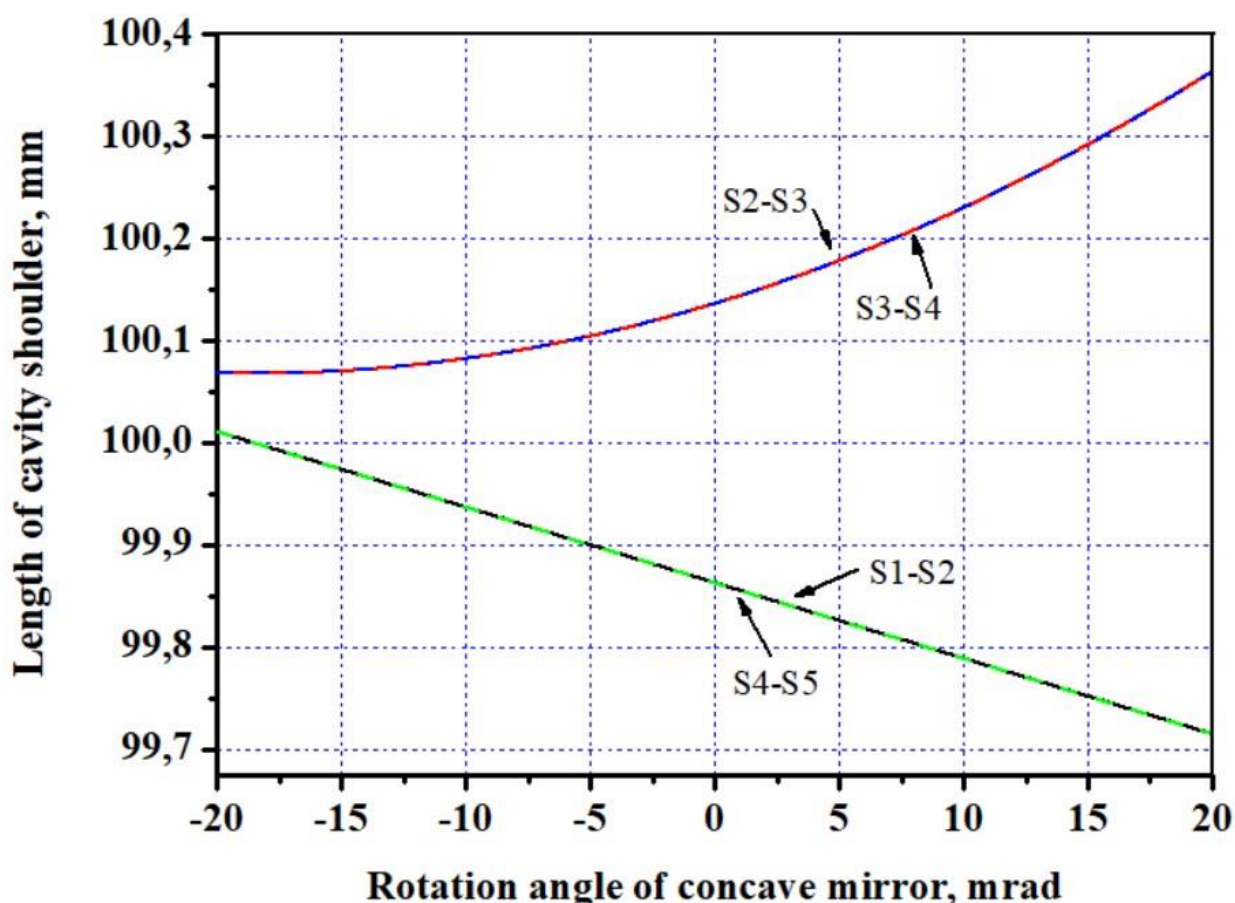


Рисунок 33 – Зависимость длин плеч резонатора SiSi+1 от угла наклона сферического зеркала.

Размеры всех пятен накачки на активном элементе составляли примерно 300 мкм (по уровню 0,5). Для полуконфокального резонатора диаметр основной поперечной моды (TEM_{00}) составляет приблизительно 200 мкм (по уровню 0,5). При этом диаметр основной моды незначительно зависит от оптической силы термолинзы, образованной на поверхности активного элемента. Зависимость диаметра основной моды от фокусного расстояния термонаведенной линзы представлен на рисунке 34.

Для пустого вырожденного резонатора с длиной 100 мм, и радиусом кривизны сферического зеркала 200 мм, диаметр основной поперечной моды в точках 1,3,5 составляет 202, 211, и 202 мкм соответственно. При этом данные значения существенно зависят от оптической силы термолинз, образованных в точках 1,3,5. Так при оптической силе 1 Дптр размеры основной поперечной моды

в точках 1,3,5 составляют 206, 208 и 206 мкм соответственно. В нашем случае величина оптической силы термолинзы могла достигать примерно 2 Дптр.

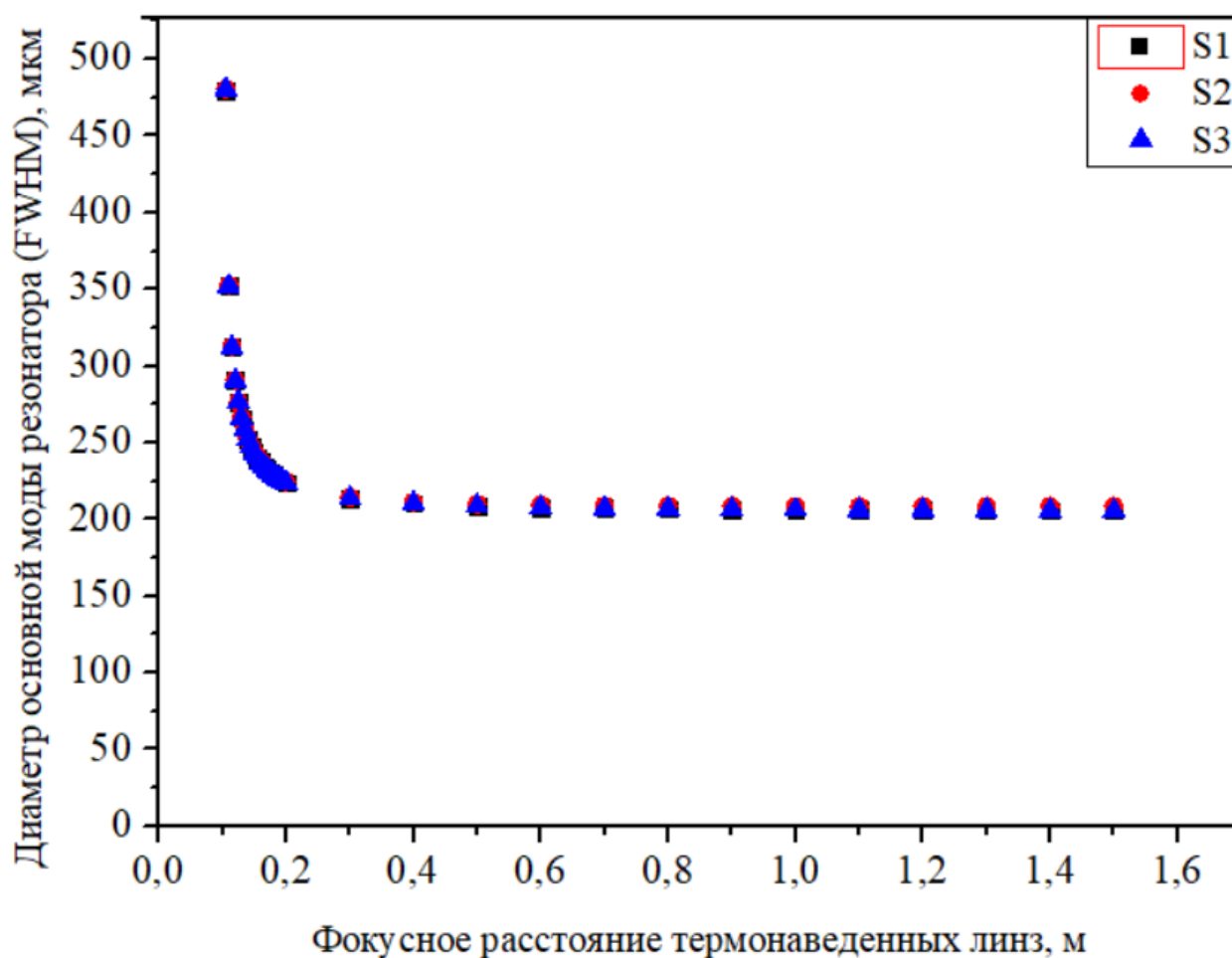


Рисунок 34 – Диаметры пятен генерации основной моды в зависимости от фокусного расстояния термонаведенных линз, образованных в точках S1, S2, S3.

Оптические силы линз равны между собой.

Рисунок 34 описывает симметричный случай, когда оптические силы термолинзы одинаковы. В данном случае также будут одинаковы и расходимости обоих пучков генерации. В случае если оптические силы термонаведенных линз не одинаковы, тогда возможны существенные различия между размерами пятен основной моды, также будут различаться и расходимости излучения двух выходных пучков генерации. К примеру, для фокусных расстояний термонаведенных линз 500, 1000 и 700 мм в точках S1, S3, S5 характер распространения излучения в резонаторе представлен на рисунке 35. На рисунке

35 продемонстрировано, что диаметр основной моды в точках S1, S3 и S5 существенно отличаются.

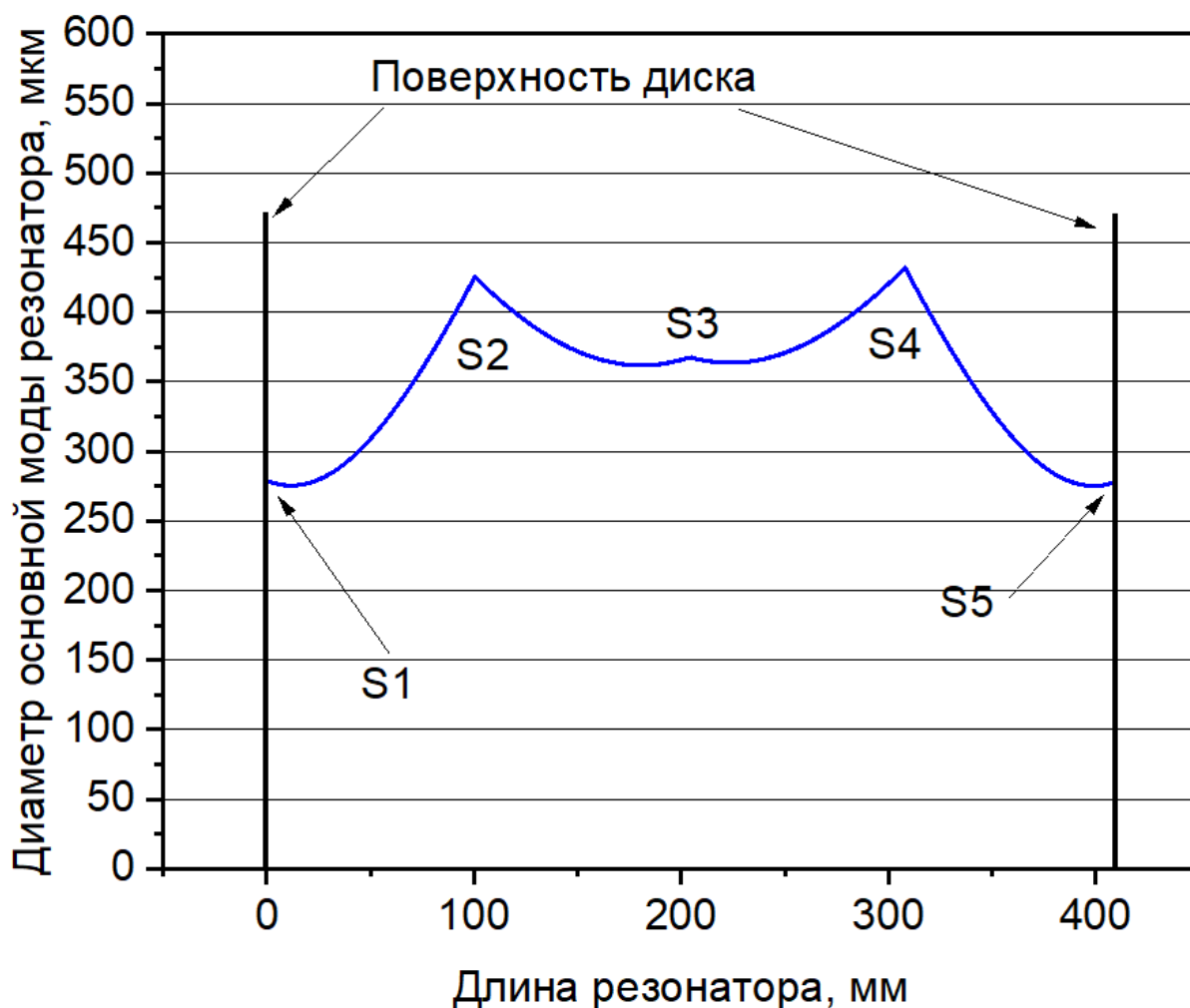


Рисунок 35 – Каустика пучка генерации в вырожденном резонаторе в случае разной оптической силы термонаведенных линз в точках S1, S3, S5.

4.3. Условия реализации режима генерации одной продольной моды.

Для демонстрации того, что в вырожденном резонаторе М-типа действительно может возникать одночастотная генерация, было проведено моделирование спектра продольных мод этого резонатора.

За основу моделирования было принято предположение о том, что в каждом плече резонатора укладывается только целое число полуволн. $Ls_i s_j = n * \frac{\lambda}{2}$. В случае, если плечи резонатора имеют разную длину, то для каждого плеча спектр

продольных мод будет разный. Поэтому каждое плечо резонатора будет влиять на общий спектр резонатора.

Для определения спектров продольных мод плеч резонатора была использована функция Эйри:

$$f(\lambda) = \frac{(1-R)^2}{(1-\sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2(\frac{2\pi L}{\lambda})} \quad (17)$$

, где $R_{1,2}$ – коэффициент отражения зеркал резонатора, L – длина резонатора, λ – длина волны. Как правило формула Эйри используется для расчета положений колец интерференционных картин. Для данного случая она также подходит, так как позволяет определить подходящие для плеч резонатора длины волн. Ширина пиков функции Эйри определяется коэффициентами отражения зеркал $R_{1,2}$ и длиной плеча L . Плечи с разной длиной будут должны иметь разную спектральную ширину продольных мод. Однако, в резонаторе спектральная ширина продольных мод каждого плеча будет определяться временем жизни фотона во всем резонаторе, то есть:

$$\Delta\nu_c = -\frac{c \times \ln[R_1 \times R_2 \times T^2]}{4 \times \pi \times L_{\text{общ}}} \quad (18),$$

, где c – скорость света; R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал; T – пропускание резонатора на один проход; и $L_{\text{общ}}$ – общая длина резонатора. То есть, при $L_{\text{общ}} = 40$ см, $R_1 = R_2 \cong 1$, $T \cong 0,9$, тогда получается, что $\Delta\nu_c \cong 12,6$ МГц ($\cong 4,2 \times 10^{-4}$ см⁻¹). Для получения спектра продольных мод всего резонатора в целом, спектры каждого из плеч были перемножены, по сути, была получена автокорреляционная функция спектров продольных мод всех плеч резонатора.

Задача моделирования состояла в демонстрации возможности существования единственной продольной моды в вырожденном резонаторе. Для моделирования было введено два параметра: угол наклона сферического зеркала и положение верхнего пятна генерации S1 относительно оптической оси резонатора. Длины плеч L_{ij} ($i, j=1-5$, $i \neq j$) были выражены через эти два параметра. Значения параметров

подбирались таким образом, чтобы произведение функций Эйри для каждого плеча имело отличное от нуля значение лишь для одного значения λ . Добиться такого результата получилось лишь при значении угла наклона в $-4,5$ мрад, и при положении точки S1 относительно оптической оси резонатора $7,5$ мм. Поиск удовлетворяющих значений велся в диапазоне от -6 до 6 мрад для углов, и от 7 до 8 мм для положения S1. Результаты моделирования представлены на рисунке 36.

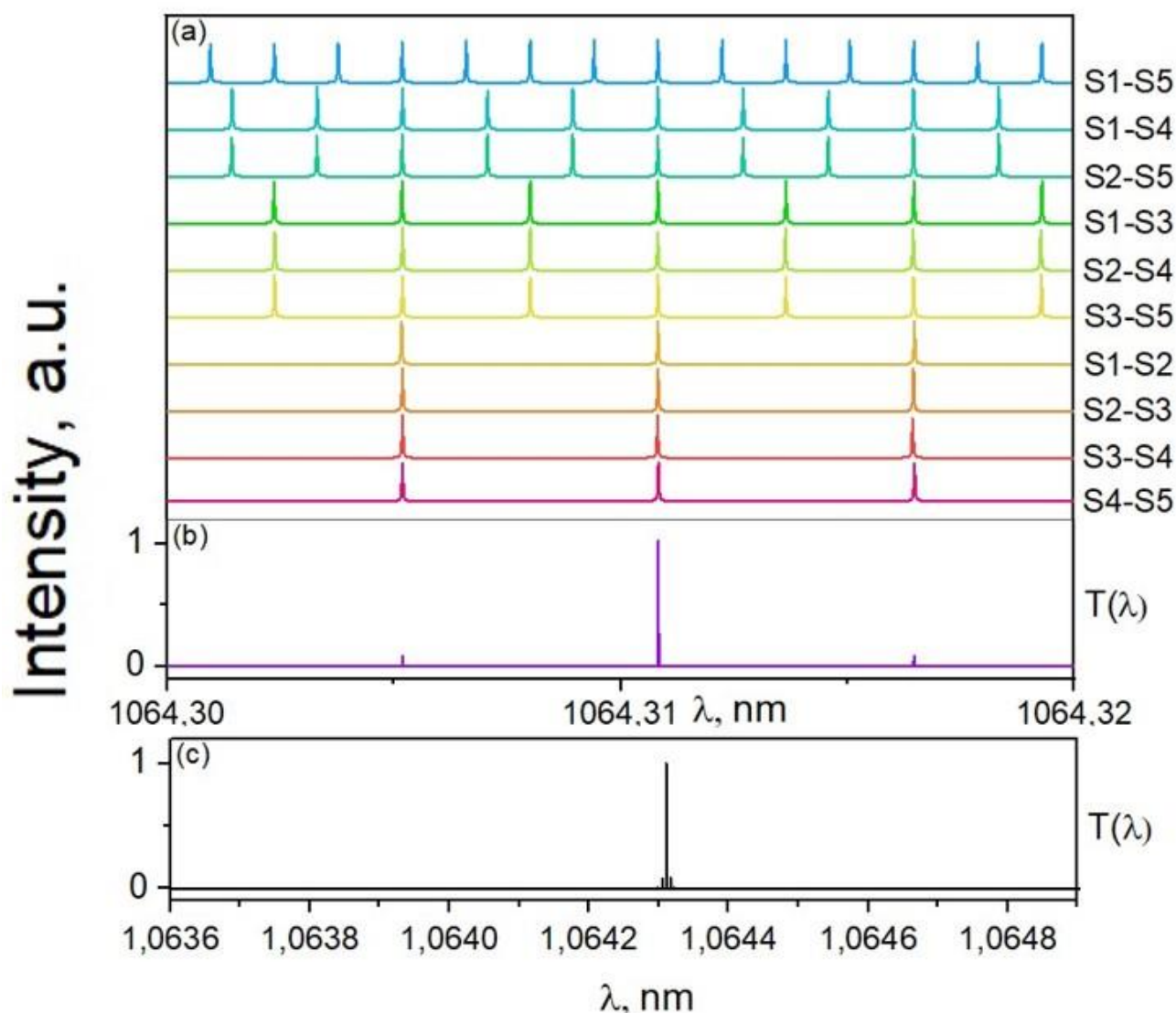


Рисунок 36 – (а) Спектры продольных мод отдельных плеч вырожденного резонатора; (б) Спектр продольных всего резонатора в целом; (в) Спектр продольных вырожденного резонатора М-типа в масштабе спектра усиления кристалла Nd:YVO₄.

На рисунке 36 (а) представлены наборы продольных мод каждого из плеч. На рисунке 36 (б и в) показаны произведения этих спектров в разных масштабах. На рисунке 36 (в) продемонстрировано, что совпадение всех спектров продольных происходит только при одной длине волны на всей ширине полосы усиления кристалла Nd:YVO₄. Однако, результирующая функция на самом деле состояла из трёх пиков – интенсивного центрального и двух боковых с меньшей амплитудой (отличие примерно в 10 раз). Межмодовый интервал между этими компонентами составлял примерно 1,5 ГГц. В нашем случае, существование двух слабых пиков не противоречит возникновению одночастотной генерации, так как в непрерывном режиме генерация будет осуществляться только на самой интенсивной компоненте.

4.4. Генерация одной продольной моды в вырожденном резонаторе М-типа.

В данном параграфе будут представлены результаты исследования спектральных, пространственных и энергетических выходных генерационных характеристик.

Полученные интерферограммы для ИФП с разной базой представлены на рисунке 37. Интерферограммы были одинаковыми для обоих каналов генерации. Анализ полученных картин показал, что в данном лазере был реализован одночастотный режим генерации. По картине с наилучшим разрешением ИФП (база с длиной 40 мм), была определена ширина линии генерации $8 \cdot 10^{-4}$ нм ($6,88 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹ или 200 МГц). Наилучшее разрешение системы по исследованию спектра составило приблизительно $6 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹ (180 МГц).

Данный режим наблюдался для всех значений поглощенной мощности накачки в активном элементе до 10 Вт (суммарно с трех диодов накачки). При мощности выше 10 Вт одночастотный режим генерации не наблюдался.

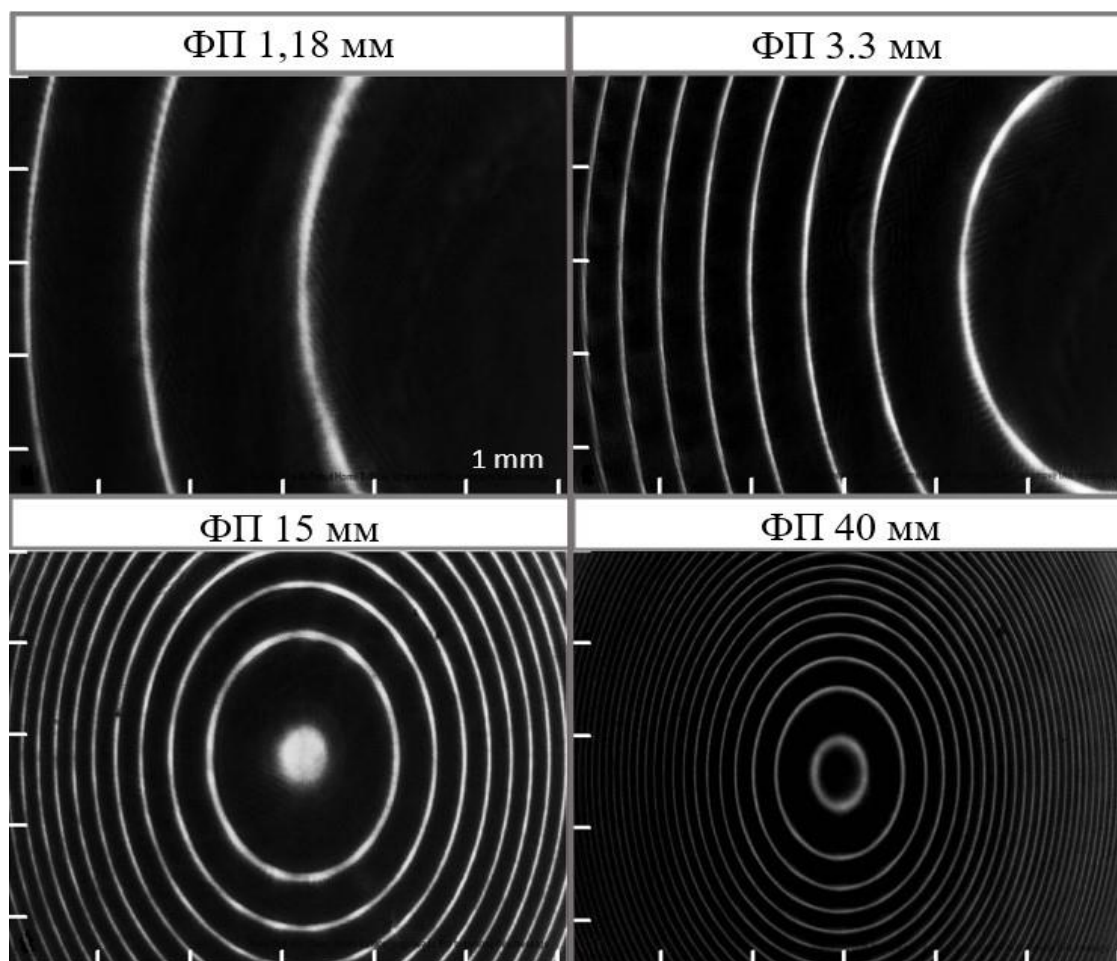


Рисунок 37 – Интерферограммы лазерного излучения от ИФП с разной базой.

Зависимость мощности генерации суммарно с двух выходных пучков генерации от поглощенной мощности накачки представлена на рисунке 38.

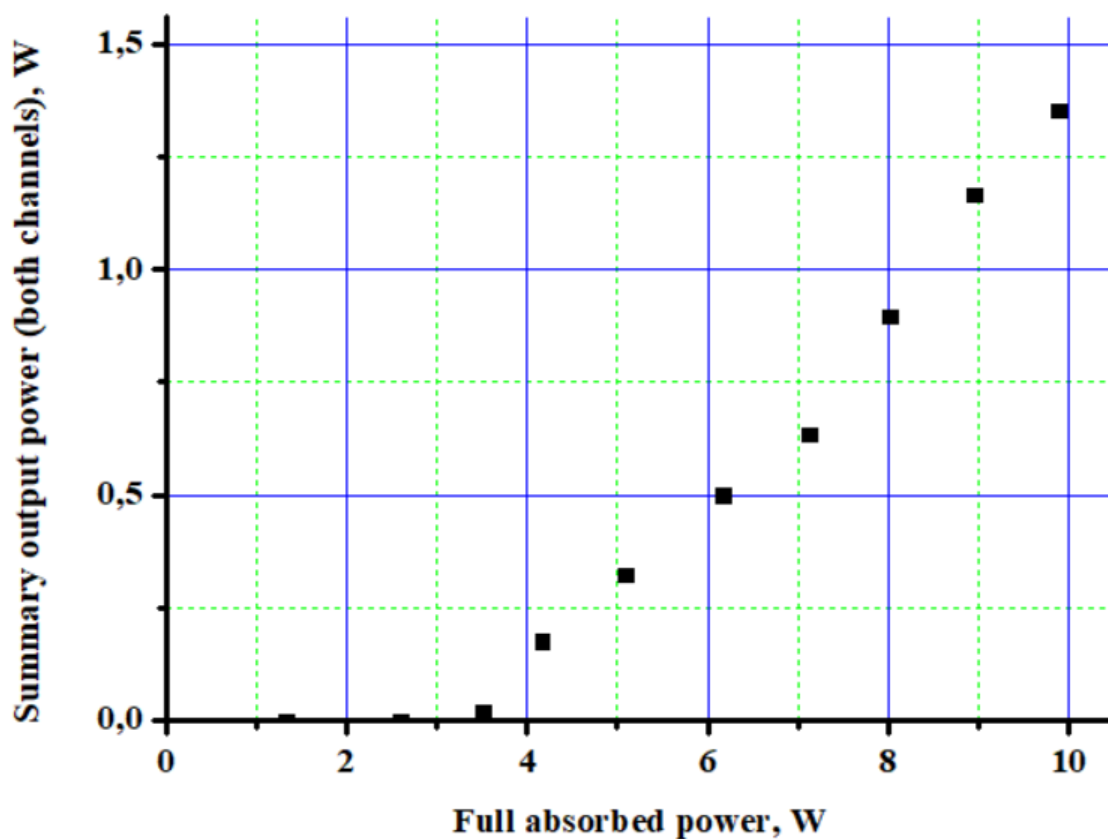


Рисунок 38 – Зависимость выходной мощности генерации от поглощенной мощности накачки.

Для всех уровней поглощенной мощности накачки излучение в обоих выходных пучках генерации имело распределение основной поперечной моды TEM_{00} . Изображение пятна генерации, полученное на экране в фокусе линзы ($F = 80$ см) при 10 Вт поглощенной накачки, представлено на рисунке 39. Также на рисунке 39 показана зависимость расходимости выходного излучения от поглощенной мощности накачки. При уровне накачки в 10 Вт расходимость излучения составляла 2,2 мрад (FWHM). Расходимость была одинакова для обоих пучков генерации.

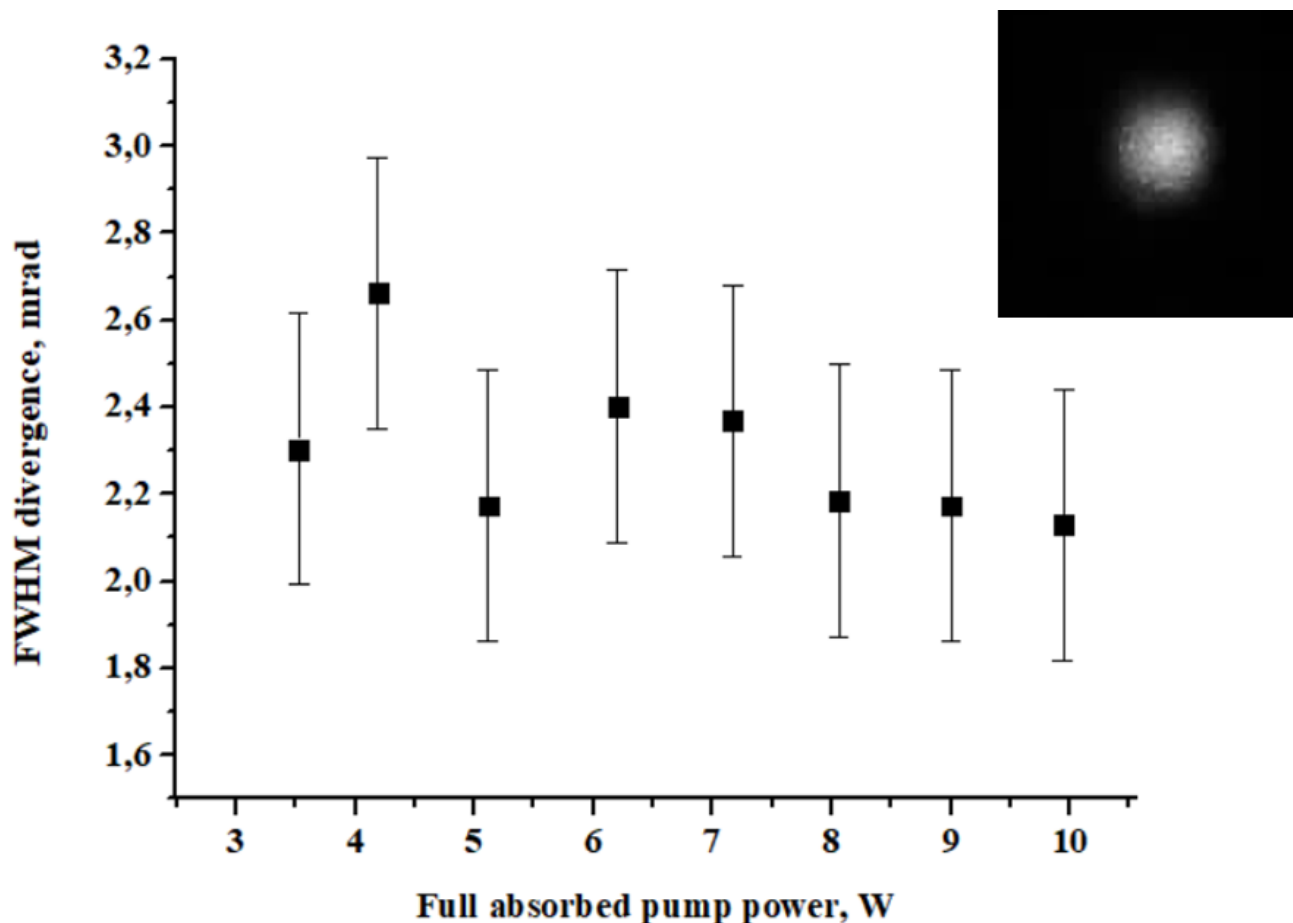


Рисунок 39 – Зависимость полной расходимости излучения от поглощенной мощности накачки, в верхнем углу представлена фотография пятна генерации в фокусе линзы с $F=80$ см.

4.5. Выводы по главе 4.

В данной главе впервые экспериментально продемонстрирована генерация одной продольной моды в дисковом Nd:YVO₄ лазере с вырожденным резонатором М-типа и трёхпучковой накачкой. Спектральная ширина линии генерации составила приблизительно 0,8 пм ($6,88 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹ или около 200 МГц). Измеренная ширина линии совпадала с разрешающей способностью системы регистрации спектров, и на самом деле могла быть значительно уже. Дополнительной особенностью данного лазера является двухпучковый вывод излучения, причем характеристики двух направлений генерации были идентичны. Максимальная выходная мощность суммарно с двух направлений генерации составляла 1,35 Вт при поглощенной мощности накачки 10 Вт. Полная расходимость выходного излучения составила 2,2 мрад.

Получение одночастотной генерации в дисковом лазере с трёхпучковой накачкой и вырожденным резонатором может быть в последствии использовано как новый подход в создании источников с узкой спектральной линией без использования дополнительных спектрально-селективных элементов Вт-уровня мощности.

Глава 5. Дискковый лазер с вырожденным резонатором М-типа, работающий в режиме генерации двух мод.

Задача получения режима генерации двух мод также является актуальной. Во-первых, с помощью радиочастотного спектра биений двух мод, можно будет точнее, чем с использованием эталона Фабри-Перо определить величину ширины линии генерации, продемонстрированную в Главе 4. Во-вторых, данный режим работы лазера может быть использован для создания тактовых генераторов субгигагерцовых частот.

Разработка стабильных двухчастотных лазеров с узкими линиями генерации с разностной частотой гигагерцового диапазона требуется для целого ряда применений. К ним, например, относятся задачи радиофотоники [99], интерферометрии [100], лазерной спектроскопии и метрологии [101] и др.

Обычно такие лазеры работают на двух близких продольных [101] или поперечных модах [102]. Для реализации этой задачи используются резонаторы со спектрально-селектирующими элементами и пространственными селекторами поперечных мод.

Возможности синхронизации поперечных Лагер-Гауссовых (Laguerre–Gaussian) мод в двухзеркальных резонаторах вырожденного типа различной конфигурации (К/Н) с осевой однопучковой накачкой и малым поперечным размером (по сравнению с размером TEM_{00} моды) пучка накачки рассматривались в ряде работ [45-47]. Однако, режим биений двух мод с субгигагерцовой частотой в этих работах не рассматривается.

5.1. Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка для получения и исследования режима генерации двух продольных мод представлена на рисунке 40. Основная часть установки, обведенная пунктирной линией, была описана в предыдущей главе (стр. 62-68).

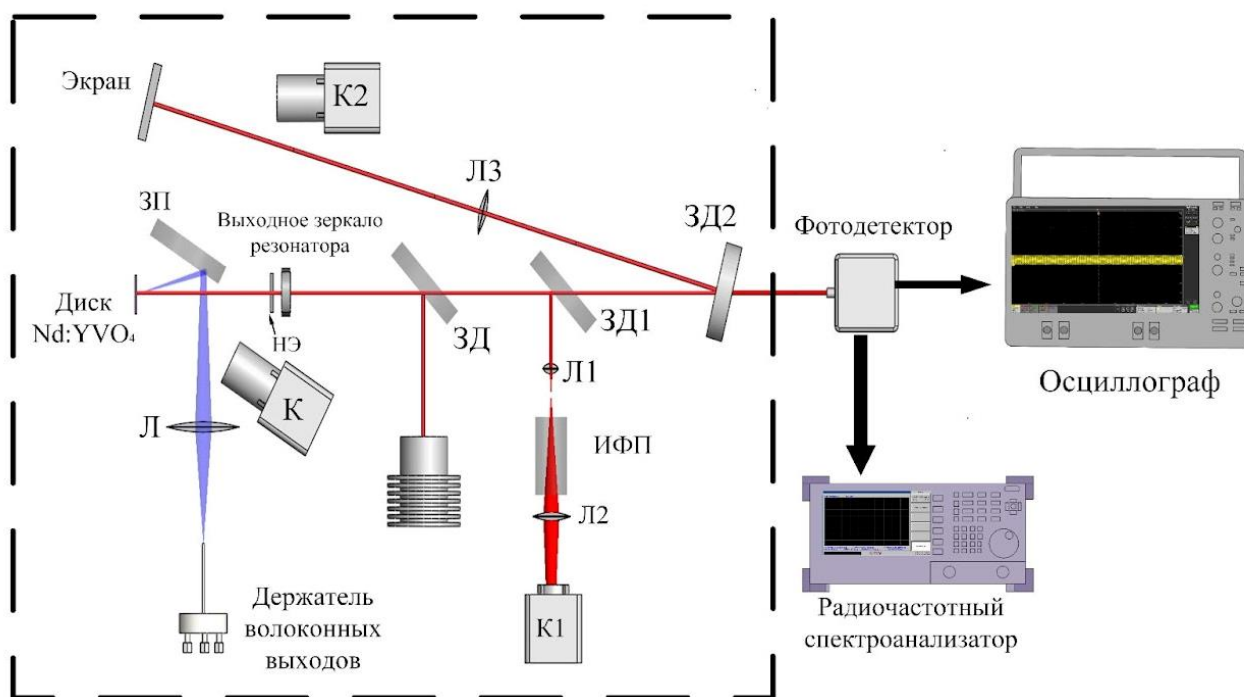


Рисунок 40 – Схема экспериментальной установки для исследования двухчастотного режима генерации. К, К1, К2 – камеры; 3Д – делительное зеркало; 3П – поворотное зеркало; ИФП – интерферометр Фабри-Перо; Л, Л1, Л2, Л3 – собирающие линзы, НЭ – непрозрачный экран.

В данном эксперименте диаметры пятен накачки в активном элементе имели другие значения по сравнению с экспериментами, описанными в предыдущей главе. Изображение пятен накачки, а также поперечный профиль интенсивности представлены на рисунке 41. Диаметры пятен накачки (FWHM) составили 305, 351 и 351 мкм. Размеры пятен накачки в этом эксперименте были больше, чем в эксперименте, продемонстрированном в главе 4. Увеличение пятен накачки требовалось для возбуждения поперечных мод в резонаторе.

Схема резонатора была такой же, как и в главе 4 (рисунок 28). Лазер также имел 2 выходных пучка генерации.

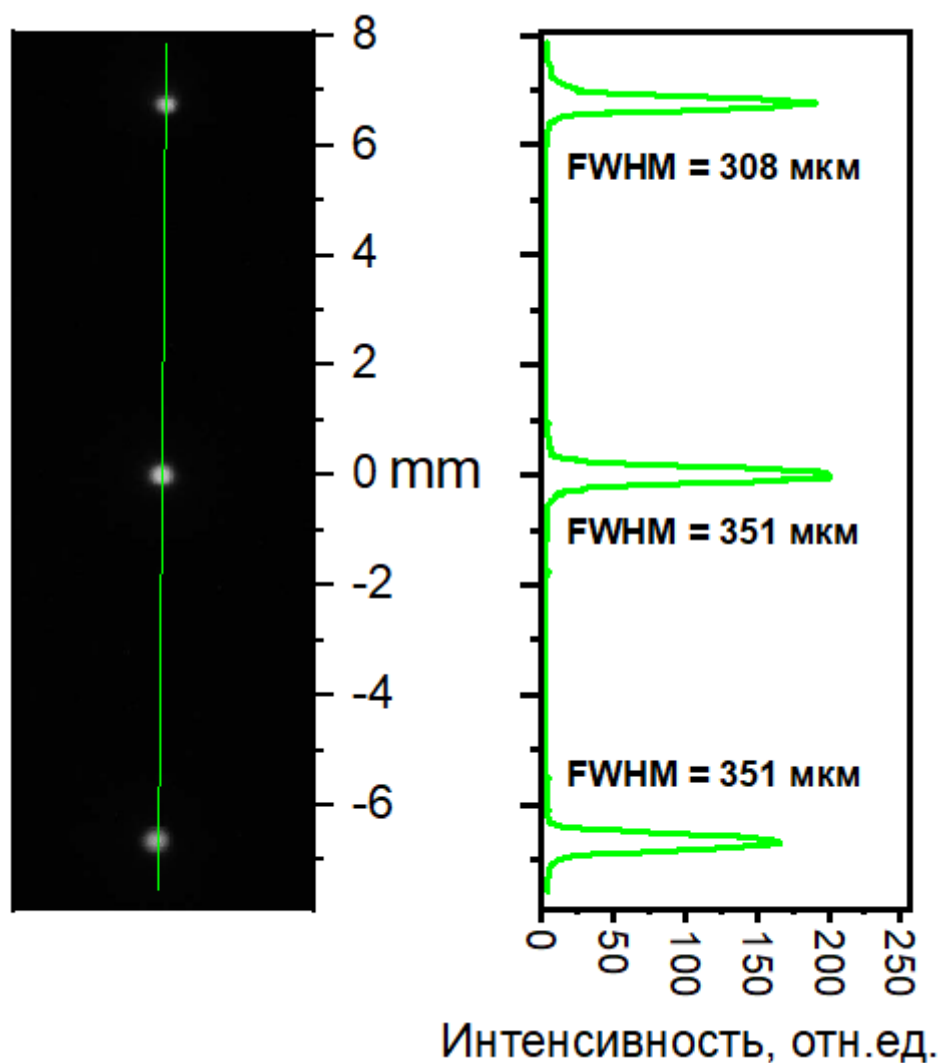


Рисунок 41 – Фотография пятен накачки в активном элементе и поперечный профиль распределения интенсивности накачки.

Для исследования режима биений двух мод использовался фотодетектор Thorlabs DET808PC с временным разрешением 200 пс. Сигнал с фотодетектора подавался на осциллограф Tektronix MSO64 с полосой пропускания 4 ГГц, а также на радиочастотный спектроанализатор GwinStek GSP-7830 с частотным диапазоном от 9 кГц до 3 ГГц и максимальным разрешением 3 кГц.

Для характеристики режима генерации 2-х мод были исследованы временные, спектральные, энергетические и пространственные характеристики выходного излучения лазера. Данные характеристики были изучены для обоих пучков генерации.

5.2. Спектрально-временные характеристики режима генерации двух мод.

С помощью интерферометра Фабри-Перо с базой 40 мм (с наилучшим разрешением из используемых) были исследованы интерферограммы излучения лазера. Интерферограмма лазерного излучения в двухчастотном режиме работы представлена на рисунке 42.

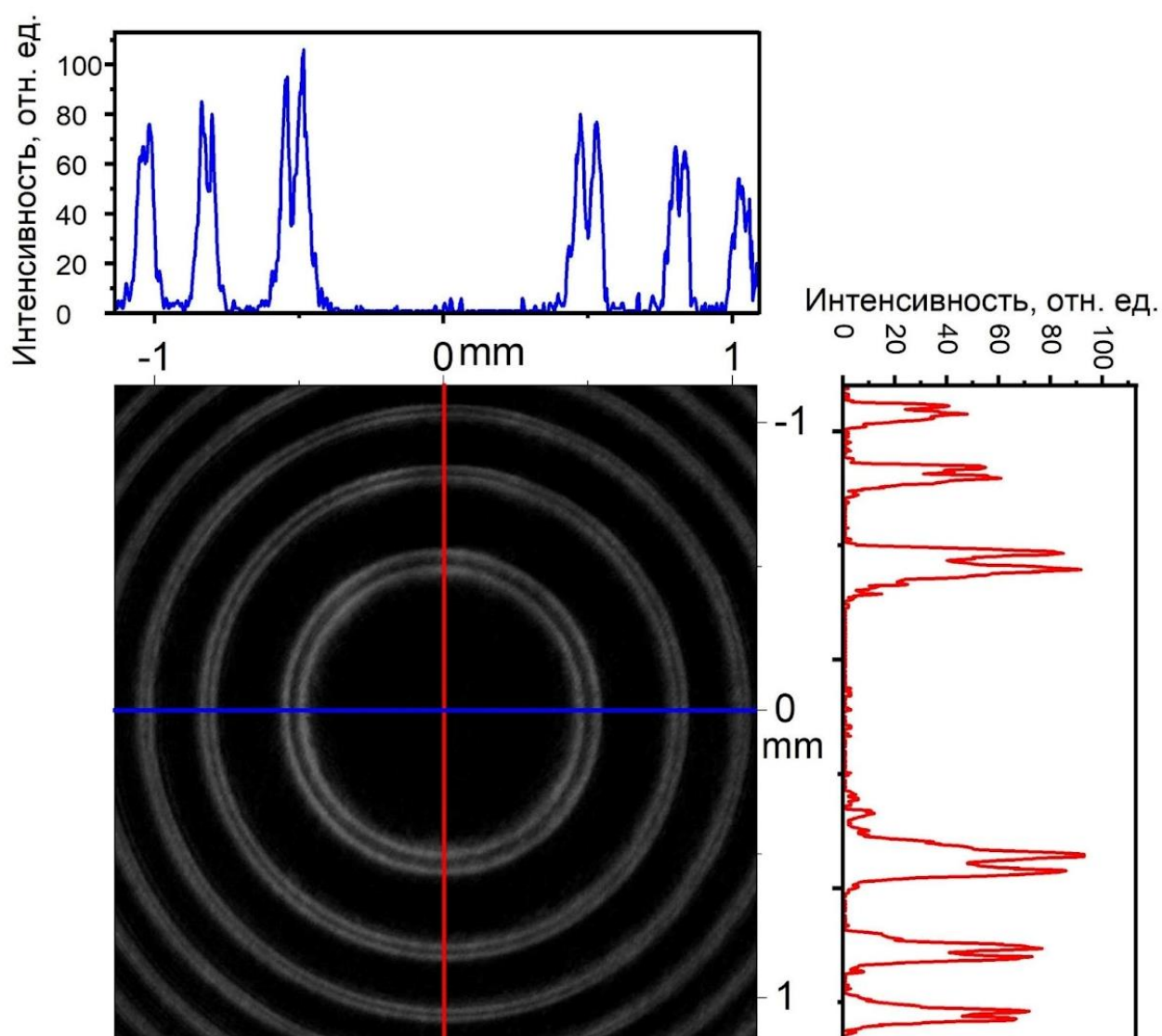


Рисунок 42 – Интерферограмма лазерного излучения и её поперечные профили интенсивности излучения.

Моделирование интерференционных картин (в программном пакете MathCad) показало, что данная интерферограмма соответствует двум спектральным компонентам с разностью частот между ними равной 360 МГц.

Результат моделирования для интерферометра с базой 40 мм представлен на рисунке 43.

— Экспериментальное распределение интерференционной картины
- - - - - Расчетное распределение интерференционной картины

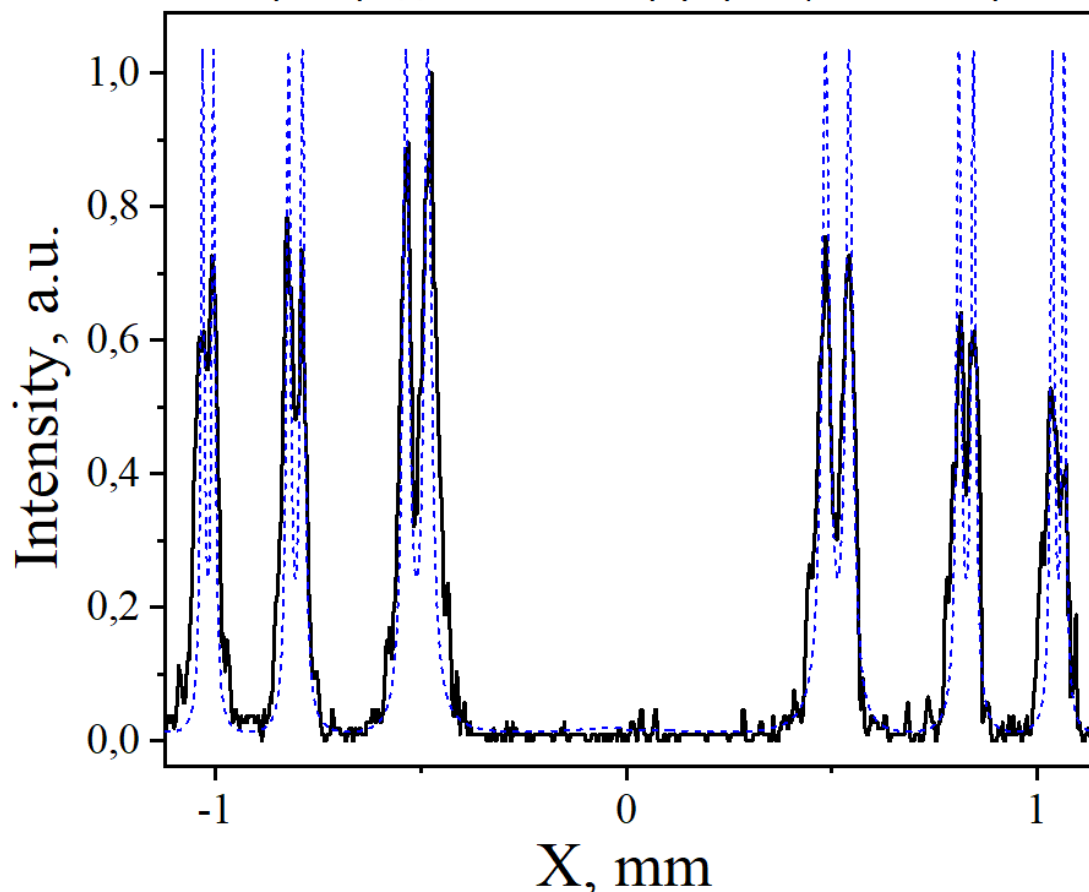


Рисунок 43 –Распределения интенсивности излучения в интерференционной картине для ИФП с базой 40 мм

В то же время были получены осциллограммы данного режима при разных временных развертках осциллографа. Полученные осциллограммы представлены на рисунках 44 (а,б) и 45. На осциллограммах, приведенных на рисунке 44 (а,б), продемонстрировано, что режим биений является стабильным во времени и не переключается на другие режимы генерации. Осциллограмма на рисунке 45 соответствует режиму биений двух мод с частотой 360 МГц. Вид данной последовательности импульсов соответствует $\cos^2(\omega t)$, где ω – частота биений.

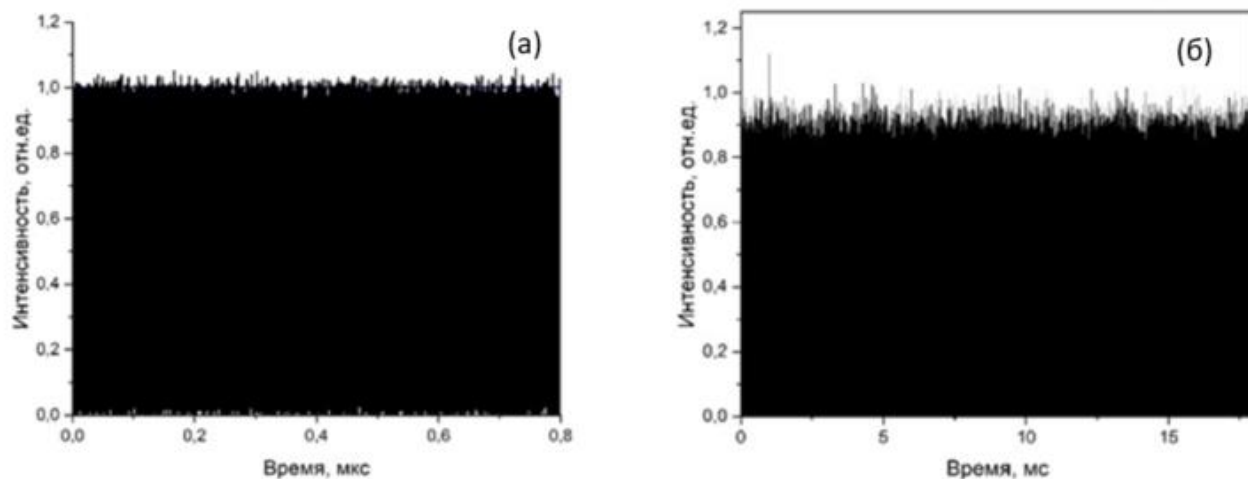


Рисунок 44 (а,б) Осциллограммы лазерного излучения: а) развёртка осциллографа 200 нс; б) развёртка осциллографа 4 мс.

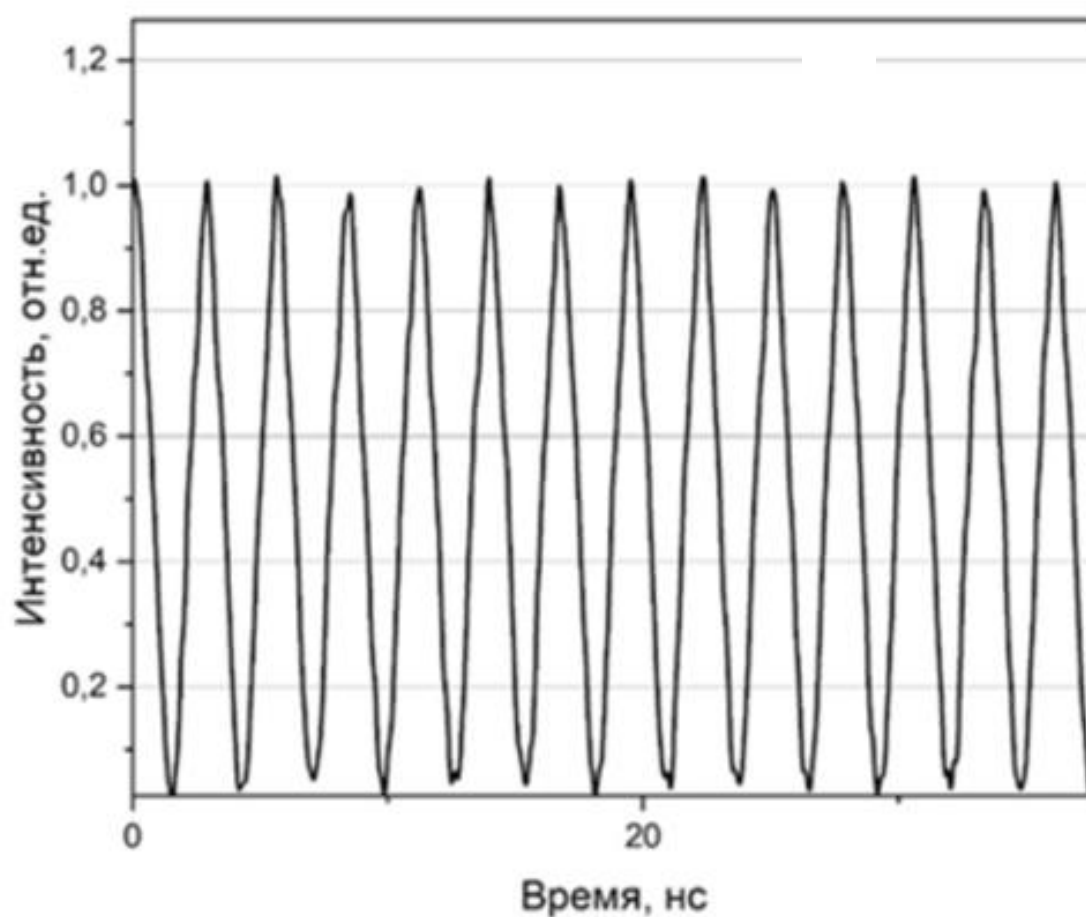


Рисунок 45 – Осциллограмма лазерного излучения (развертка осциллографа 10 нс).

Полученные радиочастотные спектры излучения подтверждают, что излучение лазера представляет собой биения только двух мод с интервалом 360 МГц между ними. Радиочастотные (РЧ) спектры представлены на рисунке 46. РЧ спектр, представленный на рисунке 46 (а), был измерен как обзорный с разрешением 4 МГц. РЧ спектр на рисунке 46 (б) - с разрешением 3 кГц. По спектру с наилучшим разрешением была установлена ширина на полувысоте радиочастотного пика. По уровню -3 дБ (около 50%) ширина пика составила 3 кГц, что соответствует максимальной разрешающей способности радиочастотного спектроанализатора. По ширине радиочастотного пика можно установить ширину спектральных компонент биений мод. Получается, что для вырожденного резонатора М-типа с длиной 10 см ширина линии генерации не превышает 3 кГц, что значительно меньше величины, измеренной с помощью интерферометра Фабри-Перо (200 МГц).

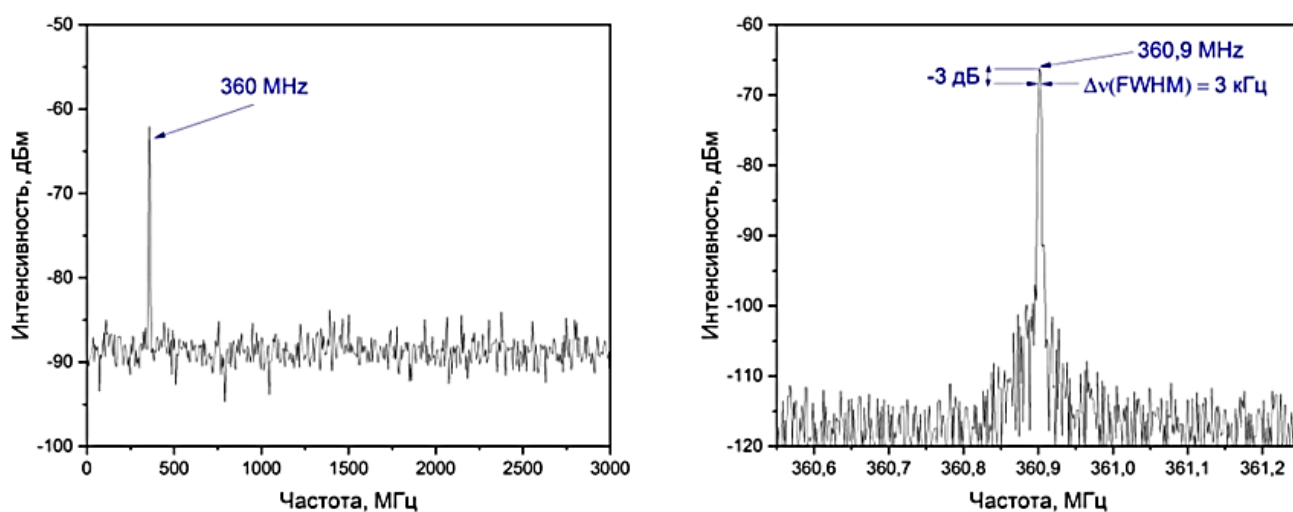


Рисунок 46 – Радиочастотные спектры лазерного излучения: (а) в диапазоне 3 ГГц; (б) в диапазоне 1 МГц.

Однако, стоит отметить, что частотный интервал между двумя продольными модами вырожденного резонатора М-типа с расстоянием между двумя зеркалами равным 10 см должен составлять примерно 1,5 ГГц. Соответственно, полученный режим биений не может являться результатом биений двух соседних продольных мод.

5.3. Межмодовые интервалы между продольными и поперечными модами в вырожденных резонаторах.

Частоты Эрмит-Гауссовых мод конфокального резонатора определяются выражением [50]:

$$\nu_{qnm} = \frac{c}{2L} \left\{ q + (n + m + 1) \frac{\theta}{2\pi} \right\} \quad (19)$$

, где c – скорость света, L – длина резонатора, q – индекс продольной моды, n и m – индексы поперечных Эрмит-Гауссовых мод, θ – величина, определяемая выражением:

$$\cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) = g_1 g_2 \quad (20)$$

, где $g_{1,2}$ – параметры резонатора.

$$g_{1,2} = 1 - \frac{L}{R_{1,2}} \quad (21)$$

, где $R_{1,2}$ – радиусы кривизны зеркал резонатора.

В этом случае частотный сдвиг между двумя соседними q и $(q+1)$ продольными модами для вырожденного резонатора М – типа определяется как $\frac{c}{2L} = 1,5$ ГГц. В то же время частотный интервал между $(n+m)$ и $(n+m+1)$ поперечными модами определяется следующим образом:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \times \frac{2 \arccos \sqrt{g_1 g_2}}{2\pi}. \quad (22)$$

В данной работе $L = 100$ мм, $R_1 = 200$ мм, $R_2 = \infty$ и, соответственно, $g_1 = \frac{1}{2}$, $g_2 = 1$, тогда $\Delta\nu = \frac{c}{8L} 375$ МГц, и между поперечными модами, у которых индекс отличается на 1, расчетный частотный сдвиг составляет 375 МГц для пустого резонатора.

В параграфе 5.2 были продемонстрированы осциллограммы, РЧ спектры и интерферограммы, соответствующие биениям с частотой 360 МГц. Данное

несоответствие связано с тем, что в приведенных выше математических выкладках длина резонатора была взята без поправок на оптическую толщину активного элемента. Частоте биений равной 360 МГц соответствует оптическая длина резонатора равная 104,17 мм. Отличие этой длины резонатора от той, что использовалась в расчете заключается в том, что в расчете не учитывался вклад оптической толщины кристалла (Nd:YVO_4 толщиной 0,5 мм с показателем преломления $n=2,17$ на длине волны 1064 нм) в длину резонатора.

Для подтверждения того, что излучение лазера является поперечной модой высшего порядка, а именно TEM_{01} или TEM_{10} требуется провести исследование пространственных характеристик выходного излучения.

5.4. Исследование энергетических и пространственных характеристик излучения генерации в режиме генерации двух мод.

В данном разделе будет представлено исследование расходимости лазерного излучения в режиме биений двух мод с частотой 360 МГц. Распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне представлено на рисунке 47.

Также на рисунке показаны поперечные профили интенсивности. Горизонтальный и вертикальный профили были аппроксимированы Гауссовой функцией. На рисунке видно, что пятно генерации имеет спекл-структуру. Это связано с зернистостью экрана, на который фокусировалось излучение, то есть это не связано с многомодовостью излучения. Избавиться от зернистости изображения можно было бы при помощи вращающегося экрана, но по ряду причин, сделать это не представлялось возможным на момент проведения эксперимента.

Пятно генерации в дальней зоне имеет вид эллипса, пятно вытянуто вдоль горизонтальной оси. Это говорит о том, что расходимость излучения по горизонтальной оси больше расходимости по вертикальной. Горизонтальная составляющая полной расходимости излучения составляет 2,98 мрад по полувысоте (FWHM), вертикальная составляющая – 2,26 мрад (FWHM). Согласно предыдущей главе, расчетная расходимость основной TEM_{00} моды в вырожденном резонаторе М-типа должна составлять 2,2 мрад. Получается, что по вертикали

размер пятна генерации в дальней зоне соответствует TEM_{00} моде, в то время как по горизонтали превышение расходимости излучения составляет 1,3 раза. То есть по горизонтали расходимость излучения соответствует поперечной моде высшего порядка, а именно TEM_{01} или TEM_{10} .

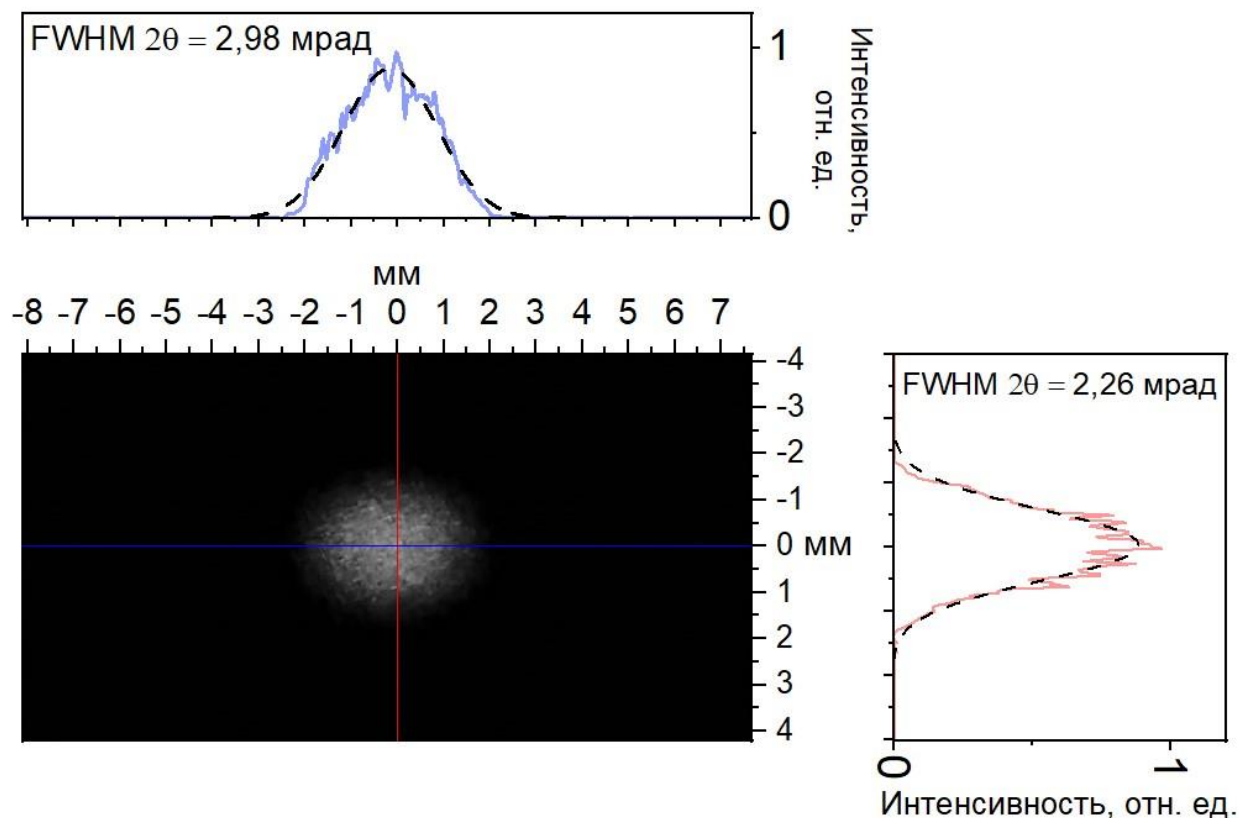


Рисунок 47 – Фотография пятна генерации на экране в фокусе линзы с $F=80$ см и его поперечные распределения интенсивности.

Суммарная мощность генерации двух лазерных пучков в режиме биений двух мод составила 0,32 Вт при 5,6 Вт суммарной поглощенной мощности накачки.

5.5. Выводы по главе 5.

Получен режим генерации двух мод в дисковом лазере с вырожденным резонатором М-типа с двумя выходными пучками излучения. Для обоих выходных пучков генерации исследованы спектрально-временные и пространственные характеристики излучения. Эти характеристики были идентичны для обоих пучков генерации. Было установлено, что режим генерации соответствует биениям двух мод с частотой 360 МГц. Продемонстрировано, что данный частотный сдвиг

соответствует частотному интервалу между поперечными модами, индекс которых отличается на 1, в данном случае TEM_{00} и TEM_{10} (или TEM_{01}).

Заключение

В данной диссертационной работе представлены две конфигурации дисковых лазеров с многопучковой накачкой и двухзеркальными резонаторами: дисковый лазер с внутрирезонаторным когерентным сложением каналов генерации результаты и дисковый лазер с вырожденным резонатором и трёхпучковой накачкой. Представлено исследование выходных характеристик лазерного излучения обеих конфигураций дисковых лазеров. В обеих конфигурациях было продемонстрировано высокое качество выходного лазерного излучения ($M^2 < 1,2$). Реализованные схемы лазеров являются перспективными для создания мощных дисковых лазеров с хорошим качеством выходного излучения с расходимостью близкой к дифракционной и лазеров меньшей мощности со специальными характеристиками выходного излучения.

Основные научные результаты, полученные в работе, состоят в следующем:

1. Установлено, что термонаведенная линза, образованная под действием многопучковой накачки, с гауссовыми профилями интенсивности и близко расположенными областями накачки имеет профиль распределения изменения оптической длины активного элемента близкий к гауссовому. Показано, что изменение мощности поглощенной накачки влияет на амплитуду, но не влияет на ширину распределения, которая определяется суммарной апертурой всех областей накачки.

2. Впервые реализован дисковый лазер с многопучковой накачкой и близко расположенными областями накачки, работающий в режиме полной синхронизации нескольких лазерных каналов в двухзеркальном плоскопараллельном резонаторе. В дальней зоне продемонстрирован интенсивный TEM_{00} пучок генерации с расходимостью, соответствующей излучателю с суммарной апертурой всех лазерных каналов (генерация супермоды). Показано, что полная синхронизация лазерных каналов реализуется в условиях вырожденного резонатора.

3. Впервые реализована одночастотная генерация в дисковом лазере с вырожденным резонатором М-типа и трёхпучковой накачкой. Показано, что спектрально-селективными свойствами вырожденных резонаторов можно управлять при помощи поворота одного из зеркал резонатора относительно оптической оси, что приводит к изменению положения областей генерации на поверхности активного диска.

4. Реализован дисковый лазер, устойчиво работающий в субгигагерцовом режиме биений двух мод. Продемонстрировано, что полученный режим генерации соответствует биениям двух поперечных мод. На основании полученных экспериментальных результатов для режима биений двух мод с частотой 360 МГц был сделан вывод, что ширина линии генерации в вырожденном резонаторе М-типа не превосходит 3 кГц.

Список цитируемой литературы

1. W. Koechner. Solid-State Laser Engineering / Berlin: Springer, 1999 Chapt. 7. P. 59.
2. A. Giesen et al. Scalable Concept for Diode-Pumped High-Power Solid-State Lasers // Appl. Phys. B, 1994. T. 58. C. 365 – 372.
3. A. Giesen, J. Speiser. Fifteen years of work on thin-disk lasers: results and scaling laws // J. Sel. Top. Quantum Electron. IEEE. 2007. T. 13, №3. C. 598–609.
4. H. Bruesselbach, D. S. Sumida. A 2.65-kW Yb:YAG single-rod laser // J. Sel. Top. Quantum Electron. IEEE. 2005. T. 11, № 3. C. 600–603.
5. V. Sazegari, M. R. J. Milani, A. K. Jafari. Structural and optical behavior due to thermal effects in end pumped Yb:YAG disk lasers // Appl. Opt. 2010. T. 49 № 3. C. 6910–6916.
6. Y. Chen et al. Calculation of thermal-gradient-induced stress birefringence in slab lasers-II // IEEE J. Quantum Electron. 2004 T. 40, №7. C. 917–928.
7. T. S. Rutherford et al. Yb:YAG and Nd:YAG edge-pumped slab lasers // Opt. Lett. 2001. T. 26, №13. C. 986.
8. K. Du et al. Partially end-pumped Nd:YAG slab laser with a hybrid resonator // Opt. Lett. 1998. T. 23, № 5, C. 370.
9. Y. Guo et al. 24.6 kW near diffraction limit quasi-continuous-wave Nd:YAG slab laser based on a stable-unstable hybrid cavity // Opt. Lett. 2020. T. 45, № 5. C. 1136.
10. T. J. Kane et al. Reduced thermal focussing and birefringence in zig-zag slab geometry crystalline lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1983. T. 19, № 9, C. 1351.
11. J. Mende et. al. Thin-disk laser – Power scaling to the kW regime in fundamental mode operation // Proc. SPIE 2009. T. 7193, C. 71931V.
12. X. Mateos et. al. Holmium thin-disk laser based on Ho:KY(WO₄)₂/ KY(WO₄)₂ epitaxy with 60% slope efficiency and simplified pump geometry // Opt. Lett. 2017, T. 42, № 17. C. 3490-3493.
13. N. Pavel et. al. Multipass pumped Nd-based thin-disk lasers: continuous-wave laser operation at 1.06 and 0.9 μ m with intracavity frequency doubling // Appl. Opt. 2007. T. 46, № 34. C. 8256-8263.

14. A. Giesen et. al. Thin-disk lasers come of age // *Photonics Spectra*. 2007. T. 41, № 5. C. 52–58.
15. Karsten Schuhmann et. al. Thin-disk laser pump schemes for large number of passes and moderate pump source quality // *Appl. Opt.* 2015. T 54, № 32. C. 9400-9408.
16. S Erhard et. al. Pumping schemes for multi-kW thin disk lasers // In *Advanced Solid-State Lasers*, OSA Technical Digest Series. 2020. MB16.
17. Giesen, A. Thin disk lasers / *Conference on Lasers & Electro-Optics Europe & International Quantum Electronics Conference CLEO EUROPE/IQEC*. 2013. P. PL_1_1.
18. G. Zhu et. al. A Multi-pumped Configuration with Conjugated Dual Parabolic Mirrors for Thin Disk Laser // In *2017 European Conference on Lasers and Electro-Optics and European Quantum Electronics Conference*. 2017. CA_P_19.
19. Y. Huang et. al. A multi-pass pumping scheme for thin disk lasers with good anti-disturbance ability // *Opt. Express*. 2015. T. 23, № 4. C. 4605 – 4613.
20. X. Fu et. al. 3kW liquid-cooled elastically-supported Nd:YAG multi-slab CW laser resonator // *Opt. Express*. 2014. T. 22, № 15. C. 18421 – 18432.
21. K. Wang et. al. 7kW direct-liquid-cooled side-pumped Nd:YAG multi-disk laser resonator // *Opt. Express*. 2016. T.24, № 13. C. 15012 – 15020.
22. R. Lorbeer et. al. Monolithic thin-disk laser and amplifier concept New compact pump geometry for thin disk lasers with a tilted optical long-pass filter // *Optica*. 2020. T. 7, № 10. C. 1409 – 1414.
23. A. M. Bul'kanov et. al. Single-mode Nd:GGG laser with three-beam diode pumping and a generate cavity // *Quantum Electron*. 2018. T. 48, № 5. C. 468 – 471.
24. D. A. Nikolaev, V. B. Tsvetkov. CW TEM00 spectral narrow band Nd:YVO 4 disk laser with two-mirror degenerate cavity configuration // *Laser Phys*. 2021. T. 31, № 9. C. 095002.
25. D. A. Guryev, D. A. Nikolaev, V. B. Tsvetkov. Nd:GGG disk laser with multipoint spatially periodic optical pumping. // *Laser Phys. Lett*. 2016. T. 13, №4. C. 045003.
26. S. V Garnov et. al. Study of the possibility of developing a multichannel-diode-pumped multikilowatt solid-state laser based on optically dense active media // *Quantum Electron*. 2007. T. 37, № 10. C. 910–915.

27. T. Y. Fan. Laser Beam Combining for High-Power, High-Radiance Sources // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2005. Т. 11, № 3, С. 567 – 577.
28. G. D. Goodno et. al. Coherent combination of high-power zigzag slab lasers // Opt. Lett. 2006 Т. 31, № 9. С. 1247 – 1249.
29. A. F. Glova et. al. Coherent emission of a linear array of CO₂ waveguide lasers with a spatial filter // Quantum Electron. 1996. Т. 23, № 6. С. 515 – 517.
30. Кандидов В.П. Лазерные решетки // Соросовский образовательный журнал. 1999. №12. С. 68 – 75.
31. А.Ф. Глова. Синхронизация излучения лазеров с оптической связью // Квантовая электроника. 2003. Т. 33, № 4, С. 283 – 306.
32. А.Ф. Глова и др. О когерентной генерации линейного набора волноводных СО₂-лазеров с пространственным фильтром // Квантовая электроника. 1996. Т. 23, № 6. С. 515 – 517.
33. А.Ф. Глова, А.Ю. Лысиков, Е.И. Мусёна. Синхронизация излучения двумерных наборов лазеров методом пространственного фильтра // Квантовая электроника. 2002. Т. 32, № 3, С. 277 – 279.
34. А.Ф. Глова, А.Ю. Лысиков. Синхронизация трех лазеров с оптической связью на пространственном фильтре // Квантовая электроника. 2002. Т. 32, № 4. С. 315 – 318.
35. В.П. Кандидов, А.В. Кондратьев. Эффект Тальбо в гауссовых оптических системах // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 11. С. 1032 – 1033.
36. O. R. Kachurin, F. V. Lebedev, A. P. Napartovic. Properties of an array of phase-locked CO₂ lasers // Quantum Electron. 1988. Т. 15, № 9. С. 1808-1812.
37. A. F. Glova et. al. Coherent emission of a linear array of CO₂ waveguide lasers with a spatial filter // Quantum Electron. 1996. Т. 23, № 6. С. 515–517.
38. Д.В. Высоцкий, А.П. Напартович. Синхронизация излучения отдельных волокон многоканального волоконного лазера внешним зеркалом // Квантовая электроника. 2001. Т. 31 № 4, С. 298 – 302.
39. И.М. Бельдюгин, Д.Д. Алимин, М.В.Золотарев. Фазовая синхронизация набора лазеров при различных типах внутрирезонаторного многопучкового

взаимодействия в нелинейных средах // Квантовая электроника. 1991. Т. 18, № 3, С. 325 – 330.

40. M. Zwilich, B. Ewers. Coherent beam combining of multipass thin-disk lasers with active phase control // OSA Continuum. 2020. Т.3, № 11. С. 3176 – 3186.

41. Anan'ev Y.A. ANGULAR DIVERGENCE OF RADIATION OF SOLID-STATE LASERS // Sov. Phys. Uspekhi. 1971. Т. 14, № 2. С. 197–215.

42. Mak A.A., Anan'ev Y.A., Ermakov B.A. Solid state lasers // Uspekhi Fiz. Nauk. Успехи физических наук, 1967. Т. 92, № 7. С. 373.

43. Anan'ev Y.A. et al. Investigation of the properties of a laser with an unstable resonator and additional feedback // Sov. J. Quantum Electron. 1979. Т. 9, № 8. С. 1043–1044.

44. P. V Korolenko, N. N. Fedotov, V. F. Sharkov. Main properties and potential practical applications of M-mode lasers // Quantum Electron. 1995. Т. 25, № 6. С. 536–539.

45. D. Herriott, H. Kogelnik, R. Kompfner. Off-Axis Paths in Spherical Mirror Interferometers // Appl. Opt. 1964. Т.3, № 4. С. 523-526.

46. I. A. Ramsay and J. J. Degnan. A Ray Analysis of Optical Resonators // Appl. Opt. 1970. Т. 9, № 2, С. 385–398.

47. J. Dingjan, M. P. Van Exter, J. P. Woerdman. Geometric modes in a single-frequency Nd:YVO₄ laser // Opt. Commun. 2001. Т. 188, №. 5–6. С. 345–351.

48. Y. F. Chen et. al. Wave representation of geometrical laser beam trajectories in a hemiconfocal cavity // Phys. Rev. A. 2004. Т. 69, №. 5. С. 5–10.

49. H.H.Wu et. al. Observation power drop and low threshold due to beam waist shrinkage around critical configurations in an diode-pumped Nd:YVO₄ laser // Opt. Comm. 1999. Т. 165. С. 225–229.

50. C.H.Chen et.al. Multibeam-waist modes in an end-pumped Nd:YVO₄ laser. J. Opt. Soc. Am. B. 2003. Т. 20, № 6. С. 1220-1226.

51. V.V.Bezotosnyi et. al. Behavior of threshold pump power of diode end-pumped solid-state lasers in critical cavity configurations // Laser Phys. Lett. 2015. Т. 12. С. 025001.

52. I.A. Razenkov. Aerosol Lidar for Continuous Atmospheric Monitoring // Atmospheric and Oceanic Optics. 2013. T. 26, № 4, C. 308–319.
53. M. Frede et. al. High-power singlefrequency Nd: YAG laser for gravitational wave detection // Class. Quantum Grav. 2004. T. 21, №. 5. C. S895–S901.
54. Y. H. Lu et al. 208 W all-solid-state sodium guide star laser operated at modulated-longitudinal mode // Opt. Express. 2019. T. 27, № 15. C. 20282 – 20289.
55. J. Zhou, X. Long. Laser Doppler velocimeter using a single longitudinal mode solid-state laser source // Opt. Laser Technol. 2010 T. 42, № 7. C. 1167–1171.
56. X. Yang et. al. Diamond sodium guide star laser // Opt. Lett. 2020. T. 45, № 7. C. 1898–1901.
57. S. Ikoma et. al. 5-kW single stage all-fiber Yb-doped single-mode fiber laser for materials processing / In Fiber Lasers XV: Technology and Systems. 2018.
58. B. Mroziwicz. Physics of Semiconductor Lasers / Elsevier. 1991.
59. J. Carroll, J. Whiteaway, D. Plumb. Distributed Feedback Semiconductor Lasers / IEE Circuits, Devices and Systems Series 10. 1998.
60. Y. Mao. Record-High Power 1.55- μm Distributed Feedback Laser Diodes for Optical Communications // Optical Fiber Communication Conference. 2021. W1B.7.
61. A. Salhi. Single-frequency Sb-based distributed-feedback lasers emitting at 2.3 μm above room temperature for application in tunable diode laser absorption spectroscopy // Appl. Opt. 2006. T. 45, № 20. C. 4957 – 4965.
62. F. Beier et. al. Single mode 4.3 kW output power from a diode-pumped Yb-doped fiber amplifier // Opt. Express. 2017. T. 25, № 13. C. 14892.
63. C. X. Yu et. al. Diode-pumped narrow linewidth multi-kilowatt metalized Yb fiber amplifier // Opt. Lett. 2016. T. 41, № 22. C. 5202.
64. M. D. Mermelstein et. al. All-fiber 194 W single-frequency single-mode Yb-doped master-oscillator power amplifier / Proc. SPIE. 2008. 68730L.
65. P. Ma et. al. Single-frequency 332 W, linearly polarized Yb-doped all-fiber amplifier with near diffraction-limited beam quality // Appl. Opt. 2013. T. 52, № 20. C. 4854–4857.

66. L. Huang et. al. 414 W near-diffraction-limited all-fiberized single-frequency polarization-maintained fiber amplifier // Opt. Lett. 2017. T. 42, № 1. C. 1 – 4.
67. X. Zhu et. al. 976 nm single-frequency distributed Bragg reflector fiber laser // Opt. Lett. 2012. T. 37, № 20. C. 4167–4169.
68. Z. Zhang et. al. High-power Tm-doped fiber distributed-feedback laser at 1943 nm // Opt. Lett. 2008. T. 33, № 18. C. 2059–2061.
69. N. Jovanovic et. al. Narrow linewidth, 100 W cw Yb³⁺-doped silica fiber laser with a point-by-point Bragg grating inscribed directly into the active core // Opt. Lett. 2007. T. 32, № 19. C. 2804–2806.
70. W. H. Loh et. al. High performance single frequency fiber grating-based erbium:ytterbium-codoped fiber lasers // J. Lightwave Technol. 1998. T. 16, № 1 C. 114–118.
71. Z. Meng, G. Stewart, G. Whitenett. Stable single-mode operation of a narrow-linewidth, linearly polarized, erbium-fiber ring laser using a saturable absorber // J. Lightwave Technol. T. 24, № 5. C. 2179–2183.
72. Alexander Polynkin et. al. Single-frequency fiber ring laser with 1 W output power at 1.5 μm // Opt. Express. 2005. T. 13, № 8. C. 3179–3184.
73. S. Feng et. al. Widely tunable single longitudinal mode fiber laser with cascaded fiber-ring secondary cavity // IEEE Photon. Technol. Lett. 2013. T. 25, № 4. C. 323–326.
74. Y. Guo et. al. Realization of a 101 W single-frequency continuous wave all-solid-state 1064 nm laser by means of mode self-reproduction // Opt. Lett. 2018. T. 43, № 24. C. 6017 – 6020.
75. Bereczki, A.; Ferreira, A.A.; Wetter, N.U. Dynamically stable single frequency ring resonator from diode pumped Nd:YAG modules with 55.6W of output power // Opt. Express. 2021. T. 29, № 15. C. 23167–23181.
76. M. Frede Nd:YAG ring laser with 213 W linearly polarized fundamental mode output power // Opt. Express. 2005. T. 13, № 19. C. 7516 – 7519.
77. V. Pasiskevicius, F. Laurell. Single-longitudinal-mode Nd-laser with a Bragg-grating Fabry-Perot cavity // Opt. Express. 2006. T. 14, № 20. C. 6394–6399.

78. Z. Guanlong et. al. Diode-End-Pumped Narrow-Linewidth Tm:YLF Laser with a Volume Bragg Grating and Double Fabry–Pérot Etalons // J. Russ. Laser Res. 2021. T. 42, №. 2. C. 171–174.
79. Q. Sheng et. al. Recent progress on narrow-linewidth crystalline bulk Raman lasers // Results Phys. 2020. T. 17, №. 3, C. 103073.
80. X. Zhang et al. Development of Single-Longitudinal-Mode Selection Technology for Solid-State Lasers // Int. J. Opt. T. 2021, C. 1–13.
81. F. Zhou, A. I. Ferguson. Tunable single frequency operation of a diode laser pumped Nd:YAG microchip at 1.3 μm // Electronics Letters. 1990. T. 26, №. 7. C. 490-491.
82. K. Kubodera, K. Otsuka. Efficient LiNdP₄O₁₂ lasers pumped with a laser diode // Appl. Opt. 1979. T. 18, № 23. C. 3882-3883.
83. E. J. Zang. Single-frequency 1.25 W monolithic lasers at 1123 nm // Opt. Lett. 2007. T. 32, №3. C. 250.
84. W. Deng et. al. High-efficiency 1064nm nonplanar ring oscillator Nd: YAG laser with diode pumping at 885 nm // Opt. Lett. 2018. T. 43, № 7. C. 1562 – 1565.
85. T. J. Kane, R. L. Byer. Monolithic, unidirectional single-mode ring laser // Opt. Lett. 1985. T. 10, № 2. C. 65.
86. Y.-F. Chen. Pump-to-mode size ratio dependence of thermal loading in diode-end-pumped solid-state lasers // J. Opt. Soc. Am. B. 2000. T. 17, № 11. C. 1835 – 1840.
87. Neuenschwander, R. Weber, H. P. Weber. Determination of the thermal lens in solid-state lasers with stable cavities // IEEE J. Quantum Electron. 1995. T. 31, № 6. C. 1082–1087.
88. B. Comaskey et. al. Characterization of the heat loading of Nd-doped YAG, YOS, YLF, and GGG excited at diode pumping wavelengths // IEEE J. Quantum Electron. 1995. T. 31, № 7. C. 1261–1264.
89. D. C. Brown. Heat, fluorescence, and stimulated-emission densities of fractions in Nd:YAG // IEEE J. Quantum Electron. 1998. T.34, № 3. C. 560–572.
90. T. Y. Fan. Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG // IEEE J. Quantum Electron. 1993. T. 29, № 6. C. 1457–1459.

91. Г.А. Буфетова и др. Интерференционные исследования дискового активного элемента из ГГГ:Nd при диодной накачке // Квантовая Электроника. 2011. Т. 41, № 8. С. 681 – 686.
92. T. S. Chen, V. L. Anderson, O. Kahan. Measurements of heating and energy storage in diode pumped Nd:YAG // IEEE J. Quantum Electron. 1990. Т. 26, № 6. С. 8.
93. B. Ozygus, J. Erhard. Thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers with transverse beat frequencies // Appl. Phys. Lett. 1995. Т. 67, № 10. С. 1361–1362.
94. S. Chénais. On thermal effects in solid state lasers: the case of ytterbium-doped materials // Prog. Quantum Electron. 2009. Т. 30, № 4. С. 89-153.
95. Y. F. Chen, H. J. Kuo. Determination of the thermal loading of diode-pumped Nd:YVO4 by use of thermally induced second-harmonic-harmonic output depolarization // Opt. Lett. 1998. Т. 23, № 11. С. 846–848.
96. H. Kogelnik and T. Li. Laser Beams and Resonators // Applied Optics. 1966. Т.5, №.10, С.1550.
97. А.А. Малютин, «Моды плоскосферического резонатора лазера с гауссовым распределением усиления активной среды», Квантовая электроника. 2007. Т.37, №3. С.299.
98. А.А. Малютин. Замкнутые траектории лазерных пучков в плоскосферических резонаторах с гауссовыми диафрагмами // Квантовая электроника. 2008 т.38, №2. С.181.
99. D. Marpaung, J. Yao, J. Capmany. Integrated Microwave Photonics // Nature Photon. 2019. Т. 13. С. 80-90.
100. R. Dändliker, R. Thalmann, D. Prongué. Two-wavelength laser interferometry using superheterodyne detection // Opt. Lett. 1988. Т. 13, № 5. С. 339-341.
101. Н. Г. Басов и др. Двухмодовые газовые лазеры и их применение в спектроскопии и оптических стандартах частоты // Квантовая электроника. 1984. Т. 11, № 6. С. 1084-1105.
102. Auston D.H. Transverse mode locking // IEEE J. Quantum Electron. 1968. Т. 4, № 6. С. 420–422.

Список публикаций автора по теме диссертации

1. Guryev D.A., Nikolaev D.A., Tsvetkov V.B. Nd: GGG disk laser with multipoint spatially periodic optical pumping // Laser Physics Letters. 2016. Т. 13, №4. С. 045003.
2. Guryev D.A., Nikolaev D.A., Tsvetkov V.B., Shcherbakov I.A. Thermally induced optical deformation of a Nd: YVO₄ active disk under the action of multi-beam spatially periodic diode pumping // Laser Physics Letters. 2018. Т. 15, № 5. С. 055003.
3. Guryev D.A., Nikolaev D.A., Tsvetkov V.B. «Nd:YVO₄ disk laser with multipoint diode pumping and diffraction limited output», Laser Physics Letters. 2019. Т. 16, №7. С. 075002.

Список докладов на конференциях по теме диссертации

- 1) Гурьев, Д.А., Николаев Д.А., Цветков В.Б., ND:GGG дисковый лазер с многозонной пространственно-периодической диодной накачкой, IX Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям. Институт лазерно-физических исследований (ИЛФИ) 2015. – 54с.
- 2) Guryev D.A., Nikolaev D.A., Tsvetkov V.B., «ND:GGG disc laser with multipoint spatially periodic optical pumping», V международная молодежная научная школа-конференция “Современные проблемы физики и технологий”, 2016, Москва.
- 3) Гурьев, Д.А., Николаев Д.А., Цветков В.Б., Дисковый лазер с многопучковой накачкой и плоским резонатором Тальбо, X всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям, 2016, Саров.
- 4) Гурьев, Д.А., Николаев Д.А., Цветков В.Б., Термонаведенные изменения оптической толщины дискового активного элемента под действием пространственно-периодической накачки, XI всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям, 2017, Саров.

5) Bul'kanov A.M., Guryev D.A., Ivanov I.A., Nikolaev D.A., Tsvetkov V.B. (2017, June). Nd: GGG disk laser with coherent beam combining in Talbot laser cavity at multi beam diode pumping. In The European Conference on Lasers and Electro-Optics (p. CA_P_29). Optical Society of America. Международная

6) Guryev D.A., Nikolaev D.A., Tsvetkov V.B., «Interferometric study of thermal induced deformations of Nd:YVO₄ disc element under the action of multipoint diode pumping», International Conference Laser Optics, 2020.

7) Guryev D.A., Nikolaev D.A., Tsvetkov V.B., « CW Nd:YVO₄ disk laser with multipoint diode pumping and in-phase super-mode lasing», 9th EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources (EUROPHOTON 2020), 2020.

8) Guryev D.A., Kashin V.V., Nikolaev D.A., Tsvetkov V.B., « Narrow linewidth lasing in Nd:YVO₄ disk laser with two-mirror cavity with M-type degenerate configuration.», XX International Conference Laser Optics, 2020.

Благодарности

В заключении автор выражает благодарность своему научному руководителю, Цветкову Владимиру Борисовичу, за предоставленную материально-техническую базу, интересную и современную тематику исследований, а также за продуктивные дискуссии и обсуждения. Также автор выражает благодарность Николаеву Дмитрию Алексеевичу за помощь в проведении экспериментов и расчетов, продуктивные дискуссии и обсуждения результатов. Автор выражает благодарность коллективу лаборатории активных сред твердотельных лазеров (ИОФ РАН) и лаборатории Фотоника: квантовые материалы и технологии (ЛФКМТ ОК ИОФ РАН) за помощь и советы при подготовке диссертации.