ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

На правах рукописи

Мартынова Ольга Владимировна

ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ СЕЛЕНИДОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ДВУХВАЛЕНТНОГО ХРОМА

1.3.19 - Лазерная физика

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к. ф.-м. н., доцент,
Савикин Александр Павлович

Нижний Новгород
2021

Оглавление

Введение 4
ГЛАВА 1. Халькогенидные кристаллы Cr:ZnSe и Cr:CdSe 15
1.1 Источники среднего ИК диапазона 15
1.2 Физические свойства кристаллов Cr:ZnSe и Cr:CdSe 17
ГЛАВА 2. Термооптический эффект в кристаллах Cr:ZnSe и Cr:CdSe 24
2.1 Постановка задачи 24
2.2 Моделирование температурного поля в объеме образцов и их деформации при воздействии непрерывного источника возбуждения 24
2.3 Оценка фокусных расстояний тепловых линз 33
2.4 Экспериментальная оценка фокусных расстояний тепловых линз 40
2.5 Влияние тепловых искажений на устойчивость активных резонаторов 49
2.6 Выводы 53
ГЛАВА 3. Cr:ZnSe лазер с z-образным резонатором 55
3.1 Постановка задачи 55
3.2 Решение балансных уравнений для Cr:ZnSe лазера с z-образным резонатором и непрерывной продольной накачкой 56
3.3 Cr:ZnSe лазер с двухзеркальным резонатором 64
3.4 Экспериментальное исследование устойчивости Cr:ZnSe лазера с z-образным резонатором 66
Симметричный резонатор 67
Асимметричный резонатор 71
3.5 Оценки устойчивости Cr:ZnSe лазера с z-образным резонатором методом матричной оптики 73
3.6 Выводы 76
ГЛАВА 4. Cr:CdSe лазер с x-образным резонатором 78
4.1 Постановка задачи 78
4.2 Решение балансных уравнений Cr:CdSe лазера с четырехзеркальным резонатором и импульсной продольной накачкой 78
4.3 Cr:CdSe лазер с резонатором Фабри-Перо 82

4.4 Cr:CdSe лазер с x-образным резонатором 86
4.5 Перестраиваемый Cr:CdSe лазер 90
4.6 Выводы 92
ГЛАВА 5. Перестраиваемый Cr:ZnSe лазер с фильтром Лио 94
5.1 Постановка задачи 94
5.2 Cr:ZnSe лазер с неоднородно-легированным активным элементом 96
5.3 Теоретические оценки 100
5.4 Cr:ZnSe лазер с фильтром Лио 105
5.5 Выводы 109
Основные результаты 111
Список публикаций по теме диссертации 113
Список литературы 116

Введение

Актуальность темы

На сегодняшний день одной из актуальных задач лазерной физики является разработка новых эффективных когерентных источников для среднего ИК диапазона, в частности в области 2-5 мкм [1, 2]. Внимание к подобным системам обусловлено тем, что в данной части спектра находятся основные линии поглощения воды [3, 4] и углеводородов [3], а также других органических и неорганических соединений важных для задач биологии и медицины [5-10]. Кроме того, в этой спектральной области находятся линии поглощения таких газов как двуокись и окись углерода [3], регистрация концентрации которых является необходимым условием для безопасного функционирования промышленных предприятий, а также основной задачей при экомониторинге атмосферы. Следовательно, системы 2-5 мкм диапазона могут быть успешно использованы в различных медицинских приложениях, включая хирургию [6, 7], стоматологию [8, 9] и диагностику [10], а также для спектроскопии и детектирования газов [10-13].

В качестве активных элементов для твердотельных и волоконных коммерческих источников 2-мкм диапазона наибольшее распространение получили среды, легированные ионами Tm^{3+}, Ho^{3+} и Er^{3+} [16-19]. В случае активных сред с ионами Tm^{3+} и Ho^{3+} лазерная генерация может быть получена в диапазоне 1,9-2,3 мкм с общей мощностью до 100 Ватт и более [17]. Лазеры на основе Er^{3+}:YAG лазеры позволяют получить излучение на длине волны в районе 2,9 мкм [9, 18, 19].

Известно, что халькогенидные кристаллы, легированные переходными металлами, представляют значительный интерес в качестве активных элементов для высокоэффективных лазеров, работающих в диапазоне 2-5 мкм [2, 20], в частности, полупроводниковые кристаллы ZnSe и CdSe, легированные ионами Cr^{2+}. Основным достоинством этих материалов являются их уникальные спектроскопический свойства, а именно сверхширокие полосы люминесценции и поглощения. Например, кристалл Cr^{2+}:ZnSe позволяет получит генерацию с

плавной перестройкой длины волны в диапазоне 2,00÷2,75 мкм [21]. Для кристалла Cr^{2+}:CdSe максимальная область перестройки на сегодняшний день составляет 2,26÷3,61 мкм [22]. Кроме того, данные материалы обладают широкими линиями поглощения, которые находится в диапазоне от 1,5 до 2 мкм, что упрощает выбор источников возбуждения. Еще одним достоинством данных материалов является высокая эффективность преобразования. Благодаря тому, что излучательный переход в ионе Cr^{2+} ($^5E \rightarrow {}^5T_2$) обуславливает ИК-люминесценцию с квантовым выходом близким к 1, эффективность лазерной генерации в матрицах ZnSe и CdSe может достигать 70%.

Основными недостатками кристаллических сред ZnSe и CdSe, которые препятствуют получению высоких мощностей, является их хрупкость, а также высокие значение термооптической постоянной [23, 24], что приводит к снижению эффективности лазерных систем при высоких мощностях накачки и разрушению активных элементов, особенно в случае импульсной накачки. Кроме того, технологии производства кристаллов селенида Cr^{2+} непрерывно совершенствуются, поэтому свойства материалов значительно зависят от способа их производства и методов легирования, что в свою очередь приводит к необходимости подробного изучения лазерных свойств этих материалов.

Степень разработанности темы

Матрицы на основе ZnSe и CdSe обладают широкими окнами прозрачности в ИК диапазоне (0.5–20 мкм для ZnSe и 0.8–21 мкм для CdSe), низкими внутренними потерями, связанными с рассеянием и поглощением [20]. Поэтому данные материалы давно и активно применяются для создания оптических элементов, а также для изготовления светодиодов, люминофоров для дисплеев и различных фотонных устройств [25]. В свою очередь, исследования, посвященные полупроводниковым материалам группы II-VI легированным ионами двухвалентных переходных металлов, проводятся, начиная с 60-х годов [26-30]. Подобные среды, рассматривались не только применительно к ИК, но и как перспективные источники излучения синего и зеленого спектральных диапазонов

[31]. Тем не менее, в большинстве работ Cr^{2+} воспринимался не в качестве активного иона, но в качестве гасителя люминесценции и зачастую считался нежелательной примесью.

Первые лазеры на основе халькогенидов, легированных Cr^{2+} были представлены в середине 90-х годов научной группой из Ливерморской национальной лаборатории [32], что дало начало данному направлению исследований источников среднего ИК. Благодаря выявленным уникальным спектральным свойствам этих материалов, а именно возможности генерировать излучение в широком диапазоне от 2 до 5 мкм при комнатной температуре, полупроводники II-VI, легированные двухвалентными переходными металлами стали перспективным объектом исследования [32-34]. В течение последующих десяти лет разрабатывались лазерные системы на основе ZnSe, ZnS, ZnTe, CdSe, CdS и др, легированных ионами Cr^{2+} и Fe^{2+} [2, 20, 24, 35-46].

Следующим важным этапом в разработке систем на основе халькогенидов хрома стало создание промышленных и относительно компактных лазерных источников, работающих в диапазоне 1,6-2,3 мкм (включая лазеры на ионах Tm^{3+}, Ho^{3+}) [16-19], которые могли использоваться в качестве источника накачки для халькогенидных лазеров.

Основной проблемой в создании халькогенидных лазеров является несовершенство процесса синтеза материалов [37]. Активные среды являются сложными в обработке и их характеристики сильно разнятся в зависимости от способа изготовления, большинство из которых имеет низкую воспроизводимость. В настоящее время кристаллические элементы на основе Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe производятся только в нескольких лабораториях в мире, включая две лаборатории в Российской Федерации [А4, 37-39], и являются коммерчески недоступными материалами. Тем не менее, популярность данных материалов постепенно возрастает. К данному моменту на основе Cr^{2+}:ZnSe реализованы системы, работающие как в непрерывном [40], так и в импульсном режиме генерации [21], включая режим синхронизации мод [41, 42]. Максимальная мощность импульсных систем достигает десятки ватт [35]. Также с

использованием Cr^{2+}:ZnSe созданы экспериментальные стенды для спектроскопии [43, 44]. На кристалле Cr^{2+}:CdSe активно разрабатываются системы, работающие в импульсном [45] и непрерывном режимах [46] с максимальной мощность достигающей нескольких ватт.

Цель и задачи исследований

Целью диссертационной работы стало изучение лазерных свойств кристаллов Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe, а также термооптических искажений, которые образуются в данных элементах при воздействии непрерывного источника возбуждения.

Для достижения поставленной цели сформулированы следующие задачи:

1. Моделирование тепловых линз, образующихся в активных средах Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe под действием непрерывного продольного источника возбуждения. Сопоставление полученных результатов с экспериментальными наблюдениями.
2. Создание непрерывного Cr^{2+}:ZnSe лазера с z-образным резонатором и продольной накачкой волоконным тулиевым лазером. Экспериментальное определение зон устойчивости резонатора, а также поиск его оптимальной конфигурации.
3. Создание импульсного Cr^{2+}:CdSe лазера с x-образным резонатором и продольной накачкой твердотельным Tm:YAP лазером. Подбор оптимальных параметров резонатора и осуществление перестройки длины волны генерации.
4. Создание непрерывного перестраиваемого Cr^{2+}:ZnSe лазера с z-образным резонатором и шириной спектра генерации < 1нм.

Научная новизна работы

В ходе работы были решены следующие задачи.

1. Выполнено численное моделирование процесса нагрева кристаллов Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe, имеющих дисковую форму и находящихся под воздействием непрерывного продольного источника накачки с длиной волны 1907 нм. На основе полученных результатов методом матричной оптики

определены фокусные расстояния наведённых в кристаллических средах тепловых линз.

2. Реализован Cr^{2+}:ZnSe лазер с четырёхзеркальным z-образным резонатором и непрерывной накачкой тулиевым волоконным лазером, работающим на длине волны 1907 нм. Определены зависимости выходной мощности генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера от углов излома оптической оси, расстояния между сферическими зеркалами и общей длины резонатора. Проведено сопоставление полученных данных с результатами численных расчётов устойчивости резонатора.

3. Создан Cr^{2+}:CdSe лазер с четырехзеркальным резонатором и импульсной накачкой твердотельным Tm^{3+}:YAP лазером, работающим в режиме модуляции добротности. Определены оптимальная конфигурация и характеристики оптических элементов для данной оптической системы. Достигнута средняя выходная мощность генерации 420 мВт при длительности импульса 200 нс и частоте повторения 2 кГц. При помощи дифракционной решетки осуществлена непрерывная перестройка длины волны генерации в диапазоне 2420-3050 нм.

4. Разработан узкополосный перестраиваемый Cr^{2+}:ZnSe лазер с неоднородно легированным активным кристаллом и четырехзеркальным резонатором. При помощи двухэлементного фильтра Лио была обеспечена перестройка длины волны генерации лазера в диапазоне 2365-2540 нм, ширина спектра генерации на уровне половинной амплитуды составляла 0,8 нм, при этом максимальная выходная мощность генерации равнялась 0,82 Вт.

Краткое содержание диссертационной работы

В первой главе представлен краткий литературный обзор, обосновывающий актуальность диссертационной работы. Раздел 1.1 посвящен лазерным источникам среднего ИК диапазона, которые активно разрабатывались в последние десятилетия. В разделе 1.2 приведены основные физические свойства активных элементов Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe.

Во второй главе представлены результаты моделирования тепловых линз, формирующихся в активных кристаллах Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe, имеющих форму диска, под воздействием продольного непрерывного источника возбуждения, работающего на длине волны 1907 нм.

Раздел 2.1 посвящен постановке задачи. В разделе 2.2 изложен алгоритм, согласно которому с использованием пакета программ «SIMULIA ABAQUS» методом конечных элементов было выполнено численное моделирование деформации кристаллов Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe при их нагревании за счёт поглощения части излучения. На основании полученных данных в разделе 2.3 при помощи метода матричной оптики были сделаны оценки фокусных расстояний наводимых в активных средах тепловых линз в зависимости от мощности источника и радиуса пучка продольного источника накачки. Раздел 2.4 посвящен экспериментальному определению тепловых линз в элементах Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe, которое было выполнено методом зондирующего пучка. Раздел 2.6 посвящен рассмотрению примерам влияния тепловой линзы на устойчивость резонатора. В разделе 2.6 представлены основные выводы по главе 2.

Третья глава описывает экспериментальное исследование генерационных характеристик Cr^{2+}:ZnSe лазера с четырехзеркальным z-образным резонатором и непрерывным источником накачки в зависимости от конфигурации резонатора.

В раздел 3.1 сформулирована основная задача. В разделе 3.2 выполнено решение балансных уравнений для Cr^{2+}:ZnSe лазера с непрерывным продольным источником накачки. Раздел 3.3 описывает создание Cr^{2+}:ZnSe лазера с двухзеркальным резонатором. Раздел 3.4. посвящен разработке Cr^{2+}:ZnSe лазера с четырехзеркальным резонатором, в качестве источника накачки которого использовался непрерывный волоконный тулиевый лазер, работающий на длине волны 1907 нм. Для определения оптимальной конфигурации резонатора определялось влияние его геометрических параметров (длина плеч, углы излома, расстояние между сферическими зеркалами) на генерационные характеристики, для чего измерялись зависимости выходной мощности Cr^{2+}:ZnSe лазера от мощности накачки. В разделе 3.5 при помощи метода матричной оптики был

выполнен расчет устойчивости резонатора с учетом астигматизма сферических зеркал. Раздел 3.6 посвящен основным выводам по главе 3.

В четвертой главе описана разработка перестраиваемого Cr^{2+}:CdSe лазера с четырехзеркальным х-образным резонатором и импульсным источником накачки, работающим на длине волны 1940 нм.

Раздел 4.1. посвящен постановке задачи. В разделе 4.2 приведено решение балансных уравнений для Cr^{2+}:CdSe лазера с импульсной продольной накачкой. Показано влияние уровня мощности накачки на форму генерируемого импульса. Раздел 4.3 описывает реализованный Cr^{2+}:CdSe лазер с резонатором Фабри-Перо и импульсным источником возбуждения, в качестве которого использовался Tm^{3+}:YAP лазер, работающий в режиме модуляции добротности. Раздел 4.4 посвящен созданию Cr^{2+}:CdSe лазера с четырехзеркальным х-образным резонатором. В ходе работы определены параметры оптимального выходного зеркала для резонатора. В разделе 4.5 показано, что при помощи селективной призмы или дифракционной решетки с использованием одного набора оптических элементов возможно осуществить перестройку длины волны генерации лазера в диапазонах 2450-3200 нм и 2420-3050 нм соответственно. В разделе 4.6 изложены основные выводы по главе 4.

В пятой главе описан процесс создания узкополосного перестраиваемого Cr^{2+}:ZnSe лазера с фильтром Лио и непрерывным источником возбуждения.

В разделе 5.1 описана поставленная задача. Раздел 5.2 посвящен созданию Cr^{2+}:ZnSe лазера с неоднородно-легированным активным элементом и х-образным четырехзеркальным резонатором. Определены параметры лазерной генерации в зависимости от характеристик выходного зеркала резонатора. В разделе 5.3 методом матриц Джонса сделаны теоретические оценки для одноэлементного фильтра Лио, выполненного из кристаллического кварца. Раздел 5.4 посвящен реализации перестраиваемого Cr^{2+}:ZnSe лазера с двухэлементным фильтром Лио, с использованием которого осуществлена перестройка длины волны генерации в диапазоне 2365-2530 нм с шириной спектра генерации 0,8 нм. В разделе 5.5 сообщаются основные выводы главы 5.

В качестве заключения приведены основные результаты диссертации.

Основные положения, выносимые на защиту

1. В кристаллических средах Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe под действием источника возбуждения при продольной накачке формируются сильные тепловые линзы, которые оказывают существенное влияние на устойчивость лазерных резонаторов в непрерывном режиме возбуждения. При конструировании лазерных систем на базе этих материалов следует учитывать данный эффект.

2. Конфигурация z-образного резонатора позволяет получить стабильную генерацию на кристалле Cr^{2+}:ZnSe в непрерывном режиме. Наилучшие результаты достигаются в конфигурации резонатора, которая находится на границе зоны устойчивости. Увеличение расстояния между сферическими зеркалами ведет к существенным ограничениям в конфигурации резонатора.

3. Использование z/x-образной конфигурации резонатора позволяет создать лазерную систему на основе кристалла Cr^{2+}:CdSe с широким спектром генерации. Применение дифракционной решетки обеспечивает перестройку длины волны генерации в Cr^{2+}:CdSe в диапазоне 2420-3050 нм, а использование оптической призмы позволяет осуществить перестройку в диапазоне 2450-3200 нм.

4. Применение активного кристалла Cr^{2+}:ZnSe с неоднородным легированием в лазере с z -образной конфигурации резонатора позволяет получить стабильную лазерную генерацию с мощностью до 1,78 Вт. Использование двухэлементного фильтра Лио на основе кристаллического кварца позволяет осуществить перестройку в данной системе 2365-2530 нм с шириной спектра генерации 0,8 нм.

Практическая значимость и реализация результатов работы

Результаты диссертационной работы могут использоваться для разработки непрерывных и импульсных лазерных систем на основе кристаллов Cr^{2+}:CdSe Cr^{2+}:ZnSe. Представленная методика и результаты расчета тепловых искажений

позволяют оценить тепловые линзы в активных элементах дисковой формы в зависимости от их характеристик и подобрать оптимальные условия возбуждения.

Описанные в работе экспериментальные результаты для дисковых лазеров с четырехзеркальными резонаторами могут быть использованы при проектировании аналогичных систем для среднего ИК-диапазона.

В 2016-2018 годах работа получила поддержку Российского фонда фундаментальных исследований.

Методология и методы исследования

Для решения поставленных задач использовалось современное оборудование и адекватные методы обработки результатов. В задачах моделирования применялись методы лазерной физики и оптики. Эксперименты проводились с использованием оборудования следующих производителей, являющихся мировыми лидерами в производстве оптических приборов: Standa (Литва), Thorlabs (США), Coherent (США), Hamamatsu Photonics (Япония), ИРЭ-Полюс (Россия), Stanford Research Systems (США), ОКБ СПЕКТР (Россия). Измерения и юстировка лабораторных систем осуществлялись в соответствии со стандартными методиками.

Апробация работы

Настоящая диссертационная работа выполнена на кафедре электродинамики Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского в 2011-2020 годах совместно с институтом химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН и институтом прикладной физики РАН. Основные положения и результаты диссертационной работы представлялись и докладывались на следующих научно-практических конференциях и семинарах:

1. XX научная конференция по радиофизике, посвященная 110-летию со дня рождения Г.С. Горелика. Нижний Новгород. 2016. С. 40.
2. XXII Научная конференция по радиофизике, посвященная 100-летию Нижегородской радиолаборатории. Нижний Новгород. 2018.

3. Proceedings International Conference Laser Optics 2018. ICLO 2018.

4. «Высокочистые вещества и материалы. Получение, анализ, применение» XVI Всероссийская конференция и IX Школа молодых ученых, посвященные 100-летию академика Г.Г.Девятых. Нижний Новгород. 2018.

5. XXIII научная конференция по радиофизике, посвященная 100-летию со дня рождения Н.А. Железцова. Нижний Новгород. 2019.

6. XXIV научная конференция по радиофизике, посвященная 75-летию радиофизического факультета. Нижний Новгород. 2020.

7. XXV научная конференция по радиофизике. Нижний Новгород. 2021.

Достоверность результатов работы

Основные положения диссертации опубликованы в ведущих российских и зарубежных журналах, а также докладывались на международных и региональных конференциях. Достоверность полученных экспериментальных результатов подтверждается согласованностью с теоретическими оценками и сравнением с аналогичными результатами, полученными другими авторами.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 8 статей в ведущих российских и международных журналах.

Объем и структура диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, 5 глав, списка работ и тезисов докладов по теме диссертации и списка использованных источников. Список литературы включает 117 наименования. Общий объем диссертации составляет 126 страниц, включая 64 рисунка и 8 таблиц.

Личный вклад автора

Основные результаты, представленные в диссертационной работе, выполнены при непосредственном активном участии автора либо получены им лично. Автор руководила работами, результаты которых представлены в диссертации, ей принадлежит решающая роль в планировании и проведении

экспериментов, выборе экспериментальных методик, интерпретации экспериментальных данных, разработке теоретических моделей. Теоретическое моделирование тепловых линз было выполнено совместно с Константиновым А.Ю. Экспериментальные работы проводились совместно с Курашкиным С.В., Савикиным А.П., Шарковым В.В. под научным руководством Савикина А.П.

Благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю диссертационной работы Савикину А.П. за помощь в постановке задач и обсуждение полученных результатов, плодотворные идеи и критические замечания в ходе проведения исследований. Автор также крайне признательна руководителю магистерской дипломной работы Миловскому Н.Д. и руководителю бакалаврской дипломной работы Зиновьеву А.П. за теоретическую подготовку и обучение автора основам проведения оптических экспериментов. Автор выражает благодарность коллективам кафедры электродинамики и кафедры квантовой радиофизики и электроники радиофизического факультета ННГУ им. Н.И. Лобачевского и лично Кудрину А.В. за помощь в обеспечении материальной базы для проведения экспериментов и консультации. Особую благодарность автор выражает соавторам Курашкину С.В., Константинову А.Ю. и Шаркову В.В.

Кроме того, автор считает своим долгов выразить благодарность коллективу лаборатории высокочистых оптических материалов ИХВВ РАН им. Г.Г. Девятых и лично Гаврищуку Е.М., Железнову В.А. и Родину С.В. за помощь в изготовлении активных лазерных сред и оптических компонентов необходимых для проведения экспериментов.

ГЛАВА 1. Халькогенидные кристаллы Cr:ZnSe и Cr:CdSe

1.1 Источники среднего ИК диапазона

В настоящий время активно разрабатываются новые источники излучения для среднего ИК, в частности в диапазоне от 2 до 5 мкм [1, 3]. Внимание к подобным системам обусловлено тем, что в данной части спектра находятся основные линии поглощения воды [3, 4] и углеводородов [3], а также других органических и неорганических соединений важных для задач биологии и медицины [5-10]. В большинстве случаев эти линии соответствуют колебательно-вращательным переходам в основном электронном состоянии. Так, например, линии поглощения водяного пара (H_2O) находятся в диапазоне 2,5-3 мкм с максимумом вблизи 2,7 мкм, окись углерода (CO) имеет полосы поглощения между 2,3-2,4 мкм, двуокись углерода (CO_2) поглощает в диапазоне 2,7-2,8 мкм, а закись азота (N_20) имеет несколько линий в диапазоне 2-4 мкм [2]. В связи с этим, лазерные системы, работающие в диапазоне 2-5 мкм обладают некоторыми преимуществами в случае применения их в свободном пространстве по сравнению с обычными системами, которые работают на более коротких длинах волн. Они могут быть использованы в ЛИДАРах и системах диагностики газов [11], а также для климатических измерений [12, 13]. Благодаря сильному поглощению в воде [3, 4, 14], подобные системы можно применять в различных областях медицины, в том числе хирургии [5]. При использовании 1,9-3 мкм лазеров можно добиться нагревания субстанции на малых площадях, что позволяет делать очень тонкие разрезы в биологической ткани, при этом кровотечение во время лазерной резки подавляется коагуляцией [6]. Ho^{3+}:YAG лазеры применяются в литотрипсии для дробления камней в почках [7]. В районе 3 мкм находится максимум поглощения интактной эмали и дентины [8], а также костной ткани, поэтому лазеры этого диапазона активно используются для задач стоматологии [9]. Кроме того, лазерные системы среднего ИК могут использоваться для диагностики различных заболеваний, которые определяются по составу выдыхаемого пациентом воздуха [10].

К настоящему моменту развитие лазерных источников 2-5 мкм диапазона идет в двух направлениях. Первое связано с параметрическим преобразованием излучения источников ближнего ИК [47]. Несмотря на то, что данные системы позволяют получить излучение в широком диапазоне [15], итоговые мощности излучения не превышают 10 мВт. К недостаткам данных систем можно также отнести трудности получения непрерывного режима генерации излучения и высокие пороговые мощности.

Второе направление связано с разработкой твердотельных лазеров, непосредственно генерирующих в диапазоне среднего ИК. Диодные лазеры на основе различных структур солей свинца могут осуществлять генерацию в диапазоне от 3 до 30 мкм. Эти системы были востребованы для спектроскопических исследований в предыдущие годы, но в настоящий момент производители отказываются от их разработки из-за необходимости обеспечения криогенного охлаждения для работы данных сред в среднем ИК. Каскадные лазерные диоды на антимонидах галия способны генерировать в диапазоне 2-5 мкм с мощностями порядка нескольких ватт [48]. В диапазоне от 1.8 до 3 мкм на отдельных спектральных линиях хорошо зарекомендовали себя твердотельные и волоконные лазеры на средах легированных ионами Ho^{3+} [16], Tm^{3+} [17], Er^{3+} [18, 19]. На основе этих кристаллов были созданы системы работающие как в непрерывном так и импульсном режимах, с выходными мощностями достигающими 100 Вт [17] и более, и, как результат, подобные системы получили широкое коммерческое распространение.

Еще одним перспективным направлением развития твердотельных лазеров 2-5 мкм диапазона является применение в качестве активных элементов халькогенидных кристаллов (ZnS, ZnSe, CdSe и др.), легированных двухвалентными ионами переходных металлов (Cr^{2+}, Ni^{2+}, Fe^{2+}, Co^{2+}) [20]. Основным достоинствам данной группы материалов является возможность перестройки частоты генерации в широком спектральном диапазоне. Например, при легировании ионами двухвалентного хрома эти материалы обеспечивают усиление в диапазоне от 1,7 до 3,5 мкм. Кристаллы этой группы также обладают

высоким КПД (до 70% по поглощенной мощности) и низким порогом генерации. Кроме того, они обладают широкими полосами поглощения, что существенно упрощает выбор источника накачки. К недостаткам данных материалов можно отнести их относительную хрупкость, низкую лучевую стойкость и существенные тепловые искажения, возникающие в процессе генерации, что затрудняет получение высокой мощности.

К представителям этой группы относятся кристаллы Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe (Рис. 1.1). Лазерные системы с кристаллами Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe способны генерировать электромагнитное излучение в диапазоне длин волн около 1,9÷3,6 мкм с использованием различных источников накачки с диапазоном длин волн около 1,5÷2,0 мкм как в импульсном так и непрерывном режиме. В частности, в кристалле Cr^{2+}:ZnSe была получена лазерная генерация в импульсном режиме с перестройкой по длине волны в диапазоне 2,00÷2,75 мкм [21], а на основе кристалла Cr^{2+}:CdSe был создан лазер с перестройкой длины волны в диапазоне 2,26÷3,61 мкм [22] в импульсном режиме генерации и в диапазоне 2,35÷3,45 мкм в непрерывном [45]. Кроме того, кристаллы Cr^{2+}:ZnSe применяются для создания лазеров, работающих в режиме синхронизации мод [41, 42].

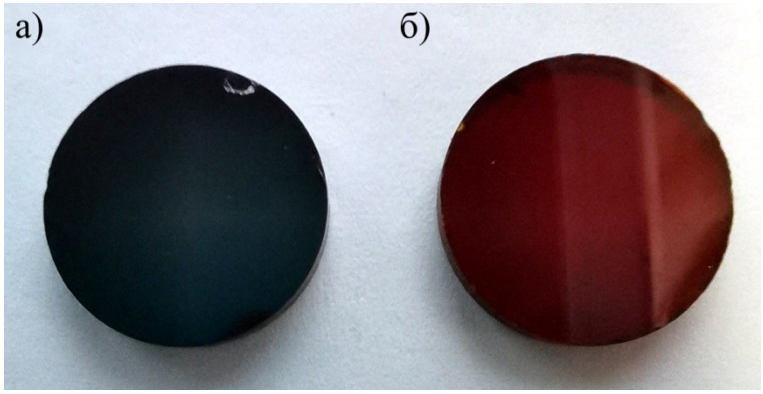


Рисунок 1.1 – Фотография исследуемых кристаллов Cr^{2+}:CdSe (а) и Cr^{2+}:ZnSe (б)

1.2 Физические свойства кристаллов Cr:ZnSe и Cr:CdSe

Кристаллические среды ZnSe, и CdSe относятся к халькогенидам [49], бинармынм соединениям элементов VI группы (халькогенов – O, S, Se, Te) с металлами II группы (Zn, Cd, Hg). Эти материалы являются алмазоподобными

полупроводниками, с кубической и гексагональной для ZnSe и гексагональной для CdSe кристаллической структурой. Матрицы ZnSe и CdSe обладают широкими окнами прозрачности в ИК диапазоне (0,5–20 мкм для ZnSe и 0,8–21 мкм для CdSe [20]), низкими внутренними потерями, связанными с рассеянием и поглощением. Поэтому данные материалы давно и активно применяются для создания оптических элементов, а также для изготовления светодиодов, люминофоров для дисплеев и различных фотонных устройств [50]. В вышеуказанных приложениях примеси иона Cr^{2+} рассматривались как нежелательные примеси, поэтому большинство методов изготовления легированных элементов начали активно разрабатываться лишь в середине 90-тых годов [32-33]. Сейчас самыми распространенными методами для создания Cr^{2+}-легированных халькогенидов являются метод твердофазной диффузии, метод Бриджмена, метод парофазного роста и метод горячего прессования [37].

На рисунке 1.2 представлена схема энергетических уровней иона Cr^{2+}. Хром относится к переходным металлам и имеет порядковый номер 24 в таблице Менделеева. Верхний уровень иона Cr^{2+} имеет заполнение 3s23p63d4. Таким образом, согласно правилу Хунда основным состоянием свободных ионов Cr^{2+} является ^5D.

В соответствии с эффектом Штарка из-за воздействия тетрагонального кристаллического поля на ион Cr^{2+} уровень ^5D расщепляется на два состояния: основное триплетное $^5T_2$ и возбуждённые дублетное ^5E состояния. Переходы между уровнями разрешены по спину, а время жизни на уровне ^5E ~ 5 мкм. Расстояние между этими уровнями ~ 5000 см$^{-1}$, что соответствует 2 мкм. При переходе $^5T_2 \rightarrow {}^5E$ изменяются как электронная энергия иона допанта, так и энергия фононов кристалла, поэтому в спектре переходов иона Cr^{2+} возникает колебательная структура, определяемая свойствами матрицы кристалла. Из-за влияния колебаний кристаллической решетки вследствие эффекта Яна-Теллера основное состояние расщепляется на подуровни $^5\widehat{E}$ и $^5\widehat{B}_2$, где основным становится уровень $^5\widehat{B}_2$. Верхний уровень также расщепляется на подуровни $^5\widehat{A}_1$ и $^5\widehat{B}_1$. В свою очередь благодаря спин-орбитальному взаимодействию эти уровни

расщепляются на еще несколько подуровней, с основным состоянием $^5\hat{B}_2$ ($\hat{\Gamma}_1\hat{\Gamma}_2$) [52, 53].

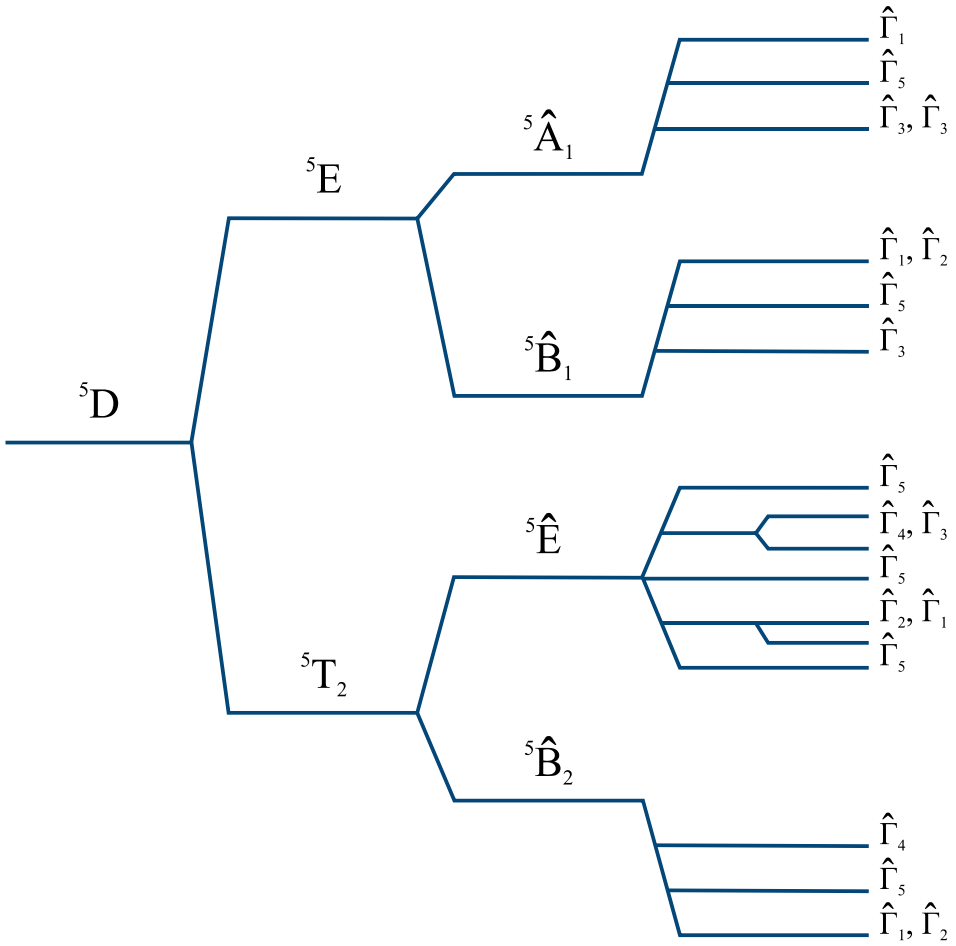


Рисунок 1.2 – Диаграмма энергетических уровней иона Cr^{2+}

В связи с описанным выше расщеплением уровней в халькогенидах легированных ионами Cr^{2+} реализуется квазичетырехуровневая схема: при возбуждении активного элемента ионы Cr^{2+} переходят с нижних колебательных уровней $^5T_2$ на верхние колебательные уровни ^5E с последующей релаксацией на колебательных уровнях ^5E и лазерным переходом на подуровни $^5T_2$ (Рис.1.3). Благодаря большому числу колебательных подуровней, халькогениды легированные ионами Cr^{2+} обладают широкими полосами поглощения и люминесценции [54].

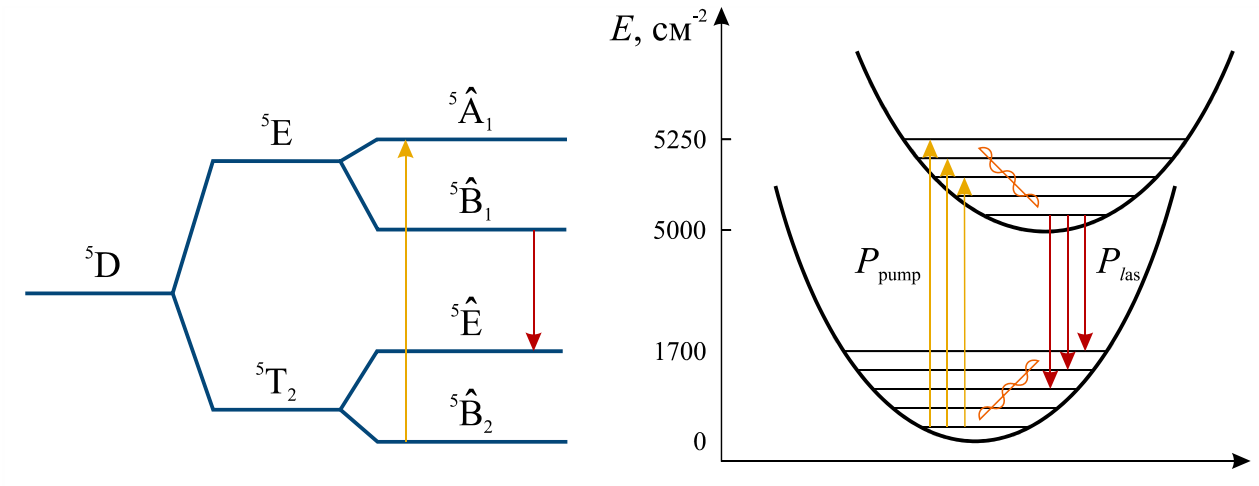


Рисунок 1.3 – Схема генерации излучения для иона Cr^{2+}

На рисунке 1.4 показаны спектры поглощения кристаллов Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe. Они были определены при помощи фурье-спектрометра Varian. Спектр поглощения образца Cr^{2+}:CdSe смещен в длинноволновую область. Это связано с тем, что в CdSe расстояние между ионами активатора и лигандов больше чем в ZnSe. Из спектров видно, что для возбуждения данных активных элементов можно использовать широкий ряд лазерных источников, в том числе твердотельных и волоконных лазеров основанных на ионах Tm^{3+} и Ho^{3+} [16, 17].

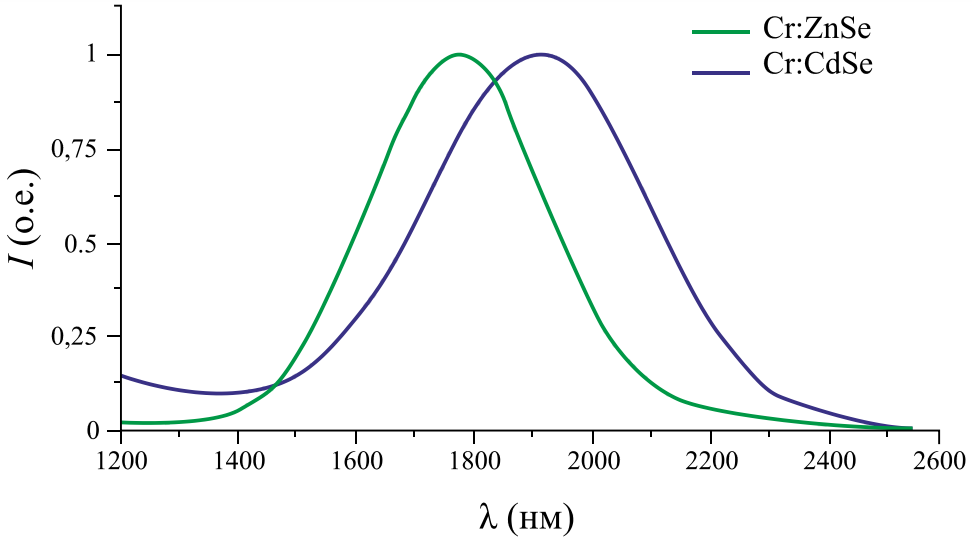


Рисунок 1.4 – Спектры поглощения кристаллов Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe

На рисунке 1.5 представлены спектры люминесценции кристаллов Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe. Они были определены при помощи монохроматора Solar M833. Для этого излучение Tm^{3+}:YAP лазера, работающего на длине волны

1940 нм, подавалось на исследуемый образец под углом ~ 40°, чтобы отраженное от образца излучение накачки не попадало в щель монохроматора. При помощи двух линз излучение люминесценции образца фокусировалась на щель монохроматора. На выходе из монохроматора сигнал детектировался PbSe-фотодетектором Thorlabs PDA20H. Полученные спектры отличаются по диапазону в длинноволновую сторону от ранее опубликованных в работах [20, 24], что, вероятно, связано с ограничениями дифракционных решеток монохроматора.

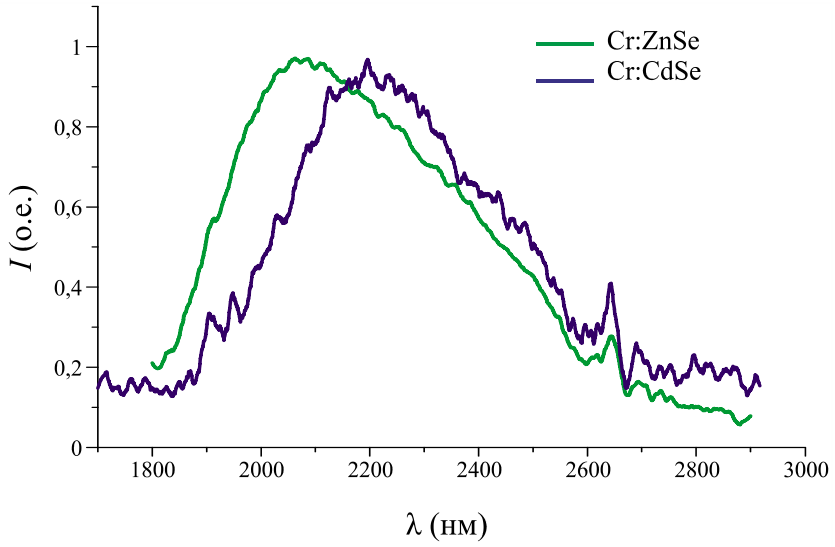


Рисунок 1.5 – Спектры люминесценции кристаллов Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe

В таблице 1.1 приведены основные оптические свойства кристаллов Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe.

Как уже было выше сказано, широкие линии поглощения и люминесценции делают эти материалы перспективными для создания перестраиваемых источников лазерного излучения для медицины и спектроскопии. Потенциально они могли в свою очередь стать источниками накачки для лазеров 4-5 мкм диапазона. Однако основным недостатком данных оптических материалов является их относительная хрупкость, а также формирование значительных тепловых искажений при возбуждении. При имеющихся методах синтеза затруднено получение оптических элементов с однородным легированием и низкой дефектностью [37]. Благодаря этим факторам, возникают существенные

проблемы при попытках получения высоких мощностей лазерной генерации (>1 Вт).

Таблица 1.1

Химическая формула	Cr^{2+}:ZnSe	Cr^{2+}:CdSe
Симметрия кристалла	Кубическая и гексагональная	Гексагональная
Анизотропия	Изотропный [20]	Одноосный [20]
Энергия высокочастотных фононов, $см^{-1}$	250 [20]	218 [20]
Ширина запрещённой зоны, эВ	2,8 [20]	1,7 [20]
Показатель преломления на $= 3$ мкм	2,44 [20]	2,45 [20]
Термооптическая постоянная dn/dT, K^{-1}	70×10^{-6} [23]	98×10^{-6} [24]
Область прозрачности, мкм	0,5 – 20 [20]	0,8 – 21 [20]
Длина волны в максимуме поглощения λ_{abs}, нм	1770 [20]	1890 [20]
Ширина полосы поглощения, нм	350 [20]	440 [20]
Максимальное сечение поглощения σ_{abs}, 10^{-20} $см^2$	~115 [32]	~110 [32]
Сечение поглощения на длине волны $=$ 1907 нм, σ_{abs}, 10^{-20} $см^2$	~80 [32]	~105 [32]
Сечение поглощения на длине волны $=$ 1940 нм, σ_{abs}, 10^{-20} $см^2$	~60 [32]	~105 [32]
Длина волны в максимуме излучения λ_{em}, нм	2450 [20]	2650 [20]
Ширина полосы излучения, нм	860 [20]	940 [20]
Пиковая величина сечения излучения σ_{em}, 10^{-20} $см^2$	130 [20]	200[20]
Излучательное время жизни τ_{rad} (300 К), мкс	6,5 [20]	6,4 [20]
Время затухания люминесценции τ_{em} (300 К), мкс	6,4 [20]	4,4 [20]
Квантовый выход люминесценции $\eta = \tau_{em}/\tau_{rad}$ (300К)	~1 [20]	0.7 [20]

В таблице 1.2 перечислены общие физические и тепловые характеристики. Следует отметить, что значения приведенных величин в различных источниках не всегда совпадает. Например, коэффициент теплопроводности для Cr^{2+}:CdSe в

различных источниках равен 4 Вт/(м·К) [24], 6,5 Вт/(м·К) [51] и 9 Вт/(м·К) [52]. Кроме того, значение некоторых параметров известно из литературы только для нелегированных кристаллов.

Таблица 1.2

Химическая формула	Cr^{2+}:ZnSe	Cr^{2+}:CdSe
Плотность, г/см$^{-3}$	5,26 [20]	5,81 [20]
Длина химической связи, нм	0,245 [54]	0,263 [54]
Постоянная решетки, Å	5,661 [56]	6,052 [56]
Твердость, кг/мм^2	137 [57]	44-90 [57]
Растворимость (300 К), г/100 г H_2O	0,01 [57]	Нераств. [57]
Модуль Юнга, ГПа	75,4 [57]	42 [57]
Модуль сдвига, ГПа	29,1 [57]	15,33 [57]
Коэффициент Пуассона, ν	0,30 [57]	0,37 [57]
Модуль упругости, ГПа	29,1 [57]	15,3 [57]
Объемный модуль упругости, ГПа	61,8[57]	53[57]
Прочность на изгиб, МПа	21[57]	55[57]
Удельная теплоемкость, Дж/(кг·К)	340 [20]	490 [20]
Коэффициент теплопроводности Вт/(м·К), K_T	18 [24]	4 [24]
Коэффициент теплового расширения, α_T, 10^{-6} К$^{-1}$	7,3 [24]	6,26 [52]
Температура плавления, К	1580[57]	1790[57]

Из данных таблицы видно, что по большинству характеристик Cr^{2+}:CdSe уступает Cr^{2+}:ZnSe. Это связано с увеличением межионных расстояний, из-за которых в свою очередь уменьшается прочность связей. Если сравнивать тепловые характеристики данных элементов, например, с кристаллом Nd^{3+}:YAG, то он обладает приблизительно в 10 раз меньшем термооптическим коэффициентом $dn/dT = 9{,}9\times10^{-6}$ К$^{-1}$ [55]. Существенное влияние тепловых искажений на мощность генерации данных активных сред делает необходимым вычисление этих искажений для учета их влияния при конструировании лазерных резонаторов.

ГЛАВА 2. Термооптический эффект в кристаллах Cr:ZnSe и Cr:CdSe

2.1 Постановка задачи

Тепловые искажения, возникающие в активных элементах твердотельных лазерных систем во время генерации, оказывают существенное влияние на энергетические характеристики лазера, диаграмму направленности излучения, а также на распределение интенсивности излучения в поперечном сечении лазерного пучка [58-61]. Их основными причинами являются несовершенство внутренней структуры элемента и тепловое влияние источника возбуждения.

При воздействии продольной накачки на активную среду внутри нее образуется неоднородное распределение температуры, что, в свою очередь вызывает изменение показателя преломления. В результате лазерная среда начинает проявлять линзовые свойства. Впервые этот эффект наблюдался в жидкостях [62, 63], но затем были выполнены исследования также для твердых сред [58].

Для халькогенидных активных кристаллов Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe характерны высокие значения термооптической постоянной (dn/dT), K^{-1}, а значит эффект тепловой линзы существенно влияет на процесс лазерной генерации. Данный раздел посвящен исследованию и оценке тепловых искажений в халькогенидных кристаллах Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe, находящихся под воздействием непрерывного возбуждающего излучения на длине волны 1907 нм. Расчет был выполнен для образцов дисковой формы для случая продольной накачки.

2.2 Моделирование температурного поля в объеме образцов и их деформации при воздействии непрерывного источника возбуждения

Первым этапом оценки термооптических искажений стал расчет полей температуры и деформации внутри элементов под воздействием непрерывного источника накачки. Ввиду того, что расчет состояния кристалла проводился в

условиях непрерывного воздействия лазерного излучения, решение задачи осуществлялось в стационарной постановке.

Длина волны излучения продольной накачки λ = 1907 нм была выбрана исходя из имеющегося в наличии на момент проведения исследований источника излучения (волоконного лазера Tm лазер ЛМТ-30А-01 НТО ИРЭ-Полюс). Для удобства сравнения материалов было принято, что кристаллы, для которых выполнялось моделирование, обладают одинаковой формой, а именно формой диска с радиусом r_0 = 6,25 мм и толщиной h = 2 мм. Показатели поглощения на длине волны = 1907 нм были выбраны на основе экспериментальных измерений для имеющихся в наличии образцов и равнялись k_λ = 6,7 см$^{-1}$ для Cr^{2+}:CdSe и k_λ = 8 см$^{-1}$ Cr^{2+}:ZnSe.

Кристалл Cr^{2+}:ZnSe был изготовлен в ИХВВ им. Г.Г. Девятых РАН. Он был выполнен из поликристаллической пластины ZnSe, полученной методом химического осаждения из газовой фазы и легированной ионами Cr^{2+} диффузионным методом [А4, 37]. Для этой цели на боковые поверхности нелегированной пластины были нанесены пленки хрома методом электронно-лучевого испарения. Затем образец подвергался отжигу в кварцевой ампуле в парах цинка, для получения однородного распределения Cr^{2+} по толщине. После этого осуществлялось охлаждение образца путем закалки на воздухе и последующая полировка.

Активный элемент Cr^{2+}:CdSe был изготовлен в ФИАН им П.Н. Лебедева РАН и представлял из себя монокристалл, выращенный из паровой фазы на монокристаллическую затравку [38-39].

Следует отметить, что использованные в расчете коэффициенты поглощения были определены для элементов в отсутствии лазерной генерации. Известно, что показатель поглощения активных элементов в режиме генерации может отличаться от показателя поглощения при люминесценции. Так как изучаемые материалы обладают высокими временами жизни на верхнем лазерном уровне τ_{em}~6 мс [2, 20], то в режиме генерации коэффициенты поглощения могут изменяться в сторону увеличения вследствие более активного излучения энергии

ионами Cr^{2+} в процессе вынужденного излучения. Однако, в ходе дальнейших работ на кристалле Cr^{2+}:CdSe не удалось получить стабильную генерацию в непрерывном режиме возбуждения из-за сильных тепловых искажений. Это сделало невозможным определение коэффициента поглощения в режиме генерации для данного источника накачки.

Важно отметить, что в настоящей работе не учитывались поляризационные эффекты, как при вычислении температур, так и при дальнейшей оценке фокусных расстояний тепловых линз. Кроме того, физические свойства кристаллов, например, коэффициенты теплопроводности, считались фиксированными, независимыми от температуры, хотя известно, что в кристалле Cr^{2+}:ZnSe этот параметр можем меняться [64]. Также полученный результат не учитывает вклад эффектов фотоупругости [65, 66] и насыщение при поглощении накачки [67].

Было принято, что в центр одного из торцов элемента перпендикулярно его поверхности направлялся поток излучения, часть которого, поглощаясь в веществе, являлась источником нагрева (Рис. 2.1). Расчет велся в зависимости от подаваемой мощности излучения P, то есть уже без учета отраженной части накачки.

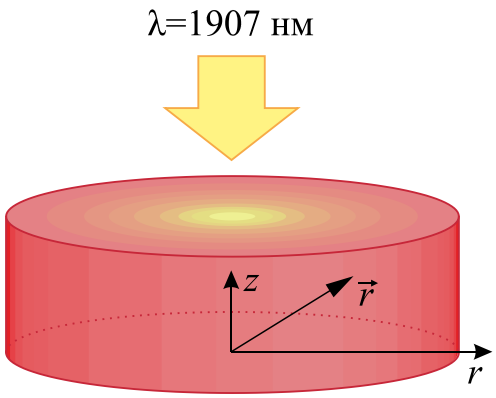


Рисунок 2.1 – Постановка задачи

Считалось, что пучок накачки обладает плоским фронтом, и плотность мощности пучка накачки имеет Гауссово распределение по радиусу $\rho = \rho_0 \exp(-2r^2/a^2)$, где a – радиус пучка по уровню $1/e^2$, а r – поперечная

координата. Таким образом, подаваемая на кристалл мощность была связана с амплитудой плотности мощности ρ_0 соотношением

$$P = \int_s \rho ds = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} \rho_0 \, exp\left(\frac{-2r^2}{a^2}\right) r dr \, d\theta = \frac{\pi a^2}{2} \rho_0 \left(1 - exp\left(\frac{-2{r_0}^2}{a^2}\right)\right), \quad (2.1)$$

где $r_0 = 6{,}25$ мм – радиус кристалла. Отсюда соотношение для плотности мощности

$$\rho_m = \frac{2P}{\pi a^2 \left(1 - exp\left(-2{r_0}^2/a^2\right)\right)} \, e^{-2r^2/a^2} \, . \quad (2.2)$$

Поглощение излучения кристаллами определялось по закону Бугера для однородного среды

$$P_{abs} = \left(1 - exp(-k_\lambda z)\right) P, \quad (2.3)$$

где P_{abs} – мощность поглощенного излучения, z – продольная координата по направлению распространения излучения. В условиях функционирования лазера часть поглощенной энергии преобразуется в энергию генерации. С учетом этого мощность тепловых потерь определялась по формуле

$$P_{heat} = \gamma \, P_{abs} = \gamma \left(1 - exp(-k_\lambda z)\right) P, \quad (2.4)$$

где $\gamma = 1 - \lambda_p/\lambda_L$, λ_p=1907 нм – длина волны излучения накачки, $_L$ – длина волны излучения генерации [68]. Так как в кристаллах Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe генерация возможна в широком диапазоне, то в качестве λ_L были выбраны центральные по диапазону длин волн значения 2750 и 2450 нм соответственно.

На основании соотношений 2.1-2.4 можно определить зависимость удельной мощности тепловыделения в веществе кристалла (диссипации излучения накачки) q от мощности падающего пучка накачки P и координат по формуле

$$q(r,z) = \frac{2P \, \delta \, k_\lambda}{\pi a^2 (1 - exp(-2{r_0}^2/a^2))} \, e^{-2r^2/a^2} e^{-k_\lambda z}. \quad (2.5)$$

Подставив выражение 2.5 в уравнение теплопроводности в стационарной форме, определялось изменения температуры кристалла по формуле

$$div[grad \, T(\vec{r})] = q(\vec{r})/K_T \, , \quad (2.6)$$

с граничным условием

$$q_s(\vec{r} \in S) = -\mu T, \tag{2.7}$$

где *T(r)* – распределение температуры кристалла относительно окружающей среды (К), а $\vec{r}$ – радиус-вектор; $q(\vec{r}) = q(r, z)$ – приведенная выше удельная мощность тепловыделения в веществе кристалла ($[q]$ = Вт/м^3); К$_T$ – коэффициент теплопроводности кристалла; $q_s(\vec{r} \in S)$ – конвективный тепловой поток на границе S кристалла с внешней средой; μ – коэффициент теплоотдачи поверхности кристалла.

Для оценки влияния внешней среды было принято, что теплообмен с ней осуществляется через свободную конвекцию с постоянным коэффициентом теплоотдачи μ = 5,6 Вт/(м^2·К) [69].

Из-за неоднородности температурного поля возникает деформация объема кристалла, и в результате этого напряженно-деформированного состояния происходит искривление внешних торцевых поверхностей кристалла. Для расчета деформации нагретого кристалла использовалось уравнение равновесия неравномерно нагретых тел, которое согласно [70] имеет вид

$$6(1-\nu)\, grad\, (div\, \vec{u}) - 3(1-3\nu) \cdot rot(rot\, \vec{u}) = 2(1+\nu)\, \alpha_T\, grad\, T, \tag{2.8}$$

где $\vec{u}$ – вектор перемещений; ν – коэффициент Пуассона; α_T – коэффициент теплового расширения вещества кристалла. Уравнение равновесия замыкается граничным условием свободной поверхности

$$\sigma_{ij}(\vec{r} \in S) = 0, \tag{2.9}$$

в котором $\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\nu}\left(u_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} u_{kk}\delta_{ij}\right)$ – компоненты тензора упругих напряжений; $u_{kk} = 1/2\left(\partial u_i/\partial x_{kj} + \partial u_j/\partial x_i\right)$ – компоненты тензора деформации; δ_{ij} – единичный тензор; E – модуль Юнга.

Расчет сформулированной выше задачи осуществлялся методом конечных элементов при помощи пакета **SIMULIA ABAQUS**. На рисунке 2.2 показана сетка разбиения кристалла на элементарные фрагменты (конечно-элементная модель расчета кристалла). Для увеличения точности расчета при приближении к оси симметрии кристалла применялось сгущение сетки.

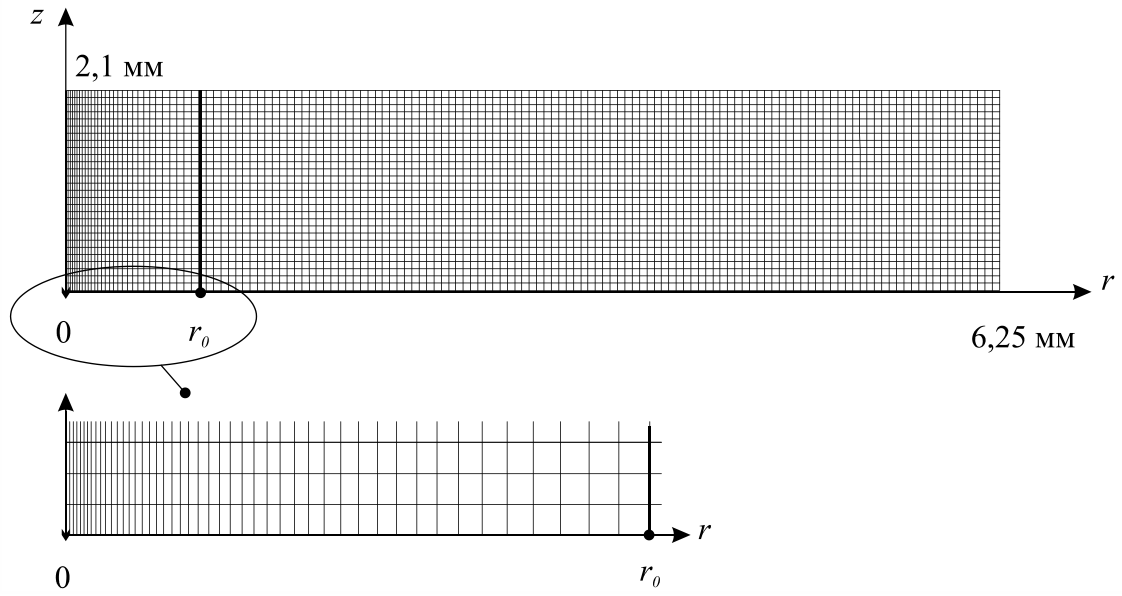


Рисунок 2.2 – Сетка разбиения кристалла на элементарные фрагменты

Размер конечного элемента в области равномерного разбиения составил 80 мкм, ширина элемента на оси кристалла равна 8 мкм. На всех внешних линиях модели, за исключением оси симметрии, задавались условия конвективного теплообмена с окружающей средой. Во всём объёме кристалла задавался источник теплового выделения, удельная мощность которого зависела от радиальной (r) и осевой (z) координат в соответствии с представленной ранее формулой (2.5). Как уже было выше сказано, плотность мощности подаваемого на поверхность излучения имела гауссово распределение по радиальной координате. Рассматривались следующие случаи: радиус светового пятна a составлял 0,7; 0,6; 0,5; 0,4; 0,3; 0,2; 0,1 и 0,05 мм, общая подаваемая мощность P равнялась 0,5; 0,7; 1; 2; 3; 4; 5; 6; 7; 8; 9 и 10 Вт.

В процессе решения в каждом узле (фрагменте) определялись температуры и компоненты вектора смещения. В качестве примера на рис. 2.3 показаны поля температур (рис. 2.3а) и поля осевых перемещений (рис. 2.3б). Для наглядности при изображении деформированной конфигурации кристалла перемещения в направлении вертикальной оси были увеличены в 100 раз.

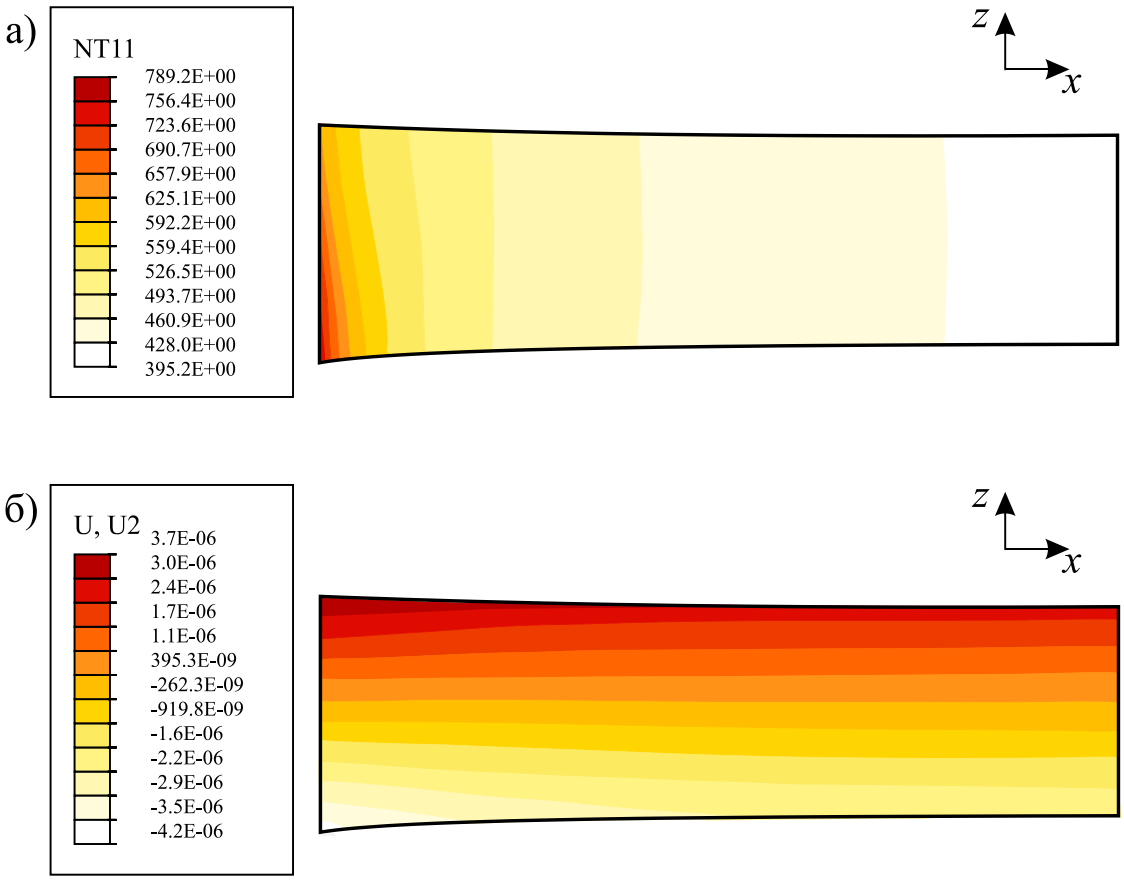


Рисунок 2.3 – Результат моделирования в «SIMULIA ABAQUS» полей температур (а) и осевых смещений (б)

Для дальнейшего анализа полученные данные аппроксимировались аналитическими функциями. Для распределения температуры использовалось выражение

$$T(r,z) = \zeta_0 + \zeta_1 r + \zeta_2 z + \zeta_3 r^2 + \zeta_4 rz + \zeta_5 z^2 + \zeta_6 xz^3 + \\ + \zeta_7 r^2 z + \zeta_8 rz^2 + \zeta_9 z^3 + \zeta_{10} r^4 + \zeta_{11} r^3 z + \zeta_{12} r^2 z^2 + \zeta_{13} rz^3 + \zeta_{14} z^4. \quad (2.10)$$

Выражение (2.10) обеспечивало высокую точность аппроксимации в области радиусом $r < 2a$, где a – радиус перетяжки.

Оценка кривизны верхней и нижней поверхностей деформированного кристалла описывались полиномами вида

$$l(r) = \sum_{n=0}^{4} b_{2n}\, r^{2n}. \quad (2.11)$$

Кроме того, из результатов моделирования в центрах торцевых поверхностей деформированного кристалла определялись радиусы кривизны R_f и R_b, где R_f – радиус кривизны деформации в центре ближайшего к источнику

возбуждения торца, а R_b – радиус соответствующий противоположному торцу кристалла.

Решение задач аппроксимации проводилось с использованием библиотеки **lmfit** языка программирования **python**. Пример результата аппроксимации температурного поля в кристалле показан на рисунке 2.4.

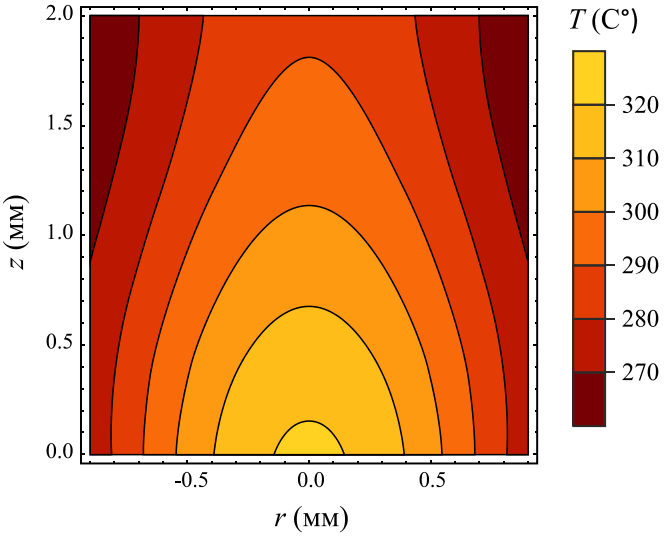


Рисунок 2.4 – Результат аппроксимации температурного поля в кристалле

Полученные температурные распределения (пример показан на рис. 2.4) по своей структуре аналогичны примерам известным из литературы [71-74]. Например, в работе [71] выполнены расчеты для случая продольной накачки кристаллов Nd^{3+}:YAG, Nd^{3+}:KGW и Yb^{3+}:YAG цилиндрической формы.

На рисунки 2.5 показаны графики зависимости максимальной температуры нагрева кристаллов Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe от мощности накачки при различных радиусах перетяжки. Видно, что максимальная температура нагрева Cr^{2+}:CdSe выше и существеннее зависит от радиуса перетяжки, что скорее всего связано с более низким коэффициентом теплопроводности.

По описанной методике были определены распределения температуры и радиусы кривизны деформации торцов кристаллов Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe для случаев, где радиус светового пятна *a* составлял 0,7; 0,6; 0,5; 0,4; 0,3; 0,2; 0,1 и 0,05 мм, а подаваемая мощность накачки *P* равнялась 0,5; 0,7; 1; 2; 3; 4; 5; 6; 7; 8; 9 и 10 Вт. Полученные данные использовались для определения фокусных расстояний наведенных тепловых линз.

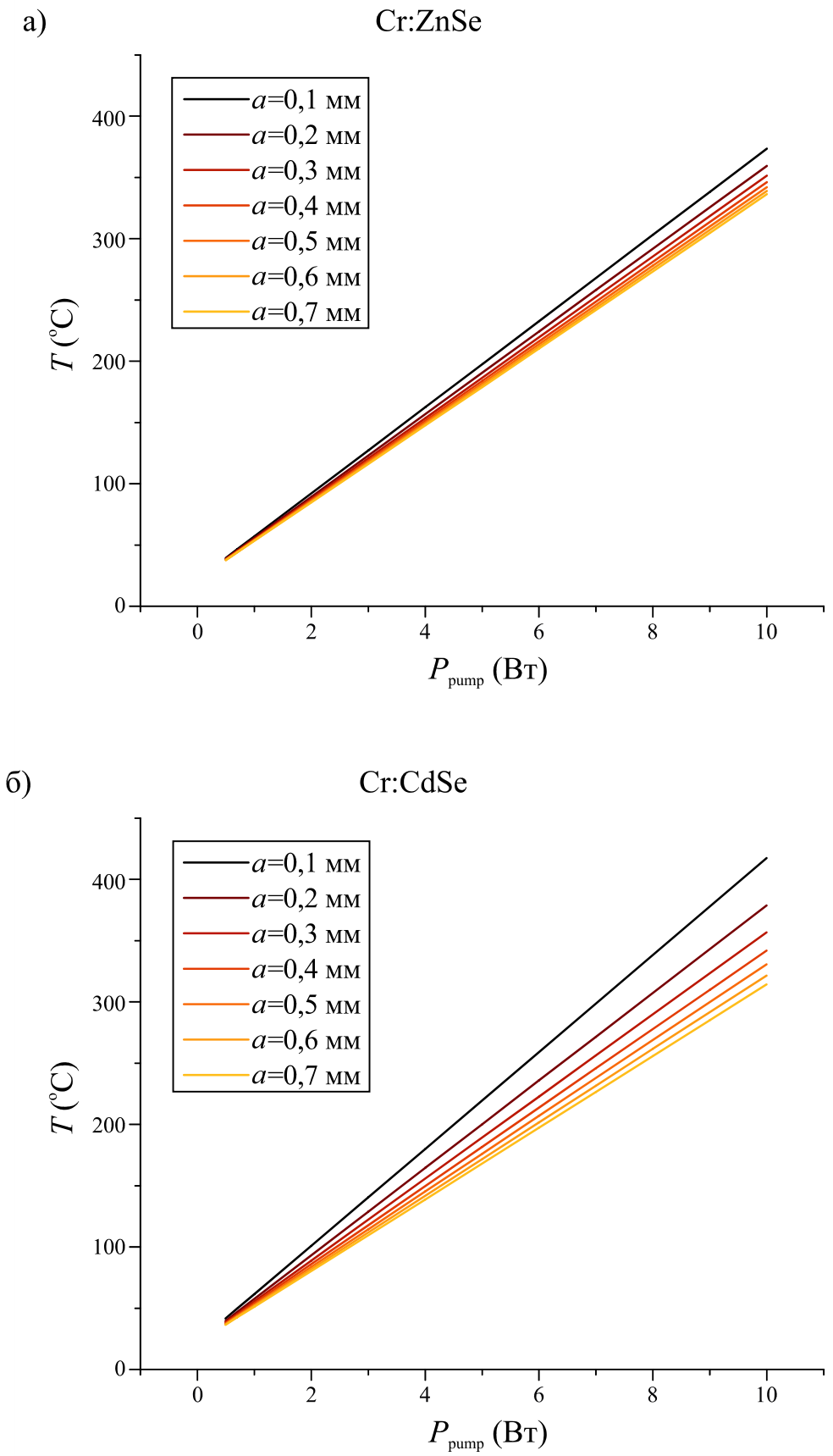


Рисунок 2.5 – Зависимости максимальной температуры нагрева кристаллов Cr^{2+}:ZnSe (a) и Cr^{2+}:CdSe (b) от мощности накачки

2.3 Оценка фокусных расстояний тепловых линз

Оценка фокусного расстояния тепловых линз в кристаллах Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe производилась при помощи метода матричной оптики [75, 81]. Радиальное распределение температуры, определяемое выражением (2.10), в окрестности центра кристалла, было аппроксимировано параболой по области с радиусом равным радиусу светового пучка a.

$$t_2(z) = \frac{3}{a^3}\left(\int_0^a T(r,z)dz - T(0,z)\cdot a\right), \tag{2.12}$$

$$T_{ap}(r,z) = T(0,z) + t_2(z)\cdot r^2, \tag{2.13}$$

где значение температуры вдоль оси системы $T_{ap}(r,z) = T(0,z)$.

При термооптическом эффекте зависимость показателя преломления от температуры можно представить в виде

$$n = \bar{n} + dn/dT\cdot T, \tag{2.14}$$

где $\bar{n}$ – коэффициент преломления при комнатной температуре. Подставив в (14) выражение (13), было получено выражение для коэффициента преломления

$$n(r,z) = \bar{n} + dn/dT\cdot(T(0,z) + t_2(z)\cdot r^2). \tag{2.15}$$

Вычисление разностей между коэффициентом преломления, полученным по формуле (2.15), и коэффициентом преломления, вычисленным с использованием распределения температуры $T(r,z)$, показало хорошую согласованность. На основании этого для описания прохождения излучения через кристалл применялось приближение линзоподобной среды с квадратичным распределением показателя преломления по радиусу [75]. Матрица прохождения через подобную среду с показателем преломления $\mathrm{n(z,r) = n_0(z) + 1/2\cdot n_s(z)\cdot r^2}$ имеет вид

$$G = \begin{pmatrix} cos\left(\sqrt{\frac{n_s}{n_0}}\cdot z\right) & -\sqrt{n_s n_0}\, sin\left(\sqrt{\frac{n_s}{n_0}}\cdot z\right) \\ \frac{1}{\sqrt{n_s n_0}} sin\left(\sqrt{\frac{n_s}{n_0}}\cdot z\right) & cos\left(\sqrt{\frac{n_s}{n_0}}\cdot z\right) \end{pmatrix}, \tag{2.16}$$

где z – расстояние, пройденное внутри среды. Для применения данной матрицы, показатель преломления был преобразован к виду

$$n_0(z) = \bar{n} + dn/dT \cdot T(0, z), \tag{2.17}$$

$$n_s(z) = dn/dT \cdot t_2(z). \tag{2.18}$$

При этом изменения показателя преломления вдоль оптической оси z аппроксимировалось ступенчатой функцией.

Влияние деформирования торцов кристалла на распространение излучения учитывалось при помощи матриц сферической границы раздела сред. В качестве радиусов кривизны использовались величины R_f и R_b.

Для определения фокусного расстояния тепловой линзы весь кристалл был разделен на 22 части (Рис. 2.6). Два выпуклых торца описывались матрицами сферической границы раздела сред с разными показателями преломления

$$L_f = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ (1 - n_f)/R_f & 1 \end{pmatrix}, \quad L_b = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ (n_b - 1)/R_b & 1 \end{pmatrix}, \tag{2.19}$$

где $n_f = n(0, 0)$ для ближнего к источнику накачки торца ($z = 0$) и $n_b = n(0, 2)$ для дальнего торца ($z = 2$ мм). Граница ($z = 0$) совпадала с границей ближнего торца кристалла в отсутствии нагрева (Рис. 5).

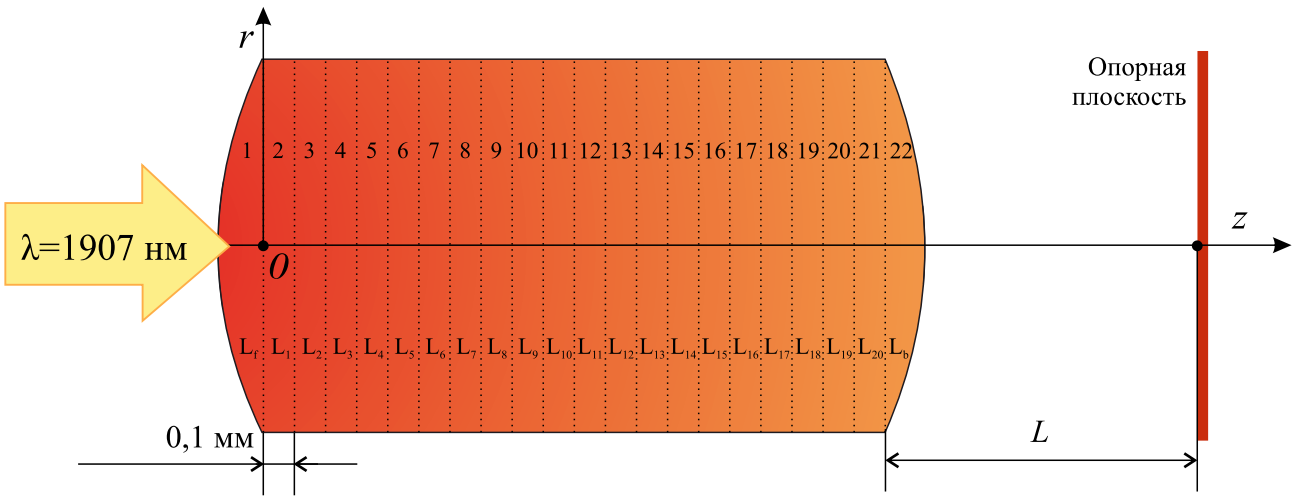


Рисунок 2.6 – Схема соответствия матриц фрагментам кристалла

Внутри кристалл был разделен на 20 слоев толщиной по 0.1 мм. Для каждого из слоев была определена матрица прохождения, где значения коэффициентов преломления определялись в начале каждого слоя. Например, для третьего слоя матрица прохождения равнялась

$$G = \begin{pmatrix} cos\left(\sqrt{\frac{n_s(z)}{n_0(z)}} \cdot d\right) & -\sqrt{n_s(z)n_0(z)}\ sin\left(\sqrt{\frac{n_s(z)}{n_0(z)}} \cdot d\right) \\ \frac{1}{\sqrt{n_s(z)n_0(z)}} sin\left(\sqrt{\frac{n_s(z)}{n_0(z)}} \cdot d\right) & cos\left(\sqrt{\frac{n_s(z)}{n_0(z)}} \cdot d\right) \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

где z = 0,2 мм, d = 0,1 мм. Следует заметить, что размерность $[n_s]$ = мм$^{-2}$.

Общая матрица прохождения через кристалл выглядела следующим образом:

$$O = L_b L_{20} L_{19} L_{18} L_{17} L_{16} L_{15} L_{14} L_{13} L_{12} L_{11} L_{10} L_9 L_8 L_7 L_6 L_5 L_4 L_3 L_2 L_1 L_f. \quad (2.21)$$

Для нахождения фокусного расстояния была выбрана опорная плоскость на расстоянии L после кристалла. Матрица прохождения лучей до опорной плоскости имела вид:

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & F \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot O. \quad (2.22)$$

Для нахождения фокусного расстояния решалось уравнение $A(F) = 0$, где F определяло расстояние, на котором фокусируются лучи после прохождения кристалла.

Результаты вычисления фокусных расстояний по формуле (19) при различных значениях подаваемой мощности накачки P и разных радиусах пучка накачки a представлены в таблицах 2 и 3 для кристаллов Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe соответственно. В столбцах 1 показаны результаты вычислений с учетом кривизны торцов (F_1), а в столбцах 2 без учета (F_2), то есть в случае, когда торцы кристалла считались плоскими, и матрицы L_b и L_f отсутствовали в выражении (8).

Видно, что фокусные расстояния тепловых линз в Cr^{2+}:CdSe образующиеся при возбуждении превосходят значения фокусных расстояний для кристалла Cr^{2+}:ZnSe. Это связано с относительно высокой теплопроводностью Cr^{2+}:ZnSe, что обеспечивает менее резкий градиент изменения температуры в кристалле, и одновременно, меньшим, чем у Cr^{2+}:CdSe, термооптическим коэффициентом. Кроме того, можно заметить, что с увеличением мощности накачки влияние радиуса перетяжки на величину тепловой линзы сокращается.

Таблица 2.1. Результаты моделирования для кристалла Cr:ZnSe

P(Вт)	F1(мм)						
	a=0,1(мм)	a=0,2(мм)	a=0,3(мм)	a=0,4(мм)	a=0,5(мм)	a=0,6(мм)	a=0,7(мм)
0,5	99,0318	382,284	834,189	1442,39	2193,74	3119,89	4165,09
0,7	70,633	272,935	595,69	1030,07	1566,68	2228,13	2974,61
1	49,3342	190,924	416,815	720,828	1096,39	1559,32	2081,75
2	24,4855	95,2448	208,129	360,047	547,715	779,035	1040,09
3	16,2025	63,3519	138,567	239,787	364,824	518,941	692,865
4	12,061	47,4055	103,786	179,657	273,378	388,894	519,254
5	9,57605	37,8378	82,9174	143,579	218,511	310,867	415,088
6	7,91939	31,4593	69,0052	119,528	181,933	258,847	345,644
7	6,736	26,9033	59,0681	102,348	155,806	221,692	296,041
8	5,84847	23,4864	51,6152	89,4629	136,211	193,824	258,839
9	5,15815	20,8288	45,8186	79,4417	120,97	172,15	229,905
10	4,60586	18,7028	41,1813	71,4246	108,778	154,811	206,757

Таблица 2.2. Результаты моделирования для кристалла Cr:ZnSe

P(Вт)	F2(мм)						
	a=0,1(мм)	a=0,2(мм)	a=0,3(мм)	a=0,4(мм)	a=0,5(мм)	a=0,6(мм)	a=0,7(мм)
0,5	103,071	410,777	920,381	1626,98	2519,64	3644,36	4928,18
0,7	73,5197	293,293	657,266	1161,94	1799,5	2602,81	3519,76
1	51,3564	205,179	459,931	813,162	1259,4	1821,65	2463,43
2	25,499	102,381	229,706	406,251	629,282	910,294	1231,06
3	16,8799	68,1145	152,964	270,614	419,242	606,51	820,268
4	12,5703	50,9815	114,594	202,796	314,223	454,617	614,872
5	9,98453	40,7018	91,5714	162,105	251,211	363,482	491,635
6	8,26067	33,8487	76,2233	134,978	209,203	302,725	409,477
7	7,02932	28,9537	65,2604	115,602	179,198	259,327	350,792
8	6,1058	25,2825	57,0384	101,069	156,694	226,779	306,779
9	5,3875	22,4272	50,6435	89,7666	139,191	201,464	272,547
10	4,81285	20,143	45,5276	80,7244	125,188	181,212	245,161

Таблица 2.3. Результаты моделирования для кристалла Cr:CdSe

P(Вт)	F1(мм)						
	a=0,1(мм)	a=0,2(мм)	a=0,3(мм)	a=0,4(мм)	a=0,5(мм)	a=0,6(мм)	a=0,7(мм)
0,5	23,6914	93,1631	205,345	357,738	547,282	782,472	1048,78
0,7	16,8276	66,4472	146,571	255,414	390,79	558,768	748,971
1	11,6796	46,4103	102,491	178,671	273,422	390,99	524,113
2	5,67287	23,0339	51,0637	89,138	136,493	195,25	261,78
3	3,66985	15,2417	33,9214	59,2938	90,8495	130,003	174,335
4	2,66775	11,3457	25,3504	44,3718	68,0282	97,3796	130,613
5	2,06601	9,00799	20,2078	35,4187	54,3355	77,8058	104,38
6	1,66443	7,44954	16,7795	29,45	45,2071	64,7567	86,8916
7	1,37724	6,33635	14,3308	25,1868	38,6869	55,436	74,3998
8	1,16153	5,50145	12,4942	21,9894	33,7968	48,4456	65,031
9	0,993463	4,85208	11,0659	19,5026	29,9935	43,0086	57,7443
10	0,858745	4,33258	9,92323	17,5132	26,9508	38,6591	51,9149

Таблица 2.4. Результаты моделирования для кристалла Cr:CdSe

P(Вт)	F2(мм)						
	a=0,1(мм)	a=0,2(мм)	a=0,3(мм)	a=0,4(мм)	a=0,5(мм)	a=0,6(мм)	a=0,7(мм)
0,5	24,3084	97,5956	218,941	387,169	599,68	867,409	1173,05
0,7	17,2688	69,6147	156,285	276,442	428,228	619,453	837,755
1	11,989	48,629	109,294	193,397	299,639	433,486	586,285
2	5,82857	24,1458	54,471	96,5119	149,619	216,525	292,905
3	3,77439	15,9847	36,1968	64,217	99,6124	144,205	195,111
4	2,74677	11,9042	27,0598	48,0696	74,6093	108,045	146,215
5	2,12977	9,45587	21,5776	38,3813	59,6075	86,3493	116,877
6	1,71806	7,82368	17,923	31,9225	49,6065	71,8855	97,3187
7	1,42367	6,65783	15,3125	27,3091	42,4629	61,5543	83,3484
8	1,20259	5,78346	13,3548	23,8492	37,1053	53,806	72,8708
9	1,03038	5,10339	11,8321	21,1582	32,9383	47,7795	64,7216
10	0,892378	4,55935	10,614	19,0054	27,0441	42,9585	58,2023

На графиках на рисунке 2.7 показаны зависимости значений фокусных расстояний F_1 от радиуса пучка и поглощенной мощности для Cr^{2+}:ZnSe (Рис 2.7а) Cr^{2+}:CdSe (Рис. 2.7б), которые были построены по данным таблиц 2.1 и 2.2. Они полностью соответствуют предварительным оценкам и аналогичным теоретическим и экспериментальным результатам, известным из литературы [76-80]. Например, в работе [76] было получено выражение, которое позволяет оценить фокусное расстояния тепловой линзы от мощности накачки и радиуса пучка накачки для кристалла Tm,Ho:YLF при аналогичной геометрии, и в упрощенном виде определяется как

$$F_{th} = \frac{\pi\, K_T\, a^2}{[\gamma + (1-\eta)]\eta_a P} \cdot \frac{1}{\left[\frac{dn}{dT} + n(1+\nu)\alpha_T\right]}, \qquad (2.23)$$

где P – подаваемая мощность накачки, a – радиус пучка накачки, K_T – коэффициент теплопроводности, η – квантовый выход люминесценции, ν – коэффициент Пуассона, α_T – коэффициент теплового расширения, n – показатель преломления, dn/dT – термооптическая постоянная, $\gamma = 1 - {}_p/\lambda_L$, ${}_p$ – длина волны излучения накачки, ${}_L$ – длина волны излучения генерации, $\eta_a = (1 - \exp[-k_\lambda l])$, – доля поглощаемой активным элементом мощности накачки, где k_λ – коэффициент поглощения. Из формулы видно, что фокусное расстояние обратно пропорционально мощности накачки и прямо пропорционально радиусу пучка, что аналогично полученным результатам (Рис. 2.7).

По данным таблиц также можно увидеть, что разница между фокусным расстоянием с учетом вклада деформации торцов уменьшается с возрастанием мощности. Однако если рассматривать процентное соотношение $J = |(F_2 - F_1)/F_1| \times 100\%$ (Рис. 2.8), то окажется, что в случае фиксированного значения радиуса пучка при разных мощностях процентный вклад деформации торцов постепенно возрастает с увеличением мощности, хотя это изменение незначительно. Из графиков также видно, что с увеличением радиуса перетяжки влияние кривизны торцов на величину тепловой линзы возрастает.

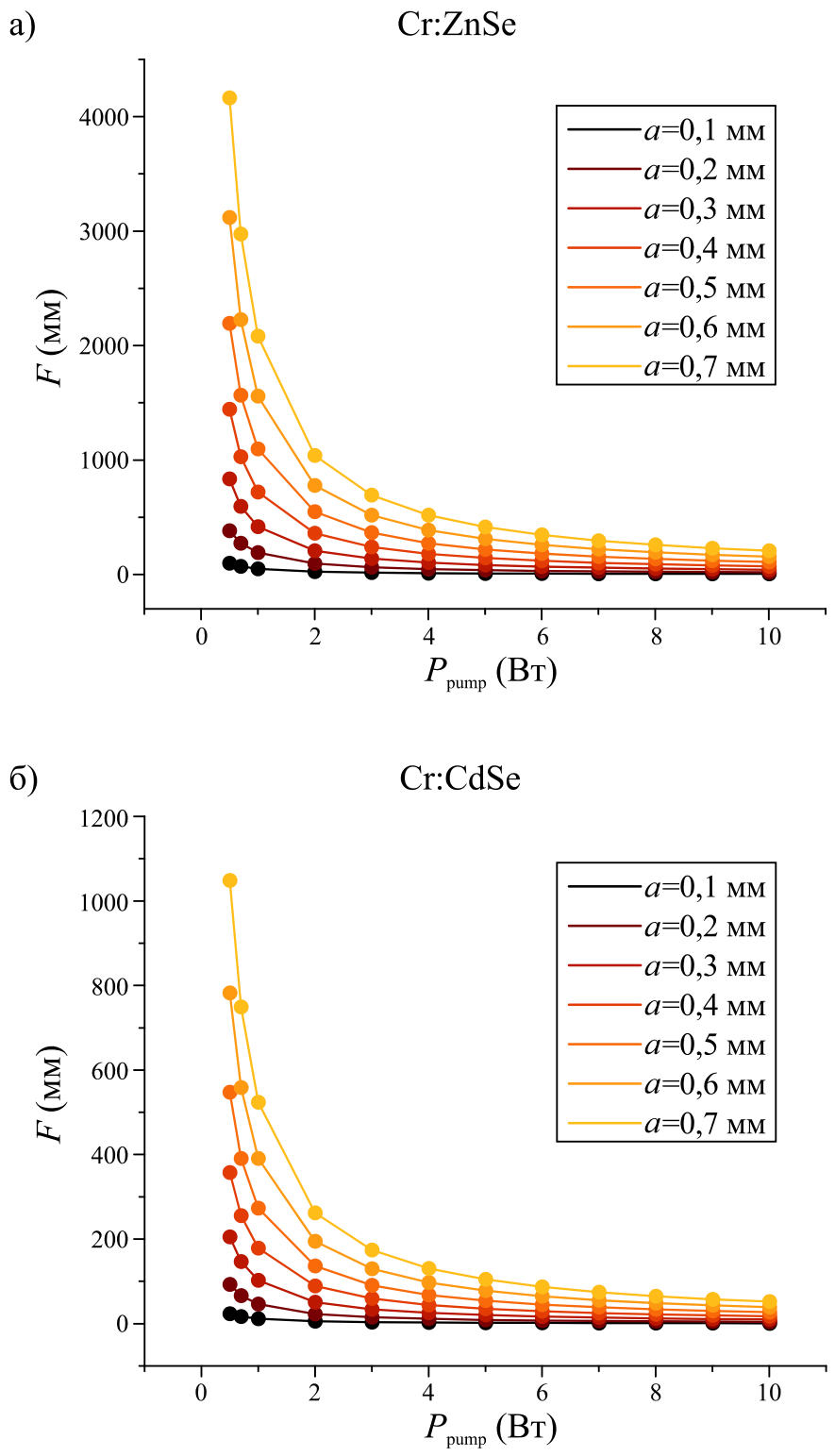


Рисунок 2.7 – Результаты вычисления фокусных расстояний тепловых линз для кристаллов Cr^{2+}:ZnSe (а) и Cr^{2+}:CdSe(б)

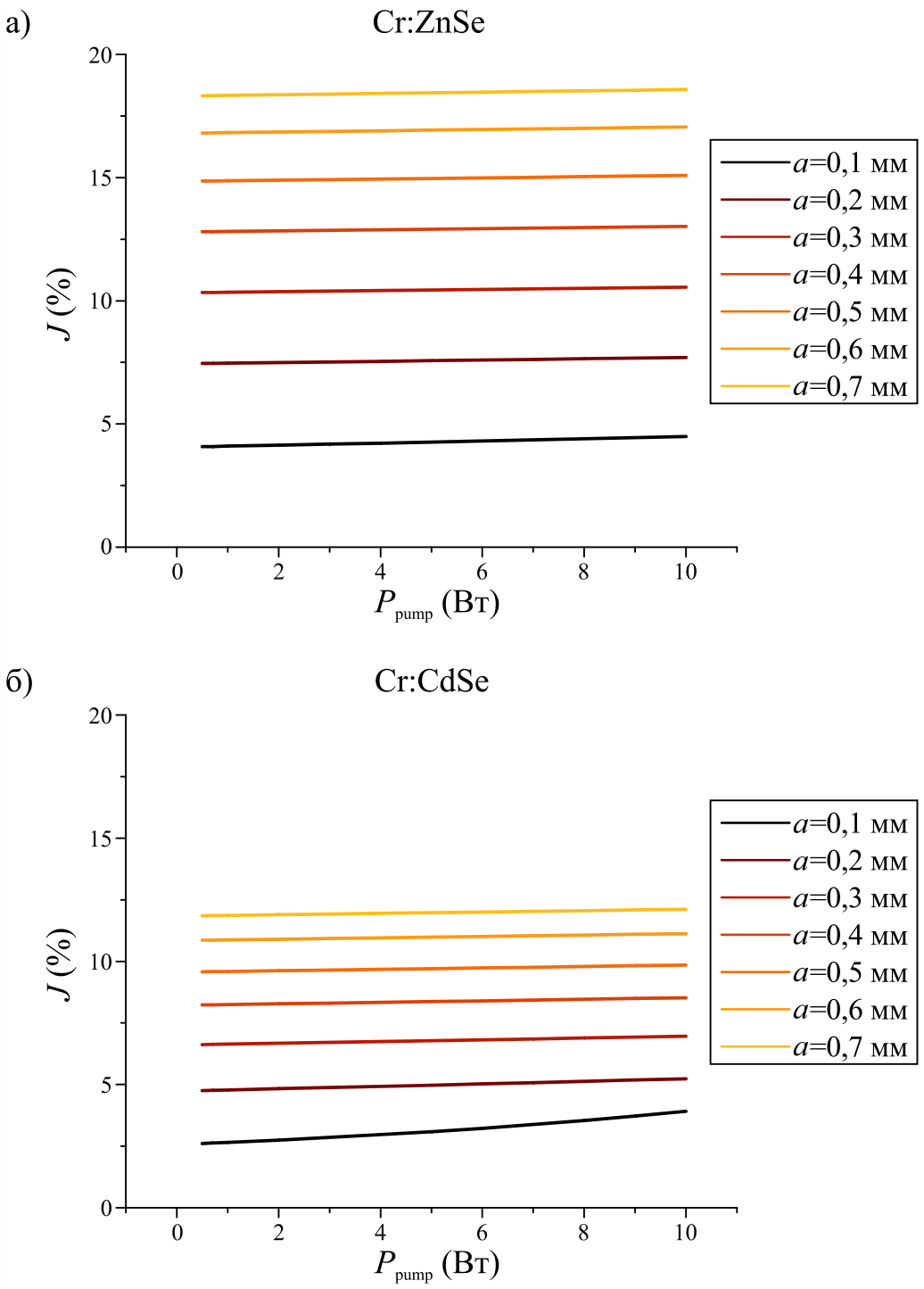


Рисунок 2.8 – Процентное соотношение J фокусных расстояний тепловых линз для кристаллов Cr^{2+}:ZnSe (а) и Cr^{2+}:CdSe(б)

2.4 Экспериментальная оценка фокусных расстояний тепловых линз

Для подтверждения достоверности теоретических вычислений было выполнено экспериментальное измерение фокусных расстояний тепловых линз в кристаллах Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe, которые образуются под воздействием лазерного излучения на длине волны 1907 нм.

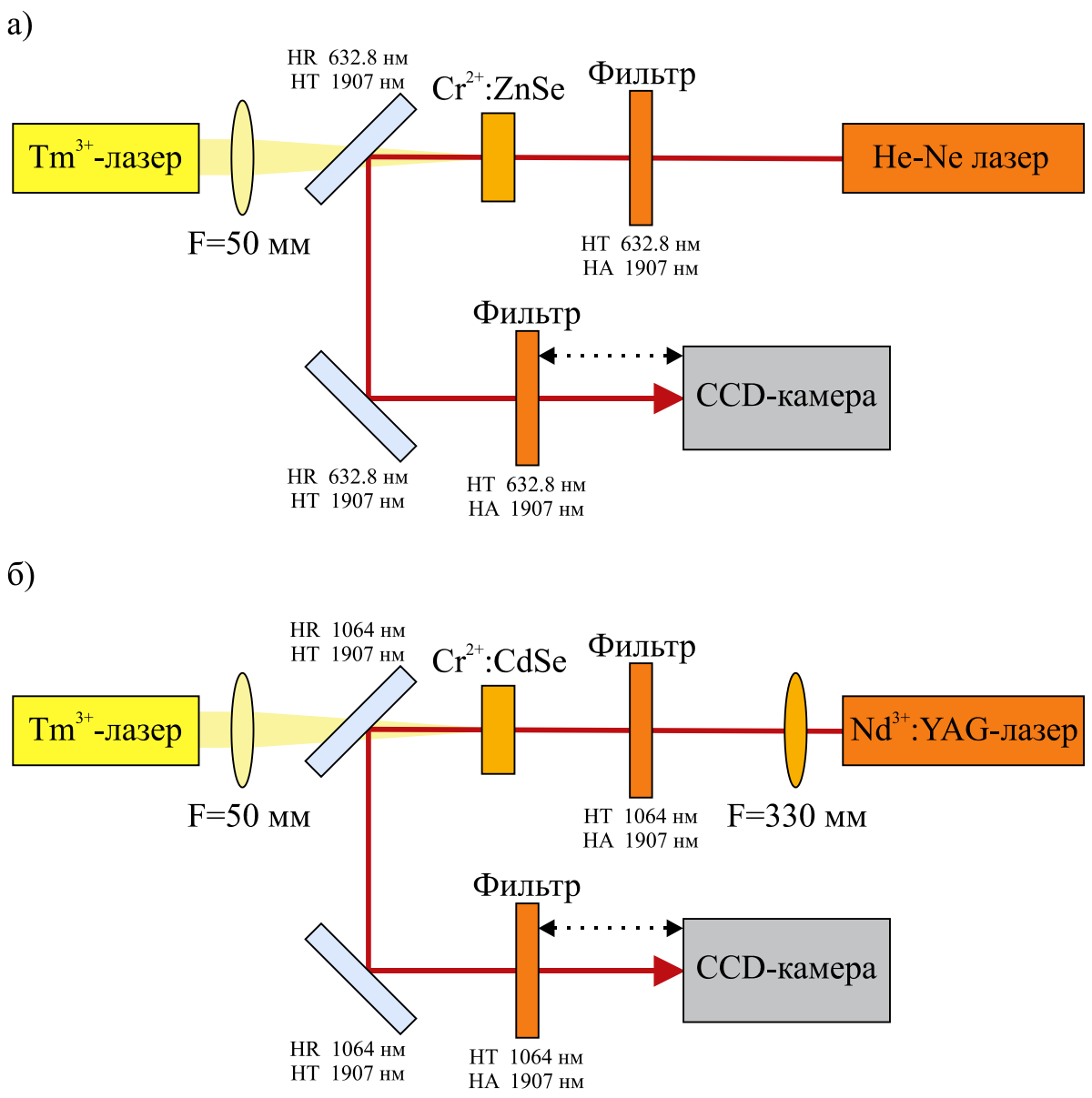


Рисунок 2.9 – Схемы измерений фокусных расстояний тепловых линз для кристаллов Cr^{2+}:ZnSe (а) и Cr^{2+}:CdSe(б)

На рисунке 2.9. представлены схемы измерений, выполненных для кристаллов Cr^{2+}:ZnSe(а) и Cr^{2+}:CdSe(б). Нагрев кристаллов осуществлялся волоконным тулиевым лазером, работающим на длине волны 1907 нм. Излучение лазера подавалось сквозь линзу с фокусным расстоянием F = 50 мм и поворотное дихроичное зеркало (HR 600 нм, HT 1900 нм). Радиус перетяжки пучка тулиевого лазера на поверхности кристалла приблизительно равнялся 300 мкм. С противоположной стороны на кристалл подавался луч зондирующего лазера, который отражался от дихроичного зеркала и затем регистрировался CCD-камерой (Pulnix TM 7CN). Луч накачки был совмещено с лучом

зондирующего излучения. Разница в схемах измерений для кристаллов Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe заключалась в расстоянии от кристалла до CCD камеры, которая в случае Cr^{2+}:CdSe находилась существенно ближе. В случае Cr^{2+}:ZnSe в качестве зондирующего источника использовался He-Ne лазер.

Так как кристалл Cr^{2+}:CdSe непрозрачен в оптическом диапазоне, то для этого кристалла использовался Nd^{3+}:YAG лазер с продольной диодной накачкой, излучение которого дополнительно коллимировалось линзой с фокусным расстоянием F=330 мм.

При помощи CCD-камеры определялось поперечное распределение плотности мощности зондирующего пучка. Положение самой камеры менялось вдоль направление распространения пучка, и таким образом распределения измерялись в разных сечениях. Для кристалла Cr^{2+}:ZnSe камера располагалась на расстоянии около 335-345 мм от исследуемого образца. Так как величина тепловой линзы в кристалле Cr^{2+}:CdSe значительно выше чем в Cr^{2+}:ZnSe, то в этой серии измерений CCD камера помещалась на расстоянии 125-135 мм от кристалла. Кроме положения камеры также варьировалось значения мощности накачки. Таким образом, были получены серии изображений поперечного распределения зондирующего пучка. На рисунке 2.10 показаны распределения, измеренные в одном из сечений для разных значений мощности для кристалла Cr^{2+}:ZnSe. На рисунке 2.11 показаны измеренные аналогичным образом распределения, полученные для кристалла Cr^{2+}:CdSe. Все изображения выполнены в одинаковом масштабе 6×6 мм. На каждом изображении указаны значения подаваемой мощности накачки на элемент в момент измерения.

На обоих изображениях видно, что с увеличением мощности накачки начинают проявляться искажения в поперечном распределении, вызванные нагревом активного элемента. При этом заметно, что в кристалле Cr^{2+}:CdSe тепловые искажения начинают активно проявляться при существенно более низких мощностях накачки.

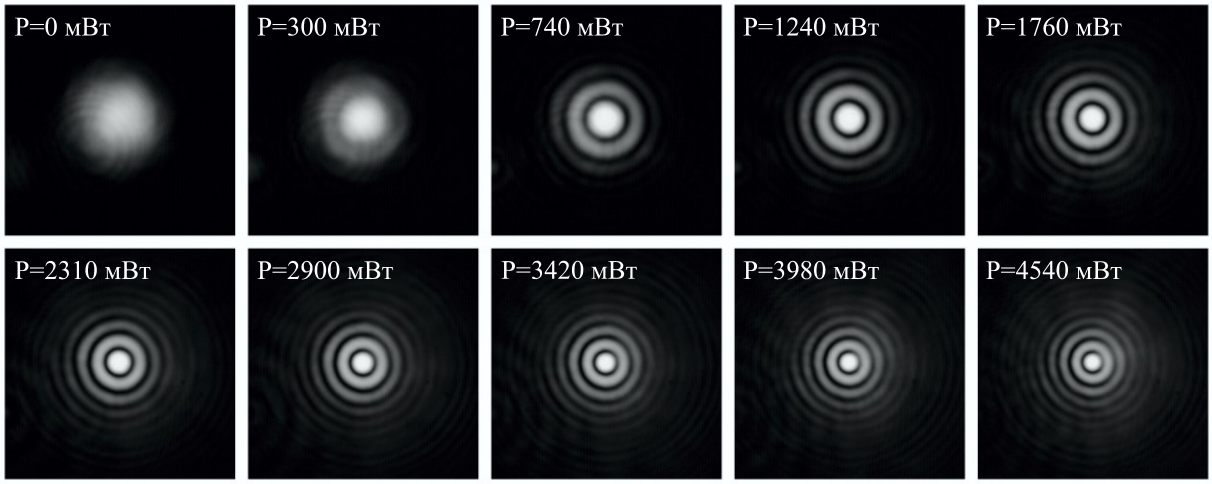


Рисунок 2.10 – Поперечное распределение плотности мощности зондирующего пучка He-Ne лазера после прохождения кристалла Cr^{2+}:ZnSe под воздействием накачки

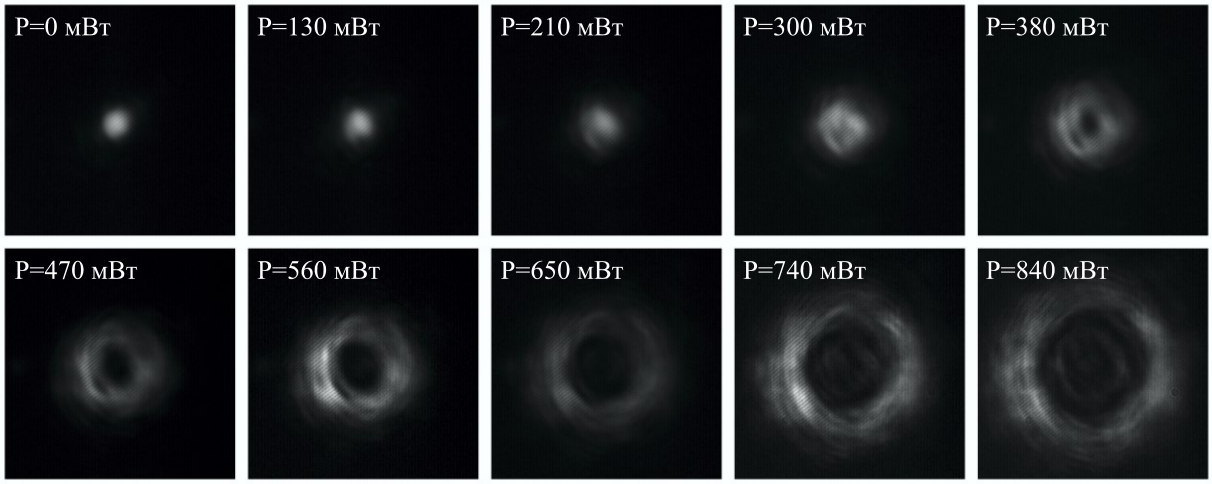


Рисунок 2.11 – Поперечное распределение плотности мощности зондирующего пучка He-Ne лазера после прохождения кристалла Cr^{2+}:CdSe под воздействием накачки

Анализ результатов производился при помощи метода матричной оптики. Было принято, что зондирующий пучок можно рассматривать как гауссов, комплексный параметр которого по определению выражается по формуле

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R(z)} + \frac{i\lambda}{\pi[a(z)]^2}, \tag{2.24}$$

где, $R(z)$ – кривизна волнового фронта, $a(z)$ – радиус гауссова пучка.

Оптический путь зондирующего пучка описывался произведением трех матриц (Рис.2.12):

$$M = \begin{pmatrix} 1 & L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/F & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - L_0/F & L_0 + L(1 - L_0/F) \\ -1/F & 1 - L/F \end{pmatrix}, \tag{2.25}$$

где L_0 – расстояние от плоскости, где волновой фронт зондирующего пучка считался плоским до кристалла, F – фокусное расстояние линзы, образующейся в кристалле, где L – расстояние от кристалла до матрицы CCD-камеры.

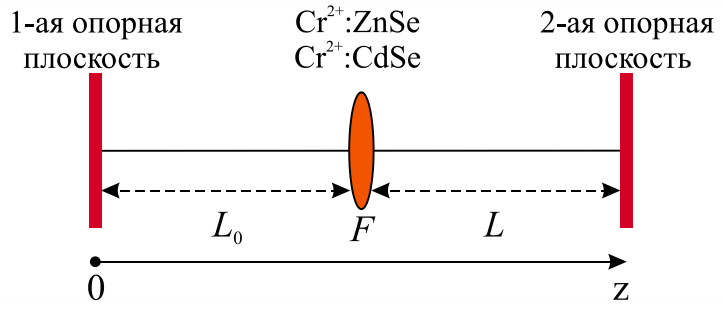


Рисунок 2.12 – Схема расчета

Расстояние L_0 определялось по радиусу зондирующего пучка в отсутствии накачки. Было принято, что в первой опорной плоскости пучок обладает плоским фронтом, то есть, радиус кривизны волнового фронта стремится к бесконечности. Тогда комплексный параметр пучка определяется как $1/q_0 = i\lambda/\pi {a_0}^2$. В отсутствии наведенной линзы, радиус пучка в зависимости от прошедшего расстояния определятся по формуле:

$$a(z) = a_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi {a_0}^2}\right)^2\right]^{1/2}. \tag{2.26}$$

Измерив радиус пучка в двух произвольных сечениях, первое из которых находится на расстоянии L от кристалла, а второе на расстоянии $L + \Delta L$, и решив систему уравнений

$$a_1 = a_0 \left[1 + \left(\frac{(L_0 + L)}{\pi {a_0}^2}\right)^2\right]^{1/2},$$

$$a_2 = a_0 \left[1 + \left(\frac{(L_0 + L + \Delta L)}{\pi {a_0}^2}\right)^2\right]^{1/2}, \tag{2.27}$$

$$L_0 > 0, a_0 > 0,$$

можно определить a_0 и L_0. Здесь a_1 и a_2 – определяемые экспериментально радиусы пучка в плоскостях соответствующих L и $L_1 + \Delta L$. В данном варианте пренебрегается изменением показателя преломления внутри кристалла из-за его малой в сравнении с другими расстояниями толщины (2 мм).

Далее по правилу ABCD и формуле 2.27 была определена зависимость радиуса зондирующего пучка от фокусного расстояния наведенной тепловой линзы, которая описывается формулой

$$a(L,F) = a_0\sqrt{(1-L_0/F)^2 + \left(L_0 + L(1-L_0/F)\right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 {a_0}^4}}\ , \qquad (2.28)$$

где a_0 и L_0 – решения системы (2.25), L – расстояние от кристалла до плоскости, в которой проводится измерение поперечного распределения зондирующего пучка (Рис. 2.13).

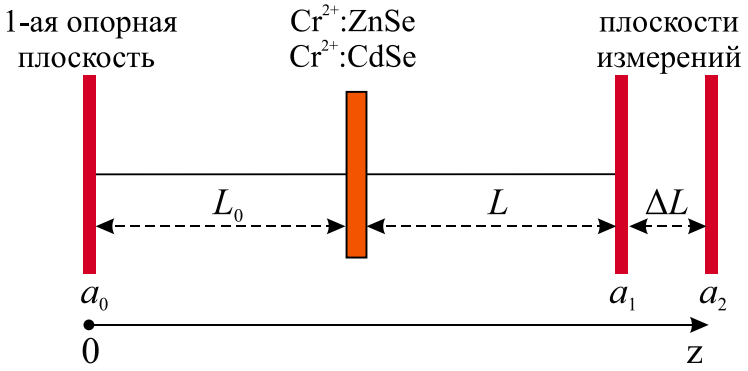


Рисунок 2.13 – Определение начальных параметров пучка L_0 и a_0

Для обработки результатов измерений по формуле 2.28 были построены семейства теоретических кривых $a_F(L)$ с разными фокусными расстояниями. Пример таких кривых показан на рисунке Рис.2.14, где показаны зависимости радиуса кривизны зондирующего пучка от расстояния L, при $F = 10^{18}$, 10^4, 10^3, 500, 300, 250 мм. Вариант, когда $F = 10^{18}$ мм соответствует случаю, когда мощность накачки равна 0, то есть когда тепловые искажения в кристалле отсутствуют.

Построенные теоретические зависимости $a_F(L)$ были сопоставлены с данными, полученными в ходе эксперимента. На рисунке 2.15 показаны примеры зависимостей радиуса пучка от расстояния, полученные для кристалла Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe соответственно. Непрерывные линии соответствуют теоретическим зависимостям, а пунктирные линии результатам эксперимента. Подбором параметра F (2.28) для теоретических кривых были сделаны оценки фокусных расстояний тепловых линз.

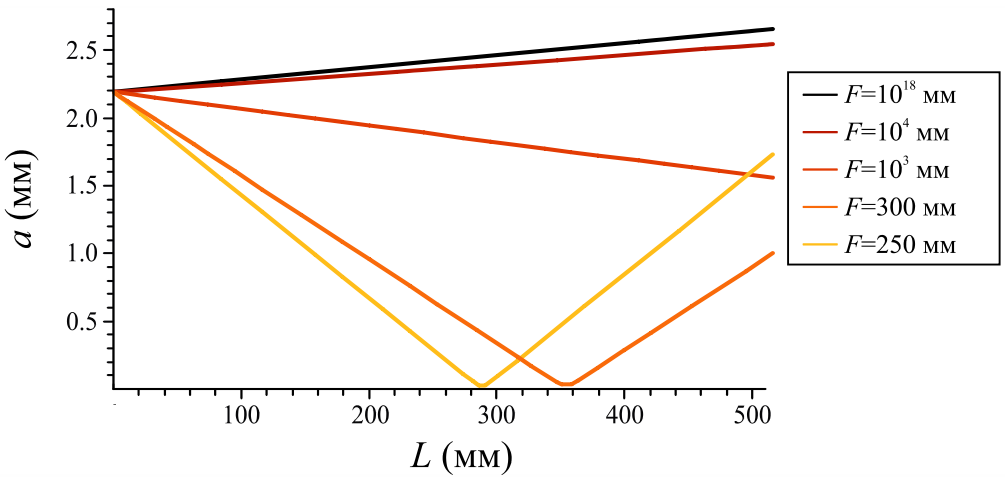
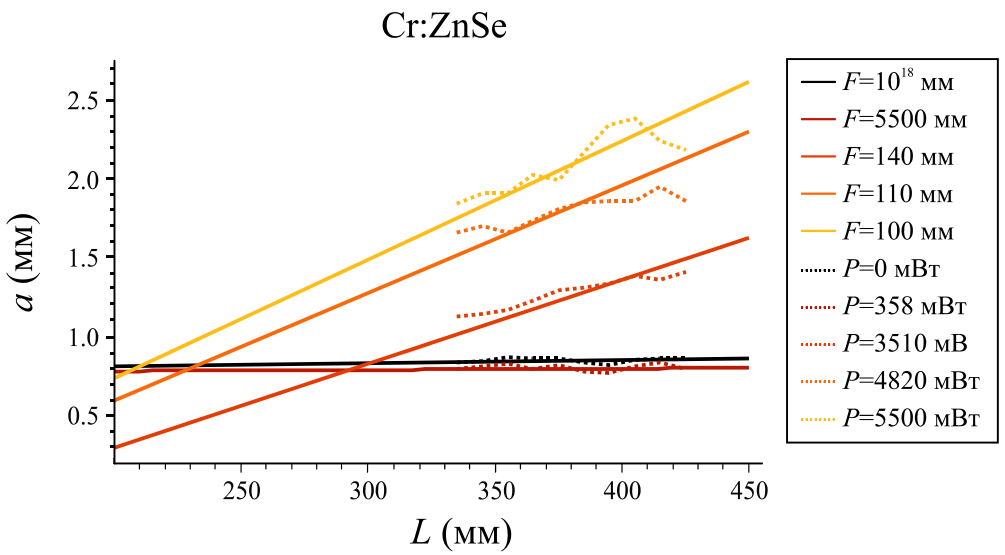


Рисунок 2.14 – Теоретический радиус зондирующего пучка $a_F(L)$ на опорной плоскости 2 в зависимости от расстояния L



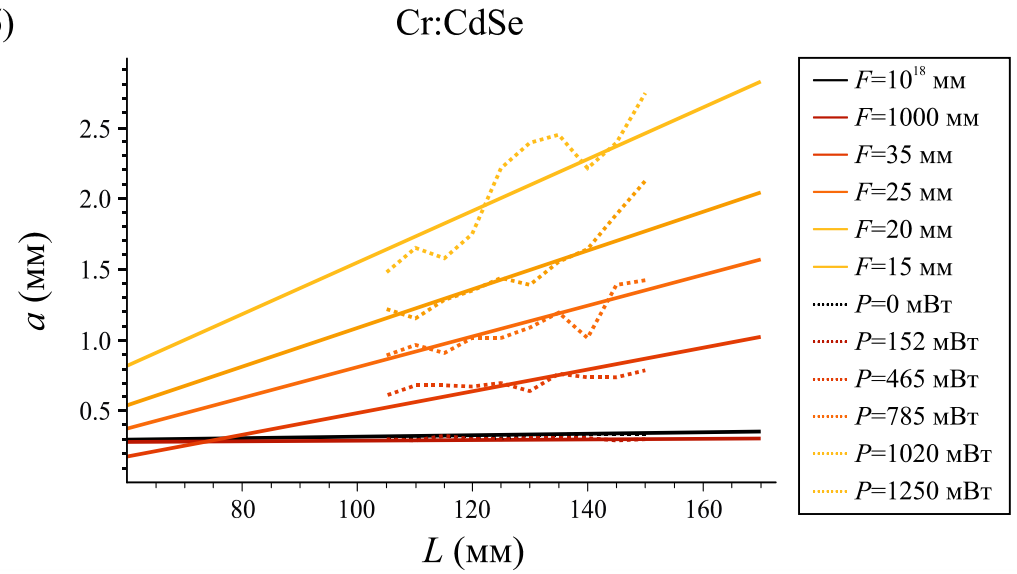


Рисунок 2.15 – Сопоставление экспериментальных измерений радиуса зондирующего пучка с теоретическими оценками для кристаллов Cr^{2+}:ZnSe(а) и Cr^{2+}:CdSe(б)

На рисунке 2.16 представлены результаты обработки экспериментов. На рисунке 2.16а показаны зависимости фокусного расстояния тепловой линзы в кристалле Cr^{2+}:ZnSe от подаваемой мощности. Она качественно соответствует результатам моделирования (Рис. 2.7.).

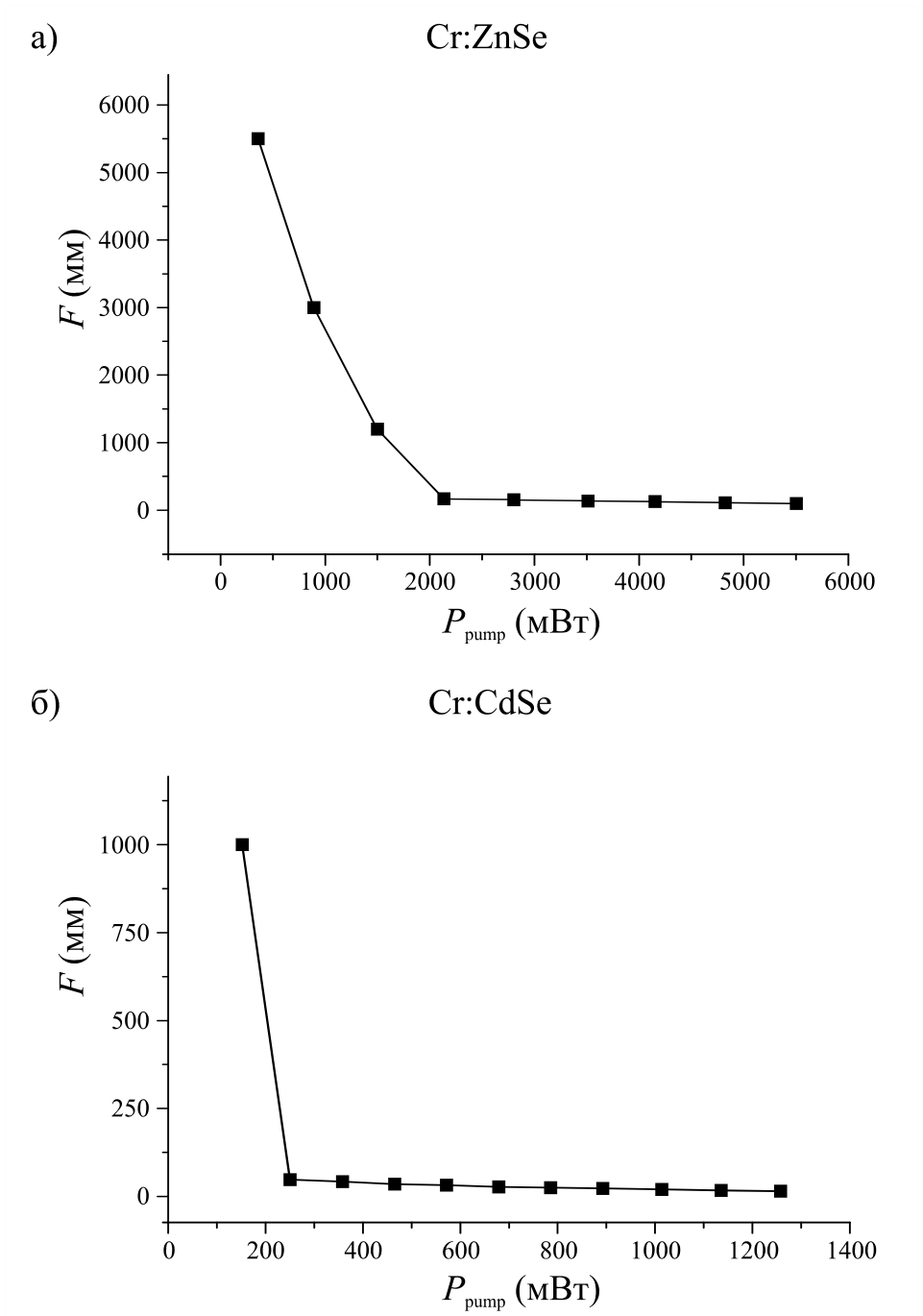


Рисунок 2.16 – Экспериментальные зависимости фокусных расстояний тепловых линз от подаваемой мощности накачки для кристаллов Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe

В случае кристалла Cr^{2+}:CdSe (Рис. 2.26б) даже подача малых мощностей накачки приводит к существенным искажениям в профиле зондирующего пучка.

Полученные в эксперименте значения для фокусного расстояния превосходят результаты моделирования. Это может быть объяснено следующими причинами:

1. Погрешность эксперимента. В ходе эксперимента в качестве зондирующего источника использовался твердотельный Nd:YAG лазер с продольной диодной накачкой. В силу высокой стоимости промышленных лазеров данная система была выполнена в лаборатории самостоятельно. К сожалению системы охлаждения активного элемента и накачки обладали погрешностью: ~1°C для кристалла Nd^{3+}:YAG и ~5°C для источника накачки. Это приводило к колебаниям уровня выходной мощности и размеров пучка в ходе эксперимента, что значительно снижает достоверность результатов. Одновременно, это сделало невозможным измерения радиусов пучка методом ножа, так как источник накачки перегревался. С другой стороны, малая апертура измерительной камеры сделала невозможным измерения радиуса пучка на больших расстояниях, что могло бы повысить достоверность результатов.

2. Погрешность аппроксимации. Так как нагрев активного элемент приводил к существенным искажениям в поперечном распределении зондирующего пучка, то оценка ширины пучка при помощи аппроксимации гауссовым распределением дает лишь условное представление о процессе.

3. Качество материала. Имевшийся в наличии образец кристалла Cr^{2+}:CdSe был использован в качестве активного элемента лазера с импульсной продольной накачкой. По этой причине нельзя исключить вероятность, что в ходе экспериментов была повреждена внутренняя структура кристалла, что привело к дополнительному нагреву.

4. Недостаточно точные физические константы. В настоящий момент монокристаллы Cr^{2+}:CdSe производятся лишь в нескольких лабораториях в мире, что делает этот материал относительно редким. С другой стороны, его физические свойства могут варьироваться в зависимости от способа производства. Например, как уже было выше сказано, в литературе приводятся разные значения для коэффициента теплопроводности.

Исходя из описанных выше факторов, приведенные экспериментальные данные по оценке фокусного расстояния тепловой линзы для кристалла Cr^{2+}:CdSe можно рассматривать только в качестве приближенной оценки.

2.5 Влияние тепловых искажений на устойчивость активных резонаторов

При помощи метода матричной оптики были определены зоны устойчивости резонаторов с активной средой в зависимости от общей длины резонатора и фокусного расстояния линзы внутри активного элемента. Так как используемые в экспериментах образцы Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe имели одинаковую толщину, и их показатели преломления сравнимы, а основное влияние на устойчивость резонатора оказывают тепловые искажения, то был рассмотрен обобщенный случай для элемента толщиной 2 мм с показателем преломления $n = 2{,}44$. На рисунке 2.17 показаны схемы рассматриваемых резонаторов. Они соответствуют резонаторам, которые были реализованы в дальнейших экспериментах.

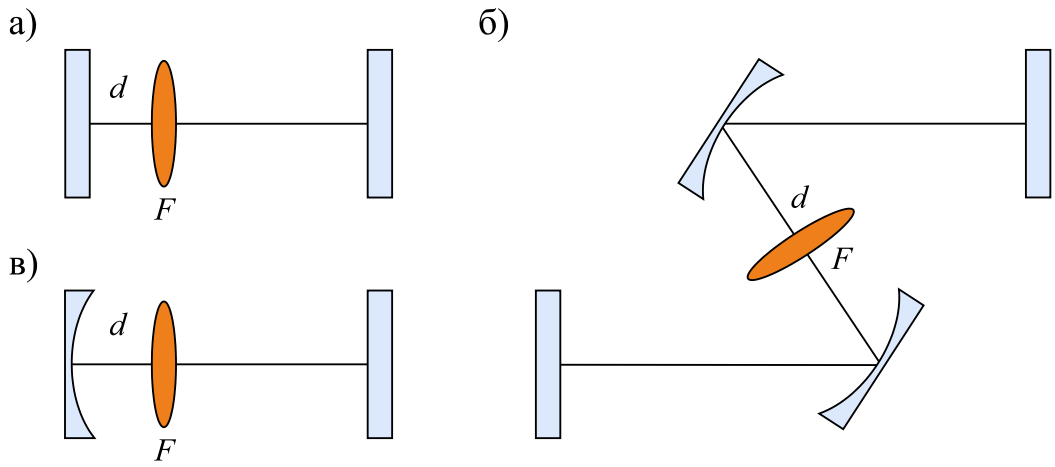


Рисунок 2.17 – Схемы резонаторов

Матрицы обхода резонаторов с опорной плоскостью, размещенной на активном элементе, могут быть записаны в следующем виде:

$$M=\begin{pmatrix}1 & 0\\ \frac{-1}{F_T} & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & L-d\\ 0 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & L-d\\ 0 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 0\\ \frac{-1}{F_T} & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & d\\ 0 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & d\\ 0 & 1\end{pmatrix}, \quad (2.29)$$

$$M=\begin{pmatrix}1 & 0\\ \frac{-1}{F_T} & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & d\\ 0 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 0\\ \frac{-2}{R} & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & d\\ 0 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 0\\ \frac{-1}{F_T} & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & L-d\\ 0 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & L-d\\ 0 & 1\end{pmatrix}, \quad (2.30)$$

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{F_T} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L-d}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L-d}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R} & 1 \end{pmatrix} \times$$
$$\times \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{F_T} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L-d}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L-d}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.31)$$

Формулы 2.29-2.31 соответствуют схемам а, б, и в на рисунке 2.17. Для всех схем F_T – фокусное расстояние тепловой линзы в активном элементе, L – общая длина резонатора, R – кривизна сферических зеркал, равная 50 мм для схемы b, и 100 мм для схемы с. Расстояние d обозначено на рисунках. Для схем а и b оно равняется 6 мм, и соответствует условиям экспериментов. Для с-схемы d обозначает расстояние между сферическими зеркалами, равное 10,2 мм.

По формулам 2.26-2.28 можно построить их области устойчивости из условия

$$|(A + D)/2| < 1, \quad (2.32)$$

а также определить радиус перетяжки Гауссова пучка [75, 88-89] на активном элементе внутри резонатора в зависимости от длины L и фокусного расстояния F_T

$$a_a = \sqrt{\frac{L}{\pi} \frac{4B}{4 - (A + D)^2}}. \quad (2.33)$$

Результаты расчета зон устойчивости по формулам 2.26-2.30 представлены на рисунке 2.18. Все эти конфигурации резонаторов хорошо известные из литературы [75, 81, 89]. Тем не менее, для обеспечения эффективной лазерной генерации необходимо выполнить условия согласования размера пучка накачки и моды генерации на активном элементе, поэтому важно определить, как формирование тепловой линзы влияет на поперечные размеры моды в конкретном конфигурации.

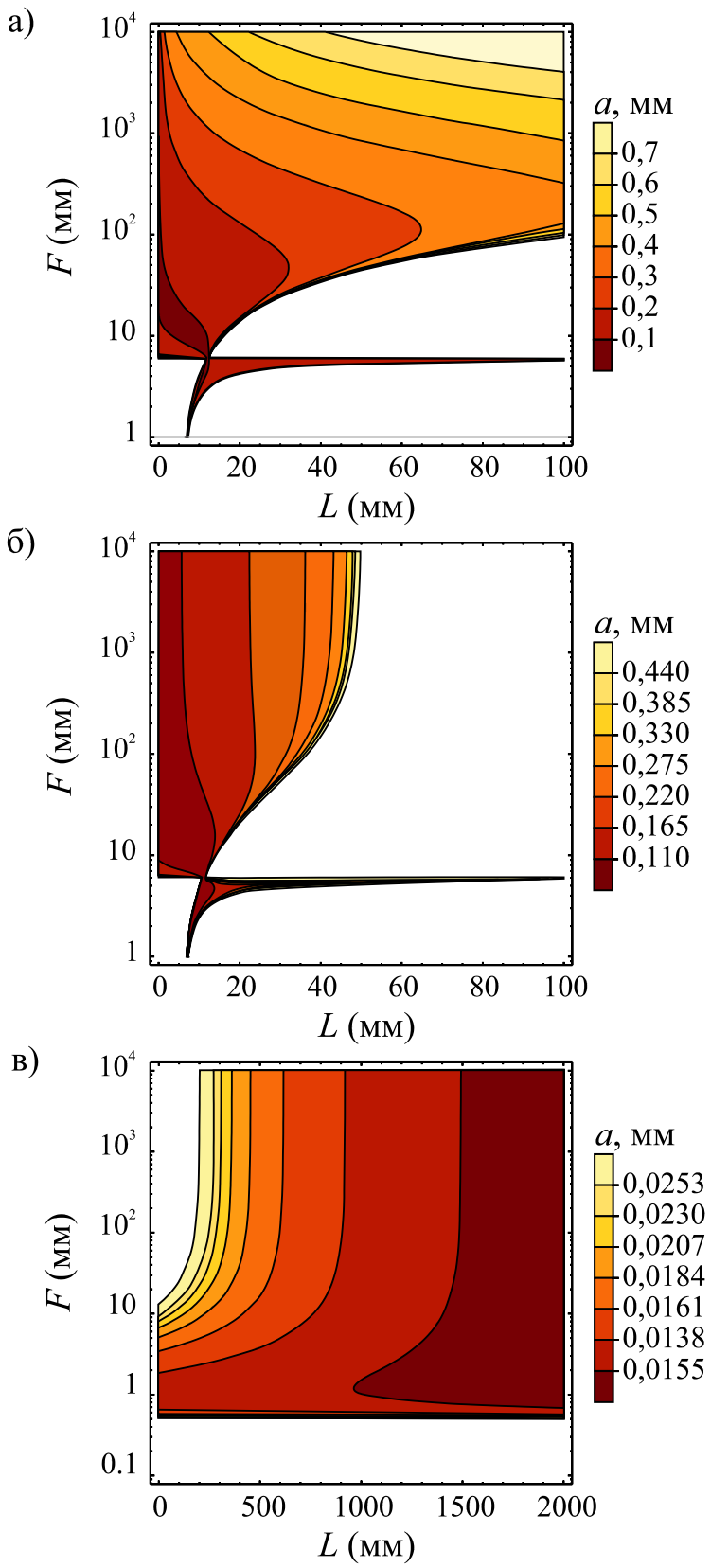


Рисунок 2.18 – Зоны устойчивости резонаторов

По результатам моделирования тепловых искажений, а также по оценкам, полученных в эксперименте, предсказываемые значения тепловых линз в кристаллах Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe будут менее 100 мм и 10 мм соответственно. При нагреве элементов рабочая точка будет двигаться вниз по диаграммам зон устойчивости (Рис. 2.18). На рисунке 2.18а показан случай для активного элемента, помещенного в резонатор Фабри-Перо. Видно, что при нагреве Cr^{2+}:CdSe, резонатор будет выходить из зоны устойчивости, и работа возможна только при малых значениях длины резонатора. Кроме того, из этой диаграммы видно, что при изменении мощности накачки, а значит, фокусного расстояния линзы, будет значительно меняться радиус активной моды. Это означает, что для обеспечения эффективной генерации в резонаторе будет необходимо постоянно подстраивать систему подачи оптической накачки, чтобы обеспечить согласование области усиления в кристалле с основной модой резонатора.

В случае резонатора со сферическим зеркалом (Рис. 2.17б, Рис 2.18б) зона устойчивости значительно уже по параметру *L*. Тем не менее, при нагреве кристалла будет сохраняться приблизительно одинаковое значение радиуса моды резонатора на активном элементе, что позволит обеспечить более стабильную генерацию. При этом возможная длина резонатора не будет превышать ~ 55 мм, что затруднит дальнейшее возможное использование дополнительных оптических элементов.

Наиболее перспективным схемным решением видится третий вариант z-образным резонатором (Рис. 2.17в, Рис 2.18в). Во-первых, в данном случае возможно значительное изменение длины резонатора, что позволяет использование различных дополнительных дифракционных элементов. При этом данная конфигурация обладает тем же преимуществом, что и резонатор b, то есть при изменении мощности на большом диапазоне, радиус моды остается относительно неизменным, хотя при больших мощностях резонатору, скорее всего будет требоваться дополнительная юстировка источника накачки.

Следует отметить, что если полученные из моделирования оценки для кристалла Cr^{2+}:CdSe соответствуют действительности (таблицы 2.3-2.4), и

фокусные расстояния для тепловых линз достигают значение менее 1 мм, на элементе с данными параметрами будет затруднительно получить стабильную генерацию в непрерывном режиме возбуждения, особенно если дополнительно учесть эффекты астигматизма.

2.6 Выводы

В настоящей главе проведено моделирование тепловых линз, образующихся в активных кристаллах Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe в стационарном процессе нагрева из-за воздействия излучения от непрерывного лазерного источника накачки с длиной волны генерации 1907 нм. Расчет был осуществлен для реальных имеющихся в наличии образцов кристаллов дисковой формы диаметром 12,5 мм и толщиной 2 мм в случае, когда лазерное излучение подавалось в центр одного из торцов элемента и имело поперечное гауссово распределение. При этом варьировалась величина мощности подаваемого лазерного излучения, а также радиус пучка.

Методом конечных элементов при помощи пакета SIMULIA ABAQUS были проведены расчеты распределений температуры внутри объема материалов и деформации объема. Исходя из полученных результатов о температурных распределениях внутри кристаллов и деформации формы их верхней и нижней поверхностей, была сделана оценка фокусных расстояний наводимых тепловых линз внутри материалов при помощи метода матричной оптики. После этого были определены зависимости значений фокусных расстояний от радиуса пучка и подаваемой мощности накачки, которые согласуются с моделями, известными из литературы.

На основании проведенных расчетов выявлено, что из-за высокого значения термооптической постоянной в кристаллах формируются сильные тепловые линзы, которые оказывают существенное влияние на устойчивость лазерного резонатора. Установлено, что при аналогичных физических условиях фокусные расстояния наводимых тепловых линз, образующихся в кристалле Cr^{2+}:CdSe, значительно превосходят значения фокусных расстояний для кристалла Cr^{2+}:ZnSe.

Показано, что при образовании тепловой линзы для обоих кристаллических материалов вклад тепловых деформаций существенно ниже, чем вклад термооптического эффекта. Одновременно установлено, что вклад деформации торцов в величину фокусного расстояния уменьшается с возрастанием мощности. Однако если рассматривать процентное соотношение, то в случае фиксированного значения радиуса пучка при разных мощностях процентный вклад деформации торцов приблизительно одинаковый, при этом влияние тепловой деформации на фокусное расстояние тепловой линзы возрастает при увеличении радиуса пучка.

В дополнение к теоретическим расчетам методом зондирующего пучка были экспериментально измерены зависимости фокусных расстояний тепловых линз для образцов кристаллов Cr^{2+}:CdSe и Cr^{2+}:ZnSe от мощности лазерного излучения, подаваемого на образцы. При этом параметры кристаллов и лазерного источника соответствовали модельной задаче. Результаты измерения показали качественное соответствие с полученными теоретическими результатами.

ГЛАВА 3. Cr:ZnSe лазер с z-образным резонатором

3.1 Постановка задачи

Лазерные системы z-образной геометрии находят широкое применение при решении различных задач лазерной техники, в том числе для ИК-диапазона [82, 83]. Впервые подобные схемы стали применятся в лазерах на красителях (в непрерывном режиме генерации) из-за малой длительности времени жизни на верхнем уровне (~5 нс) [84]. Это связано с тем, что при продольной накачке для эффективного преобразования излучения необходимо обеспечить пространственное согласование объемов генерирующей моды и области возбуждения. С другой стороны, скорость накачки, которая пропорциональна плотности мощности, а значит, обратно пропорциональна объему возбуждаемой области, должна превышать скорость излучательной релаксации верхнего уровня рабочего перехода. Это означает, что с одной стороны важно, чтобы объем моды лазерного резонатора был сопоставим с областью возбуждения, а с другой стороны желательно, чтобы плотность мощности накачки была высока. Уменьшить поперечное сечение моды резонатора на кристалле возможно при помощи включения в конфигурацию резонатора линз и зеркал с кривизной.

Здесь предпочтительнее применение зеркал, так как это уменьшает оптические потери в сравнении с линзами. Самым простым вариантом здесь могут стать двухзеркальные резонаторы, где одно из зеркал является сферическим, но в таком случае длина устойчивого резонатора ограничена фокусным расстоянием зеркала, при этом длиннофокусные линзы не позволяют добиться узкой перетяжки внутри кристалла. Z-образная конфигурация резонатора обеспечивает низкий порог генерации за счет малого объема лазерной моды в активном элементе. При этом в расположенных между плоскими и сферическими зеркалами плечах резонатора, пучок лазерного излучения близок к коллимированному, что позволяет вы размещать в них дополнительные оптические элементы [85], а также при необходимости значительно увеличивать длину резонатора. По этой причине подобные схемы преимущественно

применяются для создания систем, работающих в режиме синхронизации мод [86, 87].

Значительные трудности при построении оптической схемы квантового генератора с z-образной геометрией резонатора заключаются в юстировке и согласовании между собой большого числа оптических элементов. Кроме того, наличие в схеме сферических зеркал приводит к формированию астигматического пучка, а тепловая линза, наводимая в активном элементе, сильно ограничивает максимальную выходную мощность и пагубно влияет на стабильность параметров генерации [88-94]. В результате недостаточного согласования лазерная система сильно теряет в эффективности, тем самым ограничивается диапазон возможных применений. Существующие теоретические модели и численные расчеты устойчивости резонатора на основе матричной оптики несколько облегчают задачу инженера-оптика, ограничивая диапазон варьирования геометрических параметров [88-94]. Однако, экспериментальных работ, подтверждающих справедливость выводов, сделанных на основе этих моделей, а также очерчивающих границы их применимости, выполнено очень немного [93].

Данная глава посвящена созданию Cr^{2+}:ZnSe лазера с четырехзеркальным z-образным резонатором и работающего в непрерывном режиме генерации, а также исследованию его устойчивости и поиску оптимальной по уровню выходной мощности конфигурации.

3.2 Решение балансных уравнений для Cr:ZnSe лазера с z-образным резонатором и непрерывной продольной накачкой

В качестве предварительных оценок для исследуемой системы был выполнен расчет балансных уравнений. Как было описано в обзоре активные кристаллы Cr^{2+}:ZnSe можно рассматривать как квазичетырехуровневые среды (Рис. 3.1).

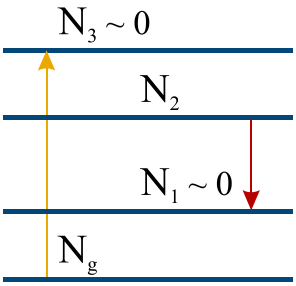


Рисунок 3.1 – Схема энергетических уровней

Если принять, что релаксация с уровней 3 и 1 происходит пренебрежимо быстро, то балансные уравнения для ионов Cr^{2+} можно записать в следующем виде [55, 95-96]:

$$\begin{gathered} N_g + N_2 = N_{Cr}, \\ N_1 = N_3 = 0, \\ \dot{N}_2 = W_p - BqN_2 - N_2/\tau\,, \\ \dot{q} = V_a BqN_2 - q/\tau_r, \end{gathered} \tag{3.1}$$

где N_{Cr} – полное число активных атомов, N_g – населенность на основном уровне, N_1, N_3 – населенности на верхних колебательных уровнях, N_2 – населенность на верхнем уровне лазерного перехода, q - полное число фотонов в резонаторе, W_p – скорость накачки, τ_r – время жизни фотона в резонаторе, τ – время жизни на верхнем лазерном уровне, V_a – объем моды генерации, B – параметр вынужденного излучения.

Время жизни фотона в резонаторе τ_r определяется его конфигурацией и равняется

$$\tau_r = \frac{-2L^*}{c\,\ln[R_1\,R_2(1-T_r)^2]}, \tag{3.2}$$

где $L^* = L + (n-1)l$ – полная оптическая длина резонатора, L – длина резонатора, n – показатель преломления активного элемента, l – длина активного элемента, c – скорость света, R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал, T_r – дифракционные потери в резонаторе за 1 проход.

Скорость накачки W_p определяется по формуле

$$W_p = \frac{\eta_p P_{pump}}{V_m h v_p}, \tag{3.2}$$

где η_p – КПД накачки, P_{pump} – мощность накачки, V_m – объем активной среды, h– постоянная Планка, v_p – разность частот между основным и верхним лазерным уровнем. Так как рассматривается случай для продольного оптического возбуждения, V_m находилось как объем среды, возбуждаемый источником накачки $V_m = \pi {a_p}^2 l\ /4$, где a_p – радиус пучка накачки на активном элементе. КПД накачки определяется как произведением

$$\eta_p = \eta_t \eta_a \eta_q \eta_b, \tag{3.3}$$

где η_t – доля подаваемой на элемент оптической мощности, и определяет потери на отражение от кристалла, будет принята за 1, η_a – доля поглощенной активным элементом мощности, которая определяет по коэффициенту поглощения $\eta_a = (1 - \exp[-k_\lambda l])$, k_λ – коэффициент поглощения, $\eta_q = \varsigma\, \lambda_p / \lambda_l$ – КПД преобразования поглощенной мощности в излучения, где ς – квантовая эффективность. Коэффициент η_b определяет согласование моды генерации и пучка накачки для случая продольной лазерной накачки, когда накачка имеет гауссов профиль [95, 96], и находится по формуле

$$\begin{gathered} \eta_b = \frac{2\, {a_l}^2}{{a_l}^2 + {a_p}^2},\ a_a < a_p, \\ \eta_b = 1,\ a_l \geq a_p. \end{gathered} \tag{3.4}$$

Объем моды генерации определяется как

$$V_a = \pi {a_l}^2 l\ /4\,, \tag{3.5}$$

где a_l – радиус перетяжки Гауссова пучка на активном элементе внутри резонатора с распределением по полю $E = A\exp[-r^2/{a_l}^2]$ [95].

Параметр вынужденного излучения B находится по формуле

$$B = \frac{\sigma l \mathrm{c}}{V_a L^*} = \frac{\sigma \mathrm{c}}{V}, \tag{3.6}$$

где $V = (L^*/l)\, V_a$ – эффективный объем моды резонатора, σ – сечение перехода.

Выходная мощность излучения лазера P определяется по числу фотонов q

$$P = \ln\left[\frac{1}{1 - T_{OQ}}\right]\frac{c}{2L^*}hv_{las}q, \tag{3.7}$$

где T_{OQ} – коэффициент пропуская выходного зеркала.

На рисунке 3.2 показано условное изображение исследуемой системы, а также ее эквивалентная схема. Активный элемент был расположен между двумя сферическими зеркалами с фокусным с кривизной $R = 100$ мм. Толщина кристалла составляла $l = 2$ мм, а его показатель преломления $n_m = 2{,}44$. Расстояние d соответствовало расстоянию между сферическими зеркалами. Расстояние L – общая длина резонатора.

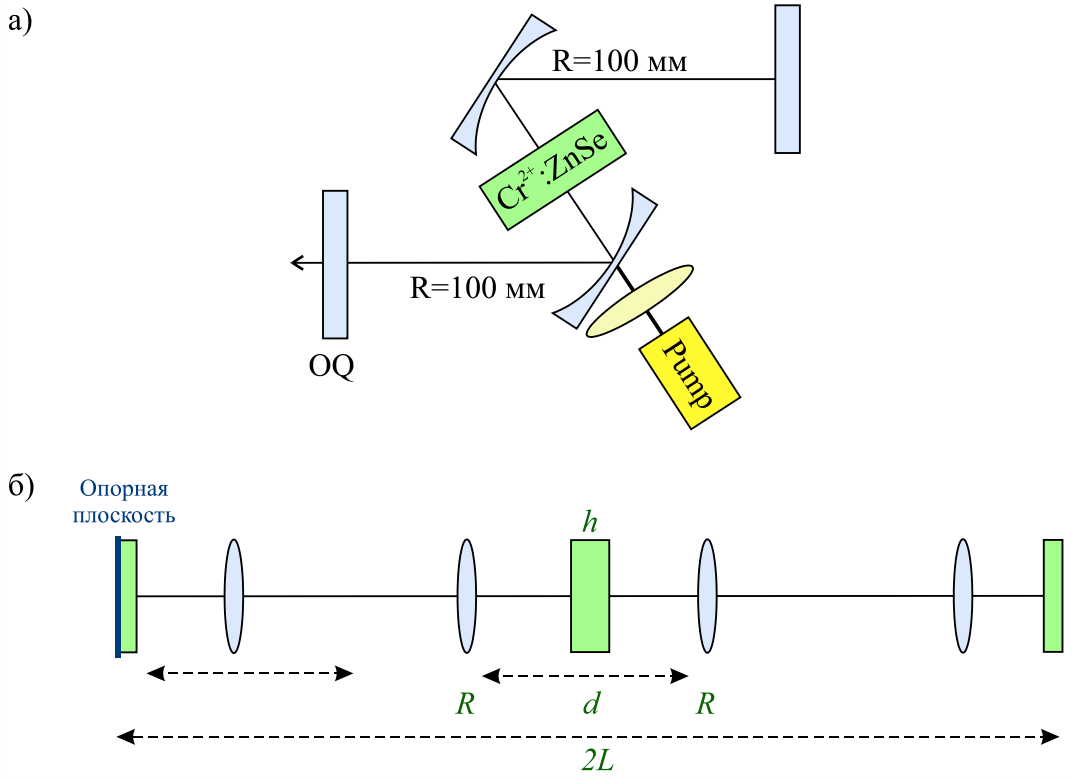


Рисунок 3.2 – Схема Cr^{2+}:ZnSe лазера

Было принято, что генерация в лазере осуществляется на главной поперечной TM_{00} моде. Тогда при помощи метода матричной оптики можно определить радиус основной моды внутри резонатора на кристалле. Если пренебречь астигматизмом сферических зеркал матрица полного обхода резонатора с опорной плоскостью, расположенной в центре кристалла будет определяться по формуле [75, 88, 89]

$$M=\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{l}{2n_m} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & \frac{d-l}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R} & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & L-d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R} & 1 \end{pmatrix}\times$$
$$\times\begin{pmatrix} 1 & \frac{d-l}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & \frac{l}{n_m} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & \frac{d-l}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R} & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & \frac{d-l}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & \frac{l}{2n_m} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

Отсюда можно определить области устойчивости резонатора,

$$|(A+D)/2| < 1, \quad (3.9)$$

а также радиус перетяжки Гауссова пучка [75, 89] на активном элементе внутри резонатора

$$a_a = \sqrt{\frac{\lambda_L}{\pi}\frac{4B}{4-(A+D)^2}}, \quad (3.10)$$

где λ_L – длина волны генерации, которая в расчетах была принята 2450 нм.

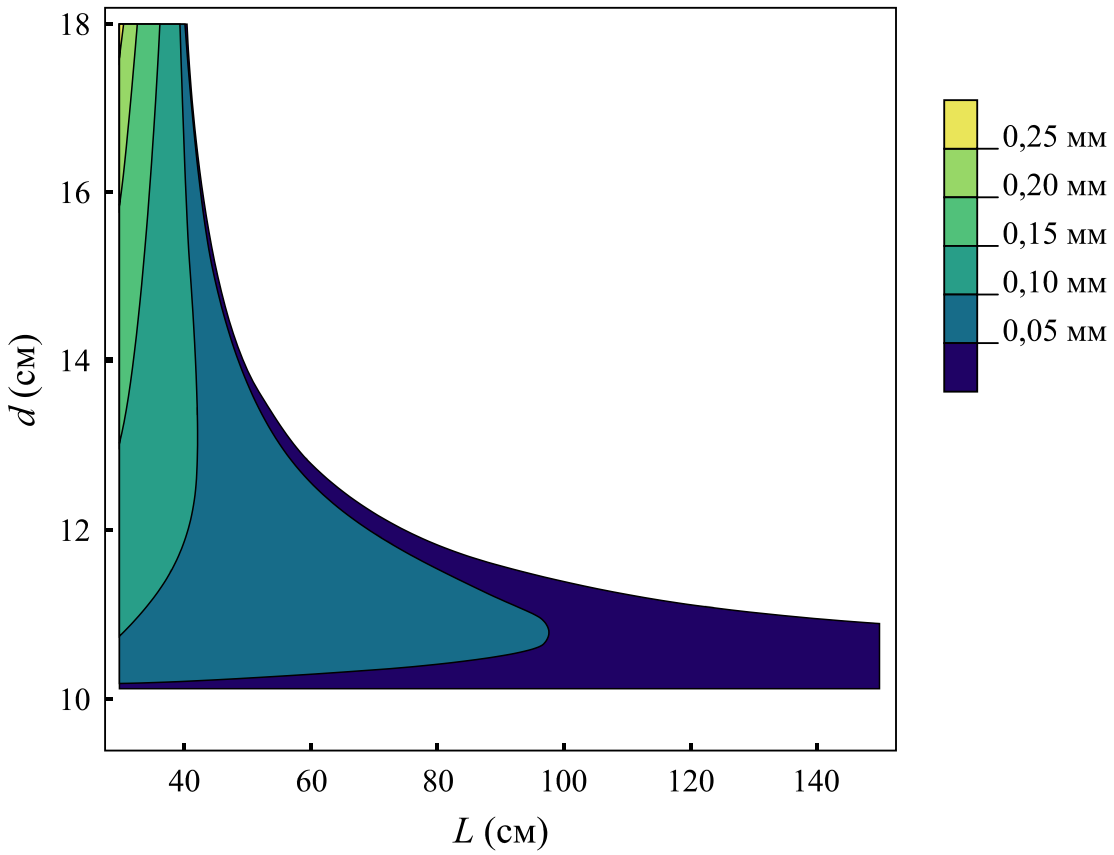


Рисунок 3.3 – Зависимость радиуса пучка

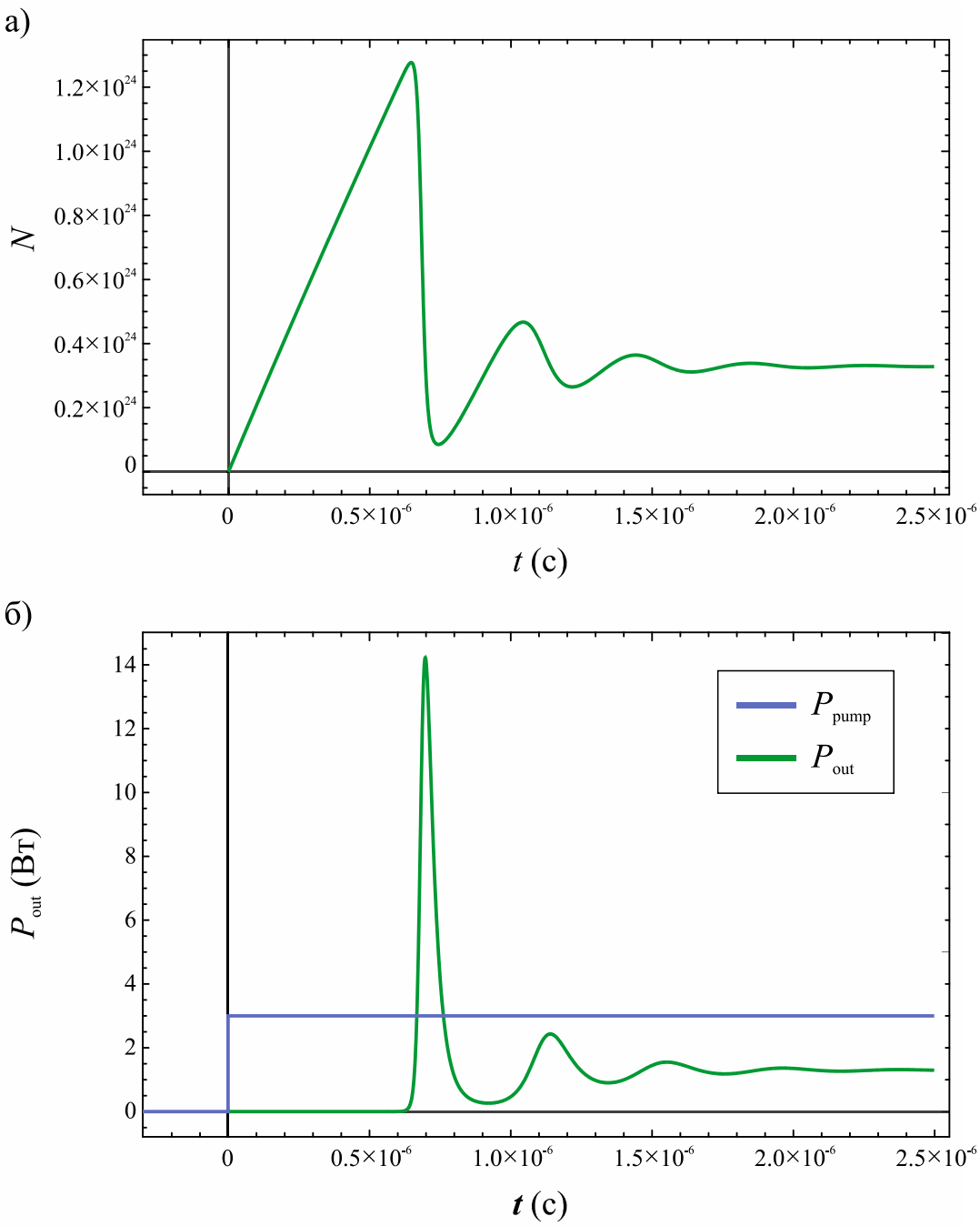


Рисунок 3.4 – Решение балансных уравнений для Cr^{2+}:ZnSe лазера

Результат расчета показан области устойчивости резонатора и радиуса перетяжки a_0 в зависимости от общей длины резонатора L и расстояния между сферическими зеркалами d показан на рисунке 3.3. Полученные значение для радиуса перетяжки использовалось для решения балансных уравнений. Длина волны накачки $\lambda_p = 1907$ нм была выбрана в соответствии с имеющимся источником непрерывной накачки. При расчете времени жизни фотона в резонаторе дифракционные потери были приняты пренебрежимо малыми $T_r \sim 0$, а

все зеркала кроме выходного считались глухими. Коэффициент пропускания выходного зеркала равнялся T_{OQ} = 8%. Сечение перехода было выбрано как σ = 130×10^{-20} см^2, а время жизни на верхнем лазером уровне τ = 6,4 мкм. Радиус пучка накачки соответствовал условиям эксперимента и равнялся a_p = 50 мкм. При расчете варьировались геометрические параметры резонатора L и d. Все расчеты, описанные ниже, выполнены для значения мощности накачки P = 3 Вт, что соответствует условиям эксперимента.

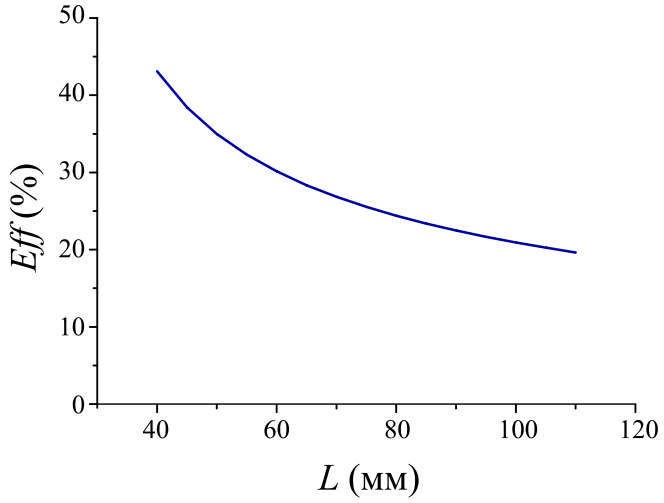


Рисунок 3.5 – Эффективность Cr^{2+}:ZnSe лазера в зависимости от длины резонатора

На рисунке 3.4 показан пример расчета, выполненный для случая L = 400 мм, d = 102 мм. Расстояние d выбрано таким, потому что при d≤100 мм резонатор становится неустойчивым. При этом радиус пучка накачки на кристалле был равен радиусу перетяжки моды резонатора. Здесь на рисунке 3.4а показана динамика инверсии населенности в момент включения накачки t = 0. На рисунке 3.4б показано изменение выходной мощности (зеленая линия), а также зависимость мощности накачки (фиолетовая линия), равная 3 Вт. При идеальном согласовании пучка накачки и моды резонатора эффективность преобразования в данной системе составляет 43,3%, что соответствует максимально возможному. В описываемом далее эксперименте минимально возможный радиус пучка накачки составлял 50 мкм. При фиксированном параметре d = 102 мм радиус моды резонатора на активном элементе будет уменьшаться с увеличением расстояния L, что приведет в свою очередь к снижению эффективности (Рис. 3.5.).

Данная модель не учитывает ограниченная концентрация ионов Cr^{2+} и считается, что работа лазера происходит далеко от точки насыщения. Здесь также нельзя учесть случай, когда радиус моды генерации превосходит радиус пучка накачки, а этот вариант соответствует условиям, когда увеличивается параметр d.

Математически в случае $a_l > a_p$ энергосъем будет происходить со всей области радиусом a_l так, как будто вся эта область равномерно возбуждается, что не соответствует действительности и приведет к нереалистичному возрастанию эффективности, поскольку в модели не рассматривается зависимость от пространственных координат и потерь в веществе. Возможным вариантом может стать рассмотрение пространственно-зависимой модели, что было выполнено в работах [97-99], в которых решалась интегральная версия балансных уравнений. В работах [97, 98] показано, что максимальное теоретическое КПД генерации достигается, если устремить радиус накачки к нулю, что, как там также указано, не является физичным решением из-за дифракционной расходимости, но, тем не менее, может привести к ошибочному выводу, что для повышения эффективности необходимо минимизировать радиус пучка накачки. Этому противоречат следующие факторы: ограниченное число активных ионов и нагрев активного элемента. В работе [99] расчет выполнен с учетом насыщения активной среды, и оптимальным принимается вариант, когда $a_p \sim 0{,}7 a_l$.

Во всех описанных выше работах рассматривается случай одномодовой генерации, когда работа лазера осуществляется на нулевой моде. Если принять во внимание влияние тепловых искажений в случае узкой фокусировки, то в зависимости от расстояния до оптической оси, где плотность мощности накачки максимальна, коэффициент преломления активного элемента будет различен. Аппроксимация параболическим распределением, а значит и линзовое приближение, будет справедливо для области сравнимой с радиусом пучка накачки. Поэтому лучам вблизи оптической оси и лучам, проходящим вне области возбуждения, будут соответствовать различные схемы резонаторов и, соответственно, для них будут различные значения радиусов мод генерации и

дифракционные потери, что значительно усложняет расчет, особенно для сложных оптически систем, где учет дифракционных потерь затруднителен.

Рассматривая случай $a_p > a_l$ при проведении эксперимента нельзя гарантировать одноподовую генерацию, если в резонаторе не используются дополнительные элементы, направленные на обеспечения формирования основной моды. Описанные выше соображения приводят к необходимости проведения экспериментальных исследований при выборе оптимальной конфигурации резонатора, чему посвящены следующие разделы.

3.3 Cr:ZnSe лазер с двухзеркальным резонатором

Первый этап экспериментальной работы был посвящен определению работоспособности выбранного активного элемента в непрерывном режиме возбуждения. Схема эксперимента представлена на рисунке 3.6.

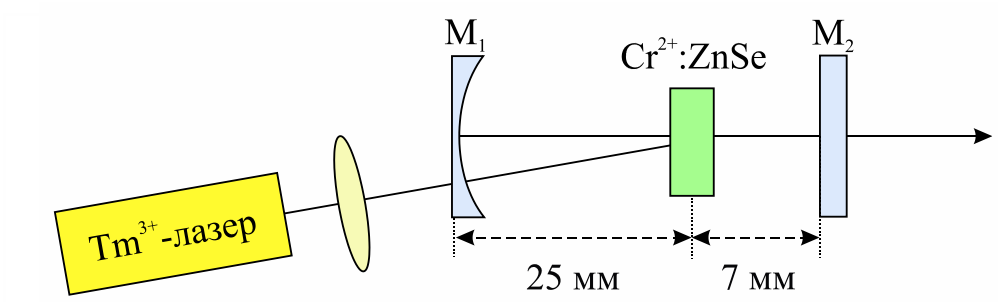


Рисунок 3.6 – Схема Cr^{2+}:ZnSe лазера с двухзеркальным резонатором

В качестве активного элемента использовался поликристалл Cr^{2+}:ZnSe в форме диска толщиной 2 мм и диаметром 12 мм с показателем поглощения излучения накачки около 8 $см^{-1}$. Источником возбуждения служил непрерывный волоконный Tm лазер ЛМТ-30А-01 НТО ИРЭ-Полюс, работающий на длине волны λ_{pump} = 1907 нм. Для снижения тепловой нагрузки кристалл оборачивался индиевой фольгой и закреплялся в медном радиаторе с замкнутым контуром водяного охлаждения. Чтобы компенсировать тепловую линзу, наводимую в кристалле, была выбрана конфигурация резонатора, состоящая из сферического глухого зеркала M_1 с радиусами кривизны R = 50 мм и плоского 8% выходного зеркало M_2. Накачка фокусировалась линзой с фокусным расстоянием F = 50 мм в центр кристалла и подавалась под небольшим углом к оптической оси резонатора,

чтобы отделить генерацию от накачки. Диаметр пятна накачки на кристалле составлял около 100 мкм. Длина резонатора составляла ~ 32 мм. Регистрация генерации и юстировка лазера осуществлялась при помощи пироэлектрической камеры Spiricon Pyrocam III. При юстировке основной задачей было добиться сохранения гауссовой формы при высоких мощностях накачки, а также избежать падения эффективности лазерной генерации.

На рисунке 3.7 показана зависимость выходной мощности от подаваемой мощности накачки (мощность накачки с вычетом мощности излучения отраженного от оптических элементов схемы и поверхности кристаллов). Мощность измерялась при помощи сенсора PowerMax PM10 Coherent.

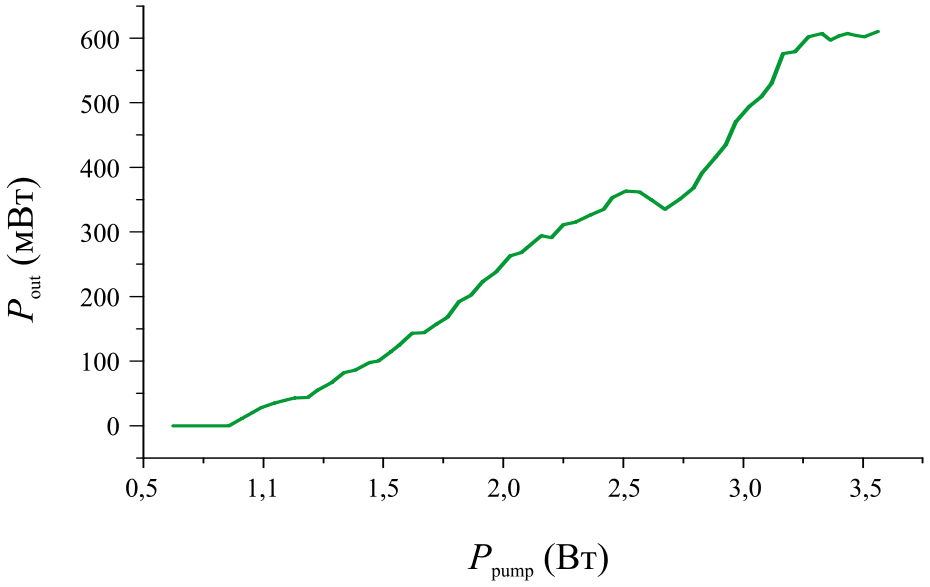


Рисунок 3.7 – Зависимость выходной мощности Cr^{2+}:ZnSe лазера с двухзеркальным резонатором от мощности накачки

Неравномерный рост и завалы графика полученной зависимости можно объяснить тепловыми искажениями, которые появляются в активном элементе под воздействием накачки: они сопровождаются незначительным падением мощности и изменениями формы поперечного распределения интенсивности излучения лазерного пучка. Тем не менее, полученный уровень мощности и стабильность исследуемого поликристалла Cr^{2+}:ZnSe были сочтены удовлетворительными [A4] и в дальнейшем данный активный элемент применялся для создания лазера с z-образным резонатором [A3].

3.4 Экспериментальное исследование устойчивости Cr:ZnSe лазера с z-образным резонатором

Основной целью данной работы стал поиск оптимальной геометрической конфигурации z-образного резонатора с поликристаллом Cr^{2+}:ZnSe. Оптическая схема лазера показана на рисунке 3.8. *Z*-образный резонатор образован глухим плоским зеркалом (M_1), двумя сферическими зеркалами (M_2 и M_3, с кривизной R = 100 мм), между которыми размещался активный элемент, и 8% выходным зеркалом (M_4). Зеркала резонатора имели широкополосное отражающее покрытие в диапазоне от 2,1 до 3 мкм. В качестве активного элемента применялся поликристалл Cr^{2+}:ZnSe, описанный в разделе 3.3. Накачка Cr^{2+}:ZnSe лазера осуществлялась с помощью волоконного тулиевого лазера, работающего на длине волны 1907 нм, по нормали к поверхности кристалла. Пучок излучения накачки фокусировался внутри усиливающей среды с помощью собирающей линзы с фокусным расстоянием F = 5 см в пятно диаметром ~100 мкм.

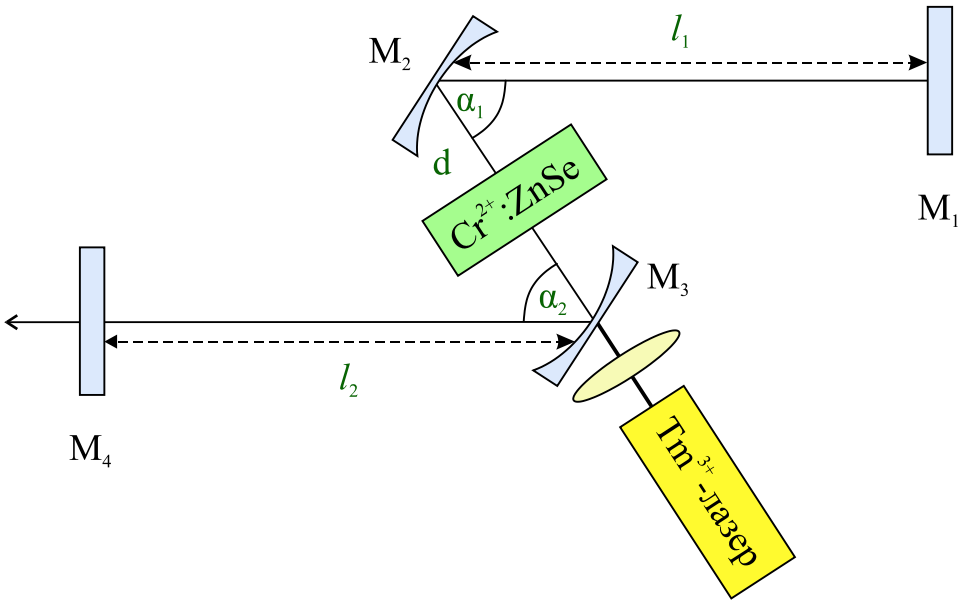


Рисунок 3.8 – Схема Cr^{2+}:ZnSe лазера с z-образным резонатором

Для определения оптимальной конфигурации резонатора варьировались его геометрические параметры: длины плеч $l_1 = M_1M_2$ и $l_2 = M_3M_4$, расстояние между сферическими зеркалами $d = M_2M_3$ и углы излома оптической оси α_1 и α_2. Было рассмотрено два варианта конфигурации резонатора: симметричная ($\alpha_1 = \alpha_2$) и

асимметричная ($\alpha_1 \neq \alpha_2$). При этом длины плеч резонатора в обоих случаях оставались равными ($l_1 = l_2 = l$). Минимальные значения углов и длин плеч резонатора были обусловлены размерами радиатора системы охлаждения, и составляли $l = 15$ см и $\alpha_1 = \alpha_2 = 30^\circ$. В условиях эксперимента ширина полосы генерации лазера составляла 100 нм с максимумом на длине волны около 2400 нм. Для каждой конфигурации определялась зависимость выходной мощности от мощности накачки. Юстировка резонатора и контроль поперечного распределения лазерного пучка генерации осуществлялась при помощи пироэлектрической камеры Spiricon Pyrocam III.

Симметричный резонатор

При фиксированных углах излома ($\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$) и расстоянии между сферическими зеркалами (d), измерялась зависимость мощности генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера от падающей на кристалл мощности накачки при различных длинах плеч резонатора $l_1 = l_2 = l$ = [15 см, 20 см, 25 см, 30 см, 35 см, 40 см, 45 см, 50 см]. Исследовались конфигурации со следующим набором параметров: α = [30˚, 35˚, 40˚, 45˚, 50˚]; d = [10 см, 11 см, 12 см]. Активный элемент размещался посередине между сферическими зеркалами. При изменении d корректировалось положения кристалла и линзы, фокусирующей накачку. На рисунках 3.9-3.11 представлены графики полученных зависимостей при фиксированных параметрах α и d и различных длинах плеч l.

Из полученных зависимостей видно, что увеличение геометрических параметров d и α ограничивает возможности изменения длин плеч резонатора и снижает выходную мощность генерации. Для случаев d = 12 см генерация достигалась только в варианте с длинами плеч $l = 15$ см, при этом наблюдалось ухудшение качества пучка. При увеличении углов излома оптической оси α для больших значений l также наблюдался заметный астигматизм пучка генерации: пучок становился вытянутым по одной из осей. На рисунке 3.12 показан пример поперечного распределения плотности мощности пучка генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера с явно выраженным астигматизмом.

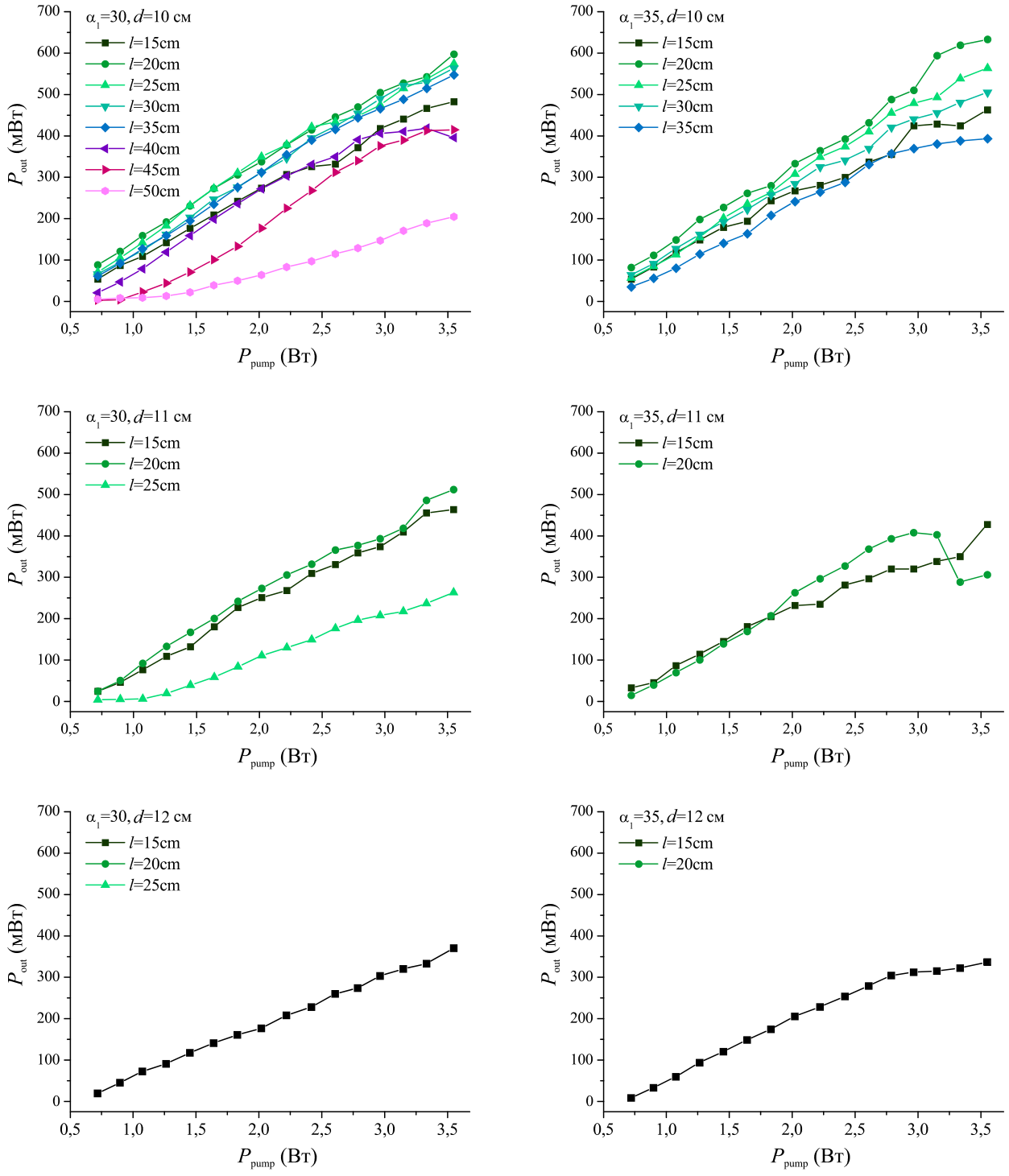


Рисунок 3.9 – Зависимости мощности генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера от мощности подаваемой накачки при различных конфигурациях симметричного резонатора

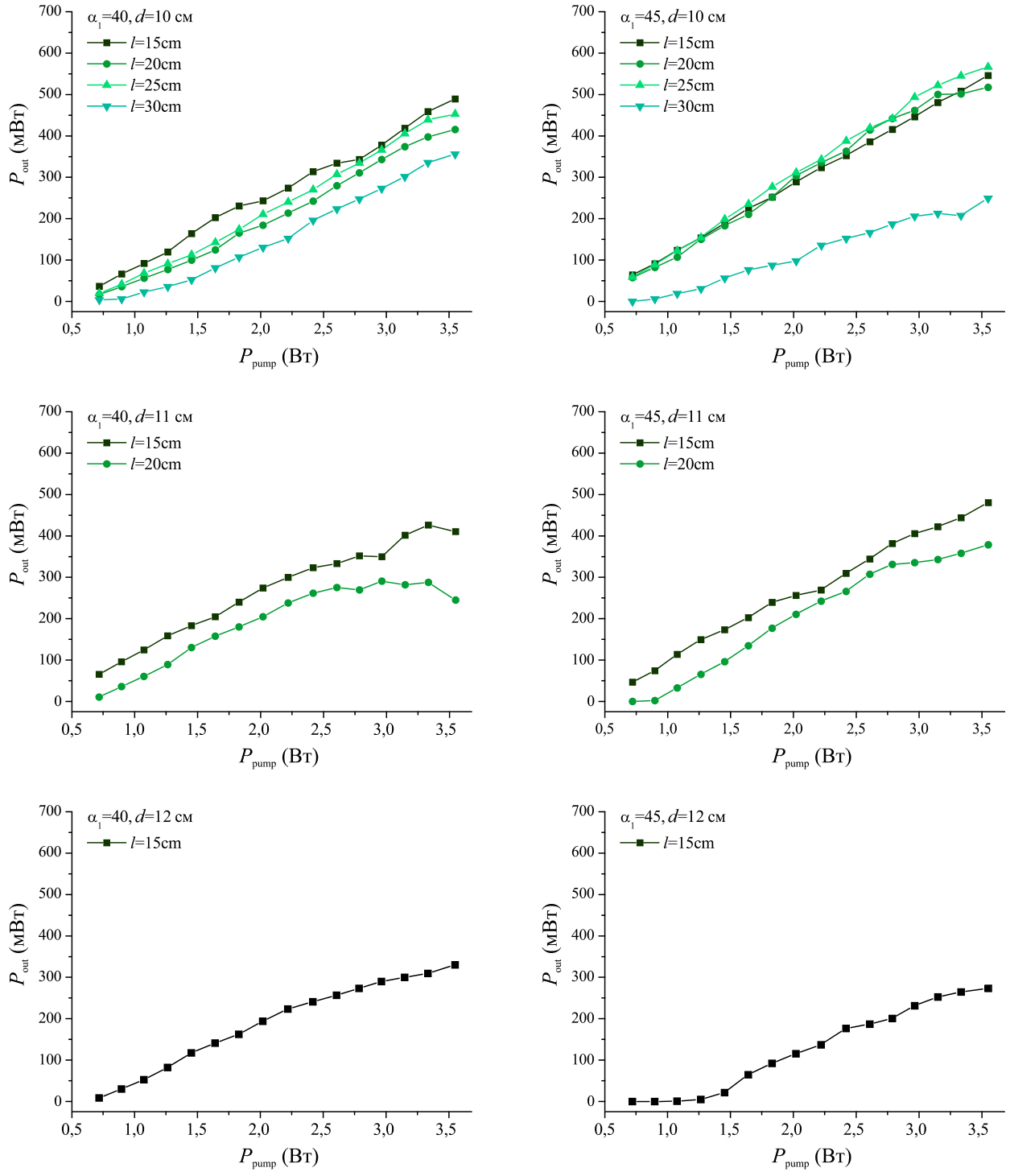


Рисунок 3.10 – Зависимости мощности генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера от мощности подаваемой накачки при различных конфигурациях симметричного резонатора

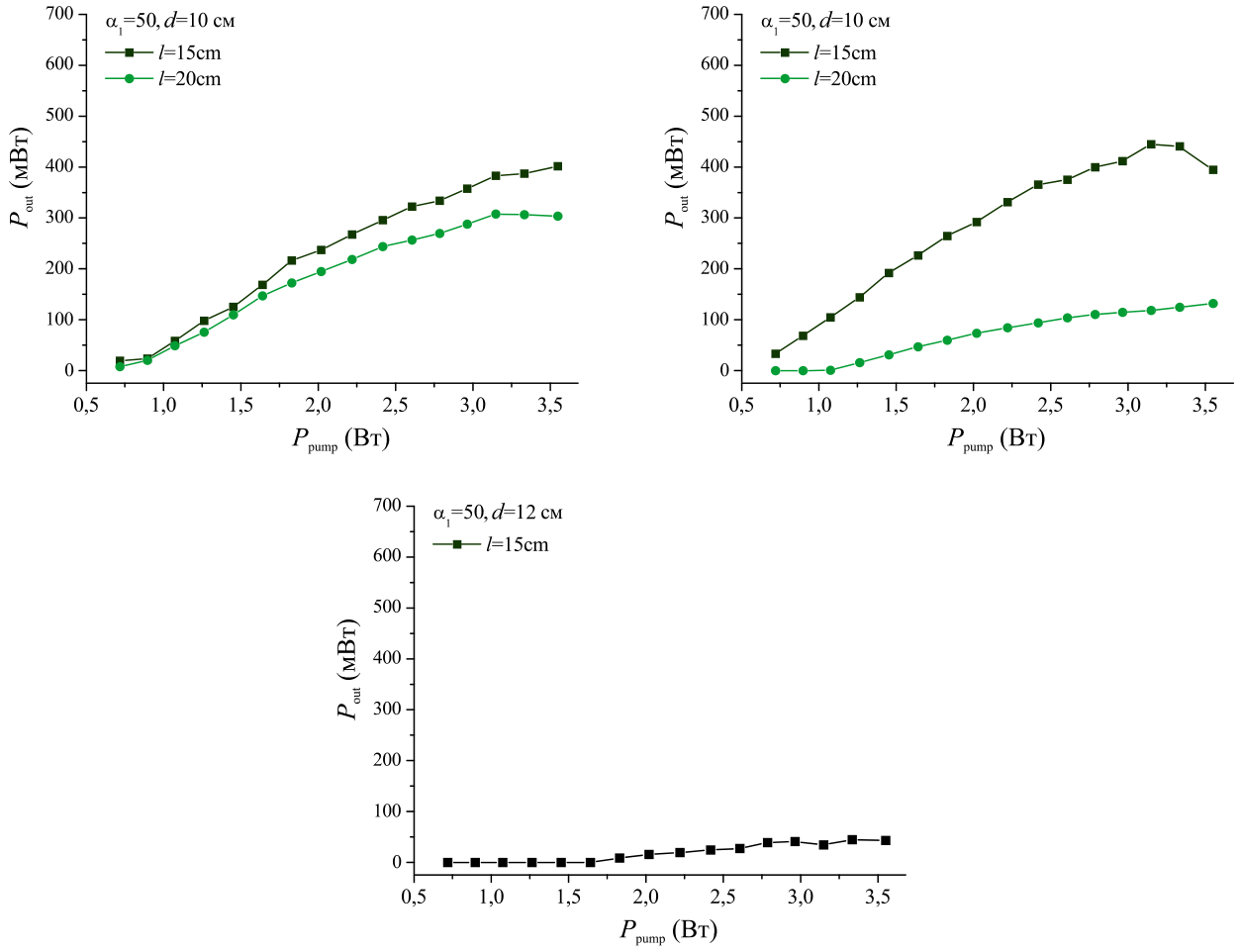


Рисунок 3.11 – Зависимости мощности генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера от мощности подаваемой накачки при различных конфигурациях симметричного резонатора

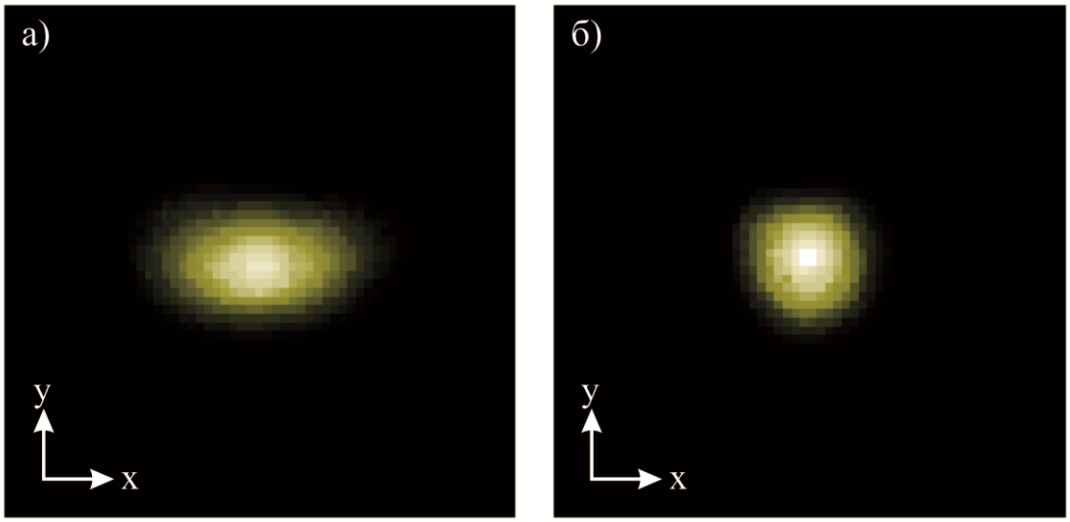


Рисунок 3.12 – Поперечное распределение плотности мощности пучка генерации с сильно выраженным астигматизмом (a) и без астигматизма (b). Оси x и y соответствуют горизонтальному и вертикальному направлениям

Полученные результаты измерений также представлены в таблице 3.1, где указаны: L_{max} – максимальная длина резонатора, при которой наблюдается стабильная генерация лазера; P_{max} – максимальная мощность генерации лазера при фиксированных значениях d, α и подаваемой мощности накачки P_{pump} = 3,55 Вт; $L(P_{max})$ – полная геометрическая длина резонатора, при которой была зарегистрирована P_{max}. Максимальная мощность накачки была выбрана по результатам предварительных экспериментов: при более высоких мощностях в некоторых вариантах конфигураций наблюдалось падение выходной мощности генерации и искажение поперечного распределения пучка из-за нагрева активного элемента.

Таблица 3.1

		α = 30°	α = 35 °	α = 40 °	α = 45 °	α = 50 °
d = 10 см	L_{max} (см)	110	80	70	70	50
	$L(P_{max})$ (см)	50	50	40	40	40
	P_{max} (мВт)	598	629	495	552	410
d = 11 см	L_{max} (см)	61	51	51	51	51
	$L(P_{max})$ (см)	51	41	41	41	41
	P_{max} (мВт)	508	430	419	486	403
d = 12 см	L_{max} (см)	42	42	42	42	42
	$L(P_{max})$ (см)	42	42	42	42	42
	P_{max} (мВт)	370	344	337	279	44

Асимметричный резонатор

В исследовании асимметричной конфигурации при фиксированных α_2 = 30° и d = 10 см, измерялись зависимости мощности генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера от падающей мощности накачки при различных длинах плеч резонатора l = [15 см, 20 см, 25 см, 30 см, 35 см, 40 см, 45 см, 50 см] и угле излома α_1 = [35°, 40°, 45°, 50°, 55° 60°]. На рисунке 3.13 представлены графики измеренных зависимостей.

Измерения при $d = 11$, 12 см не проводились, так как на предварительном этапе работы было выявлено значительное снижение мощности генерации при данных конфигурациях, что наблюдалось и в случае симметричного резонатора.

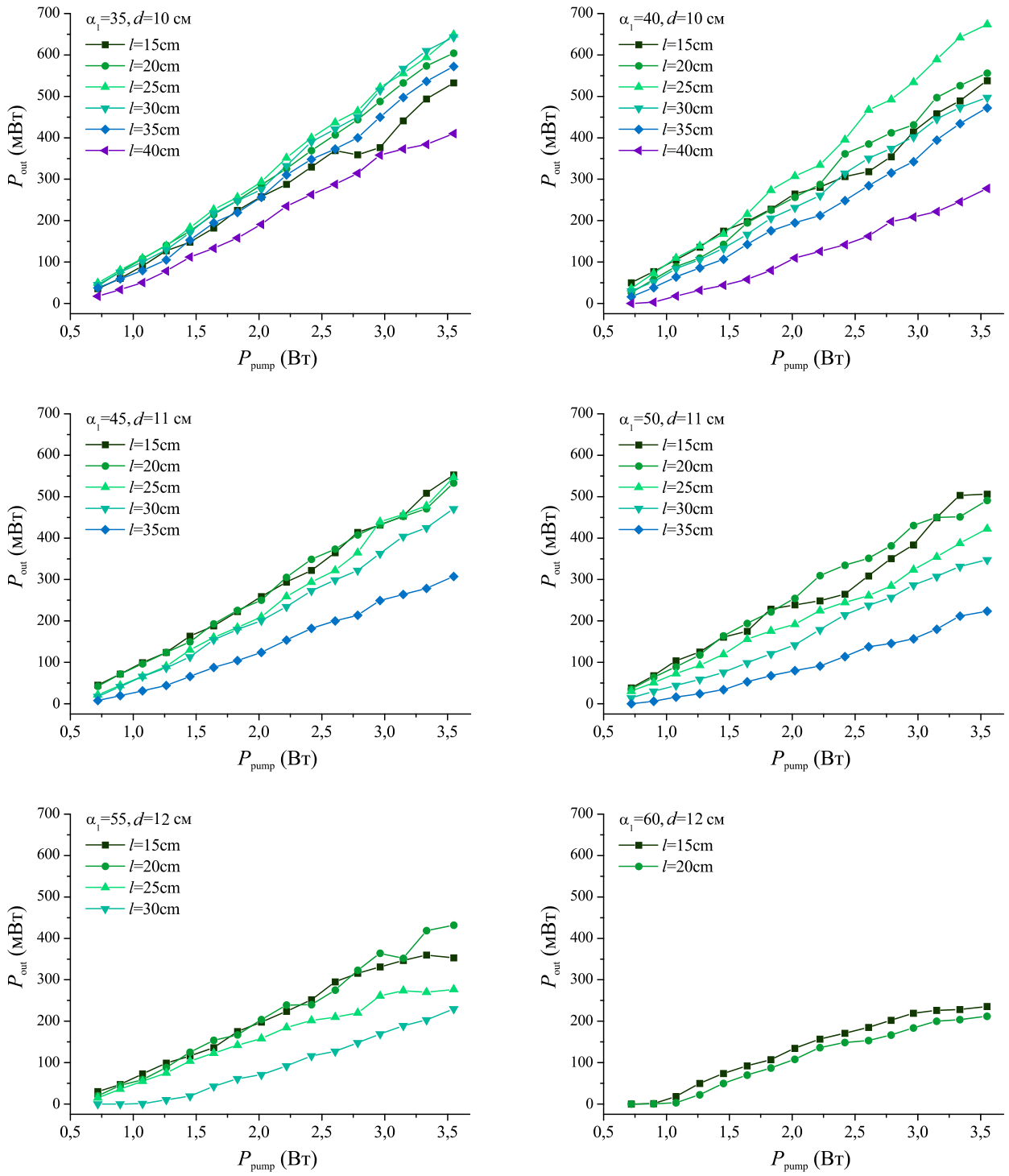


Рисунок 3.13 – Зависимости мощности генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера от мощности подаваемой накачки при различных конфигурациях симметричного резонатора

В таблице 3.2 по аналогии с таблицей 3.1 представлены полученные результаты. Указаны: L_{max} – максимальная длина резонатора, при которой наблюдается стабильная генерация лазера; P_{max} – максимальная мощность генерации лазера при фиксированном значении α_2 и подаваемой мощности накачки $P_{pump} = 3{,}55$ Вт; $L(P_{max})$ – полная длина резонатора, при которой была зарегистрирована P_{max}. Случай $\alpha_1 = 30^\circ$ соответствует случаю симметричного резонатора $\alpha_1 = \alpha_2 = 30^\circ$.

Таблица 3.2

α_2	30°	35°	40°	45°	50°	55°	60°
L_{max} (см)	110	90	90	80	80	70	50
$L(P_{max})$ (см)	50	60	60	60	40	50	40
P_{max} (мВт)	598	652	675	555	507	432	233

3.5 Оценки устойчивости Cr:ZnSe лазера с z-образным резонатором методом матричной оптики

Для качественного объяснения результатов, полученных в эксперименте, методом матричной оптики [89, 91] был проведен численный расчет областей устойчивости резонатора исследуемого лазера.

Известно [89], что при наклонном падении пучка излучения на сферическое зеркало, фокусные расстояния в сагиттальной и тангенциальной плоскостях различны и равняются соответственно

$$f_S = \frac{R}{2\cos\frac{\alpha}{2}}, \quad f_T = \frac{R\cos\frac{\alpha}{2}}{2}, \tag{3.11}$$

где R – радиус сферического зеркала, а α – угол излома оптической оси. Поэтому для каждой конфигурации резонатора области устойчивости вычислялись отдельно для сагиттальной и тангенциальной плоскостей. Эффект наведенной тепловой линзы в активном элементе не учитывался, а кристалл Cr^{2+}:ZnSe моделировался оптически однородной средой с показателем преломления $n_m = 2{,}45$.

На рисунке 3.14 представлена условная схема резонатора.

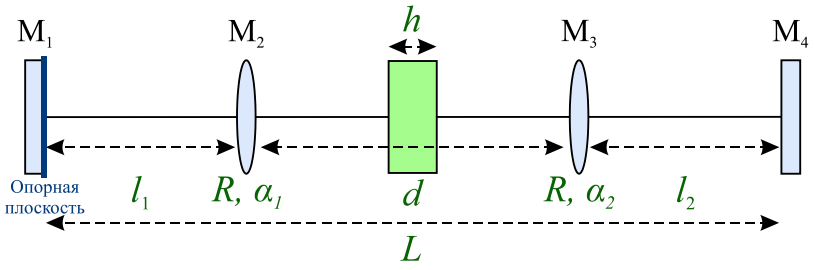


Рисунок 3.14 – Условная схема резонатора Cr^{2+}:ZnSe лазера

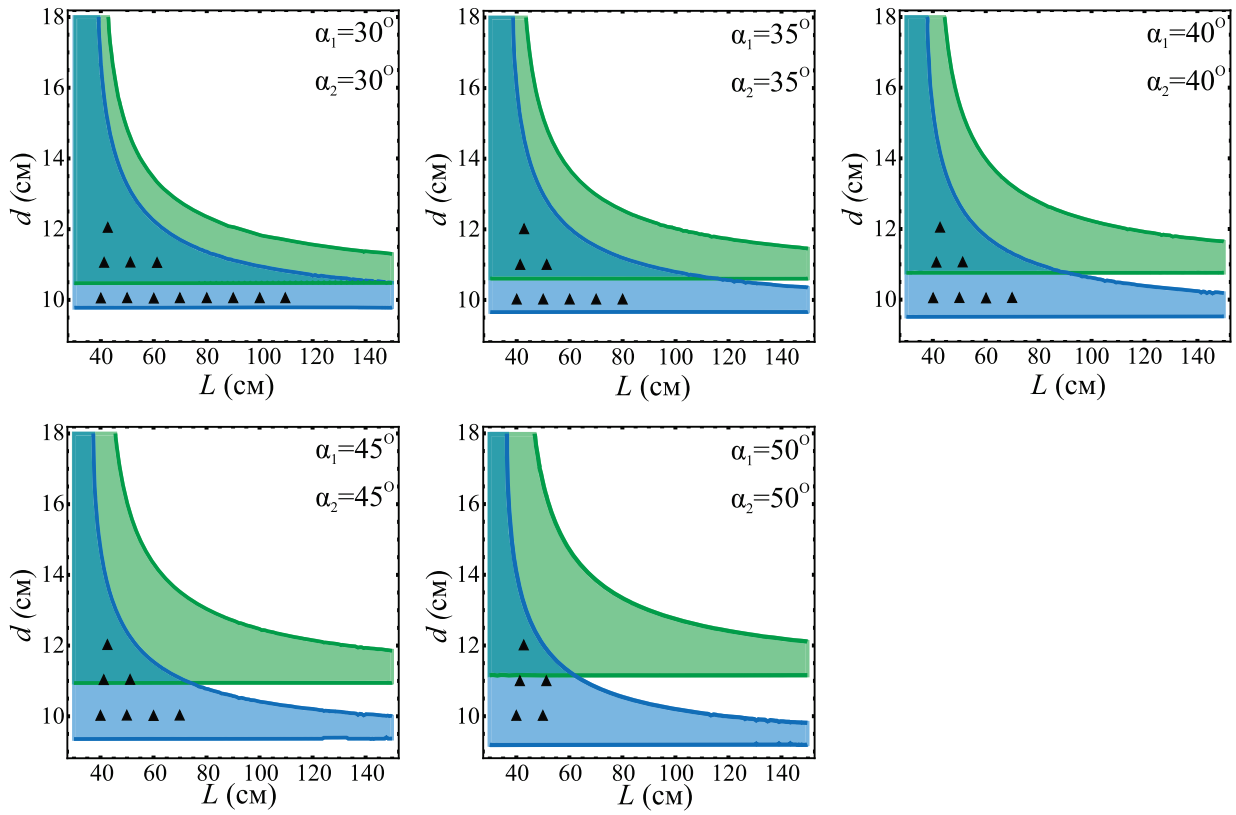
Матрица полного прохода по резонатору определялась по формуле

$$M = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{d-h}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{h}{n_m} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{d-h}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f} & 1 \end{pmatrix} \times$$
$$\times \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{d-h}{2} 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{h}{n_m} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{d-h}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.12)$$

где $l = l_1 = l_2$ – длина плеч резонатора, d – расстояние между сферическими зеркалами, h – толщина кристалла, f – фокусное расстояния сферических зеркал, которые определялись по формуле (3.11) для сагиттальной и тангенциальной плоскостей отдельно. В случае симметричного резонатора $f_1 = f_2$. На основе приведённой матрицы определялись зоны устойчивости резонатора. Результаты численного анализа представлены на рисунках 3.15, где изображены области устойчивости резонатора при различных значениях угла излома оптической оси. По горизонтальным осям отложена полная длина резонатора L, по вертикальным – расстояние между сферическими зеркалами d. Треугольные маркеры соответствуют конфигурациям, реализованным экспериментально. Зеленым цветом обозначены области устойчивости в сагиттальной плоскости, а синим цветом – области устойчивости в тангенциальной плоскости.

Из теоретических расчетов следует, что с увеличением угла излома оптической оси уменьшается область перекрытия зон устойчивости резонатора в сагиттальной и тангенциальной плоскостях. Результаты моделирования качественно соответствуют экспериментальным данным: увеличение углов излома для обеих конфигураций резонатора снижает его максимально возможную длину вследствие астигматизма.

Симметричная конфигурация



Асимметричная конфигурация

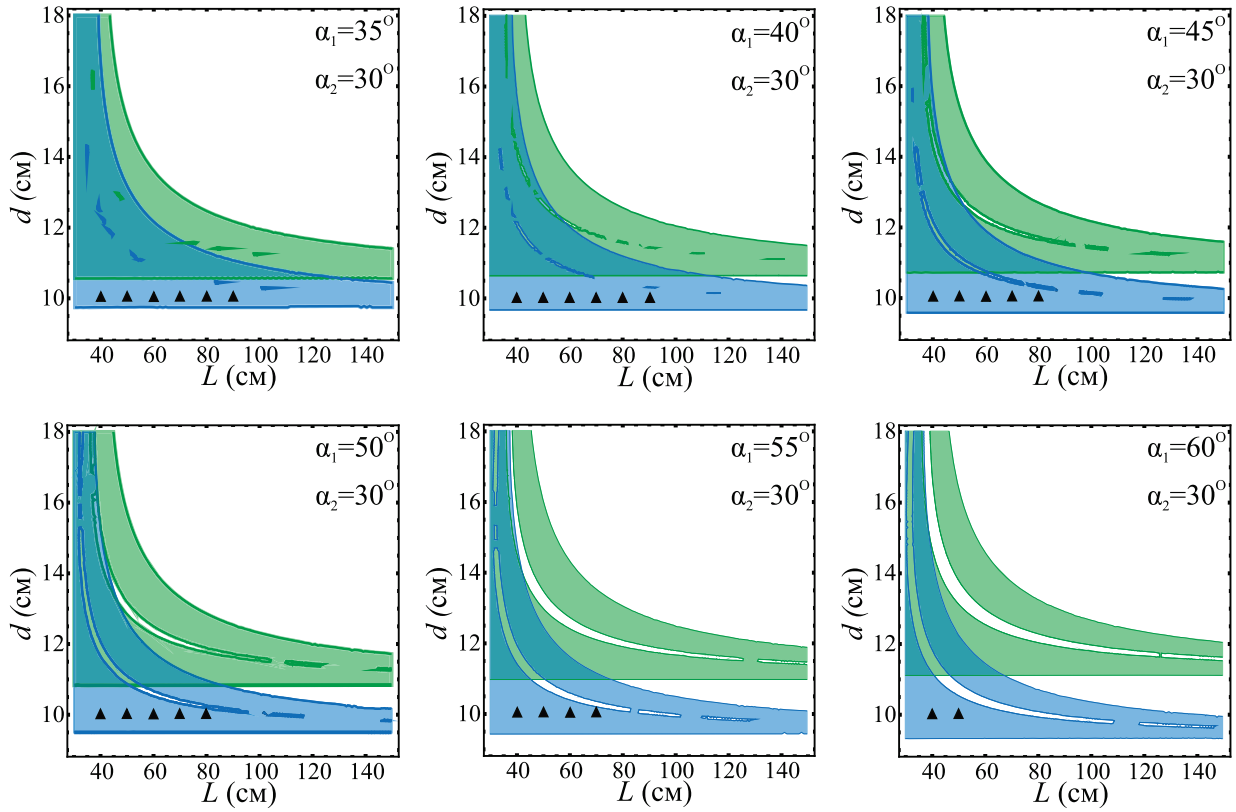


Рисунок 3.15 – Сопоставление результатов эксперимента с теоретически рассчитанными зонами устойчивости

Из литературы известно [90, 100], что рассматриваемый четырехзеркальный *z*-образный резонатор без учета астигматизма сферических зеркал должен быть устойчивым в области значений $d = 2F+\Delta$, где Δ удовлетворяет условию: $0<\Delta<\Delta_{max}$, $\Delta_{max} = 2F^2/(l-F)$, для случая, когда фокусные расстояния F обоих сферических зеркал равны. Отсюда следует, что с увеличением расстояния между зеркалами, максимально возможная длина резонатора уменьшается, а при $d = 2F$ (10 см) резонатор находится на границе зоны устойчивости. Если же учесть влияние астигматизма сферических зеркал (Рис. 3.15), то резонатор становится устойчивым в тангенциальной плоскости и неустойчивым в сагиттальной. Следует, отметить, что приведенные условия получены также из метода матричной оптики.

Результаты эксперимента показали, что в соответствии с моделью с увеличением расстояния между сферическими зеркалами d диапазон масштабирования длины резонатора лазера существенно сокращается. Наиболее эффективный режим работы лазера достигался при $d = 10$ см, при этом диапазон перестройки резонатора по длине и углу излома оптической оси являлся максимальным, несмотря на то, что резонатор не является устойчивым в сагиттальной плоскости. Данное расхождение нельзя объяснить погрешностью измерений величины d, которая была связана в основном с формой зеркал, так как генерация была зарегистрирована и при d~9,5 см.

3.6 Выводы

В настоящей главе описаны результаты экспериментального исследования Cr^{2+}:ZnSe лазера с четырёхзеркальным *z*-образным резонатором и непрерывной тулиевой волоконной накачкой на длине волны 1907 нм. Основная работа была посвящена определению возможностей масштабирования геометрических параметров оптической схемы резонатора и поиску его оптимальной конфигурации. Для этой цели варьировались следующие параметры резонатора: длины плеч, расстояние между сферическими зеркалами и углы излома оптической оси. Так было рассмотрено два варианта геометрии резонатора:

симметричная конфигурация, в которой углы излома оптической оси равнялись друг другу и изменялись в диапазоне 30-50˚; и асимметричная конфигурация, где один из углов имел фиксированное значение 30˚, а второй угол изменялся в диапазоне 30-60˚. Длины плеч резонатора при этом в каждом случае оставались равными друг другу и изменялись в диапазоне от 15 до 60 см, а расстояние между сферическими зеркалами составляло 10, 11 и 12 см.

Чтобы определить влияние геометрии резонатора на процесс генерации, для каждой конфигурации определялась зависимость выходной мощности исследуемого Cr^{2+}:ZnSe лазера от мощности накачки. Максимальная мощность генерации достигала 0,675 Вт при падающей на кристалл мощности накачки 2,9 Вт, что соответствует дифференциальной эффективности 28%, и была получена при асимметричной конфигурации резонатора. Продемонстрированно, что увеличение расстояния между сферическими зеркалами ведёт к уменьшению максимально возможной длины резонатора. Показано, что исследуемый лазер работает в широком диапазоне углов вплоть до 60°. Тем не менее, увеличение углов излома оптической оси приводило к уменьшению области устойчивости по длине резонатора и возрастанию астигматичности пучка.

Для объяснения результатов, полученных в эксперименте, был проведен численный расчет областей устойчивости резонатора исследуемого лазера при помощи метода матричной оптики с учетом углового положения сферических зеркал. Результаты расчета показали качественное соответствие данным полученным из эксперимента. Однако, согласно теоретическим оценкам, конфигурация резонатора, при которой расстояние между сферическими зеркалами составляло 10 см, не является устойчивой. Тем не менее, именно эта конфигурация обеспечила наибольшую эффективность генерации с высоким качеством пучка и максимальным диапазоном перестройки резонатора по длине и углам излома.

ГЛАВА 4. Cr:CdSe лазер с x-образным резонатором

4.1 Постановка задачи

Согласно работам [2, 20, 22], лазеры на кристаллах Cr^{2+}:CdSe способны генерировать в диапазоне длин волн от 2,2 до 3,6 мкм с непрерывной перестройкой по диапазону. В настоящий момент не существует активных сред со схожими спектральными характеристиками, что делает кристаллы Cr^{2+}:CdSe важным объектом исследований. Тем не менее, данная активная среда обладает существенными недостатками, такими как низкая лучевая стойкость и высокий термооптический коэффициент и хрупкость. Данные свойства препятствуют получению генерации с высокой выходной мощностью и затрудняют работу с кристаллом в непрерывном режиме возбуждения. На сегодняшний день максимальная мощность была получена авторами в работе [46] и не превышает 2,1 Вт. Кроме того, Cr^{2+}:CdSe является непрозрачным в видимом диапазоне, что существенно затрудняет процесс юстировки, поэтому лазерные системы с данным материалом обычно обладают простой геометрией.

В качестве продолжения исследования халькогенидных лазеров с z-образной конфигурацией настоящая глава посвящена созданию Cr^{2+}:CdSe лазера x-образным резонатором и импульсным источником накачки и перестройкой длины волны генерации.

4.2 Решение балансных уравнений Cr:CdSe лазера с четырехзеркальным резонатором и импульсной продольной накачкой

Для исследуемой системы был выполнен расчет балансных уравнений по формулам, описанным в разделе 3.2, для случая импульсной накачки. Временной профиль импульса имел гауссову форму (Рис.4.1.). Амплитуда и длительность импульса выбирались таким образом, чтобы они могли соответствовать измеряемым величинам. В дальнейших экспериментах при измерении мощности импульсного источника накачки фиксировалась средняя выходная мощность P_m, период следования импульсов T и длительность импульса на уровне полувысоты.

Если принять, что импульс имеет прямоугольную форму и длительность t_0, то его амплитуда была бы $P_m T/t_0$. Тогда ей можно поставить в соответствие гауссов импульс, интеграл по времени от которого был бы равен интегралу по времени для прямоугольного импульса. При этом чтобы длительность гауссового импульса на уровне ½ по амплитуде равнялась t_0. Тогда временная зависимость для импульса накачки будет определяться по формуле

$$P_{pump}(t) = \frac{P_m T}{\sqrt{\pi\, 0.25\, {t_0}^2/ln\, 2}} \exp\left(\frac{-t^2}{0.25\, {t_0}^2/\ln 2}\right). \quad (4.1)$$

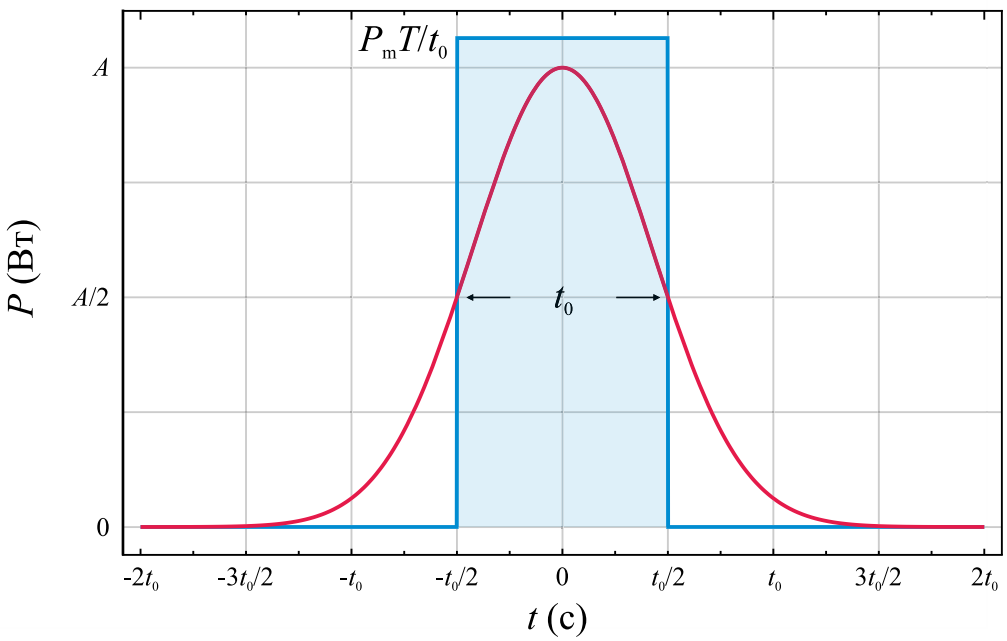


Рисунок 4.1 – Форма импульса накачки

Так как расчет в балансных уравнениях ведется с момента времени t = 0, то в (4.1) было добавлено смещение по времени $4t_0$, при этом функция накачки определялась как (4.1.) на временном промежутке $t\epsilon(0; 8t_0)$, а на временном отрезке $t > 8t_0$ равнялась 0.

Для балансных уравнений были выбраны следующие константы:

1. Параметры накачки: T = 1/2000, t_0 = 500 нс, длина волны $_p$ = 1940 нм, радиус пучка накачки a_p = 150 мкм, что соответствовало дальнейшим экспериментам.

2. Параметры кристалла: длина кристалла $l = 2$ мм, коэффициент поглощения $k_\lambda = 7{,}5$ см$^{-1}$, длина волны генерации лазера $\lambda_l = 2750$ нм, излучательное время жизни $\tau = 6{,}4$ мкс, сечение лазерного перехода, квантовая эффективность перехода $\varsigma = 0{,}7$, сечение перехода $\sigma = 200\times10^{-20}$ см^2, показатель преломления $n = 2{,}45$.

3. Параметры резонатора: общая длина составляла $L = 42$ см, дифракционные потери отсутствуют.

Из системы 3.1 определялась форма импульса генерации в зависимости от уровня мощности накачки и коэффициентов отражения зеркал. Эволюция импульса генерации при возрастании накачки для случая, когда коэффициент отражения глухого зеркала 0,01%, коэффициент отражения выходного зеркала 30%, при этом радиус моды резонатора на кристалле равен радиусу пучка накачки (то есть, $a_a = a_p$= 150 мкм), показан на рисунке 4.2. Здесь P_m означает среднюю «регистрируемую» мощность накачки.

Вблизи порога длительность импульса генерации существенно меньше длительности импульса накачки, а на заднем фронте импульса можно наблюдать релаксационные колебания. С ростом накачки длительность импульса генерации возрастает, сокращается время задержки, при этом форма становится подобной импульсу накачки. Эффективность преобразования при $P_m = 2000$ мВт в описанном случае составляла 27,5%. При имении коэффициентов пропускания зеркал форма импульса также менялась, например, если потери возрастали, то импульс соответствовал случаю с меньшей мощностью накачки.

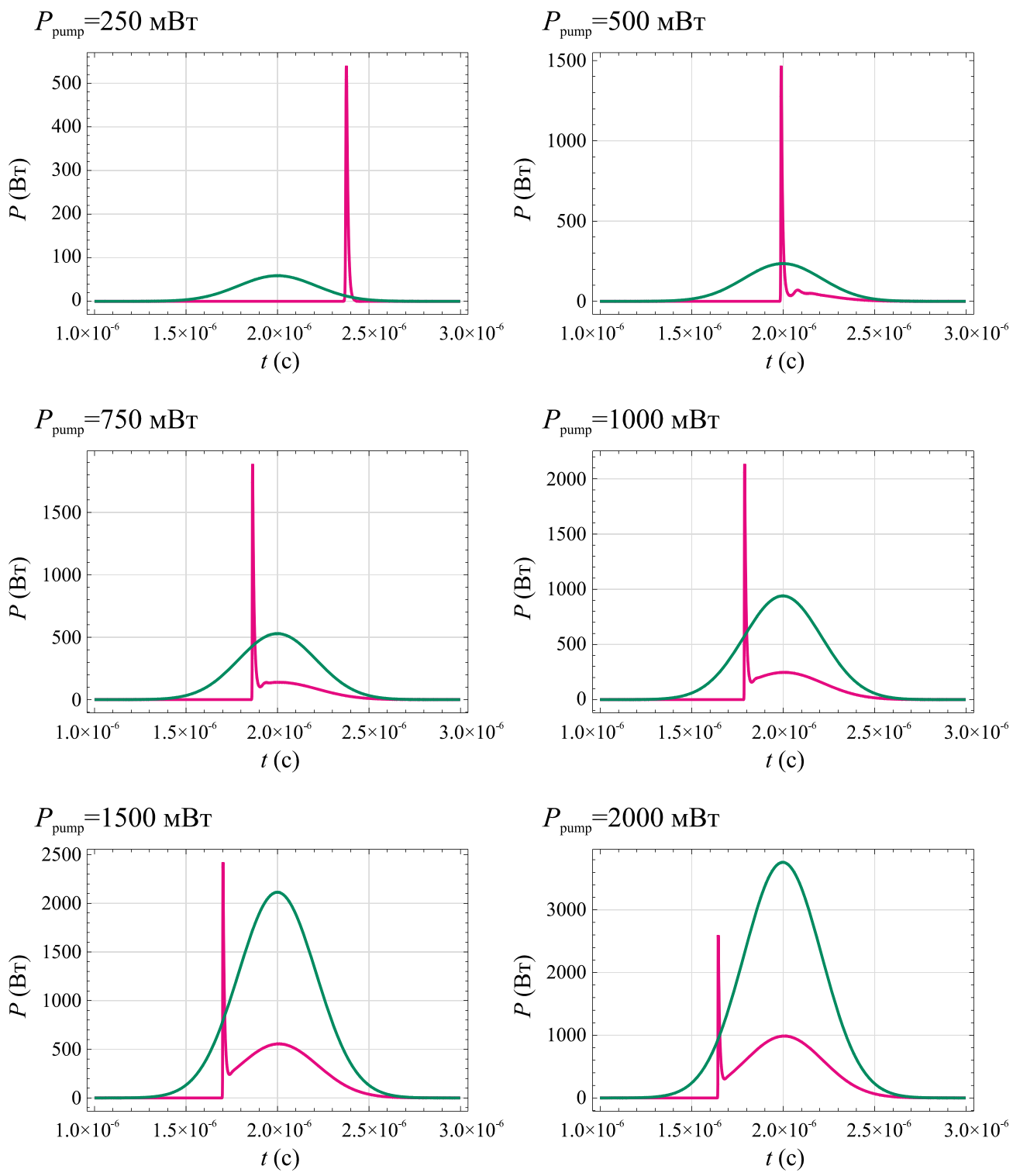


Рисунок 4.2 – Изменение формы импульса генерации в зависимости от мощности накачки

4.3 Cr:CdSe лазер с резонатором Фабри-Перо

Первым этапом экспериментальной работы стало получение лазерной генерации на кристалле Cr^{2+}:CdSe в схеме с резонатором Фабри-Перо с плоскими зеркалами. В работе использовался монокристалл Cr^{2+}:CdSe дисковой формфы диаметром 12,5 мм, толщиной приблизительно 2 мм и показателем поглощения 7,5 $см^{-1}$ на длине волны источника накачки. Образец был выращен из паровой фазы на монокристаллическую затравку [22]. Для уменьшения тепловых искажений кристалл был помещен в медный радиатор с водяным охлаждением. Из-за высокой концентрации ионов Cr^{2+} активный элемент показал неудовлетворительные результаты в схеме с непрерывным источником возбуждения: генерация наблюдалась только в малом диапазоне мощностей, при этом качество регистрируемого пучка было низким. Поэтому, для работы с этим кристаллом был выбран импульсный режим накачки.

Для возбуждения активного элемента был создан импульсный твердотельный Tm^{3+}:YAP лазер, работающий в режиме модуляции добротности (Рис. 4.3.)

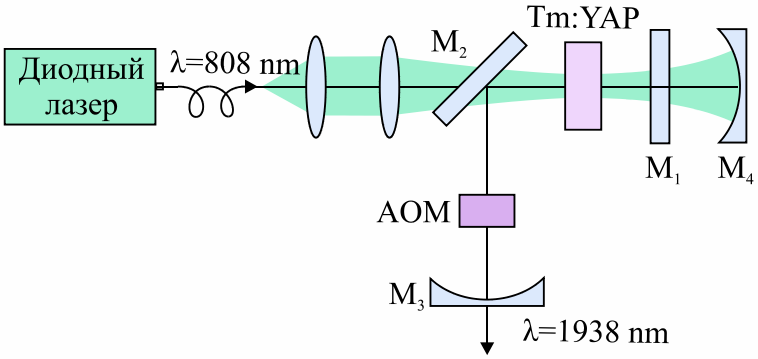


Рисунок 4.3 – Схема Tm^{3+}:YAP лазера

Кристалл Tm^{3+}:YAP цилиндрической формы и был закреплен в медный радиатор с воздушным охлаждением. В качестве источника накачки использовался диодный лазер Coherent, работающий на длине волны λ~808 нм. Излучение накачки фокусировалось двухлинзовым телескопом и подавалось на кристалл через плоское дихроичное зеркало M_2, просветленное на длину волны накачки и глухое на длину волну генерации Tm^{3+}:YAP. Известно, что кристалл

Tm^{3+}:YAP является двуосным, и длина волны генерации меняется в зависимости от ориентации кристалла. В данном случае оптическая ось системы совпадала с оптической кристалла осью b. В такой конфигурации минимизируется возможность разрушения кристалла вследствие теплового расширения, так как вдоль оси b коэффициент теплового расширения Tm^{3+}:YAP существенно ниже [102, 103]. Кроме того, при такой ориентации кристалла, сечение излучение в районе 1.9 мкм является максимальным [103].

Активный элемент был помещен в L-образный резонатор, образованный плоскими глухими зеркалами M_1 и M_2 и выходным 20% сферическим зеркалом M_3 с радиусов кривизны R = 25 см. Для увеличения выходной мощности генерации также использовалось дожигающее зеркало M_4, которое отражало непоглощённую часть накачки обратно на кристалл. Для получения импульсного режима генерации в резонатор был также помещен кварцевый акустооптический модулятор (АОМ). Созданная система генерировала линейно-поляризованное излучение на длине волны λ = 1938 нм с максимальной выходной мощностью до 4 Вт. Частота следования импульсов могла изменяться в диапазоне от 1 до 10 КГц. Длительность импульсов составляла 500 нс.

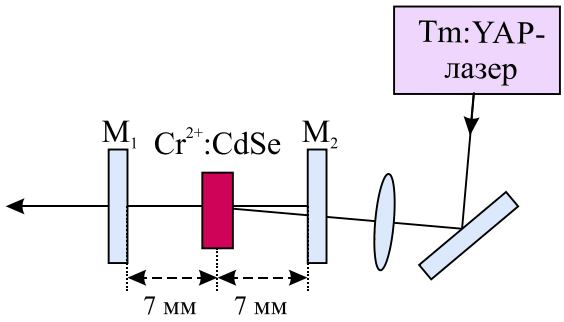


Рисунок 4.4 – Схема Cr^{2+}:CdSe лазера с резонатором Фабри-Перо

Для получения генерации на кристалле Cr^{2+}:CdSe, элемент был помещен в плоский резонатор с глухим зеркалом M_1 и 25% выходным зеркалом M_2 (Рис. 4.4.). Излучение Tm^{3+}:YAP лазера фокусировалось на кристалл Cr^{2+}:CdSe при помощи линзы с фокусным расстоянием F = 18 см и подавалась на кристалл сквозь глухое дихроичное зеркало под небольшим углом. Радиус перетяжки накачки Cr^{2+}:CdSe на кристалле составлял приблизительно 400 мкм. Зависимость

выходной генерации Cr^{2+}:CdSe от подаваемой мощности накачки представлена на рисунке 4.5.

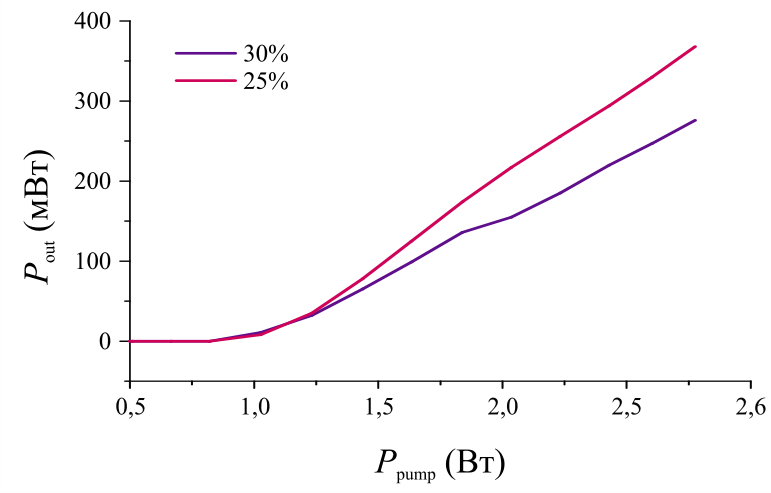


Рисунок 4.5 – Зависимости мощности генерации Cr^{2+}:CdSe лазера с резонатором Фабри-Перо от мощности подаваемой накачки

Зависимости были определены при использовании двух выходных с разными коэффициентами отражения: 30% и 25% при помощи измерителя мощности Gentec Solo II.

При помощи осциллографа Tektronix TDS 2024 и фотоприемника Hamamatsu G8423-05 были также получены осциллограммы импульсов генерации в зависимости от мощности накачки (Рис. 4.6.). Важно отметить, что чувствительность этого фотоприемника ограничена по диапазону 2,6 мкм, а спектральный максимум генерации для данной системы приходится на 2,65 мкм, тем не менее, полученные осциллограммы позволяют оценить изменения формы импульса в зависимости от мощности накачки. Видно, что на пороге генерации длительность импульсов генерации значительно меньше импульсов источника возбуждения. С увеличением мощности накачки на осциллограммах в начале импульса можно наблюдать релаксационные колебания. Постепенно с ростом мощности форма импульса генерации начинает дублировать импульс накачки, при этом общая длительность импульса начинает уменьшаться. При этом общая динамика соответствует расчетам, которые были получены в предыдущем разделе.

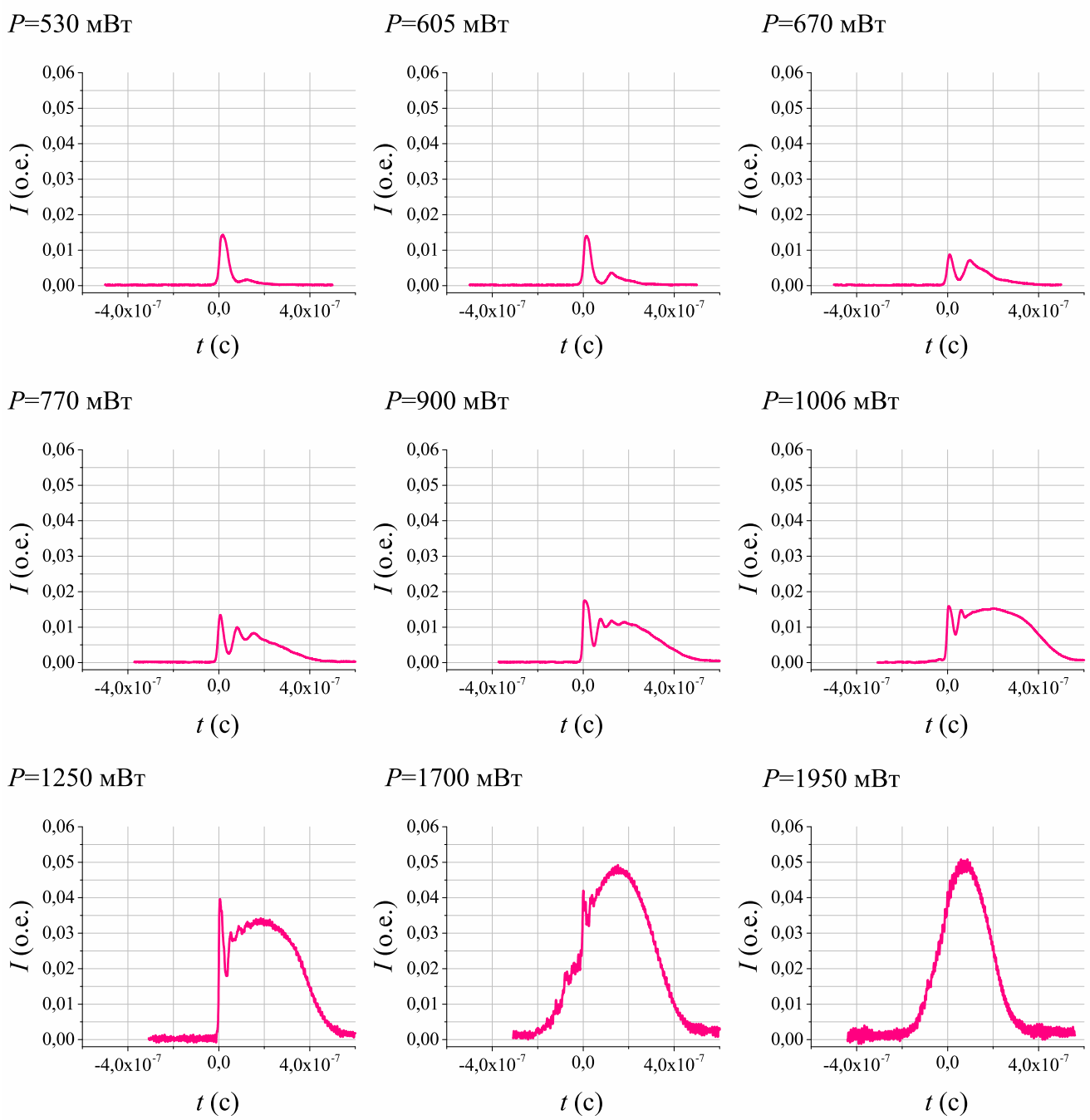


Рисунок 4.6 – Зависимости мощности генерации Cr^{2+}:CdSe лазера с резонатором Фабри-Перо от мощности подаваемой накачки

4.4 Cr:CdSe лазер с х-образным резонатором

Кристалл Cr^{2+}:CdSe является непрозрачным в видимом диапазоне, что затрудняет юстировку лазерных схем. На первом этапе лазерный-резонатор юстировался с использованием кристалла Cr^{2+}:ZnSe, после чего производилась замена активного элемента на кристалл Cr^{2+}:CdSe. Схема созданного Cr^{2+}:CdSe лазера представлена на рисунке 4.7. Резонатор был образован двумя сферическими зеркалами M1, M2 с кривизной R = 10 см, плоским глухим золотым зеркалом HR и выходным зеркалом OC. Покрытие сферических зеркал обеспечивало отражения R>99,5% в диапазоне от 2350-3300 нм и пропускание T>90% на длине волны λ = 1938 нм. Расстояние между сферическими зеркалами составляло приблизительно 12 см, и было выбрано по результатам предварительных экспериментов в данной схеме, как вариант конфигурации позволяющий достичь максимального уровня мощности генерации. Оба плеча резонатора имели длину 15 см, а углы излома оптической оси составляли ~35°. Активный элемент помещался в центр между сферическими зеркалами перпендикулярно оптической оси. Накачка фокусировалась линзой с фокусным расстоянием F = 180 мм и подавалась вдоль оптической оси сквозь сферическое зеркало в центр кристалла. Чтобы избежать разрушения поверхности сферических зеркал и кристалла, накачка фокусировалась за активным элементом на расстоянии ~7,5 см от сферического зеркала M_2 Диаметр пучка в центре кристалла приблизительно 300 мкм. Выбранное расположение элементов позволило полностью разделить луч генерации от луча накачки.

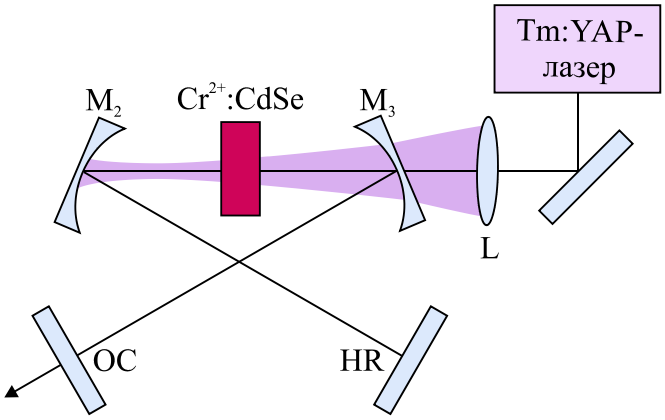


Рисунок 4.7 – Схема Cr^{2+}:CdSe лазера с Х-образным резонатором

Юстировка резонатора осуществлялась при помощи пироэлектрической камеры Pyrocam III, а мощность генерации определялась датчиком Gentec Solo II.

Чтобы добиться максимальной мощности генерации и полосы перестройки качестве выходного зеркала использовались элементы, выполненные из различных материалов, а также с различными отражающими покрытиями. В работе использовались зеркала со следующими коэффициентами пропускания 8% (SiO2), 20% (ZnSe), 25% (ZnSe), 28% (ZnSe), 40% (ZnSe), а также германиевая пластинка с коэффициентом отражения от одной грани ~ 36%. Для каждого из выходных зеркал были определены зависимости выходной мощности от мощности подаваемой накачки при разной частоте следования импульсов накачки. Было определено, что максимальная эффективность достигается при частоте 2 КГц для каждого из выходных зеркал. На рисунке 4.8 показаны полученные зависимости мощности генерации Cr^{2+}:CdSe лазера от мощности подаваемой накачки с периодом следования 2 КГц.

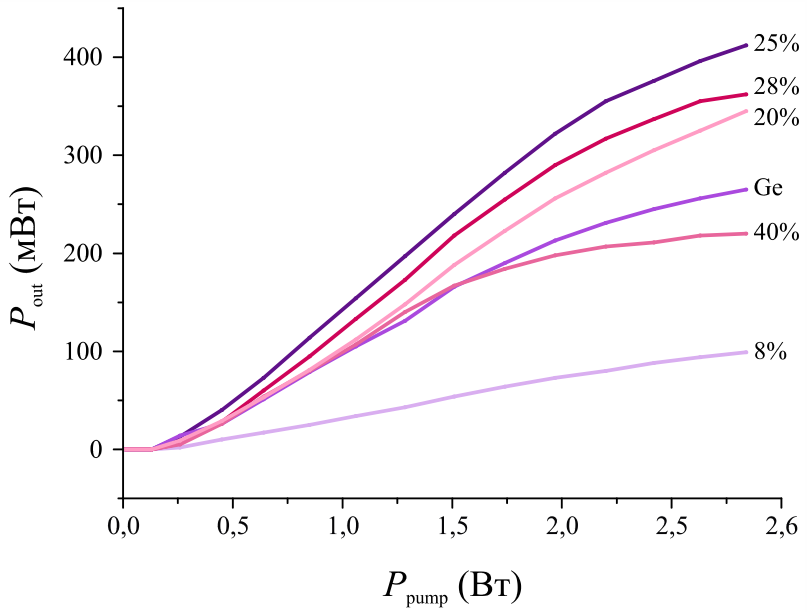


Рисунок 4.8 – Зависимости мощности генерации Cr^{2+}:CdSe лазера от мощности подаваемой накачки

Пороговое значение мощности подаваемой накачки для всех зеркал было приблизительно одинаковым и составляло ~150 мВт. Максимальное значение мощности генерации составило 420 мВт при подаваемой мощности накачки 2840 мВт при использовании 25% выходного зеркала. Увеличение или

уменьшение коэффициента отражения выходного зеркала вело к снижению мощности, а значит и эффективности генерации. Самая низкая эффективность была зарегистрирована при использовании 8% выходного зеркала. Длительность импульсов генерации составляла 200 нс. При высоких мощностях накачки наблюдалось уменьшение эффективности генерации, вызванное тепловыми искажениями внутри активного элемента.

При помощи монохроматор Solar M833 и фотодектора Thorlabs PDA20H был определен спектр генерации Cr^{2+}:CdSe лазера при использовании 25% выходного зеркала. Его изображение показано на рисунке 4.9 вместе со спектром пропускания атмосферы [3]. Полоса генерации составила приблизительно 200 нм. Видно, что линии поглощения атмосферы соответствуют локальным минимумам спектра генерации.

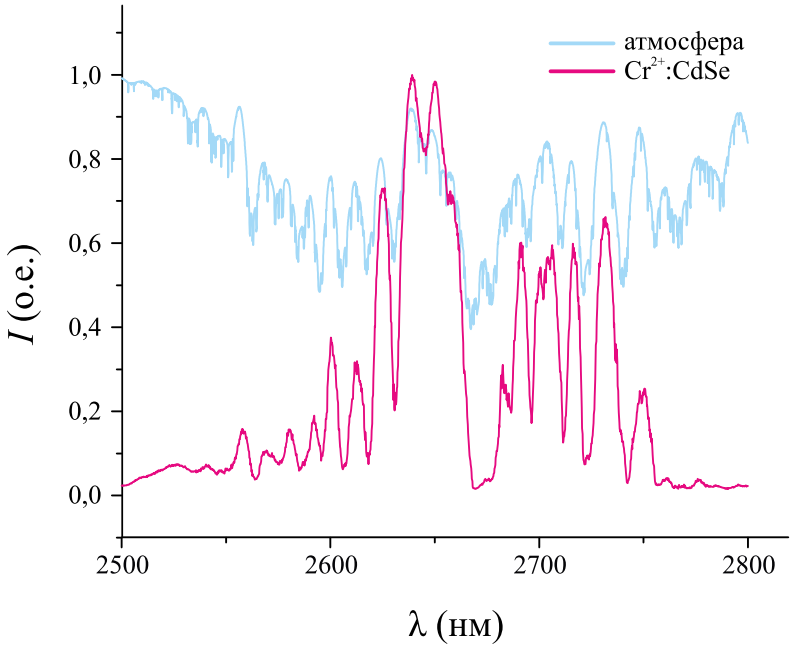


Рисунок 4.9 – Спектр генерации Cr^{2+}:CdSe лазера и спектр пропускания атмосферы

Следует отметить, что лазерные характеристики системы значительно зависели от качества юстировки. Если по каким-то причинам не удавалось добиться стабильной формы гауссового распределения пучка на всем диапазоне мощности накачки, то при высоких значениях мощности накачки наблюдалось значительное снижение мощности генерации, иногда вплоть до нулевых значений. На рисунке 4.10 представлено типичное поперечное распределение

плотности мощности пучка в случаях, когда достигался стабильный рост мощности генерации.

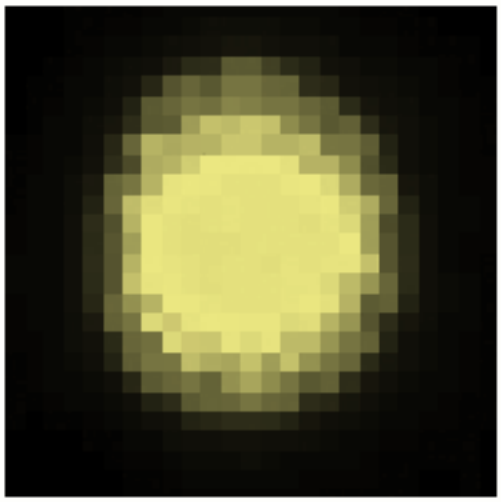


Рисунок 4.10 – Поперечное распределение плотности мощности пучка генерации Cr^{2+}:CdSe лазера

Еще одним недостатком кристалла Cr^{2+}:CdSe оказалась его низкая лучевая стойкость: в ходе юстировки происходило разрушение поверхности активного элемента и сопутствующее ему падение мощностных характеристик. На рисунке 4.11 показан снимок областей поверхности используемого активного элемента после завершения работ, на котором хорошо заметны следы пробоя кристалла. На рисунке 4.11а показана область, которая не подвергалась воздействию на качки, а на рисунке 4.11б показана область вблизи середины кристалла, которая подверглась наибольшему воздействию накачки.

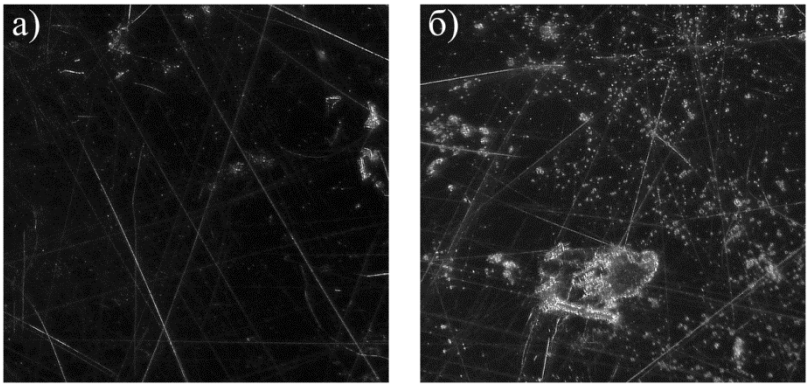


Рисунок 4.11 – Изображение двух областей поверхности кристалла Cr^{2+}:CdSe

4.5 Перестраиваемый Cr:CdSe лазер

Следующим этапом работы стало осуществление перестройки длины волны генерации Cr^{2+}:CdSe. Для этого были использованы призма (CaF_2) и золотая дифракционная решетка с покрытием 300 штрихов/мм. Чтобы уменьшить спектральные ограничения, накладываемые элементами резонатора, в качестве выходного зеркала использовалась германиевая пластинка. На рисунке 4.12 представлены схемы эксперимента. В первом варианте (Рис. 4.12а) призма устанавливалась в плечо с выходным зеркалом, и перестройка осуществлялась изменением положения выходного зеркала. Во втором случае (Рис. 4.12б) дифракционная решетка устанавливалась на место глухого зеркала (HR), и перестройка осуществлялась изменением углового положения решетки.

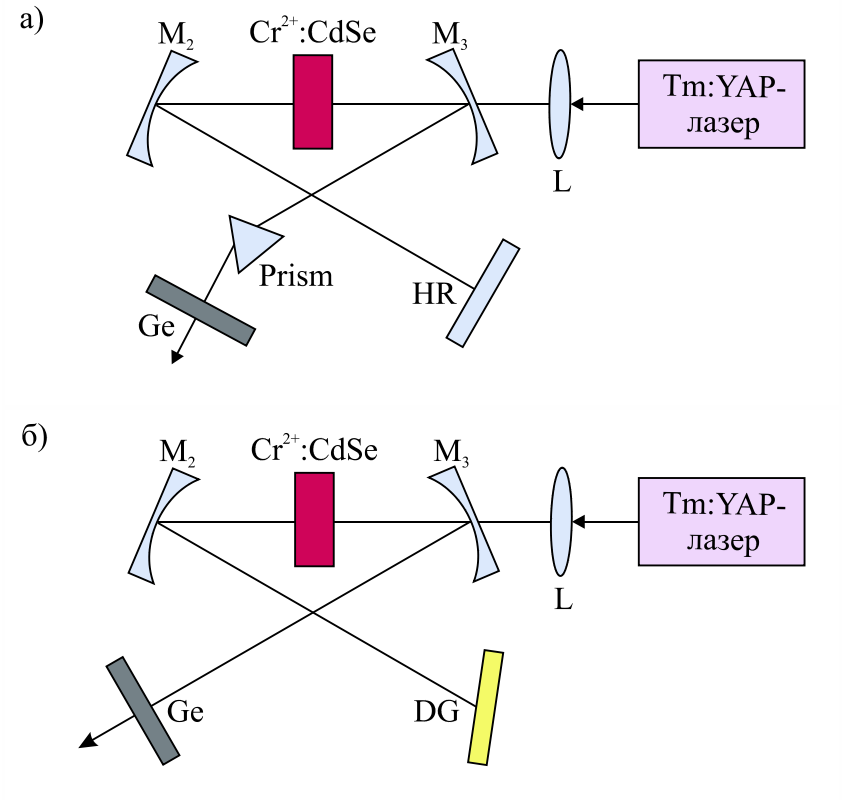


Рисунок 4.12 – Схема эксперимента по перестройке длины волны генерации Cr^{2+}:CdSe лазера

Для каждой конфигурации измерялись кривая перестройки и спектры генерации. Перестроечная кривая определялась при помощи измерителя мощности Gentec Solo 2. Спектры генерации регистрировались при помощи фотодетектора Thorlabs PDA20H и монохроматора Solar M833.

На рисунке 4.13. показаны область перестройки (закрашенная область), а также отдельные спектры генерации, полученные при разных положениях дифракционной решетки, которые показаны цветными линиями. Каждая линия соответствует фиксированному угловому положению выходного зеркала. Несмотря на то, что в данной конфигурации диапазон перестройки был в пределах 2450-3200 нм, полученные результаты оказались неудовлетворительными, так как ширина полос генерации превосходила 50 нм. Это можно объяснить низкой хроматической дисперсией CaF_2 в данном диапазоне длин волн ($dn/d\lambda$ = -0,0059776 мкм$^{-1}$ [101]).

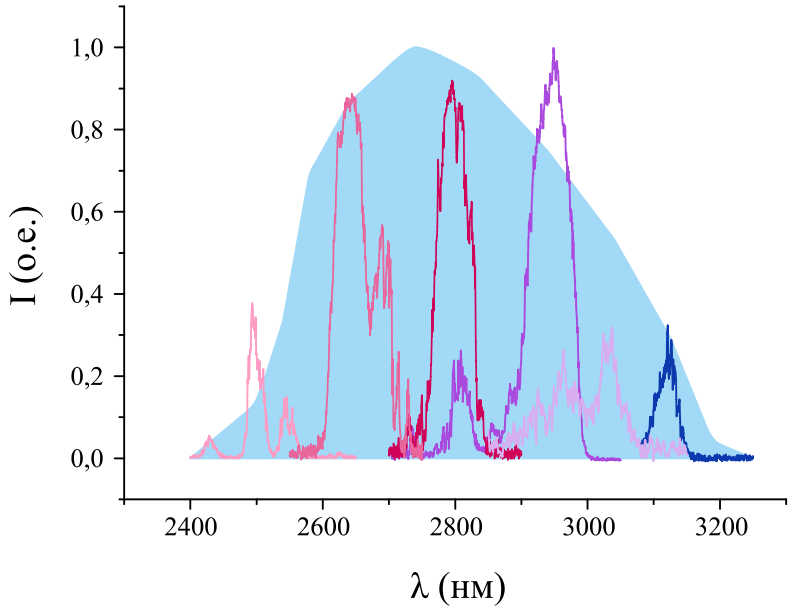


Рисунок 4.13 – Кривая перестройки длины волны и спектры генерации Cr^{2+}:CdSe лазера, полученные в схеме с дисперсионной призмой

Во втором варианте дифракционная решетка устанавливалась на место глухого зеркала (HR) и позволила осуществить перестройку в диапазоне от 2420-3050 нм. На рисунке 4.14 показаны область перестройки (закрашенная область), а также отдельные полосы генерации, полученные при разных положениях дифракционной решетки. Сужение полосы перестройки вероятно можно объяснить особенностями формы штрихов дифракционной решетки. Кроме того, полоса перестройки ограничивается спектральными

характеристиками сферических зеркал, для которых в случае углового положения происходит смещение спектра отражения в коротковолновую сторону.

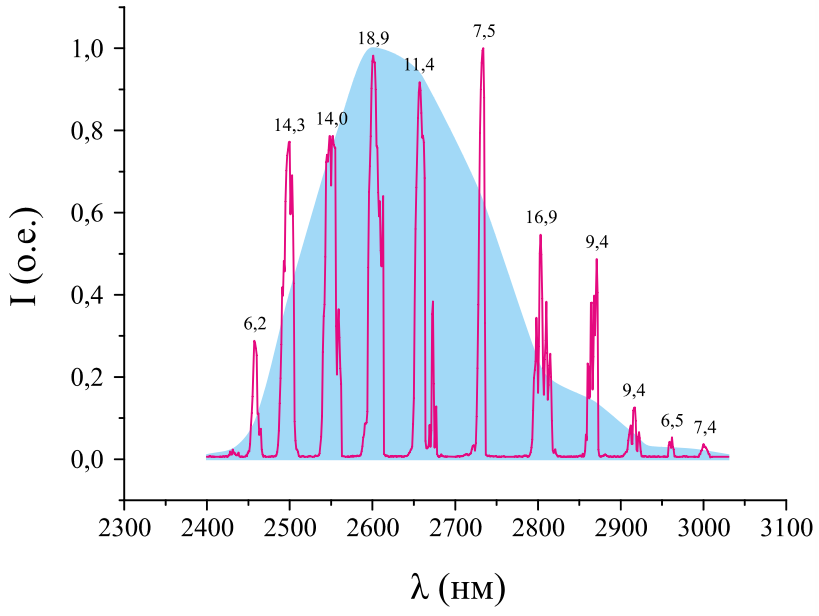


Рисунок 4.14 – Кривая перестройки Cr^{2+}:CdSe лазера и спектры генерации

Теоретически ширину полосы генерации при селекции дифракционной решеткой можно определить по формуле [84]

$$\delta\lambda(\varphi) = \frac{2\,d\,\cos\varphi}{m}\,\Delta\alpha, \tag{4.2}$$

где – период решетки, φ – угол падения пучка на решетку, m – порядок решетки, $\Delta\alpha$ – расходимость пучка внутри резонатора. В данном случае $m = 5$, $\varphi < 15°$, d = 1/300 мм. Угол расходимости можно приблизительно определить как $\Delta\alpha = 1{,}22\,\lambda/D$ [84], где D – размер минимальной апертуры в системе. В рассматриваемом варианте за D можно выбрать как размер основной моды резонатора на активном элементе, который был определен в главе 3 по формуле (3.10), и тогда $D = 2a_a \approx 200$ мкм. Отсюда по формуле 4.2 можно оценить ширину полосы генерации лазера $\delta\lambda$~21 нм.

4.6 Выводы

В настоящей главе описан процесс разработки перестраиваемого Cr^{2+}:CdSe лазера с четырехзеркальной конфигурацией резонатора и импульсно-

периодическим источником возбуждения, в качестве которого применялся твердотельный Tm^{3+}:YAP лазер, работающий в режиме модуляции добротности. В ходе работы были определены оптимальные параметры оптического резонатора и системы накачки. Чтобы добиться максимальной мощности генерации и полосы перестройки в качестве выходного зеркала использовались элементы, выполненные из различных материалов, а также с различными отражающими покрытиями. В работе использовались зеркала со следующими коэффициентами пропускания 8%, 20%, 25%, 28%, 40%, а также германиевая пластинка с коэффициентом отражения ~ 36%. Для каждого из элементов были определены зависимости выходной мощности от мощности подаваемой накачки при разной частоте следования импульсов накачки. Из этих зависимостей выявлено, что для любого из зеркал наибольшая эффективность генерации достигается при частоте следования импульсов накачки f = 2 КГц. Определено, что наибольшая выходная мощность 420 мВт достигается при использовании 25% выходного зеркала. Длительность импульсов при этом составляла около 200 нс.

Осуществлена перестройка длины волны генерации Cr^{2+}:CdSe лазера при помощи дифракционной решетки с покрытием 300 штрихов/мм. Перестройка была выполнена в спектральном диапазоне от 2420 до 3050 нм с использованием одного набора оптических элементов. Усредненное значение полной ширины спектра генерации лазера по уровню 0,5 составило 10 нм.

ГЛАВА 5. Перестраиваемый Cr:ZnSe лазер с фильтром Лио

5.1 Постановка задачи

Лазерные источники на основе кристалла Cr^{2+}:ZnSe могут успешно применяться в области ИК спектроскопии [2, 20], включая внутрирезонаторную лазерную спектроскопию [104-106], а также дистанционное зондирование [107]. Как уже было указано выше, диапазон 2,2-2,8 мкм включает в себя полосы селективного поглощения биологических тканей и ряда молекулярных газов, включая CO, CO_2 а также водяного пара, что делает Cr^{2+}:ZnSe лазеры перспективным исследовательским инструментом для решения одной из актуальных на сегодняшний день экологических задач по дистанционному мониторингу парниковых газов [1, 2, 15].

Метод внутрирезонаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС) активно применяется для высокочувствительного анализа слабопоглощающих сред [108-110] и особенно привлекателен для исследования веществ в газовой форме. В задачах ВРЛС основными параметрами, влияющими на чувствительность измерений, являются время стабильной генерации и эффективная длина поглощающего слоя. Поэтому в этом приложении предпочтительнее использование непрерывных лазеров с большой длиной резонатора и широкой однородной линией усиления активного элемента. Эти требования связаны с тем, что в лазерах стоящей волны чувствительность метода ВРЛС существенно снижается из-за явления пространственной неоднородной инверсии населенности (ПНИН), которое является следствием селективности резонатора. Путем обеспечения генерации большого числа продольных мод, например, используя сферические зеркала и увеличивая длину резонатора, а также уменьшив коэффициент заполнения резонатора активной средой, можно значительно снизить влияние ПНИН [110]. Кроме того, кристалл Cr^{2+}:ZnSe обладает однородным уширением, поэтому в лазере на его основе моды резонатора связаны между собой, через колебательную структуру электронных состояний молекул активной среды, что также повышает чувствительность метода ВРЛС.

Для ВРЛС предпочтительнее использовать широкополосные лазерные источники [110]. В дистанционном зондировании – узкополосные. Основное достоинство широкополосных источников с однородно уширенной линией усиления активной среды состоит в возможности одновременной регистрации в широком спектральном диапазоне и увеличении чувствительности за счёт межмодовой конкуренции [111]. Перестраиваемые узкополосные лазеры не требуют дорогостоящего и маломобильного спектрального оборудования, так как регистрация может производиться измерителем мощности. Известно, что для широкополосных источников наибольшая чувствительность ВРЛС достигается вблизи порога генерации и с дальнейшим ростом накачки она существенно снижается [110]. Но вблизи порога лазерная генерация нестабильна и увеличивается вклад спонтанного шума. Узкополосные источники могут использоваться в диапазоне накачки выше пороговой, когда характеристики лазера стабилизированы. Кроме того, в ВРЛС для узкополосных лазеров чувствительность регистрации увеличивается с уменьшением спектральной ширины линии генерации, пока та не сравняется с шириной детектируемой линии.

Узкополосная лазерная генерация с возможностью одновременной перестройки по длине волны может быть обеспечена при помощи интерференционно-поляризационного фильтра (ИПФ), например, фильтра Лио [43, 44, 108, 112-115]. Применение ИПФ для ИК диапазона является перспективным в силу следующих причин. Во-первых, фильтр Лио значительно проще и дешевле в изготовлении в сравнении с дифракционными решетками и призмами. Во-вторых, фильтр Лио обладает низкими неселективными потерями, так как теоретические потери при внесении элемента в резонатор стремятся к нулю. Поэтому ИПФ позволяет осуществлять плавную (если в максимум пропускания фильтра попадает несколько продольных мод резонатора) перестройку длины волны генерации без потери мощности на всем рабочем диапазоне. В третьих, так как принцип действия фильтра основан на интерференции, то спектр генерации лазера может быть сужен до десятков ангстрем в зависимости от толщины элемента и материала, из которого он

выполнен. Кроме того, изготовление фильтра из электрооптических кристаллов позволило бы осуществить электронную перестройку спектра с высокой воспроизводимостью генерационных характеристик лазера. Однако, так как селективность ИПФ обратно пропорциональна квадрату рабочей длины волны, то она значительно снижается в ИК области в сравнении с видимым диапазоном. Поэтому для определения возможностей данного метода селекции применительно к Cr^{2+}:ZnSe лазерам необходимо провести экспериментальную проверку [43, 44].

Данный раздел посвящен созданию непрерывного перестраиваемого узкополосного Cr^{2+}:ZnSe лазера с x-образным резонатором. Данная конфигурация была выбрана, так как x(z)-образная геометрия позволяет обеспечить большую длину резонатора при малых размерах активного элемента в соответствии с требованиями ВРЛС. Перестройка длины волны генерации лазера осуществлялась двухкомпонентным фильтром Лио, состоящим из пластин кристаллического кварца толщиной 10 и 2,5 мм.

5.2 Cr:ZnSe лазер с неоднородно-легированным активным элементом

Реализованная оптическая система была аналогична лазеру, описанному в главе 3. В качестве активного элемента использовался поликристалл Cr^{2+}:ZnSe, имевший форму параллелепипеда (3x10x17 мм). Для увеличения лучевой стойкости торцов кристалла к излучению накачки, а также для уменьшения тепловые искажения внутри элемента [A4, A7, 116], образец ZnSe был неоднородно легирован диффузионным методом таким образом, чтобы максимальная концентрация Cr^{2+} достигалась в середине образца. С этой целью на обе (наибольшие по площади) боковые поверхности нелегированного кристалла ZnSe симметрично через маску была нанесена пленка хрома путем электронно-лучевого испарения. Затем в течение 6 суток образец отжигался в кварцевых ампулах в парах цинка, со скоростью нагрева 5 град/мин и максимальной температурой 1000 С. После этого осуществлялось охлаждение образца путем закалки на воздухе и последующая полировка и нанесение просветляющих

покрытий на торцы [А4, А7]. В рабочей области пропускания излучения накачки составило 30%.

На рисунке 5.1 показан внешний вид кристалла, где красным цветом условно обозначено распределение ионов Cr^{2+}.

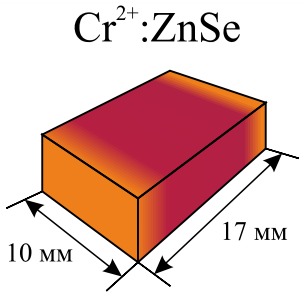


Рисунок 5.1 – Легирование кристалла Cr^{2+}:ZnSe

Кристалл был закреплен в медный радиатор с воздушным охлаждением и температурным контролем. В качестве источника накачки использовался непрерывный тулиевый лазер (ЛМТ-30А-01 НТО ИРЭ-Полюс). Резонатор лазера был образован четырьмя зеркалами (Рис 5.2): плоским зеркалом (M_1), двумя сферическими зеркалами (M_2 и M_3, с кривизной R = 10 см), между которыми размещался активный элемент, и выходным зеркалом (M_4). Расстояние между сферическими зеркалами было около 12 см, а длины плеч резонатора равнялись приблизительно 20 см. Углы излома оптической оси составляли приблизительно 25º. Накачка фокусировалась линзой F = 50 мм и подавалась на активный элемент сквозь сферическое зеркало, так чтобы перетяжка располагалась приблизительно в середине кристалла. Минимальный радиус пятна накачки составлял ~100 мкм. Важно отметить, что зеркала M_1, M_2 и M_3 были изготовлены из кварцевого стекла и обладали коэффициентом отражения ≥98% в диапазоне 2,2-2,8 мкм.

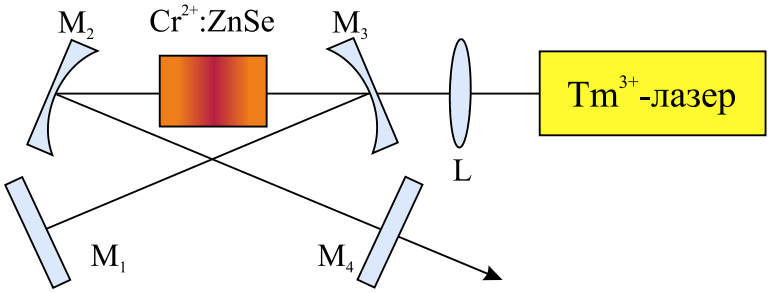


Рисунок 5.2 – Схема Cr^{2+}:ZnSe лазера

Для определения оптимальных условий генерации системы, а также влияния оптических элементов резонатора на спектр генерации был проведен подбор выходного зеркала для резонатора (M_4). В качестве выходного зеркала использовались следующие элементы:

1. 8% зеркало из кварцевого стекла (рабочий диапазон 2,2-2,8 мкм);
2. 28% зеркало из поликристалла ZnSe (рабочий диапазон 2,5-3,0 мкм);
3. Плоскопараллельная германиевая пластинка толщиной ~ 3 мм;
4. Плоскопараллельная пластинка поликристалла ZnSe толщиной 5 мм.

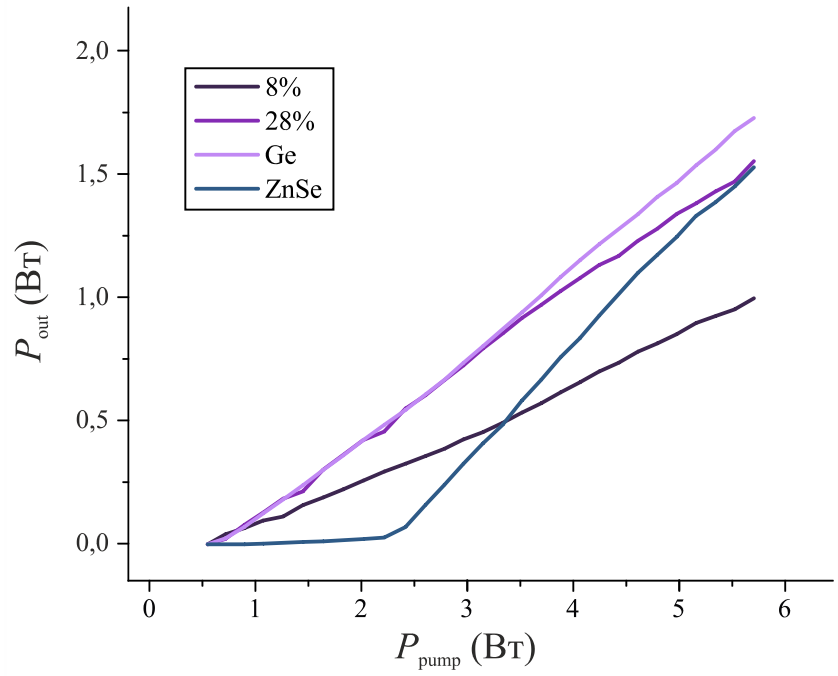


Рисунок 5.3 – Зависимости выходной мощности генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера при использовании различных выходных зеркал

С использованием всех вариантов выходных зеркал была достигнута устойчивая лазерная генерация. Зависимости выходной мощности Cr^{2+}:ZnSe лазера от мощности накачки показаны на рисунке 5.3. Из графиков видно, что наименьшая выходная мощность была достигнута при использовании 8% кварцевого зеркала, а максимальная мощность 1,78 Вт получена при использовании германиевой пластинки. Для пластинки из ZnSe порог генерации значительно возрастает, но, тем не менее, эффективность генерации повышается. Стабильная и мощная генерация, полученная при использовании данного элемента, свидетельствует о высоком коэффициенте усиления в активном

элементе и высокой добротности резонатора, а также хорошей согласованности резонатора и источника накачки. При высоких значениях мощностях накачки эффективность генерации не снижается, что означает, что на данном диапазоне мощностей тепловые искажения успешно скомпенсированы.

Чтобы определить влияние выходных зеркал на спектральные характеристики лазера были измерены спектры генерации (Рис 5.4). Спектральные характеристики определялись при помощи автоматизированного монохроматора МДР-41 и фотодектором Hamamatsu G8423-05, сигнал которого регистрировался аналоговым усилителем SR510 Stanford Research Systems. По паспортным данным рабочий диапазон фотоприемника Hamamatsu G8423-05 от 2,1 до 2,56 мкм, но на практике он позволяет регистрировать излучение от видимого диапазона до 3 мкм, поэтому может быть использован для измерения спектров Cr^{2+}:ZnSe лазера. При измерении ширина щелей монохроматора составляла 20 мкм. Выходная мощность генерации лазера составляла ~130 мВт. Невысокое значение выходной мощности лазера было выбрано для того, чтобы избежать использования дополнительных фильтров, которые могли бы исказить спектральные характеристики.

На рисунке 5.4 показаны спектры генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера при использовании различных выходных зеркал. Смещение спектра генерации для 28% зеркала соответствует рабочему диапазону данного элемента. В целом для спектров оптических элементов, выполненных из ZnSe и Ge, характерна сильная изрезанность, вызванная интерференцией излучения из-за высоких коэффициентов отражения от торцов. По этой причине для экспериментов со спектральной перестройкой в качестве выходного зеркала было выбрано 8% кварцевое зеркало.

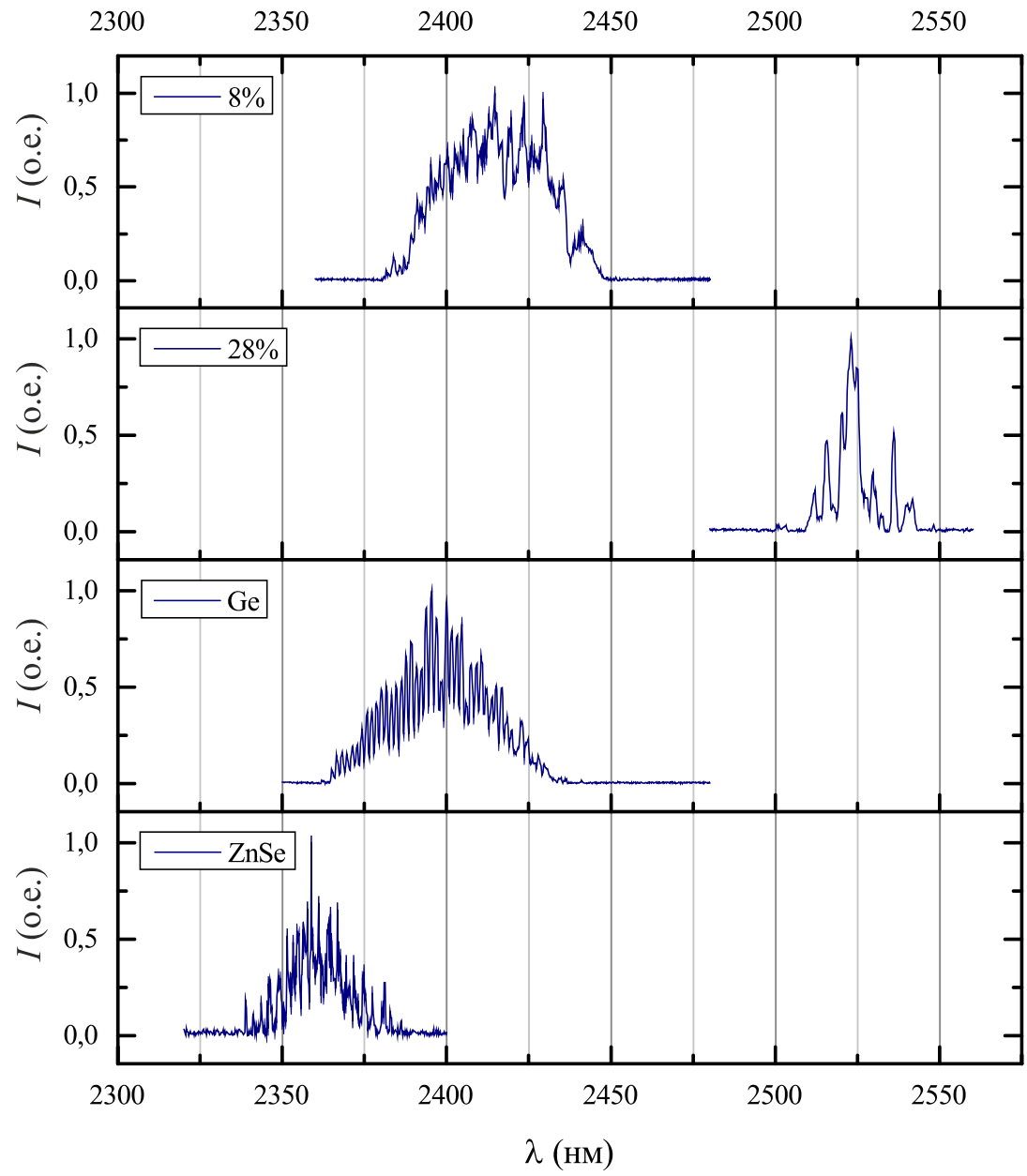


Рисунок 5.4 – Спектры генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера при использовании различных выходных зеркал.

5.3 Теоретические оценки

Фильтр Лио относится к интерференционно-поляризационным фильтрам, принцип работы которых основан на анизотропии показателя преломления оптических сред [108, 113-115]. В простейшем случае фильтр представляет собой пластинку одноосного кристалла, вырезанного параллельно оптической оси. Для осуществления селекции по поляризации пластинка помещается в оптический резонатор под углом Брюстера (Рис.5.5а), таким образом, что потери для вертикальной компоненты поля внутри резонатора превосходят потери для

горизонтальной компоненты. Оптическая ось кристалла ориентируется под углом $\theta = 45°$ относительно плоскости ρ-поляризации для Брюстеровской поверхности, чтобы обеспечить максимальную разницу между показателями преломления для обыкновенной и необыкновенной волн (Рис 5.5б).

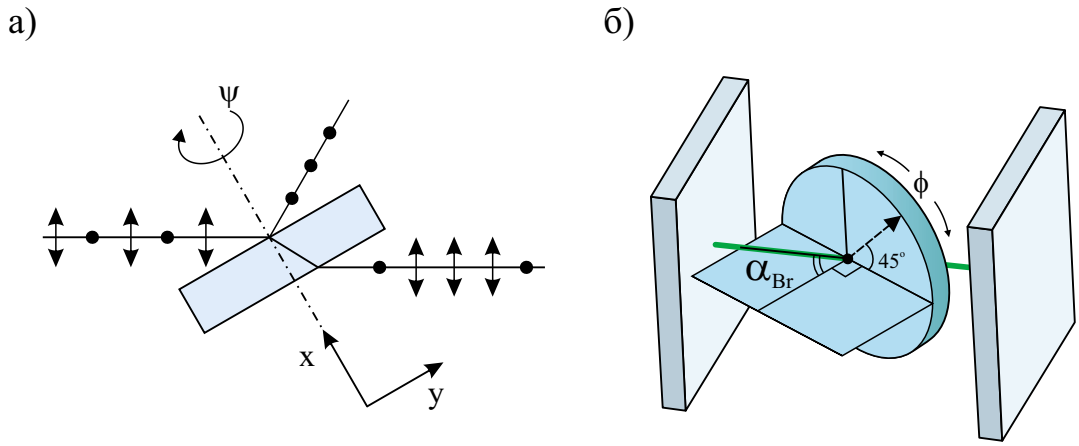


Рисунок 5.5 – Принцип работы фильтра Лио

При прохождении пластинки горизонтально поляризованное излучение разделяется на обыкновенную и необыкновенную волны, а между компонентами поля образуется набег фазы, и на выходе из пластины обыкновенная и необыкновенная волны интерферируют. Исходя из этого, коэффициент пропускания пластины определяется выражением [108, 114, 115]:

$$= \cos^2\left(\pi \frac{l(n_e(\theta)\text{-}n_o)}{\lambda}\right), \tag{5.1}$$

где λ – длина волны излучения (граница в диапазоне), l – расстояние, пройденное светом внутри пластины n_o, n_e – показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн, θ – угол ориентации оптической оси. Таким образом, спектр пропускания пластины является периодической функцией с максимумами определяемыми как

$$\lambda_{max} = \frac{1}{k} l(n_e - n_o), \tag{5.2}$$

где k – натуральное число. Расстояние между спектральными максимумами будет определятся по формуле:

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2}{l(n_e(\theta)-n_o)}. \tag{5.3}$$

В случае, когда в оптической системе пластинка расположена под углом Брюстера, l определяется как

$$l = \frac{d}{\sqrt{1 - sin^2\,\alpha_{\text{Бр}}/n_o^2}}, \tag{5.4}$$

где d – толщина пластинки.

Для кварцевых пластинок толщиной 10 и 2,5 мм с показателями преломления n_o = 1,512 и n_e = 1,520 (λ = 2,5 мкм [117]), если выбрать границей диапазона λ = 2,3 мкм, то расстояние между спектральными максимумами составит соответственно 55 и 220 нм соответственно.

Так как показатель преломления необыкновенной волны зависит от ориентации оптической оси пластинки, то изменение угла θ при повороте кристалла вокруг нормали приводит к непрерывному изменению $\Delta n = n_e(\theta) - n_o$ и к соответствующей перестройке длины волны λ отвечающей пику пропускания. Кроме того, важно отметить, что путем вращения фильтра, можно обеспечить переключение лазера из узкополосного режима работы в широкополосный без использования дополнительных механических элементов. Для этого достаточно повернуть оптическую ось элемента параллельно или перпендикулярно плоскости ρ-поляризации для Брюстеровской поверхности.

Чтобы обеспечить селекцию на большом диапазоне длин волн используют комбинацию из нескольких пластин разной толщины, при этом толщина линии генерации определяется самой толстой пластиной. Алгоритм расчета фильтра Лио подробно описан в работах [114, 115] и может быть выполнен при помощи матричного метода Джонса [75, 81]. Двулучепреломляющая пластинка, расположенная под углом Брюстера описывается следующим набором матриц:

$$M_L = \begin{pmatrix} T & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} cos(-\alpha) & sin(-\alpha) \\ -sin(-\alpha) & cos(-\alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\delta} & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} cos(\alpha) & sin(\alpha) \\ -sin(\alpha) & cos(\alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{5.5}$$

где $\alpha = 45°$ – угол между оптической осью пластинки и плоскостью падения луча, $\delta = \pi l(n_e - n_o)/\lambda$ – половина набега фазы, образующегося между обыкновенной и необыкновенной волной после прохождения пластинки, $T = 2n/(n^2 + 1)$ коэффициент пропускания пластинки для σ-поляризации под углом Брюстера, где можно принять $n = n_o$. В данном случае в матрице не учтено влияние коэффициента пропускания зеркал. Также не учитывается изменение поляризации при отражении, так как в предполагаемом резонаторе четное количество зеркал.

Если пренебречь потери на отражение, то матрица будет выглядеть следующим образом

$$M = \begin{pmatrix} cos\,\delta & -i\ sin\,\delta \\ -i\,sin\,\delta & cos\,\delta \end{pmatrix}. \tag{5.5}$$

Если принять, что при этом через пластину распространяется только излучение с π-поляризацией, то пропускание пластинки будет соответствовать формуле 5.1.

При наличии частичного поляризатора матрица M_L приводится к виду

$$M_L = \begin{pmatrix} T^2\,cos\,\delta & -i\,T\,sin\,\delta \\ -i\,T\,sin\,\delta & cos\,\delta \end{pmatrix}. \tag{5.6}$$

Собственные значения операторов матрицы M_L, модули которых определяют пропускание системы для обеих поляризаций за один проход в резонаторе [114, 115], равны

$$\begin{aligned} \Lambda_1 &= \frac{1}{2}\left((1+T^2)\,cos\,\delta + \sqrt{(1+T^2)^2\,cos^2\,\delta - 4T^2}\right), \\ \Lambda_2 &= \frac{1}{2}\left((1+T^2)\,cos\,\delta - \sqrt{(1+T^2)^2\,cos^2\,\delta - 4T^2}\right). \end{aligned} \tag{5.7}$$

Подставив в выражение (5.7) значение для δ можно получить зависимость коэффициента пропускания пластины по энергии от длины волны для σ и π-поляризаций, которые будут определяться как $T_\sigma(\lambda) = |\Lambda_1|^2$ и $T_\pi(\lambda) = |\Lambda_2|^2$. Эти коэфициенты определяют потери на элементе за один проход в резонаторе. На рисунке 5.6. представлены зависимости, полученные для данных выражений при использовании в качестве фильтра пластины из кристаллического кварца

толщиной 10 мм, ориентированной под углом Брюстера $\alpha_{Бр} = 56{,}55$. Для сравнения на рисунке 5.6а также приведена зависимость коэффициента пропуская, которая получается в случае идеального поляризатора и определяется формулой (5.1).

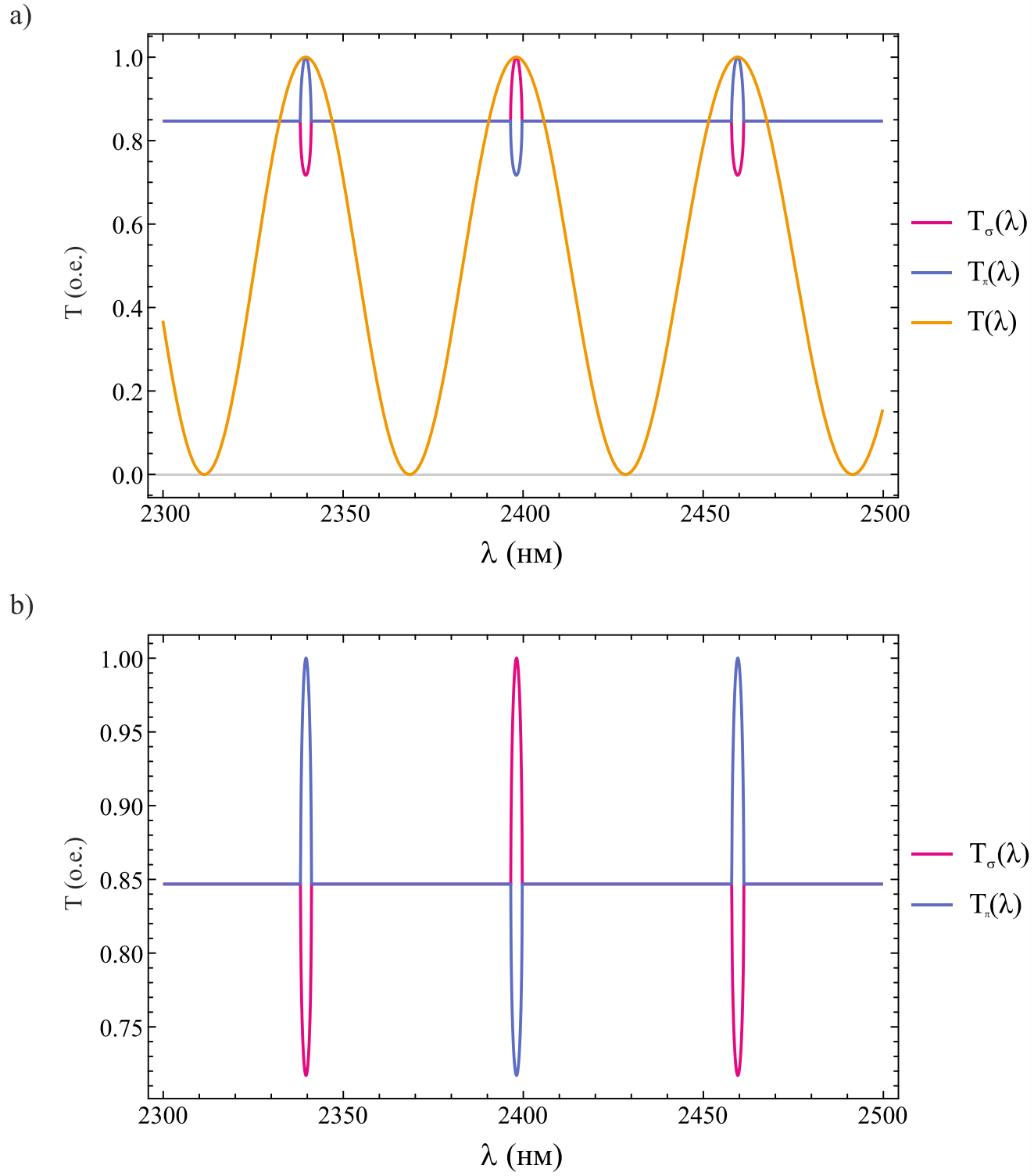


Рисунок 5.6 – Зависимость коэффициентов пропускания для 10 мм однокомпонентного Фильтра Лио

Из графиков видно, что при учете частичной поляризации излучения наблюдается более резкая зависимость для коэффициента пропускания, что дает возможность использовать одиночную пластину в качестве селектора. Исходя из зависимостей, предсказываемая ширина спектра генерации лазера без учета дополнительных потерь приблизительно равно 2,5 нм, а расстояние между линиями составляет ~ 60 нм. Это означает, что для получения одиночных полос генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера необходимо использовать комбинацию из двух пластин разной толщины.

5.4 Cr:ZnSe лазер с фильтром Лио

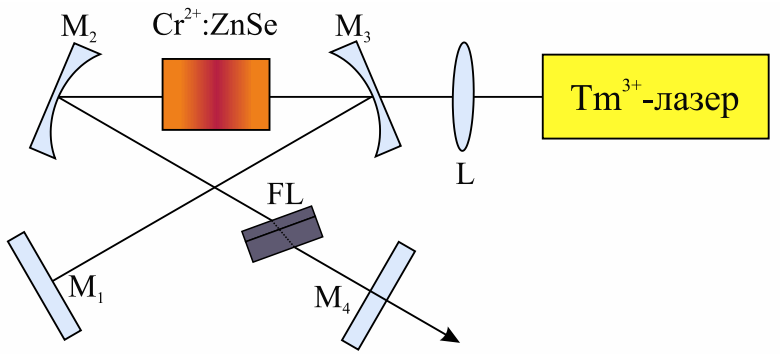


Рисунок 5.7 – Схема Cr^{2+}:ZnSe лазера с фильтром Лио

Чтобы осуществить перестройку длины волны генерации лазера в плечо резонатора под углом Брюстера был помещен двухкомпонентный фильтр Лио, образованный двумя двулучепреломляющими плоскопараллельными пластинами кристаллического кварца толщиной 10 и 2,5 мм (Рис 5.7), вырезанных параллельно оптические оси. В качестве выходного элемента использовалось кварцевое зеркало с 8% коэффициентом пропускания. Спектральные характеристики лазера фиксировались таким же образом, как описано в разделе 5.2 при помощи автоматизированного монохроматора МДР-41 и фотодектора Hamamatsu G8423-05. Ширина щелей монохроматора составляла 20 мкм. Мощность накачки во время измерения составляла ~1,3 Вт. Так как спектральные измерения занимали длительный промежуток времени, мощность волоконного

Tm лазера накачки могла изменяться в пределах 200 мВт из-за его нагрева. Длина волны генерации лазера накачки при этом не менялась.

Вначале в резонатор Cr^{2+}:ZnSe лазера была помещена одна пластинка толщиной 10 мм. При этом наблюдалось незначительно падение мощности генерации лазера. Спектр генерации лазера состоял из трех компонент, толщиной ~ 1 нм по уровню 0,5 от пика линии (Рис. 5.8). Расстояния между спектральными пиками генерации составило 54,8 и 57,2 нм, что приблизительно соответствует предварительным оценкам, полученным в разделе 5.2. Незначительное отличие экспериментальных данных от теоретических оценок может быть вызвано двумя факторами: ошибка при юстировке оптического элемента или же недостаточно точное значение коэффициентов преломления, выбранных для расчетов.

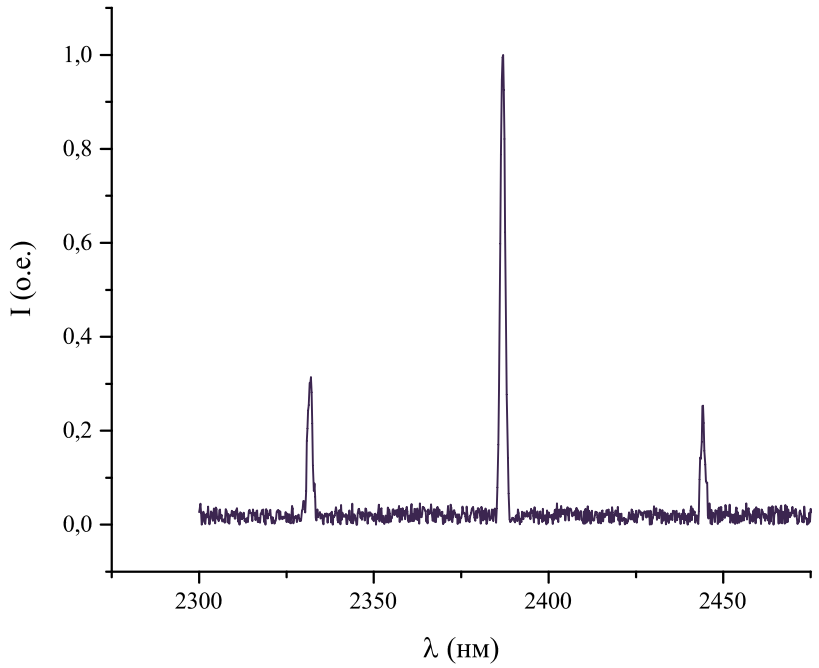


Рисунок 5.8 – Спектр генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера с однокомпонентным фильтром Лио толщиной 10мм

Для обеспечения генерации на одной спектральной полосе 10 мм кварцевая пластинка использовалась в комбинации с 2,5 мм пластинкой. Оба элемента были помещены в единую оправу, а их оптические оси были совмещены параллельно и направлены под углом 45° к сагиттальной плоскости резонатора. При помещении пластин в резонатор наблюдалось снижение выходной мощности генерации лазера, что вероятно связано с потерями из-за клиновидности пластин. Это

показано на рисунке 5.9 где приведены зависимости выходном мощности Cr^{2+}:ZnSe лазера от мощности накачки при наличии селективного элемента и в его отсутствии.

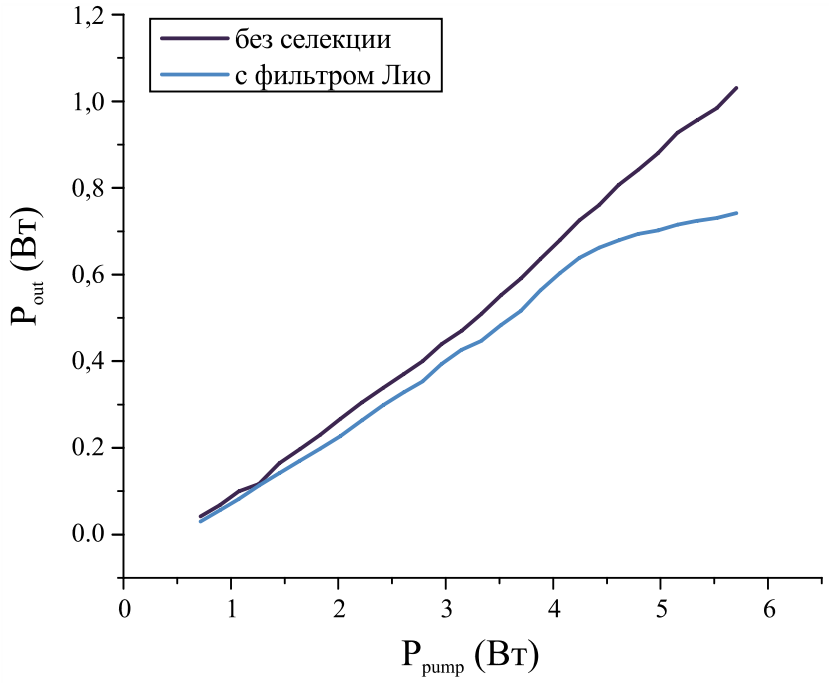


Рисунок 5.9 – Зависимости выходной мощности генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера с селективным и неселективным резонаторами

Перестройка длины волны генерации лазера осуществлялась вручную путем вращения оправы с пластинками вокруг нормали к их граням. Перестроечные кривые показаны на рисунке 5.10, а на рисунке 5.11 показаны спектры генерации лазера при различных угловых положениях оптической оси пластинок. Все спектральные измерения проводились при фиксированной мощности накачки ~1,3 Вт. На рисунке 5.10 фиолетовой линией показана длина волны генерации лазера в зависимости от углового положения фильтра. Голубой линией на том же рисунке показана зависимость выходной мощности генерации от мощности накачки. Снижение мощности генерации в начале графика свидетельствует о незначительно клиновидности элементов фильтра, так как при дальнейшем вращении фильтра наблюдалось периодическое изменение выходной мощности. Диапазон перестройки длины волны лазерной генерации составил 165 нм. При этом ширина отдельного спектра на уровне 0,5 составляла 0,8 нм и сохранялась на всем диапазоне перестройки (Рис. 5.11).

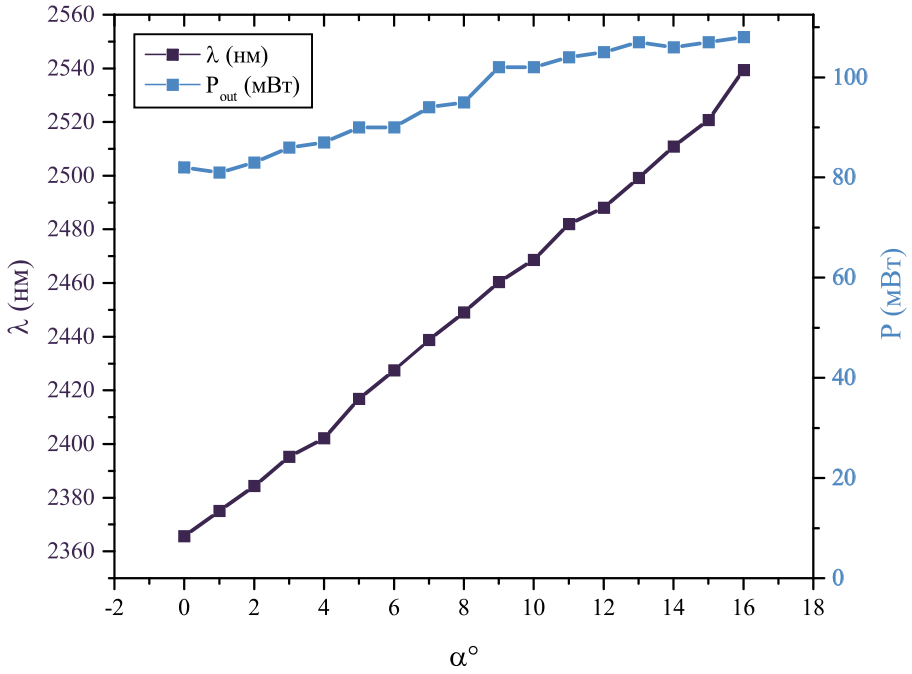


Рисунок 5.10 – Перестроечные кривые для длины волны генерации и мощности генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера с фильтром Лио

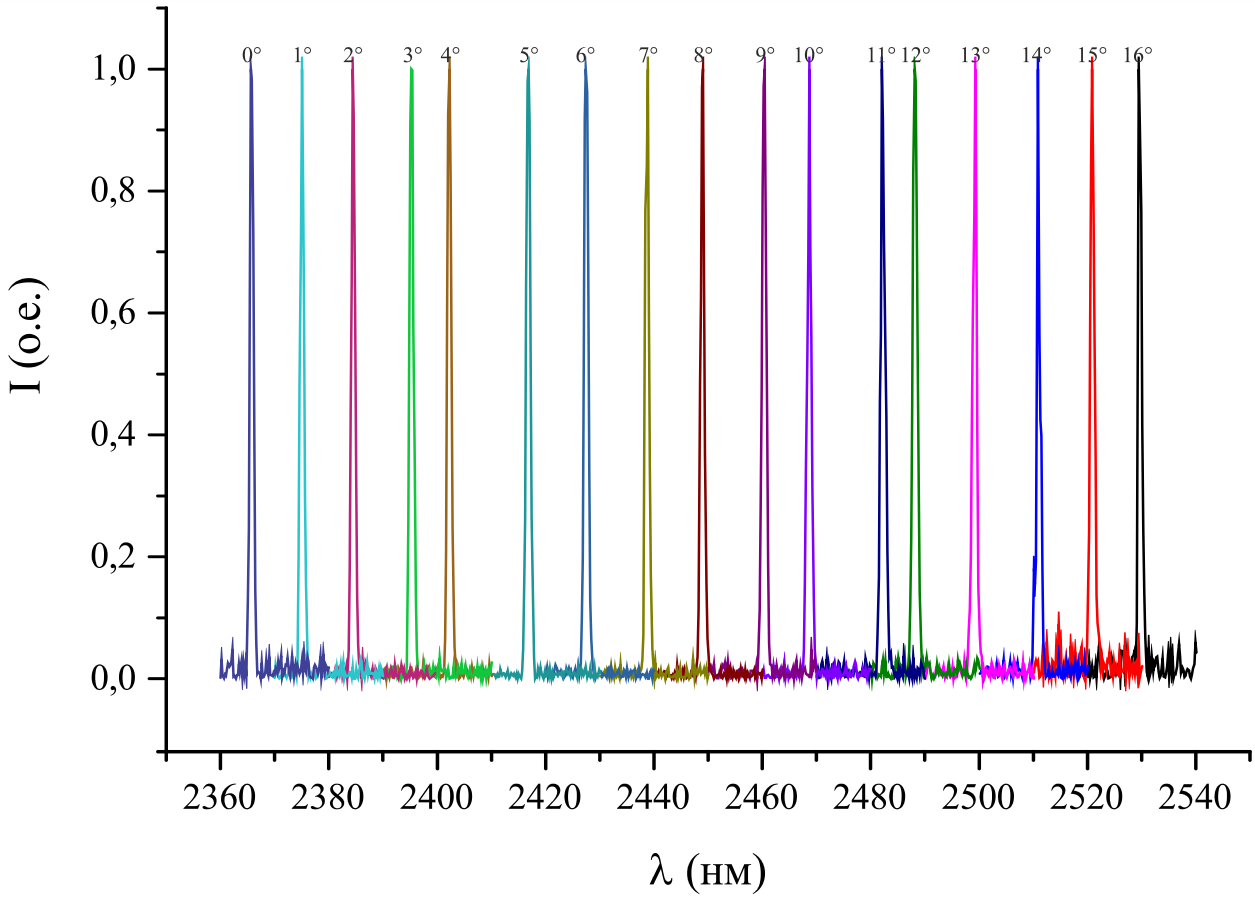


Рисунок 5.11 – Спектры генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера в зависимости от углового положения фильтра Лио

Если во время измерения спектр генерации приходился на линию поглощения атмосферы, то в измеряемом спектре наблюдался уширение и соответствующий провал. На рисунке 5.12 показан пример подобного искажения: два спектра генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера при угловом положении фильтра вблизи 16°. При незначительном отклонении фильтра, из-за сильного поглощения лазерного излучения в атмосфере, спектр генерации был искажен. Это подтверждает, что подобные лазерные системы могут быть использованы для задач внутрирезонаторной спектроскопии.

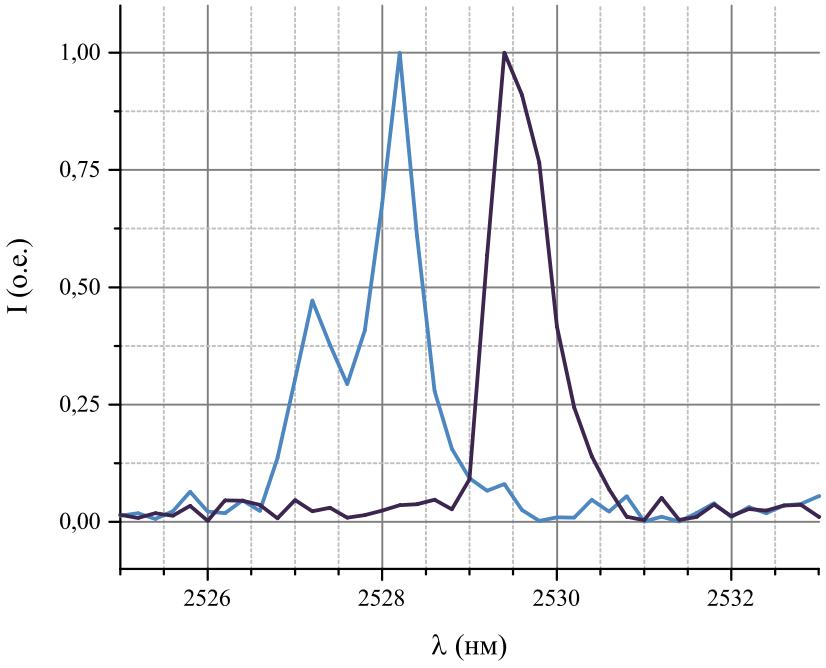


Рисунок 5.12 – Спектры генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера с фильтром Лио в положении фильтра вблизи 16°.

5.5 Выводы

В настоящей главе описан процесс разработки и результаты исследования непрерывного перестраиваемого Cr^{2+}:ZnSe лазера с неоднородно легированным активным элементом и с х-образной конфигурацией резонатора. Возбуждение активного элемента осуществлялось при помощи волоконного тулиевого лазера с длиной волны генерации 1907 нм.

В ходе работы были определены мощностные и спектральные параметры лазерной генерации в зависимости от характеристик выходного зеркала резонатора, в качестве которого использовались диэлектрические зеркала с

коэффициентом пропускания 8% и 28%, а также пластинки, выполненные из германия и селенида цинка. Максимальная выходная мощность была получена с использованием в качестве выходного зеркала германиевой пластинки и составила 1,78 Вт при мощности накачки 5,7 Вт. Кроме того, показано, что при использовании пластинки из селенида цинка порог генерации значительно возрастает, но одновременно с этим эффективность генерации повышается. Благодаря неоднородной структуре кристалла Cr^{2+}:ZnSe и торцевой системе охлаждения удалось добиться компенсации тепловых искажений на выбранном диапазоне накачки, то есть избежать падения эффективности лазерной генерации при высоких значениях мощности накачки.

Исследована возможность формирования узкополосного спектра генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера при помощи двухэлементного фильтра Лио, состоящего из пластин кристаллического кварца толщиной 10 и 2,5 мм. С использованием упомянутого фильтра осуществлена перестройка длины волны генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера в диапазоне от 2365 до 2530 нм. При этом ширина спектра генерации лазера по уровню 0,5 составляла 0,8 нм на всем диапазоне перестройки. Максимальная выходная мощность с использованием фильтра достигала 0,82 Вт.

Основные результаты

Диссертационная работа посвящена разработке лазерных систем на основе селенидов, легированных ионами Cr^{2+}. Основные результаты работы диссертации могут быть сформулированы в следующие тезисы:

1. Выполнено моделирование тепловых линз в активных кристаллах Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe, имеющих форму диска и находящихся под воздействием непрерывной продольной накачки, имеющей гауссово поперечное распределение. Используя программный пакет SIMULIA ABAQUS и метод матричной оптики, определены зависимости для фокусных расстояний наводимых тепловых линз внутри кристаллов Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe от радиуса пучка накачки и подаваемой мощности. Показано, что благодаря высокому значению термооптической постоянной в кристаллах формируются сильные тепловые линзы (порядка 10 мм), которые следует учитывать при создании лазеров на основе данных активных элементов для обеспечения устойчивости резонатора и согласования области усиления в кристалле с основной модой резонатора. В дополнение к теоретическим расчетам методом зондирующего пучка экспериментально получены зависимости фокусных расстояний тепловых линз для активных кристаллов Cr^{2+}:ZnSe и Cr^{2+}:CdSe от мощности лазерного излучения, подаваемого на образцы.

2. На основе кристалла Cr^{2+}:ZnSe реализован лазер с четырёхзеркальным z-образным резонатором и непрерывной продольной накачкой. Определены зависимости выходной мощности генерации Cr^{2+}:ZnSe лазера от накачки для различных геометрических конфигураций резонатора, где варьировались углы излома оптической оси, расстояние между сферическими зеркалами и общая длина резонатора. Проведено сопоставление полученных данных с результатами численных расчётов устойчивости резонатора.

3. Разработан перестраиваемый Cr^{2+}:CdSe лазер с черехзеркальным резонатором и импульсно-периодическим источником возбуждения, в качестве которого применялся твердотельный Tm^{3+}:YAP лазер, работающий в режиме

модуляции добротности. Для системы определены оптимальные параметры лазерного резонатора и условия возбуждения при продольной накачке. Используя дисперсионную призму из CaF_2, получена перестройка длины волны генерации в диапазоне 2450-3200 нм. При помощи дифракционной решетки осуществлена перестройка длины волны генерации в диапазоне от 2420 до 3050 мкм. Для дифракционной решетки среднее значение полной ширины спектра генерации по уровню 0,5 составило 10 нм.

4. На основе неоднородно легированного кристалла Cr^{2+}:ZnSe создан непрерывный узкополосный перестраиваемый лазер с четырехзеркальным резонатором. Определены мощностные и спектральные параметры лазерной генерации системы в зависимости от характеристик выходного зеркала резонатора. С использованием двухэлементного фильтра Лио, состоящего из пластин кристаллического кварца толщиной 10 и 2,5 мм, выполнена перестройка длины волны генерации лазера в диапазоне от 2365 до 2530 нм. На всем диапазоне перестройки ширина спектра генерации по уровню 0,5 составила 0,8 нм.

Список публикаций по теме диссертации

A1. Зиновьев, А.П. Моделирование оптических систем в программном пакете "Resonator Studio" и их экспериментальная реализация / А.П. Зиновьев, М.В. Кольцов, **О.В. Мартынова** // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 2012. – Т. 55, № 12. – С. 780.

A2. Константинов, А.Ю. Моделирование тепловых линз в халькогенидных активных средах Cr:CdSe и Cr:ZnSe / А.Ю. Константинов, **О.В. Мартынова**, А.П. Зиновьев // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 2017. – Т. 60, № 8. – С. 751.

A3. Мартынова, О.В. Оптимизация Cr:ZnSe-лазера с z-образным резонатором / **О.В. Мартынова**, С.В. Курашкин, А.П. Зиновьев, А.П. Савикин // Оптический журнал. – 2017. – Т. 84, № 10. – С. 19.

A4. Kurashkin, S.V. Doping profie inflence on a polycrystalline Cr^{2+}:ZnSe laser efficiency / S.V. Kurashkin, **O.V. Martynova**, D.V. Savin, E.M. Gavrishchuk, S.A. Rodin, A.P. Savikin. // Laser Phys. Lett. – 2018. – V. 15. – ID 025002.

A5. Martynova, O.V. Tunable Cr^{2+}:CdSe laser with an x-fold four-mirror cavity configuration / **O.V. Martynova**, S.V. Kurashkin, A.P. Savikin. A.P. Zinoviev. // Laser Phys. Lett. – 2018. – V. 15. – ID 065001.

A6. Курашкин, С.В. Измерение профилей концентрации активных центров лазерных сред ИК-диапазона с помощью пироэлектрической камеры / С.В. Курашкин, **О.В. Мартынова**, К.Э. Сумачев. // Прикладная физика. – 2018. –№ 5. –С. 67.

A7. Kurashkin, S.V. Cr^{2+}:ZnSe active media with complex profiles of internal doping / S.V. Kurashkin, **O.V. Martynova**, D.V. Savin, E.M. Gavrishchuk, S.S. Balabanov, V.B. Ikonnikov, V.V. Sharkov. // Laser Phys. Lett. – 2019. – V. 16. – ID 075801

A8. Пигарева, Я.И. Метод длительного мониторинга биоэлектрической активности аксонов нейрональной сети при стимуляции короткими импульсами ИК-лазера / Я.И. Пигарева, О.О. Антипова, В.Н. Колпаков,

О.В. Мартынова, Попова А.А., И.В. Мухина, А.С. Пимашкин, В.А. Еськин // Современные технологии в медицине. – 2020. – Т. 12, № 6. – С. 21.

A9. Курашкин, С.В. Оптимизация геометрии z-образного резонатора Cr^{2+}:ZnSe-лазера / С.В. Курашкин, **О.В. Мартынова**, А.П. Савикин, А.П. Зиновьев // Труды XX научной конференции по радиофизике, посвященной 110-летию со дня рождения Г.С. Горелика. – Нижний Новгород, 2016. – С. 40.

A10. Мартынова, О.В. Перестраиваемый Cr:CdSe лазер с четырехзеркальным резонаторор / **О.В. Мартынова**, С.В. Курашкин, А.П. Савикин, А.П. Зиновьев // Труды XXII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию Нижегородской радиолаборатории. – Нижний Новгород, 2018. – С. 61.

A11. Курашкин, С.В. Непрерывная лазерная генерация на Cr^{2+}:ZnSe активных элементах с неоднородными профилями легирования / С.В. Курашкин, **О.В. Мартынова**, Д.В. Савин, Е.М. Гаврищук, С.А. Родин, А.П. Савикин // Труды XXII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию Нижегородской радиолаборатории. – Нижний Новгород, 2018. – С. 48.

A12. Kurashkin, S.V. Cr^{2+}:ZnSe active media with inhomogeneous doping profiles: modeling and experimental results / S.V. Kurashkin, **O.V. Martynova**, D.V. Savin, E.M. Gavrishchuk, S.A. Rodin, A.P. Savikin // Proceedings International Conference Laser Optics 2018 (ICLO 2018). – St. Petersburg, 2018. – P. 109.

A13. Курашкин, С.В. Активные элементы для ИК-лазеров на основе поликриталлического C^{r2+}:ZnSe с неоднородным профилем легирования / С.В. Курашкин, Д.В. Савин, **О.В. Мартынова** // «Высокочистые вещества и материалы. Получение, анализ, применение» XVI Всероссийская конференция и IX Школа молодых ученых, посвященные 100-летию академика Г.Г.Девятых. – Нижний Новгород, 2018 – С. 81.

A14. Курашкин, С.В. Активные элементы для ИК лазеров на основе поликристаллического ZnSe с внутренним легированием ионами хрома и

железа / С.В. Курашкин, **О.В. Мартынова**, Д.В. Савин, С.С. Балабанов, Е.М. Гаврищук // Труды XXIII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения Н.А. Железцова. – Нижний Новгород, 2019. – С. 66.

A15. Мартынова, О.В. Суперлюминесцентные свойства порошков Cr:ZnSe / **О.В. Мартынова**, С.В. Курашкин, С.А. Родин // Труды XXIII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения Н.А. Железцова. Нижний Новгород, 2019. – С. 73.

A16. Мартынова, О.В. Экспериментальное исследование термооптического эффекта в кристаллах Cr:ZnSe и Cr:CdSe / **О.В. Мартынова**, С.В. Курашкин, С.А. Родин // Труды XXIV Научной конференции по радиофизике, посвященной 75-летию радиофизического факультета. – Нижний Новгород, 2020. – С. 24.

A17. Мартынова, О.В. Перестраиваемый узкополосный Cr:ZnSe лазер с фильтром Лио / **О.В. Мартынова**, С.В. Курашкин, А.П. Савикин // Труды XXIV Научной конференции по радиофизике, посвященной 75-летию радиофизического факультета. – Нижний Новгород, 2021. Принято к печати.

Список литературы

1. Scholle, K. 2 μm laser sources and their possible applications. // Frontiers in guided wave optics and optoelectronics / ed. by B. Pal. – Croatia: INTECH, 2010. – P. 674.
2. Sorokina, I.T. Broadband mid-infrared solid-state lasers // Mid-Infrared Coherent Sources and Applications / ed. by M. Ebrahim-Zadeh, I.T. Sorokina, – Dordrecht: Springer Science + Business Media B.V, 2008. – P. 225-260.
3. Gordon, I.E. The HITRAN2016 molecular spectroscopic database / I.E. Gordon, et. al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. – 2017. – Vol. 203. – P. 3-69.
4. Paynter, D.J. Measurements and interpretations of the water vapour continuum at near infrared wavelengths: PhD thesis: 2008 / Paynter David J: – UK: University of Reading, Department of Meteorology, 2008. – 228 p.
5. Lasers in medicine / Q. Peng [et al.] // Rep. Prog. Phys. – 2008. – Vol. 71. – ID 056701.
6. Theisen-Kunde, D. Potential of a new cw 2μm laser scalpel for laparoscopic surgery / D. Theisen-Kunde, V. Ott, R. Brinkmann, R. Keller // Medical Laser Application. – 2007 – Vol. 22, No. 2. – P. 139.
7. Floratos, D.L. Lasers in urology / D.L. Floratos, J.J.M.C.H. de la Rosette // BJU International. – 1999. – Vol. 84. – P. 204.
8. Беликов, А.В. Исследование динамики спектров поглощения эмали и дентина зуба человека при нагреве и абляции излучением субмиллисекундных импульсов эрбиевого лазера с длиной волны генерации 2.79 мкм / А.В. Беликов, А.В. Скрипник, К.В. Шатилова // Оптика и спектроскопия. – 2010. – Т. 109, № 2. – С. 241–246.
9. Diaci, J. Comparison of Er:YAG and Er,Cr:YSGG lasers used in dentistry / J. Diaci, B. Gaspirc // Journal of the Laser and Health Academy. – 2012. – Vol. 2012, No. 1. – P. 1.
10. Laser spectroscopy for breath analysis: towards clinical implementation / B. Henderson [at al.] // Applied Physics B. – 2018. – Vol. 124, No 8. – ID 161.

11. Mid-IR DIAL for high-resolution mapping of explosive precursors / V. Mitev [et al.] // Proceedings of SPIE, Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing. – 2013. – Vol. 8894. – ID 88940S.
12. Near- and mid-infrared laser monitoring of industrial processes, environment and security applications / U. Willer [et al.] // Optics and Lasers in Engineering. – 2006. – Vol. 44, No. 7. – P. 699.
13. Mid-Infrared Tunable Laser-Based Broadband Fingerprint Absorption Spectroscopy for Trace Gas Sensing: A Review / Z. Du [et al.] // Appl. Sci. – 2019. – Vol. 9. – P. 338.
14. Theisen-Kunde, D. Temperature dependence of water absorption for wavelengths at 1920 nm and 1940 nm / D. Theisen-Kunde, V. Danicke, M. Wendt, R. Brinkmann // Proceedings of 4th European Conference of the International Federation for Medical and Biological Engineering. – 2009. – P. 2228.
15. Tittel, F.K. Mid-infrared laser applications in spectroscopy / F.K. Tittel, D. Richter, A. Fried // Solid-State Mid-Infrared Laser Sources. Topics Appl. Phys. – 2003. – Vol. 89. – P. 445-516.
16. 103 W in-band dual-end-pumped Ho:YAG laser / Ying-Jie Shen [et al.] // Optics Letters. – 2012. – Vol. 37. – P. 3558-3560.
17. High efficiency Tm:YAG slab laser with hundred-watts-level output power / P. Liu [et al.] // Applied Optics. – 2016. – Vol. 55, No. 10. – P. 2498.
18. Bernier, M. Highly stable and efficient erbium-doped 2.8 μm all fiber laser / M. Bernier, D. Faucher, N. Caron, R. Vallée // Optics Express. – 2009. – Vol. 17, No. 19. – P. 16941.
19. Electro-optically Q-switched Er:YAG laser / P. Koranda [et al.] // Advanced Solid-State Photonics (TOPS OSA). – 2005. – Vol. 98. – P. 359.
20. Mirov, S. Frontiers of mid-infrared lasers based on transition metal doped II–VI semiconductors / S. Mirov, V. Fedorov, I. Moskalev, M. Mirov // Journal of Luminescence. – 2013. – Vol. 133 – P. 268-275.
21. Cr:ZnSe prism for broadly tunable mid-infrared laser radiation generation / M.E. Doroshenko [et al.] // Laser Physics Lett. – 2007. – Vol. 4, No. 7. – P. 503.

22. Эффективный Cr^{2+}:CdSe-лазер с плавной перестройкой длины волны в спектральном диапазоне 2.26-3.61 мкм / В.А. Акимов [и др.] // Квант. электрон. – 2008. – Т. 38, № 3. – С. 205.
23. Gosh, G. Temperature dispersion of refractive indices in semiconductors / G. Gosh // Journal of Applied Physics. – 1996. – Vol. 79. – P. 9388.
24. Sorokina, I. T. Cr^{2+}-doped II–VI materials for lasers and nonlinear optics / I.T. Sorokina // Optical Materials. – 2004. – Vol. 26. – P. 395.
25. Kasap, S. Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials / S. Kasap, P Capper. – Springer Science+Business, 2006. – 1406 p.
26. Baranowski, J.M. Crystal-field spectra of $3d^n$ impurities in II-VI and III-V compound semiconductors / J.M. Baranowski, J.W. Allen, G.L. Pearson // Phys. Rev. – 1967. – Vol. 160. – P. 627.
27. Vallin, J.T. Near and far infrared absorption in Cr doped ZnSe / J.T. Vallin, G.A. Slack, S. Roberts, A.E. Hughes // Solid State Communications – 1969. – Vol. 7. – P. 1211.
28. Pappalardo, R. Absorption spectra of transition ions in CdS crystals / R. Pappalardo, R.E. Dietz // Phys. Rev. – 1961 – Vol. 123. – P. 1188.
29. Vallin, J.T. Infrared Absorption in Some II-VI Compounds Doped with Cr / J.T. Vallin, G.A. Slack, S. Roberts, A.E. Hughes // Phys. Rev. B. – 1970. – Vol. 2. – P. 4313–4333.
30. Nelkowski, H. IR-luminescence of ZnS:Cr / H. Nelkowski, G. Grebe, // J. Lumin. – 1970. – Vol. 1-2. – P. 88-93.
31. ZnCdSe/ZnSSe/ZnMgSSe SCH Laser Diode with a GaAs Buffer Layer / S. Itoh [et al.] // Japanese Journal of Applied Physics. – 1994. – Vol. 33. – L938.
32. Transition metal-doped zinc chalcogenides: spectroscopy and laser demonstration of a new class of gain media / L.D. DeLoach [et al.] // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1996. – Vol. 32, No 6. – P. 885–895.
33. Schepler, K.L. Cr^{2+} emission spectroscopy in CdSe / K.L. Schepler, S. Kiickb, L. Shiozawa // Journal of Luminescence. – 1997. – Vol. 72-74. – P. 116.

34. McKay, J. Efficient grating-tuned mid-infrared Cr^{2+}:CdSe laser / J. McKay, K.L. Schepler, G.C. Catella // Opt. Lett. – 1999. – Vol. 24. – P. 1575.

35. High Average Power Fe:ZnSe and Cr:ZnSe Mid-IR Solid State Lasers / S. Mirov [et al.] // Advanced Solid State Lasers, OSA Technical Digest. – 2015. – P. AW4A.1.

36. Room-temperature lasing on Fe^{2+}:ZnSe with meniscus inner doped layer fabricated by solid-state diffusion bonding. / S.S. Balabanov [et al.] // Laser Physics Letters. – 2019. – Vol. 16. – P. 055004.

37. Родин, С.А. Диффузионное легирование CVD-ZnSe ионами Cr^{2+}: диссертация кандидата химических наук: 02.00.04 // Родин Сергей Александрович – М., 2018. – 129 с.

38. Korostelin, Yu.V. Vapour growth of II–VI solid solution single crystals / Yu.V. Korostelin, V.I. Kozlovsky, A.S. Nasibov, P.V. Shapkin // J Crystal Growth. – 1996. – Vol. 159. – No. 1-4. – P. 181.

39. Korostelin, Yu.V. Vapour growth of II–VI solid solution single crystals by contact-free technique / Yu.V. Korostelin, V.I. Kozlovsky // J. Alloys and Compounds. – 2004. – Vol. 371. – No 1-2. – P. 25.

40. Continuous-wave tunable Cr^{2+}:ZnS laser / I. Sorokina [et al.] // Applied Physics B: Lasers and Optics. – 2002. – Vol. 74. – P. 607.

41. Active and passive mode-locking of Cr^{2+}:ZnSe laser / I. Sorokina [et al.] // Proceedings of Advanced Solid-State Lasers. Marshall C., ed. Munich: OSA. – 2001. – Vol.50. – P. MC2.

42. Graphene mode-locked femtosecond Cr:ZnSe laser at 2500 nm / M.N. Cizmeciyan [et al.] // Opt. Lett. – 2013. – Vol. 38, No. 3. – P. 341.

43. Tunable repetitively pulsed Cr^{2+}:ZnSe laser / A.S. Egorov [et al.] // Quantum Electron. – 2012. – Vol. 42. – No 12. – P. 1106.

44. Sorokina, I.T. Efficient broadly tunable continuous-wave Cr^{2+}:ZnSe laser / I.T. Sorokina, E. Sorokin // J. Opt. Soc. Am. B. – 2001 – Vol. 18. – No. 7. – P. 926.

45. Перестраиваемый одночастотный непрерывный лазер на кристалле Cr^{2+}:CdSe / М.А. Губин [и др.] // Краткие сообщения по физике. – 2011. – Т. 38, № 7. – С. 34.

46. Laser Performance of Cr^{2+}:CdSe Crystal with Anti-reflection Coating / M.K. Tarabrin [et al.] // Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA. – 2017. – ID s2652.

47. Андронов, А.А. Новые источники и приемники ИК и терагерцового диапазона / А.А. Андронов, Н.Г. Захаров, А.В. Маругин, А.П. Савикин. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2007. – 95 с.

48. Cascade Type-I Quantum Well GaSb-Based Diode Lasers / L. Shterengas [et al.] // Photonics. – 2016. – Vol. 3, No. 2. – P. 27.

49. Полупроводниковые халькогениды и сплавы на их основе / Н.Х. Абрикосов [и др.]. – Москва: Наука, 1975. – 220 с.

50. Ikhmayies, S.J. Introduction to II-VI Compounds // Advances in the II-VI Compounds Suitable for Solar Cell Applications / ed. by S.J. Ikhmayies. Signpost publisher, 2014. – ISBN: 978-81-308-0533-7.

51. Beasley, J.D. Thermal conductivities of some novel nonlinear optical materials / J.D. Beasley // Appl. Opt. – 1994. – Vol. 33, No 6. – P. 1000.

52. ООО «ЭЛАН+» [Электронный ресурс] / О.В. Авельцев // – 2021.– Режим доступа: https://elan-optics.com/materials/cdse-cds.

53. Jahn-Teller vibronic coupling in II–VI compounds with Cr^{2+} ion / S.I. Klokishner [et al.] // Chemical Physics. – 2005. – Vol. 316, No. 1-3. – P. 83-92.

54. Савикин, А.П. Перестраиваемые лазеры на халькогенидах, легированных ионами группы железа: Учебно-методическое пособие / А.П. Савикин, А.С. Егоров. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2014. – 54 с.

55. Träger, F. Handbook of Lasers and Optics / F. Träger. – New York, USA: Springer Science+Business Media, 2007. – 1331 p.

56. Böer, K.W. Handbook of the Physics of Thin-Film Solar Cells / K.W. Böer. – Springer, 2013. – 882 p.

57. Weber, M. J. Handbook of Optical Materials / M.J. Weber. – Boca Raton, USA: CRC Press, 2002. – P. 512.

58. Leite, R.C.C. The thermal lens effect as a power-limiting device / R.C.C. Leite, S.P.S. Porto, T.C. Damen // Appl. Phys. Lett. – 1967. – Vol. 10, No. 3. – P. 100.

59. Тарасов, Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения / Л.В. Тарасов – М.: Радио и связь, 1981. – 440 с.

60. Зверев, Г.М. Лазеры на кристаллах и их применение / Г.М. Зверев, Ю.Д. Голяев – М.: Радио и связь, 1994. – 312 с.

61. Качмарек, Ф. Введение в физику лазеров / Ф. Качмарек – М.: Мир. 1980. – 540 с.

62. Leite, R.C.C., Low absorption measurement by means of the thermal lens effect using an He-Ne laser / R.C.C. Leite, R.S. Moore, J.R. Whinnery // Appi. Phys. Letters. – 1964. – Vol. 5. – P. 141.

63. Longtransient effects in lasers with inserted liquid samples / J.P. Gordon [et al.] // J. Appl. Phys. – 1965. – Vol. 36, No 1. – P. 3.

64. Лугуева, Н.В. Теплопроводность поликристаллического селенида цинка / Н.В. Лугуева, С.М. Лушуев, А.А. Дунаев // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 5, № 3. – С. 424-428.

65. Фрохт, М.М. Фотоупругость. Поляризационно-оптический метод исследования напряжений / М.М. Фрохт. – Л.: ОГИЗ. Гос. изд-во техн.-теорет. лит, 1948. – 432 с.

66. Evaluating the effect of transmissive optic thermal lensing on laser beam quality with a Shack–Hartmann wave-front sensor / J.D. Mansell [et al.] // Applied Optics. – 2001. – Vol. 40, No 3. – P. 366.

67. Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers—Part I: theoretical analysis and wavefront measurements / S. Chénais [et al.] // IEEE Journal of quantum electronics. – 2004. – Vol. 40, No. 9. – P. 1217.

68. Musgrave, I.O. Study of the physics of the power-scaling of end-pumped solid-state laser source based on Nd:YVO_4: PhD thesis / I.O. Musgrave // – University of Southampton, Faculty of Engineering, Science & Mathematics, 2003. – 209 p.

69. Кухлинг, Х. Справочник по физике / Х. Кухлинг. – М.: Мир, 1982. – 520 с.

70. Ландау, Л.Д. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М.: Наука, 1965. – 204 с.

71. E-Daher, M.S. Finite Element Analysis of Thermal Effects in Diode End-Pumped Solid-State Lasers / M.S. E-Daher // Advances in Optical Technologies. – 2017. – ID 9256053.

72. Mehellou, S. Thermal loading effects on Nd:YAG solar-laser performance in end-pumping and side-pumping configurations: a review / S. Mehellou, F. Rehouma, N. Hamrouni, L. Bouras // Opt. Eng. – 2018. – Vol. 57. – No 12. – ID 120902.

73. Thermal effect of diode-pumped solid state lasers based on composite crystals / Ming-Ming Hao [et al.] // International Conference on Optical Instruments and Technology: Optoelectronic Devices and Optical Signal Processing Proc. SPIE 9043, 2013. – ID 90430X.

74. Cini1, L. Analytical thermal model for end‑pumped solid‑state lasers / L. Cini1, J.I. Mackenzie // Appl. Phys. B. – 2017. – Vol. 123. – P. 273.

75. Джеррард А., Бёрч Дж.М. Введение в матричную оптику / А. Джеррард, Дж.М. Бёрч – М.: Мир, 1978. – 341 с.

76. Zhang, Xinlu. Heat generation and thermal lensing in end-pumped Tm, Ho:YLF laser crystals / Xinlu Zhang, Yuezhu Wang, Li Li, Youlun Ju // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. –Vol. 40. – P. 6930.

77. Koechner W. Thermal lensing in a Nd:YAG laser rod / W. Koechner // Applied Optics. – 1979. – Vol. 9. – No. 11. – P. 2548.

78. Mirzaeian, H. A simple technique for accurate characterization of thermal lens in solid state lasers / H. Mirzaeian, S. Manjooran, A. Major // Proceedings of SPIE, Photonics North – 2014 / ed. by S. MacLean, D.V. Plant. – 2014. – Vol. 9288. – ID 928802.

79. Novel technique for thermal lens measurement in commonly used optical components / C. Bogan [et al.] // Optics Express. – 2015. – Vol. 23. – No. 12. – P. 15381.

80. Храмов, В.Ю. Исследование термооптических неоднородностей в Yb-Er-стекле при диодной накачке / В.Ю. Храмов, И.В. Чавкин, К.М. Чавкина // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. – 2016. – Т. 16. – № 2. – С. 265.

81. Ищенко, Е.Ф. Открытые оптические резонаторы: некоторые вопросы теории и расчета / Е.Ф. Ищенко. – М.: Сов. Радио, 1980. – 208 с.

82. Injection-seeded, gain-switched tunable Cr:ZnSe laser / H. Cankaya [et al.] // Opt. Lett. – 2012. – Vol. 37. – No 2. – P. 136.

83. Goodberlet, J. Femtosecond passively mode-locked Ti:A1203 laser with a nonlinear external cavity / J. Goodberlet, J. Wang, J.G. Fujimoto, P.A. Schulz // Opt. Lett. – 1989. – Vol. 14. – No 20. – P. 1125.

84. Dye Lasers / F.P. Schafer [et al.]. – Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 1973. – 285 p.

85. Богданов, Ю.В. Оптимизация четырехзеркального резонатора для титанового лазера / Ю.В. Богданов, В.Н. Сорокин // Квант. электроника. – 1995. – Т. 22. – № 4. – С. 350–356.

86. Ахманов, С.А. Оптика фемтосекундный лазерных импульсов / С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин – М.: Наука, 1988. – 312 с.

87. Backus, S. High power ultrafast lasers / S. Backus, C.G. Durfee, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn // Review of Scientific Instruments. – 1998. – Vol. 69. – No 3. – P. 1207.

88. Ананьев, Ю.А. Оптические резонаторы и лазерные пучки / Ю.А. Ананьев. – М.: Наука, 1990. – 264 с.

89. Быков, В.П. Лазерные резонаторы / В.П. Быков, О.О. Силичев. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 320 с.

90. Yefet, S. Review of cavity design for kerr lens mode-locked solid-state lasers / S. Yefet, A.A. Pe’er // Appl. Sci. – 2013. – Vol. 3. – P. 694–724.

91. Kogelnik, H.W. Astigmatically compensated cavities for CW Dye Lasers / H.W. Kogelnik, E.P. Ippen, A. Dienes, C.V. Shank // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1972. – Vol. 8. – No 3. – P. 373–379.

92. Kane, D.M. Astigmatism compensation in off-axis laser resonators with two or more coupled foci / D.M. Kane // Optics Communication. – 1989. – Vol. 71. – No 3–4. – P. 113–118.

93. Effects of thermal lensing on stability and astigmatic compensation of a Z-fold laser cavity / X.G. Huang [et al.] // J. Opt. Soc. Am. B. – 1996. – Vol. 13. – No 12. – P. 2863–2868.

94. Exact analytical solution for the mutual compensation of astigmatism using curved mirrors in a folded resonator laser / W. Qiao [et al.] // IEEE Photonics Journal. – 2014. – Vol. 6. – No 6. – P. 1502213.

95. Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто. – М.: Мир, 1990. – 560 с.

96. Koechner, W. Solid-state laser engineering / W. Koechner. – New York, USA: Springer Science+Business Media, 2006. – 764 p.

97. Fan, T.Y. Diode laser-pumped solid-state lasers / T.Y. Fan, R.L. Byer // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1988. – Vol. 24. – No 6. – P. 895.

98. Risk, W.P. Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses / W.P. Risk // J. Optical Society of America. B. – 1988. – Vol.5. – No 7. – P. 1412.

99. Sanchez, F. Pump-saturation effects in end-pumped solid-state lasers / F. Sanchez, M. Brunel, K. Aït-Ameur // J. Optical Society of America. B. – 1998. – Vol. 15. – No 9. – P. 2390.

100. Крюков, П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов / П.Г. Крюков // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – № 2. – С. 95–119.

101. Refractive index database [Электронный ресурс] / M. Polyanskiy // – 2021.– Режим доступа: https://refractiveindex.info.

102. Comparison of Tm:YLF and Tm:YAP in thermal analysis and laser performance / B.-Q. Yao [et al.] // Optical Society of America. – 2011. – Vol. 28. – No 8. – P. 1866–1873.

103. Anisotropy of thermal and spectral characteristics in Tm:YAP laser crystals / Y. Lu [et al.] // Journal of Alloys and Compounds. – 2008. – Vol. 453. – No 1–2. – P. 4.

104. Time-resolved Fourier transform intracavity spectroscopy with a Cr^{2+}:ZnSe laser / N. Picqué [et al.] // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30. – No 24. – P. 3410.

105. Tunable two-mode Cr^{2+}:ZnSe laser with a frequency-noise spectral density of 0.03 Hz $Hz^{-1/2}$,,/ M.A. Gubin [et al.] // Quantum Electron. – 2012. Vol. 42. – No 6. P. 509.

106. Cr:ZnSe laser generation in two longitudinal modes regime with intracavity monoblock Fabry-Perot interferometer for methane saturation spectroscopy / M.K. Tarabrin [et al.] // Proceedings of Frontiers in Optics and Laser Science (OSA Technical Digest) – 2018. – JTu3A.141.

107. Voronina, Y.V. Cr^{2+}:ZnSe laser for mid-IR remote sensing of atmospheric gases / Y.V. Voronina, Yu.N. Ponomarev, S.S. Balabanov. // Proceedings of SPIE 9680, 21st International Symposium Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. – Tomsk. – 2015. – 96803F.

108. Demtroder, W. Laser Spectroscopy. Vol.2: Experimental techniques. - 4th ed. / W. Demtroder. – Berlin–Heidelberg: Springer, 2008. – 697 p.

109. Atkinson, G.H. Cavity-enhanced absorption: Intracavity laser spectroscopy / G.H. Atkinson // Experimental Methods in the Physical Sciences. – 2003. – Vol. 40. – P. 129.

110. Лукьяненко, С.Ф. Внутрирезонаторная лазерная спектроскопия. Основы метода и применения / С.Ф. Лукьяненко, М.М. Михаил, Л.Н. Синица. – Новосибирск: Наука, 1985. – 121 с.

111. Маругин, А.В. Лазерная спектроскопия: Учебное пособие / А.В. Маругин, А.П. Савикин, В.В. Шарков – Нижний Новгород: Нижегородский университет, 2019. – 85 с.

112. Зайдель, А.Н. Техника и практика спектроскопии / А.Н. Зайдель, Г.В. Островская, Ю.И. Островский. – М.: Наука, 1972; – 375 с.

113. Ярив, А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх. – М.: Мир, 1987. – 616 с.

114. Bloom, A.L. Modes of a laser resonator containing titled birefringent plates / A.L. Bloom, // J. Opt. Soc. Am. – 1974. – Vol. 64. – No 4. – P. 447.

115. Новиков, М.А. Оптические резонаторы с анизотропными элементами / М.А. Новиков, А.Д. Тертышник // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 1976. – Т. 19. – № 3. – С. 364.

116. Laser generation in polycrystalline Cr^{2+}:ZnSe with undoped faces / D.V. Savin [et al.] // Quantum Electron. – 2015. – Vol. 45. – No 1. – P. 8.

117. ООО «Тидекс» [Электронный ресурс] / Г. Кропотов // – 2021.– Режим доступа:https://www.tydexoptics.com/ru/materials/for_transmission_optics/crystal_quartz/.