На правах рукописи

Jans

Гайнов Владимир Владимирович

Оптическая интерферометрия кварцевого волоконного световода легированного редкоземельными ионами в условиях генерации лазерного излучения

01.04.21 – Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель к. ф.-м. н., доц. МФТИ Рябушкин О.А.

Содержание

| Введен | ие | | 5 | | |
|--------|---|--|----|--|--|
| Глава | 1. Об | зор литературы | 10 | | |
| 1.1. | Физич | еские основы функционирования твердотельных и волоконных лазеров | 10 | | |
| | 1.1.1. | Твердотельные лазеры с оптической накачкой и проблема тепловых | | | |
| | | эффектов | 10 | | |
| | 1.1.2. | Оптическая спектроскопия редкоземельных ионов в стёклах | 15 | | |
| | 1.1.3. | Особенности процессов безызлучательного переноса возбуждения в ит- | | | |
| | | тербиевых и иттербий-эрбиевых активных средах | 19 | | |
| 1.2. | Технологические особенности волоконных лазеров и усилителей | | | | |
| | 1.2.1. | Развитие технологии волоконных лазеров | 26 | | |
| | 1.2.2. | Способы ввода оптической накачки в световоды | 31 | | |
| | 1.2.3. | Профиль показателя преломления и легирования световодов | 34 | | |
| | 1.2.4. | Механизмы изменения профиля показателя преломления при оптиче- | | | |
| | | ской накачке | 36 | | |
| 1.3. | Разогр | рев активной среды в условиях оптической накачки | 36 | | |
| | 1.3.1. | Термооптические искажения лазерного излучения и параметров актив- | | | |
| | | ной среды твердотельных лазеров на кристаллах и стёклах | 37 | | |
| | 1.3.2. | Принципы измерения температуры в активных элементах твердотель- | | | |
| | | ных лазеров | 43 | | |
| | 1.3.3. | Обзор тепловых эффектов в активных волоконных световодах, пред- | | | |
| | | ставленных в литературе | 46 | | |
| | 1.3.4. | Обзор экспериментальных работ по измерению температуры активных | | | |
| | | волокон в условиях лазерной генерации | 51 | | |
| 1.4. | Нелин | ейность показателя преломления в условиях резонансного оптического | | | |
| | возбуждения | | | | |
| 1.5. | Волок | онная интерферометрия | 55 | | |
| Глава | 2. Оп | тическая интерферометрия активной среды волоконного лазера | 57 | | |
| 2.1. | Изгот | овление волоконного лазера | 57 | | |

| 2.2. | Методика исследования тепловых эффектов в волоконных световодах и схема | | | | |
|---------|---|--|----|--|--|
| | экспер | римента | 59 | | |
| 2.3. | Метод | ика измерения | 62 | | |
| | 2.3.1. | Фазовая чувствительность и временные характеристики аппаратуры . | 62 | | |
| | 2.3.2. | Алгоритм обработки экспериментальных данных | 62 | | |
| | 2.3.3. | Блок схема экспериментальной установки для реализации алгоритма | | | |
| | | измерений в автоматическом режиме | 64 | | |
| 2.4. | Калиб | ровка экспериментальной установки | 66 | | |
| 2.5. | Иссле, | дуемые образцы активных схем | 68 | | |
| 2.6. | Квадратурный интерферометр Майкельсона | | | | |
| 2.7. | Вывод | (Ы | 72 | | |
| Глава 3 | 3. Ста | ационарный разогрев активных волоконных световодов в услови | - | | |
| ях с | оптичес | ской накачки | 74 | | |
| 3.1. | Модел | ь разогрева активного волокна при оптической накачке | 74 | | |
| | 3.1.1. | Разогрев циллиндрически-симметричного световода со ступенчатым | | | |
| | | профилем легирования | 74 | | |
| | 3.1.2. | Разогрев двойного волокна | 78 | | |
| 3.2. | Квази | стационарный разогрев І. Измерения для Yb ³⁺ и Yb ³⁺ /Er ³⁺ лазеров с по- | | | |
| | мощьн | о интерферометра Маха-Цандера | 80 | | |
| | 3.2.1. | Особенности теплового режима активного волокна вблизи порога ге- | | | |
| | | нерации | 83 | | |
| | 3.2.2. | Кинетика разогрева волокон в регулярном тепловом режиме | 88 | | |
| 3.3. | Квази | стационарный разогрев II. Измерения для Yb ³⁺ лазеров с помощью квад- | | | |
| | ратурі | ного интерферометра Майкельсона | 90 | | |
| | 3.3.1. | Разогрев волокна многомодовым излучением накачки и одномодовым | | | |
| | | лазерным излучением | 90 | | |
| | 3.3.2. | Разогрев активного волокна в условиях лазерной генерации | 91 | | |
| 3.4. | Числе | нные оценки продольного распределения температуры и влияния пас- | | | |
| | сивны | х потерь на разогрев активного волокна | 93 | | |
| | 3.4.1. | Модель волоконного лазера | 93 | | |
| | 3.4.2. | Определение параметров модели | 96 | | |
| | 3.4.3. | Результаты моделирования | 97 | | |

| 3.5. | Температурная зависимость коэффициента конвекционного теплообмена | 99 |
|---------|---|-----|
| 3.6. | Выводы | 101 |
| Глава 4 | 4. Кинетика изменения показателя преломления и разогрев сердцеви | [- |
| ны а | активного волокна в условиях оптической накачки | 104 |
| 4.1. | Цель и методика измерений | 104 |
| 4.2. | Оценки вклада электронных ИПП от основных лазерных переходов редкозе- | |
| | мельных ионов | 105 |
| 4.3. | Кинетика изменения показателя преломления в активных световодах при оп- | |
| | тическом возбуждении ионов иттербия | 108 |
| 4.4. | Кинетика изменения показателя преломления активных световодов, легиро- | |
| | ванных ионами Yb и Er | 114 |
| 4.5. | Исследование кинетики безызлучательной релаксации в активной среде интер- | |
| | ферометрическим методом | 121 |
| 4.6. | Выводы | 126 |
| Заклю | цоцио | 198 |
| Jakino | | 120 |
| Благод | царности | 130 |
| Списон | к публикаций по теме диссертации | 131 |
| Литера | атура | 134 |
| Списон | с обозначений | 145 |
| Списон | с сокращений | 150 |
| Списон | с иллюстраций | 152 |
| Списон | к таблиц | 156 |

Введение

Актуальность работы. Волоконные дазеры на основе активных световодов из плавленого кварца, легированного ионами Yb³⁺, на сегодняшний день являются самыми яркими источниками излучения среди всех твердотельных лазеров. Основным фактором, определяющим уникальные характеристики такого лазера является использование в качестве активной примеси ионов Yb³⁺. Это позволяет получить минимальное тепловыделение за счёт малой разницы энергий квантов накачки и лазерного излучения, обусловленной особенностями энергетической структуры уровней ионов Yb³⁺в кварцевом стекле. Значительными преимуществами волоконного лазера являются высокая лучевая стойкость и оптическая прозрачность кварцевого стекла, изготовленного по методу MCVD, а также геометрия активной среды, обладающая большим соотношением площади поверхности к объёму, что обеспечивает эффективный теплоотвод. При мощностях лазерного излучения от 100 Вт и более происходит сильный разогрев и изменение свойств активной среды. Изменение параметров излучения волоконного лазера может происходит вследствие многих механизмов: изменение профиля показателя преломления и модового состава активного световода, развитие нелинейных эффектов, изменение спектроскопических свойств активной среды вследствие разогрева, разрушение волоконного световода вследствие деградации полимерного покрытия или достижения лучевой прочности кварцевого стекла. Таким образом, исследование параметров состояния активной среды волоконного лазера в процессе лазерной генерации является важной научной и практической задачей.

Основным параметром, по которому можно судить о состоянии активной среды при больших мощностях накачки является температура. Уникальность геометрических параметров активной среды волоконного лазера (сердцевина кварцевого световода диаметром не более 20 мкм при длине световода несколько десятков метров) является основной причиной того, что до последнего времени отсутствовали экспериментальные методы измерения её температуры. Одним из важных критериев предъявляемых к методике является возможность выполнения измерений при любых условиях теплоотвода (именно с целью поиска оптимальных условий), а также отсутствие влияния на состояние активной среды в условиях лазерной генерации. В полной мере этим критериям удовлетворяет интерферометрический метод, представляемый в настоящей диссертационной работе. Изменение температуры активной среды приводит к изменению показателя преломления в сердцевине световода, которое можно измерить с помощью интерферометра, в одно из плеч которого помещена активная схема волоконного лазера. Использование зондирующего излучения, лежащего вдали от полос поглощения активных ионов в кварцевом стекле позволяет проводить измерения в любом режиме работы волоконного лазера, а большая протяжённость активной среды обеспечивает высокую амплитуду интерференционного сигнала.

Помимо влияния температуры изменение показателя преломления сердцевины происходит также вследствие различных нелинейных эффектов. Основной вклад при этом вносится резонансной фоторефракцией, возникающей в активной среде вследствие изменения населённостей энергетических уровней активных ионов при оптической накачке. Для получения правильных оценок температуры разогрева активной среды с помощью интерферометрической методики необходимо учесть влияние данного механизма на величину изменения показателя преломления. Временные масштабы изменения показателя преломления для теплового и фоторефрактивного механизмов значительно отличаются, что и используется в настоящей работе для экспериментального разделения их вкладов при интерферометрических измерениях с импульсной оптической накачкой активной среды.

Цель диссертационной работы Состоит в разработке метода измерения температуры в сердцевине активного световода в условиях лазерной генерации на основе волоконной интерферометрии, и использовании данного метода для исследовании зависимости температуры разогрева от мощности накачки, параметров активной среды и теплоотвода. Для достижения данной цели решались следующей задачи:

- Разработка конфигурации экспериментального стенда на основе интерферометра, в одном из плеч которого помещена активная схема волоконного лазера, метода измерений и обработки экспериментальных результатов измерений, а также автоматизация стенда;
- Разделение вклада различных механизмов изменения показателя преломления световода при соответствующей адаптации экспериментального стенда.
- Численное моделирование разогрева и изменения показателя преломления активной среды при оптической накачке на основе скоростных уравнений и нестационарного уравнения теплопроводности для сравнения с результатами эксперимента.

Научная новизна.

1. Разработан экспериментальный стенд на основе волоконной интерферометрии для измерения in situ эффективной средней по длине температуры в сердцевине активного световода в условиях генерации мощного лазерного излучения, и впервые проведены измерения температуры в этих условиях;

- Впервые экспериментально измерялась зависимость эффективного коэффициента теплообмена активного волокна от разности температур волокна и окружающей среды при естественном воздушном конвекционном охлаждении;
- 3. Из сравнения результатов эксперимента с численным моделированием впервые демонстрируется существенная зависимость разогрева иттербиевого световода от коэффициента нерезонансных потерь в сердцевине волокна, при этом мощность теплового источника от резонансных и нерезонансных потерь может достигать сравнимых величин при изменении дифференциальной эффективности лазера менее чем на 8%;
- 4. На основе интерференционного метода с модуляцией накачки впервые экспериментально измеряется эффективная разность температур сердцевины и оболочки активного световода в зависимости от мощности накачки, причём вклад электронного и теплового механизма в изменение показателя преломления (ИПП) в данной методике разделяется экспериментально за счёт использования лазерного резонатора в схеме интерферометра;
- Впервые проводятся измерения ИПП при оптической накачке в сердцевине Yb³⁺/Er³⁺ активных световодов;

Практическая значимость.

- Разработан метод измерения среднего по длине приращения температуры в сердцевине активных волоконных световодов в условиях генерации лазерного излучения, что позволило создать новые методы диагностики состояния активной среды волоконного лазера;
- Предложена методика по измерению эффективного коэффициента конвективного теплообмена световода, а также его зависимости от температуры световода и выполнено измерение этой зависимости для иттербиевого волоконного лазера с целью уточнения параметров тепловой модели;
- 3. Предложена методика по измерению средней по длине разности температур сердцевины и оболочки активного волокна в условиях лазерной генерации и выполнены измерения этой величины для Yb³⁺и Yb³⁺/Er³⁺активных световодов с целью определения степени влияния профиля неоднородности температуры на параметры излучения волоконного лазера.

 Предложена интерференционная методика для исследования кинетики безызлучательных переходов в активных средах на основе легированных кристаллов и стёкол, обладающая технологическими преимуществами для активных сред волоконной геометрии.

На защиту выносятся следующие положения:

- Изменение показателя преломления в сердцевине Yb³⁺и Yb³⁺/Er³⁺активных световодов возникающее за счёт разогрева в условиях стационарной лазерной генерации, более чем на порядок превышает соответствующее изменение за счёт резонансной нелинейности показателя преломления, возникающее вследствие изменения населённости энергетических уровней;
- 2. Для иттербиевых волоконных активных сред в ненасыщенном режиме изменение разности показателей преломления сердцевины и оболочки за счёт резонансной нелинейности на порядок превышает аналогичную величину за счёт температурной неоднородности.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на международных конференциях: 3rd, 4th and 5th International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications (Laser Optics) (St. Petersburg, Russia: June 26-28, 2006; June 23-28, 2008; June 28 - July 02, 2010); International Conference on Lasers, Applications and Technologies (ICONO/LAT) (Minsk, Belarus, May 28 - June 1, 2007; Kazan, Russia, August 23-26, 2010); Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO[®]/Europe 2007) (Munich, Germany, June 17-22, 2007); VII международная конференция "Лазерная физика и оптические технологии"(Минск, Беларусь, 17-19 июня, 2008); 3rd EPS-QEOD Europhoton Conference (Paris, France, August 31 - September 5, 2008); 34th European Conference on Optical Communication (ECOC'2008) (Brussels, Belgium, September 21-25, 2008); Progress in Electromagnetic Research Symposium (Shanghai, China, August 8-11).

Публикации. Результаты работы опубликованы в 5 статьях рецензируемых научных журналов из перечня ВАК [1–5], 2 статьях в сборниках трудов международных конференций [6, 7], сделано 11 докладов на международных научных конференциях [8–18], а также опубликовано 5 статей в трудах конференций МФТИ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук».

Личный вклад автора заключается в участии в разработке методов исследования, проведении численных расчетов и экспериментальных измерений, в написании научных статей и их подготовке к публикации. Все использованные в диссертации экспериментальные результаты, описанные в главах 2-4, получены автором лично или при определяющем его участии. Материалы, представленные в работе, получены в результате экспериментальных исследований, выполненных автором на кафедре фотоники (базовая организация НТО "ИРЭ-Полюс") факультета физической и квантовой электроники МФТИ, а также лаборатории № 228 ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, списка публикаций по теме диссертации и списка цитированной литературы, списков обозначений, иллюстраций и таблиц. Работа содержит 156 страниц, 58 рисунков, 11 таблиц и список литературы, включающий 117 источников.

Глава 1

Обзор литературы

1.1. Физические основы функционирования твердотельных и волоконных лазеров

1.1.1. Твердотельные лазеры с оптической накачкой и проблема тепловых эффектов

Для феноменологического описания взаимодействия излучения с веществом А. Эйнштейном [19] были рассмотрены три фундаментальных физических процесса, ответственные за рождение и уничтожение фотонов: спонтанное излучение, поглощение и вынужденное излучение. Последнее, при наличии в среде части атомов или иных квантовых систем, находящихся в метастабильном состоянии, приводит к усилению монохроматического сигнала, если его частота совпадает с частотой одного из возможных квантовых переходов. При этом усиленное излучение по частоте, фазе и поляризации совпадает с падающим. При создании в такой среде обратной связи, из-за наличия спонтанных фотонов возникает генерация когерентного электромагнитного излучения.

Одна из главных задач лазерной физики, имеющая большое практическое значение поиск активных сред и создание технологий для эффективного преобразования различных видов энергии в когерентное излучение оптического диапазона (лазерное излучение). Для перевода атомов активной среды в метастабильное состояние используются различные способы накачки.

Широкое распространение получила т.н. оптическая накачка, при которой возбуждение среды осуществляется вспомогательным излучением. Данный способ накачки применяется в основном к твердотельным лазерным средам, активные элементы (АЭ) которых представляют собой прозрачные (на длине волны лазерного излучения) диэлектрики, легированные ионами химических элементов с недостроенными внутренними электронными оболочками (3d в случае переходных металлов, или 4f - в случае лантаноидов). Переходы осуществляются между электронными уровнями примесей, для возбуждения активной среды используется оптическая накачка вспомогательным излучением газоразрядной лампы-вспышки, либо другого лазера. С использованием данного принципа реализован исторически первый лазер - лазер на рубине, предложенный Т.Мейманом в 1960 г. [20].

Как показано в упомянутой работе [19], в двухуровневой среде с невырожденными уровнями коэффициенты Эйнштейна для вынужденного поглощения и излучения оказываются равны друг другу. Таким образом, при непрерывной оптической накачке двухуровневой среды в стационарных условиях инверсию населённостей получить не удастся. Для преодоления этого препятствия были предложены энергетические трёх- и четырёхуровневые схемы оптической накачки, в которых используется возбуждение промежуточных состояний с последующей безызлучательной релаксацией с/на них. При этом во всех случаях энергия кванта излучения вынужденной люминесценции оказывается меньше энергии кванта излучения накачки. В процессе релаксации возбуждений в активной среде разница энергий переходит в тепло. Таким образом, разогрев активной среды твердотельного лазера является неотъемлемым фактором, влияющим на режим работы прибора.

Основные типы активных сред для твердотельных лазеров с оптической накачкой были предложены ещё в начале 60-х гг. Это оптически прозрачные кристаллы легированые ионами переходных элементов (напр., упомянутый ранее рубиновый лазер [20]) либо редкоземельных элементов (Nd:YAG-лазер [21]), а также стёкла, легированые редкоземельными ионами [22]. Большинство современных лазеров подобного типа являются производными от этих трёх (исключение составляют лазеры на центрах окраски), получаемых подбором кристаллов или стёкол и легирующих примесей, а также оптимизацией активной среды с точки зрения их применения в тех или иных режимах работы.

При проектировании активных сред исследователи столкнулись с рядом задач:

1. Достижение высоких значений КПД преобразования излучения накачки в лазерное излучение

В первых типах твердотельных лазеров в качестве источника накачки применялись газоразрядные лампы-вспышки. Вследствие этого, возник ряд существенных технологических проблем, препятствующих достижению высокой эффективности преобразования накачки.

Одна из них – необходимость согласование спектров излучения источников накачки и спектров поглощения активной среды. Широкие спектры излучения ламп накачки не позволяли обеспечивать достаточно высокий коэффициент поглощения. Частично данную проблему удалось решить с использованием сенсибилизации – введением в активную среду элементов другого типа, роль которых сводится к поглощению излучения в более широком спектральном диапазоне и резонансной передаче возбуждения активным ионам. К примеру, в Nd:YAG лазерах в качестве сенсибилизаторов могут быть использованы ионы Cr^{3+} , также нашли применение пары ионов Nd³⁺:Yb³⁺ и Yb³⁺/Er³⁺[23].

Другая существенная задача в таких лазерах – увеличение пространственного перекрытие объёма активной среды и излучения оптической накачки. Неоднородное распределение инверсии (к примеру, в АЭ циллиндрической геометрии при увеличении концентрации активных ионов при прочих равных параметрах снижается степень инверсии в центральной области) существенно ограничивает коэффициент усиления для заданной геометрии активной среды. Таким образом, для повышения КПД лазера увеличению концентрации ионов активатора должно соответствовать необходимое уменьшение объёма активной среды. В этом случае на первый план выходит проблема концентрационного тушения люминесценции: на процессы поглощения и излучения света активными ионами в ряде случаев существенное влияние оказывает их взаимодействие, приводящее к безызлучательной передаче энергии возбуждения от одних ионов (доноров), к другим (акцепторам) - миграции, если речь идёт об одноимённых ионах или тушению в случае ионов различной природы. Важною роль здесь играет наличие эквидистантно расположенных уровней в энергетическом спектре активных ионов (при котором возможны процессы апконверсии, т.е. передачи энергии возбуждения ионам уже находящимся в возбуждённом состоянии), ширина этих уровней, а также скорость безызлучательной релаксации на акцепторах возбуждений. Среди большинства используемых в лазерной физике редкоземельных ионов $(Yb^{3+}, Er^{3+}, Nd^{3+}, Tm^{3+}, Pr^{3+})$ только ионы Yb³⁺обладают наиболее оптимальными с этой точки зрения характеристиками: отсутствием эквидистантных полос поглощения и разностью энергии основного и метастабильного уровней (10000 см⁻¹), значительно превосходящей энергию акустических колебаний в большинстве кристаллов и стёкол.

Многие из описанных выше проблем удалось решить после создания полупроводниковых гетероструктур и лазеров на их основе [24], работающих при комнатной температуре. Использование узкополосной накачки излучением мощных полупроводниковых лазерных диодов позволило существенно повысить КПД лазеров и усилителей и обойтись без использования сенсибилизаторов, осуществляя селективную накачку непосредственно в полосы поглощения активных ионов[25]. Именно накачка с помощью по-

12

лопроводниковых лазеров позволила обеспечить однородность возбуждения активной среды твердотельного лазера, а также выдвинула на первый план основные преимущества кристаллов и стёкол, легированных ионами Yb³⁺[26, 27]. Помимо указанного ранее отсутствия процессов кооперативной апконверсии, иттербиевые активные среды обладают существенно лучшими тепловыми характеристиками, о которых подробнее указано в следующем пункте.

2. Разогрев активной среды твердотельного лазера

Как было указано выше, разность энергий квантов излучений накачки и лазерной генерации переходит в тепло и приводит к разогреву активной среды. Интенсивное тепловыделение в активных элементах традиционных твердотельных лазеров на кристаллах и стёклах приводит к сильно неоднородному разогреву среды и оптическим искажениям лазерного пучка. Термооптические искажения, вызванные неоднородным разогревом, за счёт фотоупругого эффекта и тепловой линзы являются основным источником аббераций и оказывают значительное влияние на параметры генерируемого излучения [28, 29].

Основными параметрами, определяющими тепловой режим работы лазера являются коэффициент поглощения оптического излучения активной среды, теплопроводность активного элемента, температурные коэффициенты расширения и показателя преломления, механическая прочность АЭ, а также его геометрия. Именно в этом аспекте проявляется существенное отличие легированных кристалов и стёкол. В качестве примера в таблице 1.1 приведены некоторые теплофизические и термооптические свойства кристалла алюмоиттриевого граната и плавленного кварца.

| | | YAG | Плавленный кварц |
|---|--|---------------------|-------------------|
| Теплопроводность $k, \frac{B_{T}}{M \cdot K}$ | - | 13 | 1.46 |
| Объёмная теплоёмкость | $\rho c_v, \frac{\exists \mathbf{x}}{\mathbf{M}^3 \cdot \mathbf{K}}$ | 2.87 | 2.14 |
| Коэффициент | гермического | $6.3 \cdot 10^{-6}$ | $4 \cdot 10^{-7}$ |
| расширения α_T, K^{-1} | | | |
| Температурный н | коэффициент | $7.6 \cdot 10^{-6}$ | $1 \cdot 10^{-5}$ |
| показателя | преломления | | |
| $\alpha_n = dn/dT, K^{-1}$ | | | |

Таблица 1.1. Тепловые и термооптические свойства кристалла YAG и плавленного кварца

Как видно из таблицы, при близких значениях теплоёмкости, кварцевое стекло обладает существенно меньшей теплопроводностью и гораздо более высоким значением температурного коэффициента показателя преломления. В непрерывном режиме работы при высоких мощностях это приводит к значительным искажениям лазерного пучка и снижению тепловой и лучевой стойкости активного элемента. Низкая теплопроводность стекла в объёмных АЭ ограничивает их применение в основном лазерами с относительно небольшой интенсивностью излучения. В то же время лазерные стёкла обладают рядом существенных преимуществ: высокая оптическая однородность и прозрачность, возможность изготовления активных элементов любых форм и размеров, а также возможность введения ионов активатора в широком диапазоне концентраций с равномерным распределением по объёму и без существенных проявлений эффекта концентрационного тушения.

Ещё одним параметром, существенно влияющим на тепловой режим работы прибора является геометрия АЭ, а именно соотношение площади поверхности к объёму. Необходимость снижения тепловой нагрузки на активный элемент явилась ещё одним фактором, приводящим к уменьшению поперечных размеров активной среды. Два основных типа мощных твердотельных лазеров, получивших наибольшее распространение вследствие их уникальных тепловых характеристик - это дисковые и волоконные лазеры.

В типичной конфигурации дисковый лазер представляет собой диск из кристалла иттрий-алюмимниевого граната толщиной 200 мкм, легированный редкоземельными ионами (Yb³⁺) до концентрации 10 ат.%. (что соответствует коэффициенту поглощения порядка 10 см⁻¹ = $4.4 \cdot 10^3$ дБ/м на длине волны накачки 960 нм). Накачка кристалла осуществляется объединённым излучением набора мощных полупроводниковых лазерных диодов, направляемым на одно из оснований диска. Поверхность другой стороны находится в тепловом контакте с металлическим радиатором, осуществляющим интенсивный теплоотвод. Благодаря отсутствию поперечных градиентов температуры, активный элемент позволяет обеспечивать высокую интенсивность генерируемого излучения без существенных аббераций и искажения волнового фронта. Наибольшая мощность одномодового лазера непрерывного режима работы, полученная на сегодняшний день, составляет 4 кВт [30].

Другой тип миниатюризированной конфигурации, эффективно решающей проблему теплоотвода - волоконный лазер. Активная среда такого лазера представляет собой цилиндрический волновод из плавленного кварца диаметром 125 мкм, сердцевина которого (диаметром около 10÷20 мкм) легирована редкоземельными ионами. Резонатор волоконного лазера формируется волоконными брэгговскими решётками - диэлектрическими зеркалами, также сформированными в сердцевине световода.

В такой конфигурации наиболее полно проявляются основные преимущественые качества лазерного стекла. Высокая оптическая чистота и лучевая прочность кварцевого стекла, достигающая десятков ГВт/см², позволяют обеспечивать мощную лазерную генерацию в непрерывном режиме работы. А волноводный способ распространения излучения в активной среде позволяют реализовать необходимый коэффициент поглощения излучения накачки, повышая тем самым эффективность преобразования его в когерентное лазерное излучение с малой расходимостью. На сегодняшний день волоконные лазеры являются самыми яркими источниками непрерывного излучения среди всех твердотельных одномодовых лазеров, достигая мощности 15 кВт [31].

Разогрев активной среды мощных волоконных лазеров является основным предметом рассмотрения данной работы.

1.1.2. Оптическая спектроскопия редкоземельных ионов в стёклах

Активная среда волоконного лазера представляет собой стекло, легированное ионами редкоземельных элементов. Лазерные стёкла представляют собой ковалентно связанную сетку полиэдров ионов-стеклообразователей основы — $(SiO_4)^{4-}$, $(GeO_4)^{4-}$, $(PO_4)^{3-}$ и т.д. — и полиэдров различных вводимых в них катионов-модификаторов, в качестве которых используются ионы переходных металлов и других элементов. Такими модификаторами могут являться также активные РЗ ионы. Наибольшее распространение среди активных волокон для мощных лазеров и усилителей, легированных ионами Yb³⁺и Er³⁺, получили фосфорсиликатные световоды. Структурными единицами фосфатных стёкол являются тетраэдры $(PO_4)^{3-}$, в которых один из атомов кислорода соединён с фосфором двойной ковалентной связью. Структурные единицы соединяются друг с другом по вершинам тетраэдров через мостиковые атомы кислорода (т.е. соединяющие два атома иона стеклообразователя, в данном случае P-O-P). Число немостиковых атомов кислорода при этом определяется концентрацией вводимых катионов-модификаторов [32]. Для структурных единиц фосфатных стёкол, в отличие от тетраэдров (SiO_4)⁴⁻, характерно наличие минимум одного немостикового (терминального) атома кислорода, которые при небольшой концентрации ионов активатора формируют симметрию ближнего порядка. К примеру, в [33] на основе сравнения расчитанных по теории кристаллического поля и полученных экспериментально спектров поглощения и люминесценции Yb³⁺показано, что в изученных стёклах различного состава этот ион находится в шестерной координации с симметрией D₃ (октаэдр) (рис. 1.1).



Рис. 1.1. Октаэдральнай комплекс, сконструированный из тетраэдральных структурных единиц ионов-стеклообразователя (взято из [33])

Для каждого типа фосфоркислородных группировок может существовать большое количество вариантов взаимной пространственной ориентации тетраэдров $(PO_4)^{3-}$ [23], что обеспечивает высокую растворимость активаторов в относительно разреженной анионной сетке фосфатных стёкол.

Внедрение ионов активатора осуществляется в результате химических реакций, изначальные реагенты которых содержат оксиды редкоземельных элементов. Два электрона из 6s-оболочки и один 4f-электрон уходят на образование химической связи с окружением, в результате чего структура энергетических уровней активатора принимает конфигурацию, характерную для трёхвалентных ионов (конфигурации $4f^{13}$

для ионов Yb³⁺и 4 f^{11} для ионов Er³⁺соответственно). Классификация термов электронных конфигураций определяется связью Рассела-Саундерса. Внутреннее электрическое поле матрицы стекла (поле лигандов) слабо влияет на систему энергетических уровней, участвующих в генерации лазерного излучения, не нарушая их расположения, характерного для свободных ионов. Расщепление уровней на отдельные мультиплеты определяется тремя видами взаимодействия: электростатическим взаимодействием с самосогласованным полем ядра и электронов, не находящихся в химической связи с кислородом, спин-орбитальным взаимодействием, и взаимодействием с внутрикристаллическим полем. Порядки энергий расщепления для различных видов взаимодействия представлены на рис. 1.2

Для большинства видов лазерных стёкол структура энергетических уровней одного и того же РЗ-иона оказывается сходной и различается в основном величинами энергетических расщеплений вследствие эффекта Штарка. На рис. 1.3 представлена диаграмма электронных уровней ионов Yb³⁺и Er³⁺и указаны скорости различных процессов релаксации возбуждений, соответствующие фосфоросиликатным световодам:

16



Рис. 1.2. Порядки энергий расщепления 4f-электронных состояний активных P3 ионов для различных типов взаимодействий

Как было указано ранее, энергетические уровни, учавствующие в лазерной генерации расщепены вследствие эффекта Штарка и, благодаря влиянию поля случайного окружения активных ионов, неоднородно уширены. В этом случае, коэффициенты Эйнштейна становятся зависящими от частоты оптического излучения. Для характеризации процессов взаимодействия активных ионов с излучениям вводят другие, более удобные спектроскопические характеристики — сечения поглощения $\sigma_a(\lambda)$ и вынужденного излучения $\sigma_e(\lambda)$. Данные величины определяются, в приближении плоской падающей волны, по вероятности перехода одного иона под воздействием монохроматического излучения:

$$W_{a,e}(\lambda) = \Phi \sigma_{a,e}(\lambda), \tag{1.1}$$

где $W_{a,e}(\lambda)$ – вероятность перехода в единицу времени (скорость перехода) под воздействием плоской волны с длиной волны λ (соответствующей частоте ν), Φ – плотность потока квантов излучения, связанная с интенсивностью плоской волны соотношением $\Phi = I/h\nu$. Таким образом, сечения перехода представляют собой "эффективную площадь" активного иона для различных процессов взаимодействия с излучением.

На рис. 1.4 представлены сечения поглощения и люминесценции для основных лазерных переходов ионов иттербия и эрбия в фосфорсиликатных и алюмосиликатных световодах.



Рис. 1.3. Энергетическая диаграмма электронных уровней ионов Yb^{3+} и Er^{3+} в кварцевом стекле [26, 34, 35]. Прямыми обозначены стрелками излучательные переходы, волнистыми — безызлучательные, пунктирными возможные каналы апконверсии, дуговой стрелкой обозначен безызлучательный перенос возбуждения ионами иттербия эрбия между И в Yb³⁺/Er³⁺световодах. Подписи к стрелкам релаксации обозначают времена для соответствующих переходов.

Ионы Yb³⁺в ближнем и ИК и оптическом диапазоне имеют только один переход, и соотвественно, только два энергетических уровня, поскольку на внутренней незаполненной 4f-оболочке не хватает одного электрона. Уровни эти обозначаются как ${}^{2}F_{5/2}$ и ${}^{2}F_{7/2}$. Согласно значению полного углового момента этих уровней кратность их вырождения равна 6 и 8 соответственно. Внутреннее электрическое поле матрицы стекла приводит к расщеплению уровней с одинаковым значением полного углового момента, сохраняя, согласно теореме Крамерса, вырождение по проекции спина. Параметры расщепления для фосфорсиликатных стёкол, взятые из [36], приведены на вставке рис. 1.4(а).

Помимо температурного однородного уширения, каждый из расщеплённых подуровней имеет случайное энергетическое смещение, что обуславливает неоднородное уширение линий переходов с этих уровней. Неоднородное уширение существено зависит от состава стекла и координационных свойств иона активатора.

Вследствие значительной величины неоднородного уширения линий переходов в стёклах (несколько нм), спектры поглощения и люминесценции отдельных подуровней перекры-



Рис. 1.4. Спектры сечений поглощения и люминесценции для (a) ионов Yb³⁺в фосфоросиликатных световодах[36] и (б) ионов Er³⁺в алюмосиликатных световодах.

ваются, формируя довольно широкие непрерывные полосы в области 0.9–1.1 мкм, что и определяет приведённые на рис. 1.4 спектры сечений. В целях повышения эффективности приобразования для накачки, как правило, используется коротковолновый диапазон (900–965 нм), где $\sigma_e(\lambda) \ll \sigma_a(\lambda)$. При этом лазерная генерация осуществляется справа от основного пика, где выполняется обратное соотношение. В этом случае говорят, что накачка активной среды осуществляется по квазичетырёхуровневой схеме. При определённых условиях возможно использование диапазона вблизи основного пика на 975 нм [37], где лазерная генерация осуществляется по квазитрёхуровневой схеме [38].

Для накачки активных ионов эрбия используется безызлучательный перенос возбуждения (БПВ) в активных средах, коактивированных ионами Yb³⁺, либо оптическая накачка на уровень ${}^{4}I_{11/2}$ излучением полупроводниковых или волоконных лазеров. В обоих случаях используется трёхуровневая схема накачки, с быстрым безызлучательным переходом в метастабильное состояние ${}^{4}I_{13/2}$.

1.1.3. Особенности процессов безызлучательного переноса возбуждения в иттербиевых и иттербий-эрбиевых активных средах

Процессы безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения играют важную роль в кинетике и динамике люминесценции активных примесей в твёрдых телах. Их можно подразделить на два типа: ион-ионный и ион-колебательный перенос (в терминологии монографии [23]).

Ион-ионный перенос ответственен, во-первых, за процессы передачи возбуждения в

активированных различными ионами кристаллах и стёклах, а также за процессы кооперативной апконверсии при взаимодействии ионов одинакового типа. Последнее при наличии в спектре ионов эквидистантно расположенных энергетических уровней может привести к значительному концентрационному тушению люминесценции и снижению эффективности лазерных источников.

Ион-колебательный перенос соответствует внутрицентровой безызлучательной релаксации возбуждённых состояний за счёт размена энергии возбуждения на кванты колебаний структурных единиц стекла и примесных ОН⁻-групп.

Явление БПВ имеет большую практическую значимость в активных средах, содержащих ионы эрбия, и обычно не принимается во внимание при описании чисто иттербиевых сред. В спектре уровней ионов Yb^{3+} отсутствуют эквидистантные переходы из метастабильного состояния в состояния с большей энергией (рис. 1.3), что даёт возможность использовать высокие концентрации активных ионов без учёта эффектов кооперативной апконверсии и поглощения с возбуждённого уровня. А значительная разность энергию основного и метастабильного уровней (10000 см⁻¹), существенно превосходящая энергию оптических фононов и молекулярных колебаний колебаний в большинстве стёкол, обеспечивает высокий квантовый выход люминесценции в пренебрежении внутрицентровой безызлучательной релаксацией.

В эрбиевых же активных средах влияние этих эффектов приводит к жёстким ограничениям на допустимую концентрацию. Для большинства современных применений оказывается вполне достаточным использование активных волокон с концентрацией ионов $\mathrm{Er}^{3+}100\text{-}300$ ppm, тем не менее на сегодняшний день получены стёкла с концентрацией 10000 ppm, без заметного проявления эффектов концентрационного тушения [39]. Экранирование взаимодействия между активными ионами может осуществляться за счёт вариации состава, при введении в фосфорсиликатные стёкла дополнительных добавок типа $\mathrm{B}_2\mathrm{O}_3$, Al_2O_3 , GeO_2 . При этом атомы кислорода связаны не только с атомами фосфора (кремния) и модификатора, но и с другими, образующими анионные группировки атомами (B, Ge, Al), что приводит к увеличению вариации окружения редкоземельных ионов и значительному неоднородному уширению энергетических спектров. Наибольшее распространение среди эрбиевых активных волокон получили алюмо-германатные световоды [40].

В активных световодах, легированных ионами Yb^{3+} и Er^{3+} , для эффективного возбуждения ионов эрбия на метастабильный уровень ${}^{4}I_{13/2}$ необходимо достижение больших скоростей переноса возбуждения с ионов Yb^{3+} (выступающих здесь в роли сенсибиоизатора) на Er^{3+} и быстрой безызлучательной релаксации верхнего возбуждённого уровня ${}^{4}I_{^{11/2}}$. Результаты экспериментальных исследований на основе кинетики люминесценции ионов Er^{3+} в возбуждённом состоянии представлены в ряде работ (см. например [23, 41] и ссылки в них). В табл. 1.2. представлены величины скоростей безызлучательной релаксации для двух переходов ионов эрбия в стёклах различного состава (взято из [41]).

| | Скорости безызлучательных переходов в ионах ${\rm Er}^{3+},{\rm c}^{-1}$ | | | |
|-------------|--|--------------------|---|--|
| Тип стекла | ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ | | ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ | |
| | [42] | [43] | [43] | |
| Германатное | $2 \cdot 10^4$ | 810 | $5.5 \cdot 10^{-4}$ | |
| Силикатное | 10^{5} | $1.1 \cdot 10^{5}$ | 0.13 | |
| Фосфатное | 10^{6} | $2.7 \cdot 10^{5}$ | 0.32 | |
| Боратное | 107 | $3.7 \cdot 10^{6}$ | 61 | |

Таблица 1.2. Скорости безызлучательных переходов ионов эрбия в стёклах различного состава

Из данной таблицы видно, что оптимальными свойствами для лазерных применений обладают фосфатные стёкла, поскольку в силикатных и германатных стёклах скорость перехода ${}^{4}I_{11/2} \rightarrow {}^{4}I_{13/2}$ оказывается на порядок меньше, а в боратных процессы безызлучательной релаксации начинают конкурировать с излучательной релаксацией для основного лазерного перехода ${}^{4}I_{13/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$.

Для обеспечения высокой скорости переноса возбуждения с ионов Yb³⁺(доноры возбуждения) их концентрация в 30-40 раз превышает концентрацию ионов Er³⁺(акцепторы), что опять-таки требует использования фосфорсиликатного состава сердцевины для введения больших концентраций P3-ионов. При этом реализуется т.н. миграционно-ускоренный механизм переноса возбуждения [44], при котором за счёт резонансного взаимодействия между ионами одного типа обеспечивается быстрая доставка к местам эффективного стока энергии - наиболее короткоживущим возбуждёным состояниям доноров.

Кинетика последующего переноса возбуждения с донора на акцептор (статический перенос) определяется уже микропараметрами среды и активных ионов и в общем случае носит сложный многостадийный характер. Простейшей микроскопической моделью безызлучательного взаимодействия в активной среде является резонансный перенос возбуждения между двумя одинаковыми двухуровневыми атомными системами [45]. Пусть каждая из них в отсутствии взаимодействия характеризуется значениями энергии E_d и E_a и, соответственно, волновыми функциями ψ_d и ψ_a в нижних состояниях и аналогичными выражениях E'_d , E'_a , ψ'_d , ψ'_a в верхних состояниях (рис. 1.5).



В отсутствии взаимодействия состояние системы, в котором один из атомов возбуждён, является вырожденным, а соответствующие волновые функции системы имеют вид:

$$\Psi_1 = \psi'_d \psi_a, \qquad \Psi_2 = \psi_d \psi'_a. \qquad (1.2)$$

При наличии взаимодействия между системами (обозначим не зависящий от времени гамильтониан взаимодействия как \hat{V}_{da} - до-

Рис. 1.5. Схема энергетических уровней для описания га переноса электронного возбуждения

бавка к невозмущённому гамильтониану системы) вырождение снимается и состояния Ψ_1 и Ψ_2 уже не будут стационарными. Примем, что в состоянии, когда оба атома находятся одновременно в нижнем или верхнем состояниях, взаимодействие отсутствует. Тогда перенос возбуждения сводится к квантовомеханической задаче взаимодействия эквивалентной двухуровневой системы (1.2) с внешним потенциалом возмущения \hat{V}_{da} и имеет осцилляторный характер [46]. Если начальное состояние системы характеризовалось функцией Ψ_1 , то вероятность обнаружить систему в одном из квантовых состояний зависит от времени как:

$$|c_1(t)|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \Omega t\right), \qquad |c_2(t)|^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \Omega t\right), \tag{1.3}$$

где $\Omega = 2|V_{12}|/\hbar$ — частота осцилляций, а $|V_{12}| = | < \Psi_1|\hat{V}_{da}|\Psi_2 > |$ — матричный элемент оператора взаимодействия.

В реальной ситуации, однако, под "переносом энергии"подразумевается определённая необратимость процесса, связанная с диссипации энергии в системе. Для включения процессов релаксации возбуждения в двухуровневую модель используется формализмом матрицы плотности. Система уравнений для матрицы плотности, описывающей эволюцию системы с диссипацией, имеет следующий вид [47]:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{jj} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{V}_{da}, \, \hat{\rho}]_{jj} + \frac{1}{T_1} (\rho^e_{jj} - \rho_{jj}), \\ \dot{\rho}_{ij} = \frac{1}{i\hbar} (E_i - E_j) \rho_{ij} + \frac{1}{i\hbar} [\hat{V}_{da}, \, \hat{\rho}]_{ij} + \frac{1}{T_2} \rho_{ij}, \qquad (i \neq j), \end{cases}$$
(1.4)

где $\hat{\rho}$ — оператор матрицы плотности, ρ_{ij} — его матричные элементы, ρ_{jj}^e — равновесное значение диагонального элемента, T_1 и T_2 — так называемые времена "продольной" и "поперечной" релаксации. В отсутствии внешнего поля \hat{V}_{da} диагональные элементы матрицы плотности релаксируют к своим равновесным значениям ρ_{jj}^{e} , а недиагональные - к нулю. При этом времена продольной и поперечной релаксации характеризуют соответствующие скорости. Время T_2 характеризует быстроту нарушения фазовых соотношений между состояниями при взаимодействии квантовой системы с обобщённым термостатом и характеризует ширину энергетических уровней $\Gamma = \frac{1}{T_2}$ [47].

В данной системе, если считать основным состояние Ψ_3 , в котором оба атома находятся на нижнем уровне, то равновесные значения диагональных элементов матрицы плотности также можно считать равными нулю. Обозначим продольные времена релаксации соответственно τ_d и τ_a , обусловленные спонтанными либо безызлучательными переходами. Из (1.4) получаем:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{11} = \frac{1}{i\hbar} (V_{12}\rho_{21} - V_{21}\rho_{12}) - \frac{\rho_{11}}{\tau_d}, \\ \dot{\rho}_{22} = \frac{1}{i\hbar} (V_{21}\rho_{12} - V_{12}\rho_{21}) - \frac{\rho_{22}}{\tau_a}, \\ \dot{\rho}_{12} = \frac{1}{i\hbar} V_{12} (\rho_{22} - \rho_{11}) - \left(\frac{1}{T_2} + \frac{\Delta E}{i\hbar}\right) \rho_{12}, \\ V_{12} = V_{21}^*, \quad \rho_{12} = \rho_{21}^*. \quad (эрмитовы операторы) \end{cases}$$
(1.5)

где $\Delta E = (E'_d - E_d) - (E'_a - E_a)$ – разность энергий уровней при переносе возбуждения (квазирезонанс).

Решение данной системы в общем виде довольно громоздко. При описании кинетики статического переноса рассматривают приближения «сильного» ($\Omega T_2 \gg 1$) и «слабого» ($\Omega T_2 \ll 1$) взаимодействия, а также когерентный ($T_2 \sim \tau$) и некогерентный ($T_2 \ll \tau$) перенос. Различие в кинетиках когерентного и некогерентного переноса на примере сильного взаимодействия приведено на рис. 1.6.

Как видно из рисунка, в случае сильного некогеретного переноса возбуждение быстро "размешивается"между донором и акцептором (т.е. выравниваются населённости их возбуждённых уровней), после чего релаксирует с характеристическим временем τ . При наличии в среде группы (кластера) сильно взаимодействующих N_d доноров и N_a акцепторов скорость распада возбуждений будет определяться выражением:

$$N_{d}(t) = N_{0} \exp(-Wt),$$

$$W = \frac{N_{a}}{N_{a} + N_{d}} \frac{1}{\tau_{a}} + \frac{N_{d}}{N_{a} + N_{d}} \frac{1}{\tau_{d}} \approx \frac{N_{d}}{N_{a}} \frac{1}{\tau_{a}}$$
(1.6)

В случае коллектива слабо взаимодействующих доноров и акцепторов, кинетика распада возбуждения доноров становится в общем случае неэкспоненциальной, что вызвано



Рис. 1.6. Кинетика переноса возбуждения между одинаковыми двухуровневыми атомами (зависимость населённости возбуждённого состояния донора от времени) в случае $T_2 \sim \tau$ (a) и $T_2 \ll \tau$ (б)

разными скоростями переноса между донорами и акцепторами, расположенных на разных расстояниях. Для описания таких систем наибольшее распространение получила т.н. модель Фёрстера-Декстера, в которой используется приближение взаимодействующих двухуровневых систем мультипольными осцилляторами [45, 48]. В этом случае в феноменологических моделях вводится т.н. константа скорости переноса энергии C_m^{da} :

$$W = \frac{C_m^{da}}{R^m}.$$
(1.7)

где *R* – расстояние между ионами, *m* = 6, 8, 10 соответственно для диполь-дипольных, диполь-квадрупольных и квадруполь-квадрупольных взаимодействий. Тогда кинетика распада возбуждения донора, слабо взаимодействующих с набором *N_a* акцепторов, задаётся выражением:

$$\frac{N_d(t)}{N_d(0)} = \exp(-\gamma_m t^{3/m}), \tag{1.8}$$

где $\gamma_m = \frac{4\pi}{2} \Gamma \left(1 - \frac{3}{m} \right) (C_m^{da})^{3/m} N_A$ - макропараметр тушения, $\Gamma()$ - гамма-функция [49].

Систематическое изучение кинетики переноса возбуждения между ионами Yb³⁺и Er³⁺в световодах и заготовках было проведено в работе [50]. На основе спектрально-кинетической методики измерения интенсивности люминесценции при селективной импульсной накачке показано, что перенос возбуждения осуществляется в условиях т.н. сильного некогерентного взаимодействия, при котором вероятность переноса, существенно превышает скорость внутрицентровой безызлучательной релаксации на ионах эрбия. Увеличение скорости переноса для световодов по сравнению с объёмными образцами стёкол, получаемых из переохлаждённого расплава, связано со значительным уменьшением минимального расстояния между донором и акцептором, при этом в конкуренцию могут вступать взаимодействия различного порядка мультипольности. В случае малых концентраций донора скорость тушения люминесценции ионов Yb³⁺равна скорости безызлучательной релаксации акцепторов, соответствующей времени $\tau_A = 1$ мкс для возбуждённого состояния ${}^4I_{11/2}$ ионов Er^{3+} в фосфоросиликатных заготовках При обратном соотношении ($N_d \gg N_a$) для использованных в данной работе концентраций ионов Yb³⁺5000-10000 ppm реализовывается миграционно-ускоренная стадия тушения (МУТ).

Для описания процесса МУТ для РЗ ионов в стёклах используются следующие асимптотики:

$$N_d(t) = \begin{cases} f(t), & t \to 0;\\ \exp(-\bar{W}t), & t \to \infty \end{cases}$$
(1.9)

где f(t) – кинетика статического переноса. Скорость \overline{W} в данном случае будет зависеть уже не только от N_a и C^{da} , но и от микропараметра донор-донорных взаимодействий C^{dd} . С ростом концентрации доноров доля возбуждений, релаксирующих на статической, нестационарной стадии процесса уменьшается, а исчезающих с постоянной скоростью – увеличивается монотонно с ростом N_d . В случае сильного некогерентного взаимодействия переход к экспоненциальной стадии осуществляется за время поперечной релаксации.

Точный вид зависимостей скорости тушения \overline{W} от концентраций и микропараметров определяется выбором модели миграционно-ускоренного тушения: диффузионной или прыжковой. Большой обзор исследований по тематике МУТ описан в [44], а в работе [51] приведена сводка формул, описывающих эти зависимости, и результаты исследования по применимости моделей МУТ для различных донорно-акцепторных пар. Не останавливаясь конкретно на физических основах каждой из моделей, укажем лишь, что скорость переноса \overline{W} оказывается линейна по концентрации акцепторов N_a вне зависимости от модели МУТ и типа межионного взаимодействия [51]. Это позволяет феноменологически ввести коэффициент переноса возбуждения:

$$\bar{W} = c_{cr} N_a, \tag{1.10}$$

и, при достижении кинетического предела, рассматривать процессы МУТ с использованием

обычных скоростных уравнений [35, 52]:

$$\frac{\partial N_d(t)}{\partial t} = -c_{cr} N_a N_d. \tag{1.11}$$

1.2. Технологические особенности волоконных лазеров и усилителей

По своему функциональному назначению современные мощные волоконные лазеры и усилители представляют собой преобразователи качества излучения. Пространственно и спектрально многомодовое излучение накачки мощных полупроводниковых лазерных диодов, поглощаясь в легированной РЗ ионами сердцевине активных волокон, позволяет осуществлять усиление и генерацию лазерного излучения на основной моде активного световода с предельно малой расходимостью, близкой к гауссовой. Основным параметром, характеризующим качество пучка выходного лазерного излучения, является M² [53], который определяется как отношение угла расходимости излучения лазера к углу расходимости гауссового пучка с тем же самым значением диаметра перетяжки:

$$M^2 = \theta \bigg/ \frac{\lambda}{\pi w_0},\tag{1.12}$$

где w_0 – величина диаметра перетяжки. В большинстве случаев лазер считается одномодовым, если величина M^2 не превышает 1.4.

В данном разделе мы обсудим ряд технологических особенностей, влияющих на характеристики и режимы работы конечного устройства.

1.2.1. Развитие технологии волоконных лазеров

Активной средой волоконных лазеров является серцевина оптического волокна из кварцевого стекла, легированная редкоземельными ионами. Поэтому основные физические особенности и проблемы активных сред на легированных стёклах остаются справедливыми и для волоконных лазеров. В то же время волоконная конфигурация обладает рядом существенных преимуществ, таких как интенсивный теплоотвод за счёт большого соотношения площади поверхности к объёму, а также отсутствие необходимости юстировки большого количества оптических элементов лазера в связи с волноводным способом распространения излучения. Указанные преимущества были поняты довльно давно и волоконная конфигурация активной среды была предложена практически сразу после создания твердотельных кристаллических и стеклянных лазеров. Уже в первых работах, выполненых еще вначале 60-х годов [54, 55] была продемонстрирована одномодовая генерация на стеклянных световодах, легированных неодимом. А в 1969 году с использованием одномодового световода с диаметром световедущей жилы 15 мкм, было продемонстрировано усиление излучения HeNe лазера на длине волны 1.0621 мкм на 40 дБ (с 230 мкВт до 0.6 Вт)[56].

Новые возможности технология волоконных лазеров получила после появления работ[57, 58], в которых авторы предложили использовать для накачки волоконных световодов излучение другого лазера, вводимое через торец волоконного световода. Такой способ накачки сразу продемонстрировал многие преимущества волоконных лазеров перед традиционными типами лазеров на основе объемных элементов. Среди этих преимуществ следует назвать очень высокую эффективность использования излучения накачки. Это достигается, во-первых, за счет большой длины поглощающей среды (до нескольких десятков метров) что, даже при низкой концентрации активных ионов, позволяет получать поглощение накачки на уровне десятков и даже сотен децибел, а во-вторых, за счет полного пространственного совпадения накачиваемого объема и объема, в котором осуществляется лазерная генерация (усиление). Все это позволяет, во многих случаях, получить практически предельную эффективность накачки, ограничиваемую лишь разменом квантов.

Несмотря на многие достоинства, волоконные лазеры оставались в зоне в основном теоретического интереса вплоть до середины восьмидесятых годов. Этому были две причины: первая причина заключалась в несовершенстве технологии изготовления стеклянных световодов требуемого качества, как по неактивным потерям, так и по распределению ПП по поперечному сечению. Вторая причина заключалась в отсутствии подходящего источника лазерной накачки. Обе эти проблемы получили решение к середине 80-х годов прошлого века.

Главным стимулом развития всей волоконной оптики в целом явилось создание волоконно-оптических линий связи (ВОЛС). Существовавшая до 70-х гг. технология изготовления и вытяжки волоконных световодов не позволяла обеспечить распространение излучения с коэффициентом затухания менее 10 дБ/км, в связи с чем ВОЛС уступали по качеству даже медным проводным линиям связи. Решение проблемы стало возможно после публикации фундаментальной работы [59], где было показано, что ключевым фактором влияющим на затухание излучения в световодах является наличие примесей, в первую очередь переходных металлов и ионов гидроксильных групп ОН⁻.

Многочисленные попытки создания методики глубокой очистки стекла привели к ре-

ализации нескольких успешных технологий производства заготовок световодов из плавленного кварца. Помимо достижения сверхнизких концентраций неконтроллируемых примесей, данные методики позволяли реализовать произвольный профиль показателя преломления в световоде путём легирования дополнительными примесями и контролировать его с высокой точностью, исходя из конкретных применений. Наиболее простым и гибким методом, позволяющим варьировать параметры волокна в широких пределах, оказался т.н. модифицированный метод осаждения из газовой фазы (MCVD)[60].

В современных волконных световодах, применяющихся в ВОЛС, пассивные потери составляют 0.2 дБ/км = $4.6 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹ с максимумом прозрачности в диапазоне более 20 нм вблизи длины волны излучения 1.55 мкм. Потребности освоения огромной, по сравнению с кабельными линиями связи, полосы пропускания привели к появлению технологии WDM (wavelength division multiplexing), при которой световой сигнала распространяется по волокну на нескольких длинах волн за счёт оптического мультиплексирования. Наибольшее распространение получил подвид этой технологии под названием DWDM (dence wavelength division multiplexing), особенность которого состоит в использовании фиксированного набора оптических частот с интервалом 100 ГГц именно в диапазоне главного телекоммуникационного окна прозрачности (1.55 мкм).

Данный спектральный диапазон попадает в полосу усиления активной среды на основе лазерного стекла, легированного ионами Er³⁺(см. рис. 1.3). Это явилось предпосылкой для создания волоконных услителей оптического сигнала на основе эрбиевых волокон, обеспечивавших его прохождения в протяжённых многопролётных линиях связи без промежуточного опто-электронного преобразования.

Последним технологическим звеном, способствовавшим развитию волоконных усилителей и лазерной волоконной оптики в целом, явилось создание недорогих и надёжных источников накачки — полупроводниковых лазеров и диодов. Лазерные диоды на основе двойных гетероструктур AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами обеспечивали высокоэффективную генерацию оптического излучения накачки и стабильно работали при комнатной температуре [24].

Впервые удачное сочетание активированных кварцевых световодов и полупроводниковой накачки продемонстрировано в работах Центра Оптоэлектроники из университета Саутгемптона [61–65]. За короткий промежуток времени были реализованы практически все типы активных сред современных волоконных лазеров. Они использовали в качестве лазерной среды кварцевые световоды аналогичные световодам разработанным для телекоммуникации, одномодовая световедущая жила которых дополнительно легировалась различными редкоземельными ионами (Nd³⁺, Er³⁺, Yb³⁺и др.), а в качестве накачки — одномодовые диоды на 0.8 мкм (рис. 1.7).



Рис. 1.7. Простейшая блок-схема волоконного лазера.

Первоначальные усилия были посвящены увеличению выходной мощности неодимовых волоконных лазеров до 10-ваттного уровня за счёт использования т.н. волокон с двойной оболочкой, впервые предложенных в [66]. В таких волокнах с помощью дополнительного покрытия с низким показателем преломления образуется второй, уже многомодовый световод для ввода излучения накачки. Процесс накачки при этом напоминает то что происходит в обычных твердотельных лазерах с ламповой накачкой в зеркальной камере. Излучение накачки, многократно отражаясь от стенок многомодового волновода, постепенно поглощается центральной активированной жилой, возбуждая электронные переходы (рис. 1.8). При этом за счёт подбора концентрации РЗ-ионов и длины активного волокна можно добиться необходимого коэффициента поглощения накачки.

Достижение высоких мощностей излучения полупроводниковых лазеров накачки в совокупности с существенно более узким спектром излучения по сравнению с лампами-вспышками оставил в прошлом такие трудоёмкие задачи, как оптимизация параметров газового разряда в лампе для увеличения коэффициента поглощения накачки. При этом также стало возможным осуществление эффективной накачки активных сред с меньшим количеством возможных электронных конфигураций по сравнению с ионами Nd³⁺. Наиболее простой структурой обладает ион Yb³⁺(рис. 1.3). Отсутствие в оптическом диапазоне спектра более высокочастотных переходов, чем из метастабильного состояния, значительно уменьшает



Рис. 1.8. Блок-схема волоконного лазера с накачкой в оболочку.

вероятность многофононной релаксации и поглощения с возбуждённого уровня (апконверсии), что позволяет вводить значительные концентрации ионов в активированную жилу световода. Наличие широких полос поглощения за счёт штарковского расщепления основного и метастабильного мультиплета позволяет осуществлять накачку разнообразными источниками излучения в диапазоне 900-975 нм и, также, даёт возможность перестройки длины волны лазерной генерации в широком спектральном диапазоне (до 100 нм). При этом, вследствие квазидвухуровневой структуры энергетических уровней, обеспечивается существенно меньший размен квантов излучений накачки и генерации (5-15%), по сравнению с другими редкоземельными ионами, и достигается малое тепловыделение в активной среде.

Впервые экспериментальное исследование волокон с двойной оболочкой, активированных ионами Yb³⁺было проведено в работе [67]. В волоконном лазере с длиной волны накачки 875 нм и длиной волны генерации 1090 нм дифференциальная эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение составила 69%, при пороге генерации 5 мВт. Достигнутая мощность генерации 50 мВт ограничивалась мощностью полупроводникового диода накачки, немного позже этот результат был улучшен (470 мВт выходной мощности с накачкой от лазера на титан-сапфире [68]).

С этого момента начался интенсивный рост исследований по созданию мощных волоконных лазеров на основе иттербиевых световодов и их коммерческая реализация в качестве основного технологического инструмента для обработки конструкционных материалов (рис. 1.9). На сегодняшний день промышленные источники мощного лазерного излучения более чем на половину укомплектованы волоконными иттербиевыми лазерами с полупроводниковой накачкой [31].



Рис. 1.9. Рост выходной мощности одномодовых волоконных лазеров. Начиная с 1999 г., все результаты относятся к иттербиевым лазерам (взято из [69])

Помимо мощных иттербиевых волоконных лазеров, в настоящей диссертационной работе также исследуются следующие типы приборов на основе активных световодов, легированных редкоземельными ионами:

- Yb³⁺/Er³⁺лазеры и усилители Данные активные световоды используются для усиления сигнала в третьем диапазоне прозрачности кварцевого волокна (1,55 мкм) в системах кабельного телевидения и магистральной оптической связи, а также в ряде других специальных применений, в связи с относительно безопасным для зрения спектральным диапазоном излучения. Максимальная, достигнутая на сегодняшний день, мощность волоконных лазеров подобного типа не превышает 300 Вт [70], что связано с сильным разогревом активного волокна за счёт большой разницы энергий квантов накачки и генерации.
- 2. Er³⁺-усилители (EDFA Erbium Doped Fiber Amplifiers) Для накачки непосредственно в полосы поглощения ионов эрбия используются полупроводниковые или волоконные пространственно одномодовые лазеры на длину волны 980 или 1460 нм. Данный способ накачки и усиления позволяет добиться существенного уменьшения соотношения сигнал-шум на выходе усилителя по сравнению с многомодовой накачкой.

1.2.2. Способы ввода оптической накачки в световоды

Для ввода многомодового излучения в активный световод применяются технологии торцевой и боковой накачки.

В первом случае используется т.н. волокно с двойной оболочкой, в котором помимо легированной световедущей жилы формируется внешний многомодовый волновод для излучения накачки. Излучение накачки, вводимое через один из торцев, распространяясь вдоль волокна, постепенно по мере распространения поглощается в жиле и приводит к возникновению инверсии населённостей для лазерного перехода. Коэффициент поглощения в этом случае, в пренебрежении эффектами насыщения перехода, оказывается равен:

$$\alpha_p = \Gamma_p \sigma_a(\lambda_p) N_g, \tag{1.13}$$

где N_g — населённость основного состояния, $\sigma_a(\lambda_p)$ — сечение поглощения на длине волны накачки, $\Gamma_p = \frac{A_{core}}{A_{clad}}$ — интеграл перекрытия излучения накачки с легированной жилой, который представляет собой отношение площадей жилы и многомодовой оболочки. При этом предполагается, что при поглощении излучения накачки в сердцевине происходит достаточно быстрое "размешивание" и установление стационарного распределения мощности для всех оболочечных мод излучения.

Для формирования ППП многомодового волоновода используются волокна типа «кварцкварц», в которых область пониженного показателя формируется за счёт дополнительного легирования фтором, и «кварц-полимер», где многомодовый волновод формируется внешним полимерным покрытием с показателем преломления меньшим, чем у плавленного кварца. Схематическое изображения волокна с двойной оболочкой и его геометрические параметры представлены на рис. 1.10:



Рис. 1.10. Геометрия и профиль показателя преломления волокна с двойной оболочкой. Обозначения: d a — лиомотри сорушерни и догирорациой

 $d,\ a$ — диаметры сердцевины и легированной части

r₀, b — радиус кварцевой оболочки и полимерной оболочки

 $n_{core}, n_{clad} n_{pol}$ — показаль преломления сердцевины, плавленного кварца и полимера.

Типичные числовые апертуры NA волноводов типа «кварц-кварц» составляют примерно от 0.1 до 0.2. Применение волноведущих полимерных покрытий со специально подобранными оптическими свойствами позволяют поднять эту величину до 0.5. Ещё больших значений поддерживаемой числовой апертуры можно достигнуть в микроструктурных волокнах типа Air-Clad, где многомодовая оболочка формируется системой воздушных капилляров, распложенных внутри сплошной кварцевой оболочки [38]. Наиболее удобным при разработке волоконных лазеров различных конструкций оказывается применение боковой диодной накачки (Side pumping). В этом случае оба конца активного волокна остаются свободными для ввода и вывода основного излучения, что позволяет реализовать главные преимущества волоконных лазеров, работающих по схеме MOPFA (Master Oscillator - Power Fiber Amplifier) (рис. 1.11).



Рис. 1.11. Типичная схема мощного волоконного лазера-усилителя по схеме MOPFA

В такой конфигурации активное волокно, накачиваемое излучением объединённых лазерных диодов, является усилителем мощности для сигнала задающего лазера, в качестве которого может выступать любой импульсный или непрерывный волоконный лазер, либо одномодовый твердотельный или полупроводниковый лазер с высокой монохроматичностью и качеством пучка. Обзор различных способов реализации боковой накачки в активное волокно можно найти в [71]. Наиболее технологичным решением оказалось использование двойного волокна, где многомодовый пассивный и активный световоды, находящие в оптическом контакте между собой, объединены общей полимерной волноведущей оболочкой [72] (рис. 1.12).

Излучение накачки, вводимое в торец многомодового световода, распространяется в виде общей системы мод обоих световодов и поглощается в легированной жиле активного световода. Коэффициент поглощения при этом оказывается примерно в два раза ниже, чем в случае использования одиночного активного волокна с той же геометрией сердцевины и концентрацией РЗ ионов, но наличие свободных выводов позволяет реализовывать многокаскадные схемы с различными видами оптической фильтрации и в широких пределах варьировать величину коэффициента усиления и его спектральную зависимость.

В дальнейшем, появление различных интегральных волоконно-оптических компонентов, таких как брэгговские решётки, волоконные разветвители и мультиплексоры, волоконные зеркала, волоконные изоляторы, поляризаторы позволило реализовать полностью воло-



Рис. 1.12. Конструкция активного волокна с боковой накачкой

конный формат лазера, обойтись без использования в конструкции традиционных объемных элементов и полностью избавиться от всевозможных настроек и юстировок лазерного резонатора, что обеспечило бурный рост и развитие лазерной волоконной оптики.

1.2.3. Профиль показателя преломления и легирования световодов

Наиболее распространённым типом активных и пассивных волокон, являются волокна со ступечатым ППП (рис. 1.10). Волновая теория циллиндрических диэлектрических волноводов известна довольно давно [73] и изложена в большом количестве монографий [74–76]. Типичные величины основных параметров активных Yb³⁺и Yb³⁺/Er³⁺-волокон представлены в табл. 1.3:

| λ , HM | MFD, мкм | Тип волокна | $\Delta n_{core}, 10^{-3}$ | a, MKM | Состав |
|----------------|-------------|----------------------------|----------------------------|--------------|---|
| | | | | | сердцевины |
| 1064 | $6 \div 10$ | Пассивное одномодовое | $3 \div 6$ | $6 \div 9$ | ${ m SiO_2/GeO_2}$ |
| | | Активное Yb ³⁺ | $11 \div 14$ | $10 \div 16$ | $\mathrm{SiO}_2/\mathrm{P}_2\mathrm{O}_5$ |
| 1550 | $9 \div 12$ | Пассивное одномодовое | $3 \div 4$ | $8 \div 10$ | ${ m SiO_2/GeO_2}$ |
| | | Активное Yb^{3+}/Er^{3+} | $12.5 \div 16.5$ | $15 \div 16$ | $\mathrm{SiO}_2/\mathrm{P}_2\mathrm{O}_5$ |

Таблица 1.3. Параметры активных волоконных световодов

При проектировании и производстве активных волокон для мощных лазеров и усилителей имеется тенденция к увеличению эффективного модового диаметра основной моды на длине волны лазерного излучения для снижения порога нелинейных эффектов и увеличения выходной мощности. Зависимость модового диаметра от параметров ППП имеет вид [77]:

$$MFD = d \left(0.65 + 1.619 V^{-3/2} + 2.879 V^{-6} \right), \tag{1.14}$$

где d-диаметр волноведущей жилы, V-нормализованная частота, определяемая выражением:

$$V = kd\sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2},\tag{1.15}$$

где k - волновое число. Выражение 1.14 справедливо с точностью до 1% при 0.8 < V < 2.5. Волновод является одномодовым при условии

$$V < V_c = 2.405,$$
 (1.16)

где V_c - нормализованная частота отсечки первой высшей моды. Из выражения 1.14 видно, что модовый диаметр в волокнах со ступенчатым ППП определяется преимущественно диаметром сердцевины. Поэтому для решения проблемы увеличения MFD существует два подхода:

- 1. Увеличивать диаметр жилы, но при этом уменьшать разницу показателей преломления сердцевины и оболочки так, чтобы выполнялось условие 1.16;
- 2. Использовать маломодовые активные световоды с эффективным возбуждением в них основной моды при помощи пассивного световода со специально подобранным ППП.

В первом случае максимально достижимый MFD жёстко ограничивается сверху величиной допустимых изгибных потерь [78]. В связи с этим было предложено использовать одномодовые световоды с более сложным ППП, допускающим вариацию большего количества параметров. Одним из перспективных решений в этом направлении оказалось использование волокна с W-образным ППП [79, 80], в котором за счёт дополнительной оболочки с пониженным показателем преломления удаётся обеспечить сильное ограничение моды в сердцевине и уменьшить, таким образом, изгибные потери.

Во втором случае увеличению максимально достижимого модового диаметра препятствует чувствительность волокон к изгибам и неоднородностям профиля показателя преломления за счёт связи высших мод с основной. Для предотвращения конкуренции поперечных мод в волоконных лазерах и усилителях может использоваться неоднородное легирование волноведущей сердцевины, для уменьшения интеграла перекрытия активной среды с высшими поперечными модами (как радиальными, так и угловыми) [81].

В любом случае при оптимизации световодов встаёт проблема точности формирования ППП при изготовлении волокон, которая должна более чем на порядок превышать величину разности показателей преломления сердцевины и оболочки. Изменение ПП вследствие различных нелинейных эффектов, возникающих в световодах при распространении мощного лазерного излучения, способно существенно повлиять на их модовые характеристики.

1.2.4. Механизмы изменения профиля показателя преломления при оптической накачке

Поглощение излучения накачки в активной среде сопровождается разогревом волокна и изменением профиля показателя преломления. Даже незначительное (порядка 10⁻⁴ и более) изменение разности показателей преломления (ПП) сердцевины и оболочки в мощных волоконных лазерах и усилителях существенно влияет на модовые характеристики активных волокон. В данной работе рассмотрим следующие основные механизмы, приводящих к изменению показателя преломления (ИПП) в условия мощной оптической накачки и лазерной генерации:

- Разогрев активного волокна в условиях оптической накачки и генерации лазерного излучения;
- Изменение поляризации активной среды при изменении населённостей лазерных уровней [82]

1.3. Разогрев активной среды в условиях оптической накачки

В твердотельных и волоконных лазерах на основе легированных кристаллов и стёкол возможны несколько механизмов разогрева активной среды:

1. Активный разогрев вследствие размена энергий квантов излучения накачки и лазерной ной генерации. Как показано на спектрах сечений (рис. 1.4), для накачки и лазерной генерации используются различные спектральные области, вследствие чего разность энергий квантов переходит в тепло. Причём, к примеру, в случае эрбиевых активных сред, основной вклад в разность энергий квантов даёт безызлучательный переход между уровнями с различными значениями полного углового момента и составляет около
50% от энергии кванта накачки, в то время как для иттербиевых активных сред размен квантов и тепловыделение оказывются существенно меньше, поскольку они обусловлены тепловой релаксацией по подуровням внутри одного штарковски расщеплённого уровня с определённым значением полного углового момента.

- 2. Пассивные потери лазерного излучения и излучения накачки. Разогрев возникает вследствие рассеяния лазерного излучения, генерируемого в оптическом резонаторе, на неоднородностях и дефектах активной среды. Основными физическими факторами влияющими на пассивные потери в активной среде являются рэлеевское рассеяние и рассеяние на точечных дефектах, типа центров окраски, возникающих в активной среде в процессе изготовления, либо под воздействием самого лазерного излучения (к примеру, т.н. процессы фотопотемнения в активных волокнах [83]). В активной среде волоконной геометрии такое рассеяние характеризуется феноменологически коэффициентом пассивных потерь, измеряемым различными способами.
- 3. Поглощение рассеянного лазерного излучения на конструктивных элементах лазера. В роли таких элементов в объёмных лазерах могут выступать упоминавшиеся ранее квантроны, в волоконных - внешние конструктивные элементы, в которые укладывается волокно (лотки, места сварки и соединения волокон, волоконные блоки, полимерная заливка, тепловой радиатор и т.п.)
- Разогрев вследствие неупругих нелинейных эффектов. Данный механизм может быть существенен именно для волоконных лазеров вследствие высокой интенсивности лазерного излучения в жиле и протяжённой активной среды.

Данный раздел посвящён анализу тепловых эффектов, вызванных разогревом активной среды лазера и влияющих на параметры лазерного излучения. Также приводится обзор экспериментальных методов исследования термооптических эффектов в лазерной физике, в первую очередь, измерения температуры в условиях лазерной генерации, а также возможных способов применения данных методов в случае волоконной геометрии активной среды.

1.3.1. Термооптические искажения лазерного излучения и параметров активной среды твердотельных лазеров на кристаллах и стёклах

Механизмы возникновения термических деформаций в резонаторе лазера известны довольно давно. Интенсивное тепловыделение в активных элементах традиционных твердотельных лазеров на кристаллах и стёклах приводит к сильно неоднородному разогреву среды и оптическим искажениям лазерного пучка. Термооптические искажения, вызванные неоднородным распределением температуры по поперечному сечению АЭ, за счёт фотоупругого эффекта и тепловой линзы являются основным источником аббераций и оказывают значительное влияние на параметры генерируемого излучения [28, 29].

Для наглядности и определения набора конкретных видов искажения лазерного пучка за счёт фотоупругих эффектов будем рассматривать частный случай активного элемента цилиндрической формы. К тому же исторически первой была рассмотрена задача о термических искажениях именно АЭ в форме цилиндра [84]. В дальнейшем в данном разделе будут указаны возможные обобщения на случай АЭ другой геометрии.

Распределение температуры по перечному сечению АЭ с внутренними источниками тепла вычисляется на основе нестационарного уравнения теплопроводности

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial r} = Q(r) + k \nabla^2 T(r), \qquad (1.17)$$

где ρ —плотность, c_v —удельная теплоёмкость, k—коэффициент теплопроводности, Q(r)—тепловая мощность, выделяемая в единице объёма. При наличии свободной конвекции в качестве граничных условий рассматривают пропорциональность теплового потока в направлении нормали к поверхности АЭ разности температур с обоих сторон от данной поверхности

$$\vec{j} = k \frac{\partial T}{\partial \vec{n}} = h_T (T(r) - T_c), \qquad (1.18)$$

где T_c -температура окружающей среды, h_T -коэффициент конвективного теплообмена.

В стационарном случае цилиндрически-симметричной задачи с однородным распределением источников тепла $Q(r) = Q_0$ зависимость температуры от радиуса внутри цилиндра имеет следующий вид:

$$T(r) - T_c = \frac{Q_0 R_{A\Im}}{2h_T} + \frac{Q_0}{4k} \left(R_{A\Im}^2 - r^2 \right) = T_{\pi} + \delta T (1 - r_1^2), \qquad (1.19)$$

где $R_{\rm A\Im}$ – радиус цилиндра, $r_1 = \frac{r}{R_{\rm A\Im}}$, $T_{\rm n}$ – однородная часть прироста температуры, δT – неоднородная часть.

Изменение температуры активной среды приводит к следующим эффектам:

 Изменение спектральных свойств активной среды, ответственных за лазерные переходы; Наличие температурного коэффициента расширения в АЭ приводит к тому, что помимо теплового изменения показателя преломления, пропорционального изменению температуры, неоднородный параболический профиль распеределения температуры приводит к возникновению термоупругих напряжений, которые в свою очередь также приводят к изменению ПП.



Рис. 1.13. Поперечное сечение простейшей тепловой модели активного элемента цилиндрической геометрии

Подробное описание первого эффекта будет дано позднее в параграфах, посвящённых активным волокнам. Основной же вклад в деградацию параметров лазеров и усилителей на объёмных активных элементах вносит именно второй эффект. Изменение показателя преломления, не связанное с изменением плотности или упругими эффектами, характеризуется т.н. фототермическим коэффициентом:

$$\alpha_n = \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_{\rho}.$$
 (1.20)

В спектральной области прозрачности активной среды величина показателя преломления формируется краями полос поглощения в УФ области (за счёт электронных переходов лигандов кварцевого стекла), а также в ИК области (за счёт поглощения на оптических молекулярных колебаниях). Температурные изменения показателя преломления связаны со сдвигом резонансных ча-

стот, а также с добавочным тепловым заселением более высокоэнергетичных состояний для этих переходов.

Описание термоупругих эффектов в кристалах и изотропных диэлектриках (стёклах) производится на основе анализа их оптических характеристик при наличии механических напряжений. Оптические характеристики кристаллов и аморфных диэлектриков описываются тензором диэлектрической проницаемости или обратной ему величиной — тензором диэлектрической непроницаемости B_{ij} . Данный тензор определяет оптическую индикатрису показателей преломления или эллипсоид волновых нормалей из соотношения $B_{ij}\xi_i\xi_j = 1$, где предполагается суммирование по повторяющимся индексам. Диагональные компоненты тензора, приведённого к главным осям, задают полуоси эллипсоида, связанные с главными значениями показателя преломления согласно выражению:

$$B_{ij} \equiv \frac{1}{n_{ij}^2},\tag{1.21}$$

Вариации показателя преломления, вызванные неоднородным изменением температуры и появлением механических напряжений, приводят к небольшим изменениям оси эллипсоида. Последние описываются малыми приращениями коэффициентов B_{ij}

$$B_{ij} = \frac{1}{n_{ij}^2} + \Delta B_{ij}, \tag{1.22}$$

Для изотропных материалов (стекло) и кубических кристаллов первый член есть $1/n_0^2$. При этом главные оси тензора B_{ij} термомеханически напряжённого материала совпадают с направлениями главных осей тензора напряжений.

В первом приближении изменение тензора B_{ij} линейно связано с тензором напряжений. В этом случае температурные вариации компонент тензора записываются в виде:

$$\Delta B_{ij} = \pi_{ijkl}\sigma_{kl} - \frac{2}{n_{ij}^3} \frac{\partial n_{ij}}{\partial T} {}_{\rho} \Delta T \approx \pi_{ijkl}\sigma_{kl} - \frac{2\alpha_n \Delta T}{n_0^3}, \qquad (1.23)$$

где π_{ijkl} — тензор пьезооптических коэффициентов, σ_{kl} — тензор механических напряжений, ΔT — изменение температуры материала относительно ненапряжённого состояния. При этом изменение величины показателя преломления определяется выражением

$$\Delta n_{ij} = -\frac{n_0^3}{2} \Delta B_{ij},\tag{1.24}$$

Компоненты пьезооптических коэффициентов (симметричный тензор) удобно представлять в матричной форме, переходя от четырёхиндексных обозначений к двухиндексным по схеме:

| Тензорные обозначения | • | • | • | • | • | 11 | 22 | 33 | $23,\!32$ | $13,\!31$ | 12,21 |
|-----------------------|---|---|---|---|---|----|----|----|-----------|-----------|-------|
| Матричные обозначения | | | | | • | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |

Тензор пьезооптических коэффициентов для изотропного материала имеет лишь две независимые компоненты и в матричной форме представляется в виде:

$$\begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{11} - \pi_{12} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{11} - \pi_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{11} - \pi_{12} \end{bmatrix}$$
(1.25)

В большинстве случаев абсолютные величины изменений показателя преломления в задачах термоупругости оказываются малы, и в приближении геометрической оптики можно пренебречь отклонением траектории лучей от прямолинейных [28]. В этом случае изменение длины оптического пути для определённой точки поперечного сечения АЭ будет представимо в виде:

$$\Delta L = \int_{0}^{L} \left[\Delta n + (n_0 - 1)u_{zz} \right] dz, \qquad (1.26)$$

где u_{zz} — относительное изменение длины АЭ в направлении оси Z (компонента тензора деформации). Здесь второе слагаемое учитывает изменение длины активного элемента в направлении распространении излучения, связанное с температурным расширением, а первое учитывает изменение показателя преломления, вызванное как чисто температурным фактором, так и механическими напряжениями. При совпадении "быстрой"и "медленной" оптических осей термодеформированного материала с направлениями главных напряжений σ_{ii} и σ_{jj} (что имеет место в случае изотропной среды) получаем, с помощью подстановки выражений (1.23) и (1.24) в (1.26), выражение для приращения оптического для каждого из собственных состояний поляризации:

$$\Delta L_{\substack{i\\j}} = \int_{0}^{L} \left[-\frac{n_0^3}{2} \left(\pi_{\substack{ii\\jj}} k_l \sigma_{kl} - \frac{2\alpha_n T}{n_0^3} \right) + (n_0 - 1) u_{zz} \right] dz, \qquad (1.27)$$

Активный элемент в этом случае можно рассматривать как фазовую пластинку с переменным по поперечному сечению набегом фазы и изменяющейся ориентацией главных осей. Для изотропных материалов вместо компонент π_{11} и π_{12} часто используют т.н. фотоупругие постоянные Π_1 и Π_2 :

$$\Pi_1 = -\left(n_0^3/2\right)\pi_{11}; \qquad \Pi_2 = -\left(n_0^3/2\right)\pi_{12}. \tag{1.28}$$

Расчёт механических напряжений для цилиндра с неоднородным осесимметричным распределением температуры — известная задача теории упругости [28, 85]. При этом используется приближение плоских деформаций — поперечные перемещения u_x и u_y зависят только от координат x и y, а компонента тензора деформации u_{zz} не зависит от координат. Для распределения температуры (1.19) отличные от нуля компоненты тензора напряжений в цилиндрических координатах имеют вид:

$$\sigma_{rr} = \frac{\alpha_T E_Y \delta T}{4(1-\nu_P)} \left(r_1^2 - 1\right), \qquad (1.29a)$$

$$\sigma_{\phi\phi} = \frac{\alpha_T E_Y \delta T}{4(1-\nu_P)} \left(3r_1^2 - 1\right), \qquad (1.29b)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{\alpha_T E_Y \delta T}{2(1-\nu_P)} \left(2r_1^2 - 1\right), \qquad (1.29c)$$

где α_T — коэффициент теплового расширения, E_Y — модуль Юнга, ν_P — коэффициент Пуассона. Компонента тензора деформаций u_{zz} в этом случае равна.

$$u_{zz} = \alpha_T \bar{\Delta T} = \frac{2\alpha_T}{R_{A\Im}^2} \int_{0}^{R_{A\Im}} \Delta T(r) r \, dr = \alpha_T \left(T_{\pi} + \frac{\delta T}{2} \right). \tag{1.30}$$

При подстановке (1.29) и (1.30) выражения (1.27) термооптического искажения оптического пути для излучений с радиальной и угловой поляризацией принимают громоздкий вид, который значительно упрощается с введением, т.н. термооптических постоянных:

$$W_{TO} = \alpha_n + \alpha_T (n_0 - 1),$$
 (1.31a)

$$P_{TO} = \alpha_n - \frac{\alpha_T E_Y (\Pi_1 + 3\Pi_2)}{2(1 - \nu_P)},$$
(1.31b)

$$Q_{TO} = \frac{\alpha_T E_Y (\Pi_1 - \Pi_2)}{2(1 - \nu_P)},$$
(1.31c)

В этом случае приращение оптического пути в стеклянном активном элементе цилиндрической формы для каждого из собственных состояний поляризации можно представить в виде:

$$\Delta L_{\phi}^{r}(r) = L \left[W_{TO} \cdot (T_{\pi} + \delta T/2) + P_{TO} \cdot \delta T (1/2 - r_{1}^{2}) \mp Q_{TO} \cdot r_{1}^{2} \delta T/2 \right].$$
(1.32)

Согласно данному выражению можно выделить три типа термооптических искажений:

- 1. Постоянная W_{TO} характеризует среднее увеличение оптического пути, пропорциональное среднему по сечению приращению температуры ΔT .
- Постоянная P_{TO} характеризует усреднённую для двух ортогональных поляризаций волновую абберацию; для параболического распределения температуры Р пропорционально оптической силе термической линзы
- Постоянная Q_{TO} характеризует термоиндуцированное двулучепреломление в активном элементе

Для кварцевого стекла экстраполяция дисперсионныех кривых, измеренных в [86], даёт значения для фотоупругих постоянных на длине волны 1.06 мкм:

$$\Pi_1 = 3.89 \, \text{Брюстер}, \qquad \Pi_2 = 0.24 \, \text{Брюстер}$$

В этом случае имеем следующие значения термооптических постоянных:

$$W_{TO} \approx P_{TO} \approx \alpha_n \approx 1 \cdot 10^{-5} \,\mathrm{K}^{-1}$$
 $Q_{TO} = 6.5 \cdot 10^{-9} \,\mathrm{K}^{-1}$

Введённые термооптические характеристики универсальны в смысле количественного описания перечисленных выше термооптических искажений [28]. При этом выражения для термооптических искажений, аналогичные (1.32), имеют иную функциональную зависимость от пространственных координат, характерную для АЭ каждой конкретной геометрии.

1.3.2. Принципы измерения температуры в активных элементах твердотельных лазеров

На данный момент в технологии объёмных твердотельных лазеров опробован достаточно обширный арсенал средств по измерению и контролю температуры и тепловых искажений параметров лазерного пучка в условиях лазерной генерации. Их можно разделить на следующие группы:

1. Контактные методы измерения температуры

Измерение температуры производится с помощью термопар или термосопротивлений вблизи боковых поверхностей АЭ. Данный способ, очевидно, не даёт точной информации о распределении температуры внутри образца, а также может вносить существенную погрешность в связи с наличием резкого перепада температур на поверхности образца за счёт конвекционного теплообмена. Контактным методом удобно измерять температуру радиатора с высокими коэффициентом теплопроводности, обеспечивающим однородное распределение температуры в измеряемом объёме, а также темпертатуру хладогента при вынужденном охлаждении.

2. Бесконтактные методы измерения температры и температурных напряжений

К данному типу можно отнести способы измерения с помощью ИК-камер и пирометров, а также измерения термоиндуцированной неоднородности показателя преломления и

анизотропии с помощью интерференционных и поляризационных методов и приборов, в которых используются параллельные пучки лучей.

ИК-камеры позволяют измерять температуру поверхности активных элементов (кристаллов и стёкол) по спектру теплового излучения. В случае материалов с известными тепловыми характеристиками полученная информация позволяет рассчитать температуру волокна во всём образце, а также определить, в серии измерений, зависимость температуры разогрева от конфигурации теплоотвода. Современные ИК-камеры позволяют проводить измерения спектральной плотности излучения в диапазоне 8 - 12 мкм, соответствующем температурному диапазону -30...+100 °C, с точностью до 0.2 °C и пространственным разрешением порядка 10 μ m.

Экспериментальные исследования волновых аббераций, вносимых в резонатор термооптическими искажениями АЭ, проводят с помощью двухлучевых интерферометров, в которых используется амплитудное деление первоначального пучка с пространственным разнесением измерительного пучка (пропускаемого через исследуемый объект) и опорного. По результирующей интерференционной картине восстанавливается распределение ИПП по поперечному сечению АЭ и определяется температурный вклад.

Интерферометрические методы практически безынерционны и могут использоваться для кинетических исследований по разогреву АЭ. Временные ограничения накладываются средствами регистрации интерферограмм, а также временем прохождения сигнала в активной среде, которое для типичной длины АЭ не более полуметра составляет примерно 1.7 нс.

Для изучения двойного лучепреломления применяются полярископы со скрещенными поляризаторами при освещении исследуемого образца параллельным пучком лучей. Формирование световой картины на экране полярископа определяется ориентацией в каждой точке поперечного сечения исследуемого образца направлений его собственных осей поляризации относительно первоначального направления поляризации зондирующего излучения.

Наблюдение термоиндуцированного изменения оптического пути и двулучепреломления для объёмных АЭ можно осуществлять также по методикам с узкими пучками зондирующего излучения. Область локализации пучка при этом регулируется диафрагмой или системой зеркал, а соответствующие величины температуры и механических

44

напряжений измеряются для каждой точки поперечного сечения. Подобными методиками можно оценивать, в частности, потери мощности лазерного излучения на деполяризацию.

3. Измерение параметров искажённого волнового фронта лазерного излучения

Данная группа методов не имеет своей конечной целью измерение температуры активной среды, но полученные этими методами данные о волновых фронтах лазерных пучков позволяют проводить сравнение чувствительности различных АЭ к термооптическим искажениям. Их можно разделить на несколько подгрупп (в соответствии с классификацией работы [29]):

(). Геометрические методы

Измерение зависимости положения фокальной плоскости тепловой линзы от мощности накачки и генерации, либо измерение величины отклонения узкого пучка зондирующего излучения при распространении в оптически неоднородной среде (лазерная дефлектометрия)

(). Изменение устойчивости собственных оптических мод резонатора за счёт появления дополнительных аббераций

При рассмотрении свойств термодеформированных резонаторов в рамках гауссовой оптики активный элемент твердотельного лазера с параболическим профилем показателя преломления заменяется идеальной линзой, оптическая сила которой зависит от мощности накачки. Дальнейший анализ чувствительности собственных мод резонатора к термооптическим возмущениям можно рассматривать, например, при помощи формализма ABCD-матриц [87].

- (). Измерение волнового фронта излучения с помощью интерферометра сдвига Восстановление профиля фазы производится по картине интерференции, образуемой пространственными фурье-компонентами излучения исходного лазерного пучка, продифрагировавшего на двумерной фазовой решётке-репликаторе [88].
- (). Метод Шека-Хартмана Для восстановления профиля фазы используется массив (решётка) микролинз с одинаковым фокусным расстоянием. По картине дифракции в фурье-плоскости линз определятся наклон волнового фронта в каждой точке поперечного сечения лазерного пучка.

1.3.3. Обзор тепловых эффектов в активных волоконных световодах,

представленных в литературе

Влияние разогрева и возникающих при этом термоупругих эффектов на свойства активных волоконных световодов и предельно достижимые оптические мощности впервые наиболее подробно рассмотрено в работе [89]. В связи с исключительной важностью данной работы применительно к нашим исследованиям, рассмотрим кратко её основные выводы.

Рассматривается модель циллиндрически симметричного активного волокна, состоящего только из сердцевины, диаметром d, и кварцевой оболочки с радиусом r_0 (см. обозначения на рис. 1.10). На основе стационарного уравнения теплопроводности, определяется зависимость температуры в волокне от радиуса, параметризованная мощностью накачки и геометрией задачи. На основе распределения температуры в приближении плоских деформаций вычисляется распределение радиальных, тангенциальных и продольных упругих напряжений. Одним из важных выводов данной статьи является тот факт, что неоднородное изменение ППП обусловленное фотоупругим эффектом, оказывается существенно меньше аналогичной величины, обусловленной зависимостью показателя преломления плавленного кварца от температуры (фототермический коэффициент $\alpha_n = 10^{-5} K$).

В статье рассматриваются различные факторы деградации, ограничивающие достижение высоких оптических мощностей в одномодово режиме. Основным количественным показателем, характеризующим устойчивость активного волокна по отношению к этим факторам, выбирается максимальная погонная плотность оптической мощности ρ_L^{ext} , т.е. мощность лазерного излучения, снимаемая с единицы длины активного волокна за счёт процессов вынужденного излучения. Данная величина, связана с погонной тепловой мощностью Q^z соотношением:

$$\rho_L^{ext} = Q^z \frac{1-\eta}{\eta},\tag{1.33}$$

где η – коэффициент преобразования поглощённой мощности накачки в тепло.

В число рассматриваемых факторов входят:

 Предел по разрыву. Достижение порога разрушения кварцевого волокна при разрыве за счёт превышения порога тангенциальных напряжений на поверхности волокна, обусловленного наличием трещин, царапин и пустот. Основным параметром характеризующим данный процесс разрушения волокна является т.н. модуль разрыва Ξ_m, определяемый упругими константами и свойствами поверхности. Максимальная, излучаемая с единицы длины активного волокна, мощность лазерного излучения ρ_L^{ext} будет для этого случая определяться выражением:

$$\rho_L^{ext} = \frac{4\pi \Xi_m}{\left(1 - \frac{d^2}{8r_0^2}\right)} \frac{1 - \eta}{\eta},\tag{1.34}$$

где η_h — доля поглощённой мощности накачки, переходящая в тепло.

2. Предел по критическому ИПП. Допустимая разница приращения ПП в центре сердцевины и на её границе с оболочкой должна быть много меньше некоего критического значения Δn_c, которое выбирается примерно равным разнице показателей преломления сердцевины и оболочки (в статье Δn_c = 0.002). По сути данный эффект представляет собой аналог тепловой линзы для волновода. Максимальная величина снимаемой погонной оптической мощности ρ^{ext} для этого типа ограничения задаётся выражением:

$$\rho_L^{ext} = \frac{\pi}{\alpha_T} \Delta n_c \frac{1-\eta}{\eta}, \qquad (1.35)$$

3. Достижение температуры плавления в сердцевине. Для волокна без полимерной оболочки, анализируемого в статье, ограничение мощности определяется выражением

$$\rho_L^{ext} = \frac{4k_q(T_m - T_c)}{\left(1 + \frac{2k_q}{r_0h_T} + 2\ln\left(\frac{2r_0}{d}\right)\right)} \frac{1 - \eta}{\eta},\tag{1.36}$$

где k_q — коэффициент теплопроводности плавленого кварца, T_m — температура плавления, T_c — температура окружающей среды, h_T — коэффициент конвективного теплообмена плавленый кварц-воздух.

Для рассматриваемых в работе численных примеров:

$$\Xi_m = 26.4 \,\mathrm{Bt/cm}, \quad T_m = 1982 K \quad \eta = 0.183 \quad h_T = 10 \frac{\mathrm{Bt}}{\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{K}}$$

пороговая величина погонной мощности для третьего фактора оказывается на три порядка меньше, чем для первых двух, и составляет 0.48 Вт/см, что и является в данном случае основным ограничением.

При использовании реальных волокон температура в сердцевине может увеличиваться также вследствие дополнительного теплового сопротивления R^T полимерных оболочек, которое для случая циллиндрической симметрии удобно определить как:

$$\Delta T = Q^z \cdot R^T, \tag{1.37}$$

где ΔT - разность температур на границах цилиндрического слоя, возникающая при прохождении через него тепловой мощности Q^z в расчёте на единицу длины вдоль оси цилиндра [$B_T/_{M}$]. К примеру, для цилиндрического слоя с внешним радиусом *b* и коэффициентом теплопроводности $k^{\text{пол}}$, покрывающего волокно, тепловое сопротивление составляет (в соответствии с обозначениями рис. 1.10):

$$R^{T} = \frac{1}{2k_{p}} \ln \frac{b}{r_{0}},\tag{1.38}$$

что, в соответствии с формулой (1.37), даёт дополнительный прирост температуры в волокне. К тому же очевидно, что деградация и разрушение самих полимерных покрытий происходит при существенно меньших температурах. К примеру, в работе [90] проводились измерения температуры полимерного покрытия мощного волоконного лазера, разогреваемого излучением накачки. Получены оценки температуры воспламенения полимера $170 \pm 10^{\circ} C$, что на порядок меньше температуры плавления кварцевого стекла.

Большое количество работ было связано с более подробным анализом уравнения теплопроводности, неоднородного распределения температуры по длине волокна с учётом скоростных уравнений для двух мод лазерного резонатора, распространяющихся в противоположных направлениях [91–93]. В работе [94] приводится анализ распределения температуры в активном волокне при наличии радиационного теплообмена на внешней поверхности волокна. Показано, что радиационный и конвективный коэффициенты теплообмена достигают сравнимых величин при температуре поверхности свыше 400 °C, что значительно превышает порог тепловой стойкости полимера.

Гораздо меньшие значения температур способны значительно повлиять на спектроскопические свойства активной среды и эффективность волоконных лазерных источников. Классической для волоконной лазерной оптики является работа [95]. В эксперименте с разогревом от 0 до 90 °C активного волокна мощного волоконного иттербиевого лазера с неселективным резонатором продемонстировано уменьшение выходной мощности на 20% и увеличение пороговой мощности накачки в 2 раза. Также наблюдалось увеличение длины волны генерации и падение дифференциальной эффективности преобразования накачки с 44% до 41.5%. Снижение эффективности преобразования излучения накачки и падение мощности связано с ростом уширения линий поглощения активной среды [96] и зависимостью спектроскопических характеристик среды от температуры. Разумеется, в случае твердотельных лазеров, зависимость усиления от разогрева АЭ также имеет место. Модель температурной зависимости сечений поглощения и люминесценции активных ионов была предложена МакКамбером в 1964 г. [97].

Согласно данной модели при определённых предположениях, а именно:

- Основной лазерный переход состоит из набора близколежащих линий (ΔE ~ k_BT), обусловленных расщеплением основного и метастабильного состояний активных ионов на мультиплеты за счёт взаимодействия с внутрикристаллическим полем,
- Внутри каждого из мультиплетов устанавливается термодинамически равновесное распределение населённостей по подуровням,
- 3. Ширина линии каждого из переходов много меньше $k_{\rm B}T$,

выполняется следующее соотношение между сечениями поглощения и люминесценции:

$$\frac{\sigma_e(\lambda)}{\sigma_a(\lambda)} = \exp\left(\frac{\varepsilon - h_{\lambda}^c}{k_{\rm B}T}\right). \tag{1.39}$$

Здесь $\varepsilon-$ т.н. потенциал возбуждения, определяемый как

$$\exp\left(\frac{\varepsilon}{k_{\rm B}T}\right) = \frac{\sum_{i} e^{-\frac{E_{1i}}{k_{\rm B}T}}}{\sum_{j} e^{-\frac{E_{2j}}{k_{\rm B}T}}},\tag{1.40}$$

где E_{1i} и E_{2j} — значения энергии подуровней соответственно в основном и возбуждённом состоянии.

Последнее предположение в модели далеко не всегда выполняется в случае редкоземельных элементов в стёклах, тем не менее расчёты по формуле (1.39) в большинстве случаев получают надёжное экспериментальное подтверждение для спектральных областей, используемых для получения лазерной генерации.

В случае иттербиевых активных сред, изменением сечения люминесценци ионов Yb³⁺в кварцевых световодах в диапазоне длин волн более 975 нм (справа от основного пика — максимума в спектрах сечений поглощения и люминесценции) при температурах от 0 до 150 ° можно пренебречь, поскольку существенного изменения населённости основного подуровня возбуждённого метастабильного мультиплета в данном диапазоне температур не происходит. Изменение однородной ширины линии также слабо влияет на величину сечений люминесценции в данной спектральной области [96]. Поэтому изменение спектроскопических свойств активной среды обусловлено в основном зависимостью сечений поглощения от температуры. Исходя из этих предположений, в [37] предложена модель температурной зависимости длины волны генерации в волоконном лазере (а также, в любом лазере, свойства активной среды которого описываются формализмом сечений) и приведено её экспериментальное подтверждение.

В работе [90] напрямую ставится проблема тепловой стойкости полимерного покрытия, как основного ограничивающего фактора при повышении мощности волоконных лазеров. Разогрев может происходит как за счёт общего разогрева волокна вследствие размена энергии квантов накачки и генерации, так и за счёт поглощения излучения на сварках и неоднородностях полимера. В данной работе приведён подробный экспериментальный анализ возможных конфигураций радиатора для активных волокон, минимизирующих контактное тепловое сопротивление. Продемонстирована возможность выбора оптимальных размеров полимерных оболочек, учитывающая наличие данного теплового сопротивления. При этом реализован метод измерения температуры поверхности волокна на основе анализа температуры радиатора. В работе [98] представлены результаты численного моделирования двумерной тепловой задачи для волокна с радиатором на основе метода конечных элементов, а также трёхмерной тепловой задачи для области сварного шва в полимерной оболочке.

Имеется некоторое количество работ, затрагивающих тему влияния ВКР на разогрев волокон. В работе [99] вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) рассмотрено как основной фактор тепловой деградации кварцевого световода вследствие большой величины размена энергии квантов, равной стоксовому сдвигу. На основе подхода скоростных уравнений ВКР получены оценки предельной интенсивности света в многомодовых пассивных волокнах. В работе [100] приводится численный анализ генерации ВКР и возникающего, с учётом данного эффекта, распределения температуры в мощных одномодовых волоконных лазерах.

Следует заметить, что теоретический анализ тепловых эффектов в лазерах на основе уравнения теплопроводности с соответствующими граничными условиями основывается на целом ряде допущений относительно модели и используемых количественных величин, не контроллируемых экспериментально. Именно поэтому встаёт задача непосредственного измерения температуры и тепловых искажений параметров лазерного излучения внутри активной среды.

1.3.4. Обзор экспериментальных работ по измерению температуры активных волокон в условиях лазерной генерации

В области волоконной лазерной оптики в настоящий момент имеется лишь небольшое количество экспериментальных работ по измерению температуры в активной среде волоконных лазеров [90, 101–104]. Необходимость в данных исследованиях возникла вследствие появления мощных лазерных источников с выходной мощностью порядка несколько сотен ватт и более, для которых наблюдается значительный рост температуры активных волокон. Возможности применения тепловизорных методов измерения ограничены невысоким пространственным разрешением приёмных устройств дальнего ИК-диапазона, что не позволяет отслеживать с достаточной степенью точности распределение температуры в активной среде и возникающие локальные перегревы. Данная методика использовалась для исследования разогрева участков сварного шва в волоконных световодах с двойной оболочкой [90]. В этой же работе измерялась температура активного волокна мощного 100-ваттного иттербиевого лазера вблизи теплового контакта с алюминиевым радиатором при различных его конфигурациях. ИК-тепловизорное оборудование сверхвысокого разрешения было использовано в работе [101] для измерения температуры в сердцевине активного волокна мощного Tm³⁺/Ho³⁺:ZBLAN-волоконного лазера. Обоснованием для применимости данной методики для измерения температуры именно в сердцевине волокна являлось предположение об относительно малой величине коэффициента поглощения ИК-излучения исследуемого диапазона в полимерном покрытии волокна.

Контактный метод был реализован в работе [102] для измерения температуры мощного волоконного Yb/Er лазера. В качестве измерителя использовался световод с записанным в нём последовательным массивом волоконных брэгговских решёток, находящийся в тепловом контакте с исследуемым активным волокном. Температура сенсора определалась по изменению спектров отражения зондирующего излучения, а расчёт температуры непосредственно в жиле и оболочках осуществляется численными методами.

В работе [103] массив волоконных брэгговских решёток записывался непосредственно в сердцевину активного волокна при помощи фемтосекундных лазерных импульсов. Измерение температуры в этом случае производилось аналогичным образом по измерению спектров отражения.

В ряде работ сотрудников университета Лос-Аламоса по разработке устройств твердотельного лазерного охлаждения, в частности в [104], для измерения температуры в охлаждае-

51

мом участке световода Yb³⁺:ZPLANB использовалась зависимость однородной ширины спектра спонтанной люминесценции от температуры. Насколько известно автору, для измерения температуры в активной среде мощных волоконных лазеров данный метод не использовался.

Из недостатков перечисленных методов измерения следует указать, тепловизорные измерения требуют дополнительной дорогостоящей аппаратуры, а контактные методы измерения реализуются только в конкретных фиксированных условиях теплоотвода, при этом этом сам измеритель эти условия искажает. Спектральные методы являются перспективными способами измерения температуры, но при записи волоконных решёток в сердцевине волокна возникают дополнительные потери излучения за счёт рассеяния на индуцированных дефектах и центрах окраски, что может привести к повреждению активного волокна при работе на сверхвысоких мощностях лазерного излучения.

От этих недостатков свободен интерференционный метод, впервые реализованный для активных волокон в [105] и излагаемый далее в данной работе. За счёт измерения показателя преломления и температуры непосредственно в жиле, данный метод можно применять в любых условиях теплоотвода и, таким образом, проводить сравнение их эффективности. Временные ограничения интерферометрических измерений были указаны выше. Основной недостаток данного метода - возможность измерения только средней по длине температуры волокна, при этом продольное распределение температуры необходимо оценивать отдельно в каждом конкретном случае.

По-видимому, основной причиной, из-за которой интерференционные методики не использовались ранее, является чрезвычайно высокая чувствительность волоконных интерферометров с большой длиной плеч (несколько метров) к изменению температуры и давления окружающей среды, поэтому постановка эксперимента должна включать в себя тщательную стабилизацию этих параметров. Дополнительные трудности может создавать поляризационная нестабильность изотропных активных волокон.

Поскольку волоконный интерферометр измеряет не температуру, а изменение постоянной распространения основной моды волоконного световода, то при обработке результатов измерений необходимо учитывать влияние различных механизмов ИПП при оптической накачке активной среды и её взаимодействие с лазерным излучением. Один из таких механизмов указан в предыдущем разделе и подробно рассматривается в следующем.

52

1.4. Нелинейность показателя преломления в условиях резонансного оптического возбуждения

ППП в волокне определяется в общем случае комплексной восприимчивостью активной среды:

$$(n - i\kappa) = 1 + 4\pi\hat{\chi}, \qquad \hat{\chi} = \chi^r + i\chi^i, \qquad (1.41)$$

где κ — коэффициент экстинкции, χ^r и χ^i — действительная и мнимая части диэлектрической восприимчивости, связанные между собой соотношением Крамерса-Кронига:

$$\chi^{r}(\omega) = \frac{1}{\pi} V P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi^{i}(\omega\prime)}{\omega - \omega\prime} d\omega\prime, \qquad (1.42)$$

где VP – интеграл в смысле главного значения. Данные величины формируются из вкладов собственно кварцевого стекла SiO₂, примесей, формирующих ППП (P, Ge, Al), неконтроллируемых примесей (ионы переходных металлов, гидроксильные группы OH⁻) и активных редкоземельных ионов ионов. Оптическое поглощение обусловлено краями ультрафиолетовой и инфракрасной полос поглощения в SiO₂ и примесей и резонансного поглощения света активными ионами. В современных активных волокнах при концентрациях активных ионов <1 мол.% и P₂O₅ < 12 мол.% пассивные потери лазерного излучения составляют не более 13 дБ/км.

При резонансном поглощении излучения происходит изменение населённости электронных уровней активных ионов и, соответственно, изменение поляризации активной среды. Данный механизм здесь и далее будет называться электронным резонансным механизмом ИПП. В классической модели восприимчивость среды (в данном случае подсистемы примесных РЗ ионов) определяется амплитудой суммарного дипольного момента набора осцилляторов с собственными резонасными частотами ω_{ij} . Для совокупности осцилляторов с однородно уширенными линиями переходов связь между показателем преломления на частоте ω и населённостью уровней определяется с учётом локального поля по формуле Лорентц-Лоренца:

$$\frac{(n-i\kappa)^2 - 1}{(n-i\kappa)^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \sum_i \hat{p}_i(\omega) N_i, \qquad (1.43)$$

$$\hat{p}_i(\omega) = \frac{e^2}{m} \sum_j \frac{f_{ij}}{\omega_{ij}^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_{ij}},$$
(1.44)

где $\hat{p}_i(\omega)$ — комплексная поляризуемость атома (РЗ-иона) в і-м состоянии на частоте ω , N_i — населённость і-го состояния, Γ_{ij} , f_{ij} — коэффициент затухания и сила осциллятора соответствующего перехода. Последние две величины — феноменологические; в микроскопической модели коэффициент затухания Γ_{ij} соответствует обратному времени поперечной релаксации для данного перехода. Сила осциллятора определяется как отношение скорости релаксации возбуждёного состояния, задаваемой коэффициентом Эйнштейна $\frac{\Im}{ij} = 1/\tau_{ij}$, к скорости затухания γ_{ij} классического осциллятора с частотой ω_{ij} в расчёте на одну степень свободы:

$$|f_{ij}| = \frac{1}{3} \frac{A_{ij}}{\gamma_{ij}} = \frac{1}{\tau} \frac{m_e c^3}{2\omega_{ij}^2 e^2}$$
(1.45)

Причём для переходов с испусканием фотона $f_{ij} < 0$, а с поглощением фотона $-f_{ij} > 0$,

$$f_{ij} = -\frac{g_j}{g_i} f_{ji},\tag{1.46}$$

где g_i, g_j — кратности вырождения уровней [106].

Для малых приращений показателя преломления ($|\Delta n| \ll n$) (1.43) удобно записать в виде:

$$\Delta n = \frac{2\pi F_L^2}{n} \sum_i \Delta p_i N_i, \qquad (1.47)$$

где $F_L^2 = \frac{n^2 + 2}{3}$ — фактор локального поля, Δp_i — разность поляризуемостей основного и i-го возбуждённого уровня. В случае, если происходит изменение населённости только основного и метастабильного уровней, то в (1.47) остаётся единственное слагаемое, пропорциональное N_2 .

Исследование электронного механизма ИПП как в твердотельных, так и волоконных лазерных средах было проведено в большом количестве работ, начиная с 90-х гг. [82, 107–116] (см. также обзор [34]). Изучение данного явления представляет интерес в твердотельных средах в связи с влиянием индуцированой «электронной» линзы на параметры лазерного пучка [108, 113, 115, 116], а в волоконных — в связи с возникновением резонансной дисперсии в эрбиевых усилителях при оптической накачке [109, 112, 114], а также для применения в устройствах оптического переключения (optical switching) и когерентного сложения сигнала (coherent beam combining) [34, 107, 110, 111]. В экспериментах с использованием различных конфигураций объёмных и волоконных интерферометров, таких как Маха-Цандера, Май-кельсона, интерферометр на волокие с двойной жилой (Twin-Core Fiber), были получены значения ИПП и соответствующие силы осцилляторов переходов, а также их зависимости ИПП от длины волны.

Исходя из литературных данных, преобладающий вклад в ИПП (в том числе и вблизи резонанса активных ионов), в соответствии с разложением (1.44), дают дипольно-разрешённые переходы с малым временем жизни и, соответственно, с большей силой осциллятора чем у лазерных переходов. Для рассматриваемых редкоземельных ионов в кварцевом стекле такими являются электронные переходы в состояние с $5d^1$ -конфигурацией, лежащие в ультрафиолетовой области спектра (см. рис. 1.3).

$$\Delta p = \Delta p_{12} + \Delta p_{4f-5d}, \qquad \Delta p_{12} \ll \Delta p_{4f-5d} \tag{1.48}$$

В настоящий момент для ионов Yb³⁺приближение (1.48) считается твёрдо установленным фактом, в то время как для эрбиевых активных сред в литературе встречаются противоречивые данные (ср. [34] и [112]).

При интерферометрическом измерении температуры в активном волокне необходимо учитывать и вклад электронного механизма ИПП, вследствие чего необходимо отдельное исследование и количественная характеризация данного эффекта, основанная на измерении разности поляризуемостей активных ионов в волоконных световодах. Подобные измерения также выполнены в настоящей работе.

1.5. Волоконная интерферометрия

В настоящей главе нами были рассмотрены два важных применения волоконной оптики:

- 1. Мощные промышленные волоконные лазеры для материалообработки
- 2. Активные и пассивные световоды для волоконно-оптических линий связи

В связи с выбранным нами методом исследования следует также обратиться к третьему важному применению оптических волокон — датчики (сенсоры) физических величин. В данном контесте имеются ввиду применения оптического волокна в качестве чувствительного элемента, а не просто для доставки анализируемого излучения в фотоприёмное устройство.

Основные параметры электромагнитного излучения, которыми можно управлять - это амплитуда, частота, фаза и поляризация излучения. Конструктивных возможностей для реализации различных типов сенсоров оказывается бесчисленное множество (достаточно обширное описание можно найти в справочнике [117]); к нашей работе прямое отношение имеют фазочувствительные датчиков. Основным методом для регистрации фазы излучения является интерферометрия, и задача конструирования датчика фазы сводится к разработке необходимой интерферометрической схемы. При реализации схемы интерферометра в основном используется волоконная конфигурация одной из известных схем интерферометров на объёмных оптических элементах, но возможны также различные нетривиальные конфигурации, обусловленные волновой природой распространения излучения в световодах, такие как:

- Интерферометр на основе изогнутого волокна. Изменение фазы оптического сигнала происходит непосредственно за счёт влияния внешней среды на постоянную распространения основной моды.
- Интерферометр Фабри-Перо, образующийся за счёт взаимодействия моды сердцевины и оболочки
- 3. Двухмодовые волоконно-оптические интерферометры.
- 4. Распределённые интерферометрические датчики на основе когерентного релеевского рассеяния

Глава 2

Оптическая интерферометрия активной среды волоконного лазера

2.1. Изготовление волоконного лазера

Простейший тип волоконного лазера с резонатором типа Фабри-Перо представляет собой участок активного световода сращенный сплавным методом (далее - «сваренный») с двумя зеркалами - волоконными брэгговскими решётками (ВБР). Брэгговская решетка - это участок одномодового волоконного световода с периодической модуляцией показателя преломления световедущей жилы вдоль оси световода. За счёт дифракции на периодической структуре возникает связь мод излучения, распространяющихся в противополжных направлениях, благодаря чему происходит полное или частичное спектрально-селективное отражение падающей на решётку световой волны. Длина волны интерференционного отражения удовлетворяет условию

$$\lambda_B = 2\Lambda n_{eff}/m,\tag{2.1}$$

где Λ — расстояние между слоями показателя преломления, n_{eff} — эффективный показатель преломления основной моды волокна, m — порядок интерференции.

Запись брэгтовских решёток в сердцевине пассивного световода осуществляется помощью излучения УФ (чаще всего эксимерного) лазера, которое приводит к возникновению центров окраски в кварцевом стекле и модификации показателя преломления. Наиболее распространённым в производстве способом изготовления является метод тёмного поля с использованием фазовых масок (фазовых дифракционных решеток), представляющих собой прозрачную кварцевую плоскопараллельную пластину с нанесенным на одной из ее сторон прямоугольным рельефом. Излучение УФ лазера после прохождения этой пластины дифрагирует в пучки разных порядков; в световоде, расположенном рядом с пластиной, в результате интерференции пучков света, например, первых порядков дифракции, может быть записана волоконная решетка с периодом, определяемым периодом прямоугольного рельефа фазовой маски [118].

В зависимости от длительности экспозиции можно регулировать коэффициент отражения решётки. В большинстве случаев для формирования резонатора лазера используются "глухая" решётка с высоким коэффициентом отражения (HR — High Reflection) и полупрозрачная (OC — output coupler), через которую осуществляется вывод лазерного излучения. При использовании BEP на одномодовых световодах волоконный лазер позволяет обеспечивать высокое качество пучка даже при использовании маломодовых активных волокон в связи большими потерями для высших мод в пассивном световоде BEP.

Длина активного световода подбирается такой, чтобы обеспечивался высокий коэффициент поглощения накачки (чаще всего около 90%). Накачка активной среды волоконного лазера осуществляется излучением полупроводниковых лазеров, которое предварительно фокусируется в многомодовый световод с кварцевой оболочкой и диаметром сердцевины 100 мкм. Возможно использование нескольких многомодовых лазеров накачки; при этом их излучение пространственно объединяется с помощью сплавного волоконного каплера (1х3, 1х7, 1х19), выходное волокно которого покрыто полимером со специально подобранным пониженным показателем преломления для увеличения числовой апертуры выходного излучения [119]. При сварке такого волокна с активным световодом каждый из световодов предварительно зачищается, а впоследствии место сварки также покрывается аналогичным полимером для увеличения коэффициента ввода излучения накачки. Простейшая схема волоконного лазера, изготовленного таким способом приведена на рис. 2.1.



Рис. 2.1. Оптическая схема простого волоконного лазера: LD - диоды накачки, HR, OC - волоконные брэгговские решётки (соответственно "глухие"(HR) и выходные(OC))

2.2. Методика исследования тепловых эффектов в волоконных световодах и схема эксперимента

Исследование тепловых эффектов возникающих в активных волоконных световодах при мощной оптической накачке и лазерной генерации проводится на основе измерения температуры разогрева в сердцевине активного волокна в этих условиях. Для измерения температуры применяется волоконная интерферометрия - активная среда волоконного лазера помещается в одно из плеч интерферометра Маха-Цандера, сформированного при помощи двух одномодовых волоконных 50%-ных ответвителей. Изменение показателя преломления, возникающее при оптической накачке активной среды в одном из плеч вследствие разогрева, приводит к изменению оптической разности хода волн зондирующего излучения, и, соответственно, интенсивности на выходе интерферометра:

$$I_{out} \sim I_0 (1 + \cos \Delta \phi(t)), \tag{2.2}$$

где $\Delta \phi(t)$ - изменение разности фаз в зависимости от времени, I_0 - амплитуда интерферометрического сигнала. Схема экспериментального стенда приведена на рис. 2.2



Рис. 2.2. Оптическая часть блок-схемы экспериментальной установки: LD - диоды накачки (λ_p - длина волны накачки), DFB - источник зондирующего излучения ($\lambda_s = 1564$ или 1304), ISO - оптический изолятор, $\lambda_l = 1064$ или 1540 - длина волны лазерного излучения, PM - измеритель оптической мощности, PD1 и PD2 фотоприёмники, HR, OC - волоконные брэгговские решётки (соответственно "глухие"(HR) и выходные(OC)), Spectral Filter - оптическая схема отделяющая зондирующее излучение от излучения лазерной генерации, Spectrum Analyzer - контроль спектра зондирующего излучения.

Оптическая накачка активной среды осуществляется многомодовым излучением мощных полупроводниковых лазерных диодов, объединённым при помощи волоконного «каплера». В качестве источников зондирующего излучения используются полупроводниковые DFB-лазеры с длиной волны излучения лежащей вдали от резонансного поглощения активных ионов, для того чтобы избежать поглощения или усиления в активной среде. Детектирование зондирующего излучения осуществляется фотоприёмником PD2, с последующей дискретизацией сигнала внешним модулем АЦП и обработкой полученных данных на ЭВМ. Для контроля спектра генерации DFB-лазеров (элемент Spectrum Analyzer на рис. 2.2) использовалась оптическая схема гомодинного интерферометра (рис. 2.3). Измеряемый



Рис. 2.3. Гомодинный интерферометр для контроля спектра зондирующего излучения. RFSA - радиочастотный спектроанализатор, OSA - оптический спектроанализатор.

радиочастотный спектр фототока пропорционален свёртке оптических спектров зондирующего излучения[120], что позволяет измерять его спектральную ширину. Измеренные таким образом параметры излучения DFB-лазеров предствалены в табл. 2.1

| | Длина | Ширина линии | Длина когерен- | Тип выходного волокна | | |
|---|-----------|----------------|----------------|-----------------------|--|--|
| | волны, nm | излучения, МГц | тности, м | | | |
| 1 | 1564 | 2 | 103 | РМ (поддерживающее | | |
| | | | | поляризацию) | | |
| 2 | 1304 | 30 | 7 | Изотропное (SMF-28) | | |

Таблица 2.1. Параметры DFB-лазеров - источников зондирующего излучения

Для защиты DFB-лазера от обратного отражения и искажения спектра зондирующего излучения использовался оптический изолятор, установленный на выходе лазера. Для спектральной фильтрации зондирующего излучения от лазерного излучения, генерируемого в активном плече, используется волоконный мультиплексор (WDM), либо схема, представленная на рис. 2.4. Здесь волоконная брэгговская решётка (BБР) HR1 имеет высокий коэффициент отражения на длине волны зондирующего излучения λ_s , HR2 — на длине волны лазерного



излучения λ_l. Данная схема уменьшает мощность зондирующего излучения в 4 раза, но при этом осуществляет развязку от лазерного излучения до 40 дБ в зависимости от параметров брэгговских решёток.

Рис. 2.4. Схема фильтрации зондирующего излучения

Для измерения стационарной температуры разогрева в активной среде применяется следуюцая методика. После быстрого изменения мощности накачки производится регистрация интерферограммы зондирующего излучения, т.е. зависимости мощности излучения от времени (рис. 2.5(a)). После некоторого промежутка времени изменение интенсивности становится медленным, и разность фаз стремится к своему стационарному значению. Из зависимости разности фаз от времени можно определить среднее по длине активного волокна значение прироста температуры в заданный момент времени:

$$\Delta\phi(t) = \int_{0}^{L} \frac{2\pi}{\lambda_s} n_0(\alpha_T + \alpha_L) \Delta T(t, z) \, dz = \frac{2\pi}{\lambda_s} n_0(\alpha_T + \alpha_L) \Delta T_{\rm cp}(t) L, \tag{2.3}$$

где n_0 - показатель преломления сердцевины (плавленного кварца), α_L — коэффициент линейного расширения, L - длина активной среды. При установлении стационарного состояния определяется полное изменение фазы от начального до конечного состояния, после чего производится следующее повышение мощности. Полная кривая зависимости разности фаз от времени состоит из конечного набора таких "ступенчатых"измерений (рис. 2.5(б)). Таким образом для заданного набора значений мощности накачки строится зависимость полного изменения фазы и, соответственно, стационарной средней температуры от мощности накачки. Основные этапы измерения и обработки данных продемонстрированы на рис. 2.5.



Рис. 2.5. Методика эксперимента по измерению температуры в сердцевине волокна; а) Изменение во времени интерференционного сигнала при ступенчатом изменении мощности накачки (моменты переключения мощности накачки на графике примерно 385 сек, 440 сек и 487 сек), б) Соответствующее изменение разности фаз в течение всего эксперимента, в) Зависимость стационарной средней температуры от поглощённой мощности накачки.

Для управления мощностью излучения лазерных диодов накачки используется стандартная схема источника тока, управляемого напряжением (рис. ??).

2.3. Методика измерения

2.3.1. Фазовая чувствительность и временные характеристики аппаратуры

Следует заметить, что волоконные интерферометры на изотропном волокне с длиной плеч до нескольких метров чрезвычайно чувствительны к внешним колебаниям давления и температуры, как за счёт непосредственного влияния на эффективный показатель преломления основной моды, так и за счёт изменения состояния поляризации. Поэтому для стабилизации интерференционной картины оптическую схему интерферометра необходимо помещать в теплоизолированный термостат (рис. 2.2) и контролировать температуру окружающей среды с точностью до нескольких сотых градуса. Для достижения максимальной видности интерференционной картины необходимо выравнивать длину плеч и потери мощности на активных элементах и сварках волокон. В наших экспериментах длина плеч выравнивается с точностью до 5 см, что минимум на два порядка меньше, чем длина когерентности зондирующих источников.

По своим скоростным характеристикам интерференционная методика практически безынерционна в масштабах времён много больших времени прохождения света вдоль активной среды. Временные ограничения определяются полосой чувствительности фотоприёмника и интервалом выборки значений во внешнем модуле АЦП. Для регистрации медленных изменений показателя преломления, обусловленных разогревом активного волокна, использовались интервалы выборки от 5 до 100 мс. Ширина полосы усиления трансимпедансного усилителя в схеме используемого фотоприёмника составляет 10 МГц. При необходимости в схеме на основе АЦП быстродействующего микроконтроллера можно реализовать частоту дискретизации 200 кГц.

В процессе измерений происходит неконтролируемое медленное изменение видности интерференционной картины (амплитуды интерференционного сигнала (2.2)), связанное с дрейфом состояния поляризации в одном из плеч интерферометра. Данные изменения учитываются в алгоритме обработки полученных экспериментальных интерферограмм.

2.3.2. Алгоритм обработки экспериментальных данных

Экспериментально измеренная зависимость интенсивности интерференционного сигнала зондирующего излучения от времени представляет собой "синусоиду"с медленно меняющи-

мися амплитудой, периодом и определённым уровнем шума.

$$I(t) = A_{\phi}(t) \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{\phi}(t)}\right) + f(t), \qquad (2.4)$$

где $T_{\phi}(t) \frac{dA_{\phi}(t)}{dt} \ll A_{\phi}(t), \frac{dT_{\phi}(t)}{dt} \ll 1$ — согласно условию медленного изменения, f(t) — случайный процесс. Пример реализации экспериментальной зависимости приведён на рис. 2.6.



Для корректного восстановления фазы обработка осуществляется в три этапа. Вначале производится нормировка всего набора данных на максимальное и минимальное значение за всё время измерения. После этого вводится три числа: ноль, верхний пороговый уровень, лежащий между нулём и минимальным значением всех локальных максимумов экспериментальной кривой, и, также, нижний по-

Рис. 2.6. К описанию алгоритма обработки данных

роговый уровень, лежащий между нулём и максимальным значением всех локальных минимумов (для заданной мощности накачки). Точки пересечения верхнего порога с экспериментальной кривой обозначены на рис. 2.6 как t_k , нижнего порога — b_k , нуля — z_{2k} . Пусть, к примеру, программа начинает перебор значений от точки z_{2k} . После достижения точки t_k производится поиск максимума на интервале [t_k ; $z_{2k} + 1$], который на рис. 2.6, обозначен как M_k . На это значение осуществляется нормировка данных в диапазоне [z_{2k} ; z_{2k+1}]. Перечисленные операции позволяют избежать следующих ошибок:

- Учёт в качестве нулей нескольких точек пересечений зашумлённой экспериментальной кривой с нулём вблизи z_{2k};
- Учёт немонотонностей в зависимости фазы от времени, которые также приводят к локальным максимумам в интерферограмме, но со значением, меньшим верхнего порогового уровня.

Аналогичным образом осуществляется нормировка данных на интервале

 $[z_{2k+1}; z_{2k+2}]$ с использованием локального минимума m_k , и так далее на всей экспериментальной кривой. На последнем этапе производится восстановление фазы с использованием функций:

$$\Delta\phi(t) = (-1)^p \arcsin(I(t)) + \pi q, \qquad (2.5)$$

где целые числа р и q определяются из условий непрерывности полученной зависимости. Значения р и q в начальный момент времени выбираются путём анализа поведения экспериментальной кривой при включении мощности накачки. После применения описанного в этом разделе алгоритма удаётся получить гладкие зависимости без особенностей, подобные изображённым на рис. 2.5 (б).

2.3.3. Блок схема экспериментальной установки для реализации алгоритма измерений в автоматическом режиме

В качестве устройства управления экспериментальным стендом используется внешний модуль АЦП/ЦАП Е14-140-МD производства российской компании L-Card. Данный модуль содержит 32 канала с общей землёй, либо 16 дифференциальных каналов АЦП с разрядностью 14 бит и регулируемым диапазоном по напряжению, а также два 16-разрядных канала ЦАП с выходным напряжением до 5 В. И АЦП и ЦАП модуля обеспечивают частоту дискретизации до 200 кГц, время установки сигнала для ЦАП составляет 0.7 мкс, что с точки зрения скорости разогрева волокна можно считать мгновенным процессом. Один из каналов ЦАП использовался для установки значения мощности накачки в схеме источника тока. Каналы АЦП использовались для:

- 1. Измерения реально установленного тока накачки
- 2. Измерения мощности сигнала зондирующего излучения

Управление модулем L-Card E14-140-MD осуществляется по интерфейсу USB 1.1 с помощью библиотеки функций Lusbapi.dll v3.3, предоставляемой производителем. Согласно внутренней логике работы прибора, сбор данных АЦП производится встроенным микроконтроллером, и оцифрованные значения запоминаются во внутреннем кольцевом буфере FIFO в ОЗУ ёмкостью 32 Кбайт. При максимальной частоте дискретизации это соответствует времени заполнения буфера 327 мс, что определяет максимальную длительность опроса. Библиотека Luasbapi.dll при этом выполняет две функции:

- 1. Зеркальное отображение буфера FIFO в оперативной памяти компьютера с помощью внутренних процедур (скрыто от пользователя)
- Предоставление программного интерфейса для сбора данных и управления параметрами модуля

Производителем предоставляется заголовочный файл и объектный модуль для статической компилляции на языке C++ и использования функций dll-библиотеки. Вследствие этого программа по управлению экспериментальным стендом с помощью данного АЦП/ЦАП модуля была реализована в среде Visual Studio C++. Внешний вид диалогового окна программы приведён на рис. 2.7.

Здесь графическое поле в левой части ("Oscilloscope") служит для отображения измеряемой

| 🗰 Interferometer | | | |
|--|-----------|--|--|
| Device status: | | | |
| Connect Start!!! Process Data | Exit | | |
| ADC Interval, ms: | J lummunu | | |
| | 1 | | |
| Oscilloscope | | | |
| Interfernce pattern Autoscale Y Limits, V { Upper: 10 Lower: 0 Time Units, s/div: 1 DAC1, Volts: DAC2, | olts: | | |
| Driving voltage | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |

Рис. 2.7. Диалоговое окно программы по управлению измерениями

экспериментальной кривой в реальном времени, а графическое поле в правой части ("Driving voltage") — для отображения зависимости управляющего напряжения от времени. Интервал выборки значения задаётся текстовым полем "ADC interval".

Программа представляет собой многопоточное приложение для OC Windows XP, состоящее из двух потоков — рабочего и основного. Рабочий поток производит циклический опрос устройства с помощью функций библиотеки Lusbapi и записывает измеренные значения напряжения в массив и в файл, а основной поток отображает значения массива на графике с настраиваемыми параметрами по таймеру. Оба потока используют один и тот же разделяемый массив данных в ОЗУ, но конфликтов при этом не возникает, поскольку запись в массив производится только в рабочем потоке.

При установке следующего управляющего напряжения ЦАП (т.е. при изменении мощности накачки) с помощью нажатия на кнопку "Set!"программа завершает запись текущего файла, и начинает запись нового, соответствующего другому значению мощности накачки. По завершении всех измерений программа формирует на выходе набор файлов, соответствующих каждому значению мощности накачки, содержащих зависимости измеряемых напряжений фотоприёмника интерференционного сигнала от времени. При нажатии на кнопку "Process data"программа обрабатывает каждый из файлов по описанному в предыдущем разделе алгоритму, сшивает полученные зависимости фазы от времени и выдаёт зависимость установившихся значений фазы от управляющего напряжения ЦАП в виде таблицы. Эта таблица затем пересчитывается в искомую зависимость средней по длине волокна температуры от мощности накачки.

Для полной автоматизации всего измерительного процесса программа по нажатию на кнопку "Read the program.."осуществляет загрузку текстового файла следующего формата:

Время установки Напряжение

*

Это позволяет выполнять полностью автономную программу измерений без участия пользователя.

2.4. Калибровка экспериментальной установки

Проведены калибровочные измерения с интерферометром на пассивном и активном волокнах с внешним разогревом одного из плеч. Калибровка осуществлялась путём нагревания одного из плеч интерферометра при помощи нихромовой проволоки, обмотанной вокруг стеклянной трубки, в которую помещён кварцевый капилляр с исследуемым волокном. Другое плечо, помещённое в такой же кварцевый капилляр, было теплоизолировано от первого при помощи ткани из стекловолокна. Измерения температуры проводились независимо при помощи схемы на основе мостика Уитстона: две тонкие ($\emptyset = 60$ мкм) медные проволоки, пропущенные параллельно световодам, служили одним из плеч моста, по разбалансу которого определялась температура внутри кварцевых трубок. Схематически термостат со схемой нагрева и измерения температуры показан на рис. 2.8 и 2.9:



Рис. 2.8. Схема калибровочных измерений. Цифрами указаны контакты к электрической схеме мостика Уитстона



Рис. 2.9. Мостик Уитстона.

 R_x — сопротивление, меняющееся с температурой.
 $R_{\rm nep}$ — баллансирующий потенциометр.

Для напряжения разбалланса в схеме имеем:

$$V_g = \frac{R_x R_2 - R_1 R_{\text{пер}}}{(R_x + R_1)(R_2 + R_{\text{пер}})} V_{in},$$
(2.6)

Если вначале мост сбаллансирован, то $\frac{R_x}{R_1} = \frac{R_{\text{пер}}}{R_2} = \frac{1}{r_W}$ (обозначение). Тогда можно записать:

$$V_g = \frac{(R_x + \Delta R_x)R_2 - R_1 R_{\text{nep}}}{(R_x + \Delta R_x + R_1)(R_2 + R_{\text{nep}})} V_{in} = \frac{r_W}{(1 + r_W)^2} \frac{\Delta R_x}{R_x} \left(1 - \frac{\Delta R_x/R_x}{1 + r_W + \Delta R_x/R_x} \right) V_{in}, \quad (2.7)$$

При малых изменениях сопротивления можно пренебречь вторым слагаемым в скобках, и тогда мы получаем линейную зависимость напряжения на мостике Уитстона от напряжения источника питания и температуры измерителя:

$$\frac{\Delta R_x}{R_x} = \alpha_R T, \tag{2.8}$$

где α_R — температурный коэффициент сопротивления, равный для меди $4 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ [121]. Используя данную методику, были получены зависимости разности фаз от температуры для пассивного и активного иттербиевого волокна при разогреве участка длиной L = 20 см с использованием DFB-лазера на 1.55 мкм (рис. 2.10). Как видно из рисунка эти зависимости оказываются с высокой точностью линейными. Коэффициенты наклона прямых равны для пассивного волокна $\frac{d\phi}{dT} = 14.36 \pm 0.08$ Pad/K, для активного — $\frac{d\phi}{dT} = 12.97 \pm 0.06$ Pad/K, что соответствует температурным коэффициентам оптического пути $\alpha_T + \alpha_L$ для пассивного волокна $(1.23 \pm 0.01) \cdot 10^{-5} K^{-1}$, для активного — $(1.11 \pm 0.01) \cdot 10^{-5} K^{-1}$.



Рис. 2.10. Зависимость разности фаз от температуры для пассивного и иттербиевого активных волокон в калибровочных экспериментах.

В дальнейшем мы будем пользоваться значением, полученным для иттербиевого активного волокна, хотя возможны отклонения данной величины в измеренных пределах в зависимости от состава легированной сердцевины. Небольшое различие этих величин для активного и пассивного волокон (10%), как мы увидим далее, несущественно при определении порядков величин изменения температуры в различных временных масштабах и условиях теплоотвода. Ошибку можно скорректировать, вводя поправочный коэффициент при калибровке каждого конкретного волокна. Само же значение температурного коэффициента оптического, как видно из рис. 2.10, можно измерить с очень высокой точностью.

2.5. Исследуемые образцы активных схем

Для исследования тепловых эффектов использовались активные фосфорсиликатные световоды, легированные ионами Yb³⁺ и Yb³⁺/Er³⁺, и алюмосиликатные световоды, легированные ионами Er³⁺. Иттербиевые и иттербий-эрбиевые волокна представляют собой двойные световоды с внешней полимерной волноведущей оболочкой, по типу изображённых на рис. 1.12. Геометрические параметры волокон представлены на рис. 2.11 и табл. 2.2. Толщина полимерной оболочки в представленной конфигурации составляет $h_{pol} = 115 \div 135$ мкм. Указанные параметры световодов являются ориентировочными для того чтобы дать представление о порядках величин. Точные значения для каждого из исследуемых волокон, в случае, если они не совпадают с приведёнными в таблице, будут указаны отдельно.



Рис. 2.11. Геометрия двойного волокна. Поперечное сечение активного и пассивного волокон, находящихся в оптическом контакте. Кварцевые световоды в полимерной оболочке. a — диаметр волноведущей сердцевины d — диаметр легированной части r_0 — радиус кварцевой оболочки h_{pol} — толщина полимерной оболочки.

| Активная | Концентрация, | Диаметр | Диаметр жилы | $\Delta n,$ | Поглощение |
|-------------------|---------------|---------------------|----------------|-------------|---------------|
| среда | ppm | легированной | волновода $a,$ | 10^{-3} | накачки, дБ/м |
| | | жилы <i>d</i> , мкм | MKM | | |
| Yb^{3+} | 4200 | 10 | 17 | 14 | 1.2 |
| Yb^{3+}/Er^{3+} | 5700/290 | 15 | 16 | 16 | 2.9 |
| Er ³⁺ | 200 | 2.5 | 2.5 | 7.5 | 4 |

Таблица 2.2. Основные параметры исследуемых активных световодов

Эрбиевое волокно, указанное в последней строке таблицы 2.2, представляет собой обычное одинарное цилиндрически-симметричное волокно со ступенчатой геометрией профиля показателя преломления и легирования. Данное волокно предназначено для использования в эрбиевых волоконных усилителей с одномодовой накачкой и будет использоваться для исследования процессов безызлучательной релаксации электронных возбуждений (раздел 4.5).

2.6. Квадратурный интерферометр Майкельсона

Описанная выше схема измерения температуры с помощью интерферометра Маха-Цандера обладает рядом существенных недостатков:

- 1. Невозможность провести измерения при высоких мощностях генерируемого лазерного излучения (порядка нескольких десятков ватт), в связи с деградацией выходного одномодового 50%-ного ответвителя и прочих одномодовых оптических элементов;
- 2. Неоднозначность восстановленных значений фазы в связи с тем, что синус немонотон-

ная функция;

3. Высокая амплитуда шумов при больших мощностях накачки, которая, во многих случаях не позволяет выделить интерференционный сигнал.

Согласно второму пункту, измерения будут оправданы только в условиях теплоизоляции при монотонном изменении температуры, в то время как в реальных условиях значения температуры в сердцевине волокна подвержены флуктуациям в связи с изменением температуры окружающей среды. Для преодоления указанных выше недостатков была реализована схема квадратурного интерферометра Майкельсона на основе синхронного детектирования с раздельными амплитудной и фазовой модуляциями (рис. 2.12).



Рис. 2.12. Схема экспериментальной установки: LD — диоды накачки (λ_p - длина волны накачки), DFB — источник зондирующего излучения ($\lambda_s = 1304$), ISO — оптический изолятор, $\lambda_l = 1064$ — длина волны лазерного излучения, PD — фотоприёмник, HR, OC — волоконные брэгговские решётки (соответственно "глухие"и выходные), PM — фазовый модулятор, WDM — волоконно-оптический мультиплексор, RF_a и RF_p — радиочастотные генераторы ответственные за амплитудную и фазовую модуляцию, LiA_a и LiA_p — настроенные на соответствующие частоты синхронные детекторы.

Интерферометр Майкельсона сформирован при помощи одного 50%-ного ответвителя. Для наблюдения интерференции зондирующего излучения используется 4%-ное френелевское отражение от прямых сколов на выходных торцах волокон. Благодаря этому большая часть лазерного излучения испускается с прямого скола на выходной брэгговской решётки, не повреждая остальные оптические элементы. Дополнительная фильтрация лазерного излучения обеспечивается мультиплексором, расположенным перед глухой решёткой резонатора, а также дополнительной ВБР расположенной перед фотоприёмником.

Излучение DFB-лазера, модулированное по интенсивности на некоторой частоте, после прохождения интерферометра, регистрируется схемой на основе синхронного детектирования. Данный метод позволяет проводить измерения температуры в условиях шумов, вызванных случайными флуктуациями фазы зондирующего при двойном проходе активного и пассивного плеч интерферометра.

Использование раздельных амплитудной и фазовой модуляций на различных частотах Ω_A и Ω_{ϕ} в совокупности с синхронным детектированием позволяет выделить синфазную и квадратурную компоненты интерференционного сигнала. А именно, амплитуда поля зондирующего излучения в общем случае будет иметь вид:

$$E \sim (1 + m_A \sin \Omega_A t) \left(e^{i(\omega t + \Delta \phi(t))} + e^{i(\omega t + m_\phi \sin \Omega_\phi t)} \right), \tag{2.9}$$

где $m_A, m_\phi \ll 1$ - глубины, соответственно, амплитудной и фазовой модуляций. Интенсивность зондирующего излучения зависит от времени как:

$$I_{out} \sim EE^* \sim const + 2m_A \sin \Omega_A t \cos \Delta \phi(t) + m_\phi \sin \Omega_\phi t \sin \Delta \phi(t) + \dots$$
(2.10)

здесь троеточие обозначает члены более высокого порядка малости по m_A и m_{ϕ} . Настраивая синхронные детекторы на соответствующие частоты модуляции, мы получим амплитуды пропорциональные косинусу и синусу разности фаз. Это позволяет нам определять <u>знак</u> изменения фазы и однозначно восстанавливать полную зависимость от времени. Пример фигуры Лиссажу, полученной при измерениях приведён на рис. 2.13. Здесь по оси абсцисс отложена амплитуда сигнала фазовой модуляции, по оси ординат - амплитудной.



Обработка измеренных значений осуществляется очевидным образом: определение центра масс фигуры Лиссажу и вычисление угла относительно оси абсцисс для каждой точки с учётом направления обхода (по или против часовой стрелки).

Определённые требования накладываются на фазовый модулятор в опорном плече. Он должен быть, во-первых, поляризационно-независимым, поскольку все элементы интерферометра



выполнены из изотропных волокон, а дополнительная анизотропия модулятора может приводить к поляризационному замиранию сигнала. Во-вторых, модулятор должен быть чисто фазовым, поскольку дополнительная амплитудная модуляция приводит к "сплющиванию" фигуры Лиссажу и уменьшению видности интерференционной картины. Для удовлетворения двум этим требованиям модулятор был реализован в виде пьезокерамического диска с металлизированными боковыми поверхностями, на одну из которых по натяжением приклеивался участок волокна из опорного плеча (рис. 2.14)



Рис. 2.14. Конструкция фазового модулятора

При реализации схемы синхронного детектирования, частота модуляции выбиралось равной одной из собственных частот пьезорезонанса, обеспечивавшего наибольшую амплитуду сигнала фазовой модуляции.

С точки зрения программной автоматизации изменения сводятся к необходимости регистра-

ции одновременно двух интерферограмм и модификации алгоритма обработки результатов, вызываемого при нажатии кнопки "Process Data..." в программе измерений. Алгоритм обработки в этом случае работает с двумерной диаграммой (такой как на рис. 2.13) и состоит из следующих этапов:

- Усреднение всех значений синфазной и квадратурной амплитуд для поиска центра эллипса;
- 2. Поиск направлений большой и малой полуосей эллипса и "сплющивание"его до окружности;
- 3. Вычисление оптической фазы по углу наклона радиус-вектора каждой точки и сшивка значений для получения непрерывной кривой.

Измерения на данной экспериментальной установке проводились только для иттербиевого волоконного лазера.

2.7. Выводы

Предложен метод измерения температуры и реализованы экспериментальные стенды на основе волоконных интерферометров Маха-Цандера и Майкельсона с активной схемой волоконного лазера, помещённой в одно из плеч интерферометра, и с использованием длины волны зондирующего излучения, лежащей вдали от полос поглощения активных ионов. Выполнена калибровка интерферометра, которая позволила определить температурный коэффициент показателя преломления для активного иттербиевого световода, равный α_n =
$1.11 \cdot 10^{-5} K^{-1}$. При этом абсолютная точность измерения фазы составила 0.1 рад, что эквивалентно 0.008 K, а относительная – 0.5%.

В схеме с интерферометром Майкельсона в качестве зеркал используется отражение от прямых сколов волокна, также применяется синхронное детектирование с раздельной амплитудной и фазовой модуляциями, что позволяет выделить синфазную и квадратурную компоненты интерференционного сигнала.

С точки зрения чувствительности применение интерферометра Маха-Цандера будет выгоднее, чем интерферометра Майкельсона описанного типа. Во-первых, мощность зондирующего излучения, приходящего на фотоприёмник больше, чем при отражении от прямых сколов в интерферометре Майкельсона (потери минимум 14 дБ + двойной проход резонатора). Во-вторых, длина оптического пути для случая интерферометра Майкельсона будет в два раза выше, вследствие этого, влияние окружающей среды на шумовые колебания интерферограммы будет больше.

По совокупности указанных причин измерения, описываемые в следующей главе, будут поделены таким образом: с помощью схемы с интерферометром Маха-Цандера выполнены измерения температуры при небольших мощностях накачки, определены особенности разогрева до и после порога лазерной генерации, проведены измерения скорости разогрева волокна, обусловленные конвективным теплообменом с окружающей средой, при этом измерения будут производится в виброизолированном термостате достаточно большого объёма; в схеме с интерферометром Майкельсона выполнены измерения при больших мощностях накачки, существенно превышающих пороговую мощность, и при отсутствии какого-либо термостата.

Стационарный разогрев активных волоконных световодов в условиях оптической накачки

3.1. Модель разогрева активного волокна при оптической накачке

Ранее в обзорной главе были рассмотрены основные термооптические эффекты в объёмных АЭ твердотельных лазеров и изложен подход т.н. термооптических постоянных W_{TO} , *P*_{TO} и *Q*_{TO} (раздел 1.3.1). Также рассмотрены основные методы измерения температуры и термооптических искажений параметров лазерного излучения (раздел 1.3.2). Для волоконных активных сред на основе SiO₂ показано ([89], раздел 1.3.3), что в связи с особенностями геометрии активной среды можно пренебречь влиянием фотоупругих эффектов на прочность и профиль показателя преломления волокна и рассматривать лишь зависимость показателя преломления кварцевого стекла от температуры. При этом при отсутствии полимерной оболочки, в соответствии с тепловой моделью из [89], основным ограничением при достижении высоких мощностей генерируемого лазерного излучения будет являться температура плавления кварцевого стекла. При наличии полимерного покрытия максимально допустимый температурный диапазон будет ограничиваться существенно меньшими значениями (не более 170 ^оС по измерениям [90]). При таком диапазоне температур оказывается возможным пренебречь радиационным теплообменом с поверхности волокна [94] и рассматривать тепловые модели только с учётом конвекционного теплообмена (либо модели с фиксированной температурой внешней поверхности волокна при наличии соответствующего радиатора). Далее будет рассмотрена простая модель разогрева циллиндрического волокна с двойной оболочкой, на основе которой затем будет выполнен ряд обобщений для волокон произвольной геометрии поперечного сечения.

3.1.1. Разогрев циллиндрически-симметричного световода со ступенчатым профилем легирования

Рассмотрение модели разогрева активного волокна начнём с простейшего случая циллиндрически-симметричного волокна, покрытого слоем полмерного покрытия (рис. 3.1). Стационарное распределение температуры со ступенчатым распределением мощности теплового источника по радиуса задаётся уравнением теплопроводности (3.1)



Рис. 3.1. Поперечное сечение цилиндрически-симметричного активного волокна для стационарной тепловой задачи

где $\Delta T(r) = \begin{cases} \Delta T_q(r), & r < r_0, \\ \Delta T_p(r), & r > r_0, \end{cases}$ – распределение прироста температуры (разности темпера-

туры на расстояни
иrот центра волокна с температурой окружающей среды)

k-коэффициент теплопроводности соответствующего слоя

$$(k_q -$$
плавленого кварца, $k_p -$ полимера)

 $Q = \eta P'$ — тепловая мощность, выделяемая в единице объёма;

P' — мощность излучения накачки, поглощённая в единице объёма;

η — коэффициент преобразования поглощённой мощности накачки в тепловую мощность.

Для рассматриваемой модели активного волокна с двойной оболочкой можно ввести коэффициент поглощения накачки α_p , определяющий затухание излучения накачки в волокне в соответствии с законом Бугера-Ламберта: $P_p(z) = P_{p0} \exp(-\alpha_p z)$. Предполагая распределение интенсивности накачки однородным по поперечному сечению многомодовой кварцевой оболочки, коэффициент поглощения можно представить в виде:

$$\alpha_p = \frac{A_{core}}{A_{clad}} \sigma_a^p N_1, \tag{3.2}$$

где A_{core} и A_{clad} – площади соответственно сердцевины и кварцевой оболочки,

 σ^p_a – сечение поглощения активных и
онов на длине волны накачки,

 N_1 – концентрация активных ионов в основным состоянии.

Как будет показано далее, для типичной конфигурации иттербиевого волоконного лазера инверсия населённостей не превышает 5% от общего числа активных ионов, поэтому в данной модели примем $N_1 \sim N$.

Таким образом, величину тепловой мощности, выделяемой в единице объёма можно выразить в виде:

$$Q = \eta \frac{\alpha_p P_p}{\pi d^2},\tag{3.3}$$

В качестве граничных условий для данной тепловой модели имеем непрерывность температуры и плотности потока тепла на границах раздела сред, а также условие конвекционного теплообмена на границе раздела полимер-воздух, характеризующее параметром h^T :

$$k_p \frac{\partial \Delta T}{\partial r}\Big|_b = -h^T \Delta T \tag{3.4}$$

Решение уравнения системы (3.1) с учётом соотношений (3.3) и (3.4) в аналитическом виде принимает вид:

$$\Delta T_3(r) = \left(-\frac{1}{k_p}\ln\frac{r}{b} + \frac{1}{h^T b}\right)\eta\frac{\alpha_p P_p}{2\pi}, \quad r_0 < r < b, \tag{3.5}$$

$$\Delta T_2(r) = \left(-\frac{1}{k_p} \ln \frac{r_0}{b} - \frac{1}{k_q} \ln \frac{r}{r_0} + \frac{1}{h^T b} \right) \eta \frac{\alpha_p P_p}{2\pi}, \quad \frac{d}{2} < r < r_0,$$
(3.6)

$$\Delta T_1(r) = \left(-\frac{2}{k_q}\left(\frac{r}{d}\right)^2 - \frac{1}{k_p}\ln\frac{r_0}{b} - \frac{1}{k_q}\ln\frac{d}{2r_0} + \frac{1}{h^Tb} + \frac{1}{2k_q}\right)\eta\frac{\alpha_p P_p}{2\pi}, \quad r < \frac{d}{2}$$
(3.7)

Дифференцируя выражение (3.7) по параметру *b* получаем оптимальное значение внешнего радиуса, при котором для фиксированной мощности накачки температура в сердцевине волокна будет минимальна:

$$b_{opt} = \frac{k_p}{h^T} \tag{3.8}$$

Для расчёта кинетики разогрева активного волокна при мгновенном включении накачки $(P(t) = P_0 \theta(t) - \text{мощность}$ накачки, $\theta(t) - \text{тета-функция}$ Хэвисайда), необходимо использовать модель, основывающуюся на нестационарном уравнении теплопроводности:

$$\kappa \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{Q(r)\kappa}{k} = \frac{\partial T}{\partial t}, \qquad (3.9)$$

где
 $\kappa=\frac{k}{\rho c^v}$ — коэффициент температуропроводности,
 ρ — плотность, c^v - удельная теплоёмкость.

В случае цилиндрически-симметричной геометрии задачи можно провести аналитический расчёт, воспользовавшись разложением решения в ряд Фурье-Бесселя [122], либо искать решение численными методами.

Численное решение нестационарного уравнения теплопроводности удобно производить методом конечных разностей в двухкоординатной сетке (r_i, t_i) , соответствующей значениям радиуса и различных моментов времени:

$$i = 0, 1, \dots, N_x, \quad N_x = b/\Delta r, \qquad j = 0, 1, \dots, N_t, \quad N_t = T/\Delta t,$$
 (3.10)

где Δr , Δt — шаги интегрирования по радиусу и времени, Т — временной интервал расчёта.

Рис. 3.2. Неявная трёхточечная схема для решения нестационарного уравнения теплопроводности

Для расчётов используется неявная трёхточечная схема, изображённая на рис. 3.2, с последующим решением системы линейных уравнений на значения температуры в точках сетки методом прогонки. Это схема первого порядка аппроксимации по t и второго по r[123]. При задании величин T и Δt соотношение $\frac{\Delta r^2}{\Delta t}$ между временным и пространственным шагами интегрирования определяются по сходимости вычисленного решения к стационарному, известному из формул (3.5)–(3.7). Параметры разностной схемы в точках сетки, ближайших к границам раздела сред, можно определить по методу контрольного объёма[124].

Для расчётов распределения температуры в волокне воспользуемся следующими параметрами тепловой задачи, типичными для активных волоконных световодов с двойной оболочкой:

$$\begin{aligned} k_q &= 1.46 \frac{\mathrm{BT}}{\mathrm{M} \cdot \mathrm{K}}, \ \rho c^v \Big|_q = 2.14 \cdot 10^6 \frac{\mathrm{Дж}}{\mathrm{M}^3 \cdot \mathrm{K}}, \ h^T = 25 \frac{\mathrm{BT}}{\mathrm{M}^2 \cdot \mathrm{K}} [89], \\ k_p &= 0.2 \frac{\mathrm{BT}}{\mathrm{M} \cdot \mathrm{K}}, \ \rho c^v \Big|_p = 1.33 \cdot 10^6 \frac{\mathrm{Дж}}{\mathrm{M}^3 \cdot \mathrm{K}} [125] \ (\text{полимер Sylgard 182}) \\ d &= 10 \text{ мкм}, \ r_0 = 62.5 \text{ мкм}, \ b = 182 \text{ мкм}, \ \eta = 0.09, \ \alpha_p = 1.2 \ \mathrm{Д}\overline{\mathrm{B}}/\mathrm{KM} \end{aligned}$$

Ниже на рисунке 3.3 представлены полученные расчётные распределения, а также зависимости температуры в центре сердцевины и на краю внешней оболочки от времени после включения "ступенчатого импульса накачки"

Из приведённых графиков видно, что в начальные моменты времени (в диапазоне времён до 10 мс) основной прирост температуры приходится на сердцевину и кварцевую оболочку волокна. Однако при достижении стационарных условий профиль распределения температуры устанавливается практически однородным, и разность температур между сердцевиной и оболочкой оказывается на порядок меньше величины прироста температуры в сердцевине волокна (кривая 3 на рис. *a*). Это соответствует тому, что в выражениях (3.5)–(3.7) преобладающим является слагаемое $\frac{1}{h^T b}$. Таким образом абсолютная величина прироста температуры определяется поперечными размерами волокна и интенсивностью конвекционного теплообмена, а точнее величиной h^T .



Рис. 3.3. (*a*) Зависимость температуры в волокне от времени после включения накачки мощностью 5 Вт, изображённая в логарифмическом масштабе. (1) - температура в центре сердцевины, (2) - температура на внешней границе полимерной оболочки, (3) - разность кривых 1 и 2; (*б*) Зависимости температуры от радиуса в различные моменты времени, пунктиром указана граница кварц полимер

3.1.2. Разогрев двойного волокна

В предыдущем разделе мы видели, что после включения накачки с течением времени в волокне устанавливается практически однородный профиль распределения температуры. Очевидно, данная ситуация (т.н. «регулярный тепловой режим» [126]) будет иметь место для волокна произвольной геометрии, в том числе и для изображённой на рис. 1.12 и 2.11. Оценим величину стационарной температуры разогрева и скорость её установления для такого волокна исходя из соображений теплового баланса. Геометрические и тепловые параметры волокна оставим теми же, расстояние от центра сердцевины до ближайшего внешнего края оболочки примем равным радиусу b из предыдущего параграфа. Это соответствует толщине полимерной оболочки $h_{pol} \approx 120$ мкм.

Прирост температуры определяется тепловыделением в сердцевине активного волокна при преобразовании излучения накачки и оттоком тепла с поверхности волокна за счёт конвекционного теплообмена. В обозначениях предыдущего параграфа это соотношение примет вид:

$$\left(c_q^v A_{clad} + c_p^v A_{pol}\right) \frac{d\Delta T}{dt} = Q A_{core} - h^T l \Delta T, \qquad (3.11)$$

где c_q^v, c_p^v – теплоёмкости, соответственно, плавленого кварца и полимера, на единицу объёма; $A_{pol}, -$ площадь полимерной оболочки, l — периметр внешней оболочки. Решением уравнения

является зависимость:

$$\Delta T(t) = \Delta T_{\text{стац}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{стац}}}} \right), \qquad (3.12)$$

где $\Delta T_{\text{стац}} = \frac{QA_{core}}{h^T l}, \ \tau_{\text{стац}} = \frac{h^T l}{c_q^v A_{clad} + c_p^v A_{pol}}$ — время установления стационарной температуры. При этом относительное распределение температуры внутри активного световода будет слабо отличаться от циллиндрически-симметричного случая.

Различные асимптотические режимы разогрева активного волокна для геометрии, представленной на рис. 2.11, приведены на рис. 3.4:



Рис. 3.4. Сравнение асимптотических режимов разогрева активного волокна.

На рисунке представлены следующие графики: (1) - зависимость температуры волокна от времени, рассчитанная по модели (3.11)-(3.12), (2) - зависимость температуры в центре сердцевины от времени, рассчитанная по модели циллиндрически-симметричного волокна, (3) - набор кривых, отображающих зависимости температуры в центре сердцевины от времени для заданной геометрии и трёх различных значений теплопроводности полимерного покрытия (0.2, 0.3 и 0.4 $\frac{\text{Br}}{\text{м}\cdot\text{K}}$). В последнем случае расчёт производился методом конечных элементов с использованием программного обеспечения Femlab Multiphysics для интенсивности накачки, такой же как и в предыдущем параграфе.

Графики на данном рисунке наглядно демонстрируют три различных режима разогрева активного волокна (обозначены римскими цифрами): (I) - разогрев сердцевины и установления неоднородности профиля температуры в активном световоде, (II) - переходной процесс, (III) - регулярный тепловой режим с практически однородным по поперечному сечению волокна профилем температуры. Как видно из графиков на регулярный режим приходится более 90% от величины прироста температуры в сердцевине волокна, что позволяет адекватно оценивать её при измерении во временном диапазоне (III). Данные измерения и описаны в настоящей главе.

Интерферометрические измерения в диапазоне времён (I) позволяют оценивать величину неоднородности температуры по поперечному сечению активного световода и определять степень её влияния на профиль показателя преломления, определяющий модовый состав лазерного излучения. При этом необходимо осуществлять накачку активной среды импульсами излучения с длительностью несколько миллисекунд. Эти измерения описаны в следующей главе.

3.2. Квазистационарный разогрев І. Измерения для Yb³⁺и Yb³⁺/Er³⁺лазеров с помощью интерферометра Маха-Цандера

Изначальная постановка задачи состоит в измерении зависимости средней по длине температуры активного волокна от мощности накачки и определении ключевых факторов, влияющих на данную величину температуры. Также по кинетическим характеристикам разогрева в регулярном тепловом режиме можно оценить величину коэффициента конвекционного теплообмена.

Зависимость мощности лазерной генерации от поглощённой мощности накачки во всех случаях линейная с дифференциальной эффективностью от 40% до 60% для иттербиевых лазеров, и от 25% до 45% - для иттербий эрбиевых. Большое отличие данных значений от квантовой эффективности связано с несовершенством ввода излучения накачки в экспериментальных стендах, а также с наличием определённого уровня усиленной спонтанной люминесценции

Эксперименты с иттербиевыми волоконными лазерами выполнялись при различных условиях теплоотвода: световоды находились в условиях свободной конвекции на воздухе и в воде (рис. 3.6); световоды помещались в волоконные блоки, залитые специальным теплоотводящим и демпфирующим полимером (стандартный способ упаковки волокна в серийно выпускаемых лазерах - рис. 3.5).

Параметры резонатора иттербиевого лазера, использованного в данном эксперименте, представлены в табл. 3.1.

Результаты измерений температуры для данного лазера представлены на рис. 3.7.

Полученные зависимости среднего по длине активного волокна прироста температуры от мощности накачки (рис. 3.7, *a*) для режима лазерной генерации приближённо описывают-

80



Рис. 3.5. Волоконный блок, залитый полимером



Рис. 3.6. Активное волокно, свёрнутое в кольцо внутри термостата

| Длина, м | Коэффициент | поглощения | Коэффициент | пропускания | |
|----------|---------------|------------|-----------------------|-------------|--|
| | накачки, Дб/м | | выходной ВБР (ОС), дБ | | |
| 4 | 1.2 | | -5.5 | | |

Таблица 3.1. Параметры резонатора иттербиевого лазера (стационарные измерения)

ся линейной функцией вида $f(P) = mP + f_0$, где m — коэффициент наклона. Коэффициенты наклона для соответствующих режимов теплоотвода подписаны рядом с графиками.

Как видно из рис. 3.7, a, вблизи порога генерации наблюдается нелинейность в зависимости $\Delta T_{\rm cp}(P)$ для эксперимента с волоконным блоком – уменьшение наклона в полтора раза после достижения порога. Для остальных графиков данная нелинейность также имеет место, и, для наглядности, на рис. 3.7, δ изображены разности экспериментальных зависимостей с соответствующими линейными аппроксимациями, т.е. зависимости вида:

$$\Delta T_{rel}(P) = \frac{\Delta T_{cp}(P) - f(P)}{m}, \qquad (3.13)$$

Как видно из этого рисунка, вид нелинейности зависит от условий теплоотвода.

Измерения с Yb³⁺/Er³⁺ световодами были выполнялись для лазера с параметрами, приведёнными в табл. 3.8

Результаты измерений, проведённых в условиях воздушного конвекционного теплообмена представлены на рис. 3.8.



Рис. 3.7. Зависимости среднего по длине волокна прироста температуры (a) и относительного разогрева волокна, полученные вычитанием из экспериментальных зависимостей их линейных аппроксимаций (δ) , от поглощённой мощности накачки в экспериментах с иттербиевым волоконным лазером при различных условиях теплоотвода. Пунктиром отмечен порог лазерной генерации.

| Длина, м | Концентрация | Коэффициент | Коэффициент |
|----------|-------------------------|---------------------|----------------------|
| | Yb^{3+}/Er^{3+} , ppm | поглощения накачки, | пропускания выходной |
| | | дБ/м | ВБР (ОС), дБ |
| 7 | 5700/173 | 1.9 | -5.9 |

Таблица 3.2. Параметры резонатора иттербий-эрбиевого лазера (стационарные измерения)



Рис. 3.8. Зависимость среднего по длине волокна прироста температуры от мощности накачки в эксперименте с Yb³⁺/Er³⁺ волокном. Вертикальной чертой обозначен порог лазерной генерации

Как видно из рис. 3.7, *a* и 3.8, коэффициенты наклона данных зависимостей для иттербиевых и эрбиевых волокон отличаются в 5.9 раза, что примерно соответствует отношению разностей энергий квантов накачки и генерации.

3.2.1. Особенности теплового режима активного волокна вблизи порога генерации

Чтобы объяснить уменьшение наклона кривых на рис. 3.7, *а* вблизи порога генерации нами была предложена т.н. коаксиальная модель разогрева активного волокна [127]: поглощение распространяющегося изотропно спонтанного излучения в внешнем полимерном покрытии волокна приводит к дополнительному разогреву, и, вследствие этого, к увеличению коэффициента наклона в зависимости средней температуры от мощности накачки в допороговом режиме.

Для упрощённого количественного рассмотрения модели воспользуемся опять стационарным уравнением теплопроводности для случая циллиндрической симметрии. С учётом поглощения спонтанного излучения в оболочке система уравнений, аналогичная 3.1, примет вид:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial\Delta T}{\partial r} + \frac{Q}{k_q} = 0, \qquad r < \frac{d}{2}, \qquad (3.14a)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial\Delta T}{\partial r} = 0, \qquad \qquad \frac{d}{2} < r < r_0, \qquad (3.14b)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial\Delta T}{\partial r} + \frac{\alpha_{sp}I_0^{sp}}{k_p}\frac{r_0}{r}\exp(-\alpha_{sp}(r-r_0)) = 0 \qquad r > r_0 \qquad (3.14c)$$

 α_{sp} — коэффициент поглощения оптического излучения для диапазона длин волн спонтанной люминесценции в полимерном покрытии, I_0^{sp} — интенсивность излучения люминесценции при $r=r_0.$

В данном случае мы предполагаем, что спонтанное излучение распространяется изотропно, и полное внутреннее отражение на границе полимерного покрытия с окружающей средой отсутствует.

Введём обозначение $\chi_{sp} = \alpha_{sp} I_0^{sp} r_0 \exp(\alpha_{sp} r_0)$, погда уравнение 3.14с запишется в виде:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial\Delta T}{\partial r} + \frac{\chi_{sp}}{k_p}\frac{\exp(-\alpha_{sp}r)}{r} = 0$$
(3.15)

Общее решение уравнений 3.14а-3.14с таково:

$$T_1(r) = -\frac{Q}{4k_q}r^2 + C_1, \qquad r < \frac{d}{2}, \qquad (3.16a)$$

$$T_2(r) = C_2 \ln r + C_3,$$
 $\frac{d}{2} < r < r_0,$ (3.16b)

$$T_{3}(r) = d_{1} \ln r + \frac{\chi_{sp}}{\alpha_{sp}k_{p}} \text{Ei}(-\alpha_{sp}r) + d_{2}, \qquad r > r_{0} \qquad (3.16c)$$

где C_1, C_2, C_3, d_1, d_1 — постоянные, определяемые из граничных условий, $\operatorname{Ei}(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^t}{t} dt$ — интегральная экспонента.

В качестве дополнительных параметров для численной модели возьмём следующие величины:

$$Q = \frac{4\eta \, dP_{p}/dz}{\pi d^{2}}, \quad I_{0} = \frac{(1-\eta) dP_{p}/dz}{2\pi r_{0}}, \quad \frac{dP_{p}}{dz} = 1 \frac{\mathrm{Br}}{\mathrm{M}},$$

На рис. 3.9(II) приведена зависимость температуры в волокне от радиуса для двух коэффициентов поглощения излучения спонтанной люминесценции в полимерном материале $\alpha_{sp} = 0 \,\mathrm{cm}^{-1}$ и $\alpha_{sp} = 1 \,\mathrm{cm}^{-1}$

Для более обобщённого описания распределения температуры вблизи поверхности волокна необходимо модифицировать граничные условия тепловой задачи тепловой задачи,



Рис. 3.9. (I) Геометрические параметры поперечного сечения световода (d — диаметр легированной сердцевины, r_0 — радиус оболочки из плавленного кварца, b — внешний радиус полимерной оболочки); четырёхслойная модель содержит дополнительную внешнюю полимерную оболочку радиусом с (показана штрих-пунктиром в непропорциональном масштабе); (II) зависимость температуры разогрева волокна от радиуса трёхслойной модели; коэффициент в α поглощения излучения в полимерном материале

введя дополнительный четвёртый слой, являющийся по сути теплоотводящим и демпфирующим полимером в заливке волоконного блока, в котором происходит поглощение излучения люминесценции (рис. 3.9(a)). Для коэффициента теплопроводности четвёртого слоя примем $k_4 = 0.2 \frac{B_T}{M \cdot K}$ (полимер WACKER SilGel 612 [128, 129]) и будем варьировать его внешний радиус. На рис. 3.10 изображен график отношения температур в сердцевине волокна для коаксиальной модели и традиционной, без учёта поглощения в оболочке, в зависимости от величины обратной коэффициенту поглощения. Заметим, что это отношение не зависит от



Рис. 3.10. Отношение температур в сердцевине волокна для трёхслойной и четырёхслойной геометрий при различных радиусах внешней оболочки *c* в зависимости от эффективной длины поглощения мощности накачки, поскольку и в том и в другом случае мощность накачки входит в качестве пропорционального множителя в выражения температуры (3.16) для всех рассматриваемых случаев.

Для количественного сравнения обоих моделей рассмотрим спектры пропускания различных полимеров, измеренные в работе [130]:



Рис. 3.11. Спектры пропускания образцов различных волоконных полимеров толщиной 1 см [130]

И хотя на спектрах наблюдается ряд пиков поглощения вблизи диапазона длин волн спонтанной люминесценции, тем не менее минимальное пропускание в этом диапазоне составляет более 60%, что соответствует коэффициенту поглощения не более 0.5 см⁻¹ (для полимера типа Sylgard). Из рисунка 3.10 видно, что значительное повышение температуры в волокне в трёхслойной модели (кривая I на рис. 3.10) происходит только при достаточно высоких коэффициентах поглощения (более 10 см^{-1}), что на практике не наблюдается. При наличии дополнительной полимерной оболочки (см. рис. 3.9(I) и группу кривых (II) на рис. 3.10) радиусом, сравнимым с толщиной использованного в эксперименте волоконного блока (около 0.5 см), и с коэффициентом поглощения для спонтанной люминесценции около 0.5 см⁻¹ разогрев волокна и прилегающего полимера возрастает в три раза.

Таким образом, дополнительный разогрев активного волокна в допороговом режиме обусловлен поглощением излучения спонтанной люминесценции в полимере и стенках воло-

конного блока, а не в полимерной оболочке, покрывающей кварцевый световод.

При отсутствии внешней полимерной оболочки увеличение наклона в зависимости $\Delta T = f(P)$ после порога генерации связано с тем, что эффективный по спектру размен квантов для случая спонтанной люминесценции меньше, чем для случая вынужденной люминесценции на длине волны 1064 нм. Увеличение наклона проявляется более отчётливо в эксперименте с водяным охлаждением, а в условиях воздушного теплообмена оно практически незаметно (см. рис. 3.7). Эффективный размен квантов можно вычислить исходя из спектральной зависимости для сечения люминесценции активных ионов. Спектральная плотность мощности спонтанной люминесценции связана с сечением люминесценции соотношением [36]:

$$P_{lum} \sim \frac{\sigma_e(\lambda)}{\lambda^5},$$
 (3.17)

Нормировав это выражение на безразмерную единицу, можно вычислить зависимость эффективного размена квантов от длины волны накачки. Для сечений ионов Yb³⁺ в фосфорсиликатных световодах, измеренных в работе [36], искомая зависимость изображена на рис. 3.12. Эффективная длина волны спонтанной люминесценции λ_{eff} при этом составляет ~ 1003



Рис. 3.12. Размен квантов для спонтанной люминесценции (■) и вынужденной на длине волны 1064 нм (•) в зависимости от длины волны накачки. Штрих-пунктирный график (▲, правая шкала) - зависимость отношения этих величин.

нм. Явление антистоксовой люминесценции при накачке на длинах волн, больших λ_{eff} , используется в технологии твердотельного лазерного олаждения[131]. В идеальных условиях отношение разменов квантов для режимов спонтанной люминесценции и лазерной генерации должно быть равно отношению коэффициентов наклона до и после порога генерации в полученных нами зависимостях. В условиях эксперимента эта особенность сглаживается вследствие нескольких факторов. Это связано, во-первых, с наличием излучения усиленной спонтанной люминесценции (ASE), которое дополнительно снимает инверсию в протяжённой активной среде и приводит к разогреву волокна. Во-вторых, часть излучения спонтанной люминесценции распространяется в многомодовом волноводе, сформированным полным внутренним отражением на границе полимер–окружающая среда, и поглощается более эффективно. Числовая апертура данного волновода будет меньше в случае водяного охлаждения (показатель преломления воды 1.33), вследствие чего увеличение коэффициента наклона проявляется более отчётливо.

В общем случае особенности теплового режима активного волокна при малых мощностях накачки вблизи порога генерации определяются совокупным влиянием всех указанных выше факторов

3.2.2. Кинетика разогрева волокон в регулярном тепловом режиме

На рис. 3.13 представлена зависимость регистрируемого сигнала разности фаз от времени, полученная в процессе измерения с Yb³⁺/Er³⁺-лазером (аналогичная изображённой на рис. 2.5(б)) На вставке изображён в увеличенном масштабе участок графика, указанный



Рис. 3.13. Зависимость измеряемого сигнала разности фаз от времени в эксперименте с Yb³⁺/Er³⁺ волокном. На вставке изображён отложенный от начала координат участок кривой (указан стрелкой)

стрелкой: пример единичной «ступеньки» – теплового отклика среды на быстрое увеличение мощности накачки. Данные зависимости описываются в общем случае не одной (как в 3.12), а двумя экспонентами:

$$\Delta\phi(t) = A_1(1 - e^{-t/\tau_1}) + A_2(1 - e^{-t/\tau_2}) + at, \qquad (3.18)$$

где a — константа, характеризующая разогрев всего термостата. Характеристические времена для различных "ступенек"лежат в следующих интервалах: τ_1 — от 3.4 до 7.3 сек; τ_2 - от 20 до 30 сек. Мы предполагаем, что первое слагаемое в 3.18 определяет установление квазистационарного температурного профиля в волокне за счёт конвективного теплообмена с окружающим воздухом, а все дополнительные слагаемые связаны с разогревом теплоотводящей среды и термостата. Под термином "квазистационарность" подразумевается тот факт, что неоднородность распределения температуры по поперечному сечению волокна много меньше её абсолютного значения, и время установления неоднородности существенно меньше чем τ_1 и τ_2 (т.е. это регулярный тепловой режим).

При измеренном в экспериментах с Yb³⁺и Yb³⁺/Er³⁺-волокном времени установления температуры разогрева τ_1 из расчёта, согласно выражению (3.12), получаем коэффициент теплопередачи h^T для границы полимер-воздух $h^T = 15 \div 45 \frac{\text{Br}}{\text{M}^2 \cdot \text{K}}$.

Данную величину интересно сравнить с численными оценками на основе критериев подобия. Уравнение подобия для процессов свободной конвекции в случае горизонтальных цилиндров имеет вид [132]:

$$\overline{Nu} = 0.36 + \frac{0.518(GrPr)^{1/4}}{[1 + (0.559/Pr)^{9/16}]^{4/9}},$$
(3.19)

где $\overline{Nu} = h^T D/k_{air}$ – число Нуссельта, $Pr = v/\kappa$, $Gr = g\beta_T \Delta T D^3/v^2$ – числа Прандтля и Грассгофа для охлаждающей среды; D = 2b — диаметр волокна, v — кинематическая вязкость, $\kappa = k/c_v$ - коэффициент температуропроводности; β_T — коэффициент объёмного расширения, g — ускорение свободного падения. Для воздуха при температуре 290 К Pr =0.54, а выражение 3.19 при подстановке соответствующих параметров принимает вид:

$$\overline{Nu} = 0.36 + 0.049 \sqrt[4]{\frac{\Delta T}{1 \, K}} \tag{3.20}$$

При малой разнице температур вторым слагаемым можно пренебречь и для текущей геометрии задачи получаем оценку коэффициента теплообмена $h^T \approx 60 \frac{\text{BT}}{\text{M}^2 \cdot \text{K}}$, что превышает полученные экспериментально значения. В реальной ситуации волокно сматывается в кольцо, что приводит к ухудшению теплоотвода, появлению локальных перегревов и уменьшению эффективного коэффициента теплообмена.

Существенный интерес представляет случай больших мощностей. При увеличении мощности следует ожидать отклонение от линейного закона в зависимости средней температуры от мощности накачки. Помимо указанной в 3.20 корневой зависимости коэффициента теплообмена от разности температур на внешней границе волокна определённый вклад также могут вносить зависимости тепловых параметров окружающей среды от температуры (теплопроводность, вязкость). Подобные измерения при мощностях накачки до 30 Вт описаны в следующем разделе.

3.3. Квазистационарный разогрев II. Измерения для Yb³⁺лазеров с помощью квадратурного интерферометра Майкельсона

3.3.1. Разогрев волокна многомодовым излучением накачки и одномодовым лазерным излучением

Как уже указывалось в разделе 2.6, где подробно описана схема экспериментального стенда, использование синхронного детектирования позволяет проводить измерения медленного изменения температуры в длинных (>10 м) активных схемах в условиях сильного фазового шума, вызванного флуктуациями параметров активной среды. А измерение обоих квадратурных компонент интерференционного сигнала позволяет определить знак изменения фазы. В частности, можно провести экспериментальные оценки разности фаз за счёт слабого прироста температуры, вызванного пассивными потерями при прохождении излучения накачки и лазерной генерации. Данные измерения необходимы для того, чтобы оценить вклад этой величины при измерениях непосредственно с волоконным лазером.

Для этой цели были проведены измерения с пассивным двойным волокном, в котором вместо активного световода используется одномодовый на длине волны 1060 нм пассивный световод. При той же геометрии, что и активное волокно, оно обладало следующими параметрами: состав жилы — SiO₂+GeO₂, потери для одномодового излучения на длине волны 1.06 мкм — 0.086 дБ/м, для многомодового излучения накачки — 0.007 дБ/м.

Схема измерения при этом осталась такая же, как и на рис. 2.12, за исключением того, что в схеме отсутствовали брэгговские решётки. При сварке 10 м данного волокна с одномодовым световодом (для ввода зондирующего излучения) потери на схеме составили 1.08 дБ (т.е. потери на сварке с пассивным волокном составили 0.22 дБ). Ниже на рис. 3.14 представлены результаты зависимости разности фаз от мощности излучения (многомодового или одномодового), заводимого в волокно. В качестве источника многомодового излучения использовался лазерный диод накачки с длинной волны 960 нм, одномодового излучения волоконный лазер с длиной волны излучения 1060 нм. Ввод одномодового лазерного излучения осуществлялся через оптический фильтр WDM в измерительном плече. Для разделения вкладов разогрева непосредственно волокна и участков ввода излучения (каплера накачки)



Рис. 3.14. Зависимости разности фаз от мощности многомодового или одномодового излучения, вводимого в волокно, для схемы с длиной волокна 10 м (*a*) и с участком каплера для излучения накачки (*б*).

были проведены две серии измерений методом "облома"; т.е. вначале измерялась зависимость разности фаз от мощности накачки для всей схемы, после чего большая часть активного волокна отламывалась и проводились измерения с оставшимся участком длиной около 5 см. Этим и отличаются рисунки 3.14, *a* и 3.14, *б*.

Как видно из результатов измерений основной вклад даёт разогрев волокна за счёт пассивных потерь одномодового излучения в сердцевине одномодового световода. Разогревом за счёт потерь многомодового излучения накачки можно пренебречь, поскольку обусловленное им изменение разности фаз в расчёте на 1 Вт на порядок меньше соответствующего изменения при одномодовом разогреве.

3.3.2. Разогрев активного волокна в условиях лазерной генерации

Измерения были проведены для иттербиевого волоконного лазера. Параметры волокна и активной схемы указаны в списке:

- Длина волокна 10 м;
- Диаметр сердцевины 9.3 мкм
- Концентрация активных ионов Yb^{3+} 3800 ppm;
- Коэффициент поглощения накачки (на 960 нм) 1 дБ/м;
- Пассивные потери в сердцевине 0.02 дБ/м;
- Коэффициент пропускания выходной решётки -0.62 дБ;
- Коэффициент пропускания глухой решётки -20 дБ;
- Пассивные потери на всей схеме 0.6 дБ;

- Дифференциальная эффективность по поглощённой мощности накачки — 69%;

Накачка активной схемы осуществлялась излучением семи полупроводниковых лазеров, объединённых при помощи многомодового каплера.

Были проведены измерения со ступенчатым повышением мощности накачки на 0.5 Вт каждую минуту. Поскольку величина разности фаз была подвержена значительным флуктуациям, то в данном эксперименте не удавалось достигнуть стационарного состояния, и при последующем построении зависимости температуры от мощности накачки использовались значения фазы непосредственно в моменты перед следующим повышением мощности накачки. Постоянная времени синхронных детекторов выбиралась равной 10 мс, благодаря чему фиксировались только медленные изменения температуры. Результаты измерений в осях время–фаза и мощность накачки– температура представлены на рис. 3.15



Рис. 3.15. Зависимости разности фаз от времени (a) и средней температуры от мощности накачки (b) при измерении температуры в волоконном лазере длиной 10 м. Вставки на рисунке (a) демонстрируют увеличенные участки кривой, отмеченные штрих-пунктирными квадратами; на рисунке (b) отложены три различные серии измерений, линейная и параболическая аппроксимации

Для демонстрации того, что данная методика позволяет отслеживать флуктуации фазы, на рисунке 3.15, a на вставках приведены увеличенные участки полной кривой. Три серии кривых на рис. 3.15, δ имеют целью показать повторяемость результатов данного эксперимента.

Зависимость температуры от мощности накачки аппроксимируется на начальном участке линейной зависимостью с коэффициентом: $A_{PT} = 0.62 \pm 0.01 \, {\rm K/Bt}.$

Следует отметить хорошее соответствие параметров линейной аппроксимации для зависимостей измеренных при воздушном охлаждении в двух разных экспериментах с интерферометрами Маха-Цандера и Майкельсона. В следующем разделе буду приведены численные оценки температуры разогрева активного волокна в данном эксперименте и влияния на эту величину пассивных потерь лазерного излучения в активной среде.

3.4. Численные оценки продольного распределения температуры и влияния пассивных потерь на разогрев активного волокна

3.4.1. Модель волоконного лазера

Модель исследуемого волоконного лазера, экспериментальные результаты для которого представлены в предыдущем разделе, изображена на рис. 3.16



Рис. 3.16. Модель волоконного лазера.

HR, OC — соответственно, "глухая"
и полупрозрачная брэгговские решётки, $P_{s,p}^{\pm}$ — мощности излучения сигнала и накачки,
 $\psi_{s,p}$ — профили моды сигнала и накачки, L — длина активного волок
на в резонаторе.

Резонатор волоконного лазера состоит из активного волокна длиной *L* с многомодовой накачкой в оболочку и пары брэгговских решёток, формирующих зеркала резонатора. Начало координат вдоль оси z будем отсчитывать от "глухой" решётки (HR). Через полупрозрачную решётку (OC) осуществляется вывод лазерного излучения.

Моделирование в контексте данной работы имеет своей целью прежде всего проверку экспериментально полученных результатов в сравнении с распределением температуры разогрева, рассчитанным на основе известных численных методов для скоростных уравнений лазера и уравнения теплопроводности. Поскольку в экспериментах исследования проводились при относительно небольшом уровне мощности лазерного излучения (несколько десятков Вт), которых недостаточно для достижение порога ВКР, то процессы связанные с возбуждением ВКР в данной модели не рассматриваются.

Моделирование волоконного лазера будем производить с помощью системы скоростных

уравнений для цилиндрически-симметричного активного волокна.

$$\begin{cases} \frac{\partial I_{p}^{\pm}(r)}{\partial z} = \pm \left(\sigma_{e}^{p} N_{2}(r) - \sigma_{a}^{p} N_{1}(r)\right) I_{p}^{\pm}(r) \\ \frac{\partial I_{s}^{\pm}(r)}{\partial z} = \pm \left(\sigma_{e}^{s} N_{2}(r) - \sigma_{a}^{s} N_{1}(r) - \alpha_{loss}\right) I_{s}^{\pm}(r) \\ \frac{\partial N_{2}(r)}{\partial t} = \sum_{m=p,s} \frac{I_{m}^{+}(r) + I_{m}^{-}(r)}{h\nu_{m}} \left(\sigma_{a}^{m} N_{1}(r) - \sigma_{e}^{m} N_{2}(r)\right) - \frac{N_{2}(r)}{\tau_{Yb}} \\ N_{1}(r) + N_{2}(r) = N_{Yb}, \end{cases}$$
(3.21)

где $I_p^{\pm}(r)$ и $I_s^{\pm}(r)$ – интенсивности вперёд и назад распространяющихся излучений накачки и сигнала, зависящие от радиуса

 N_1, N_2 – населённости уровней ${}^2F_{7/2}, {}^2F_{5/2}$ (нижнего и верхнего) соответственно, N_{Yb} — концентрация ионов иттербия,

 τ_{Yb} – время релаксации метастабильного уровня $^2F_{\rm 5/2},$

 $\sigma_a^{s,p}, \sigma_e^{s,p}$ – сечения поглощения и люминесценции на длине волны сигнала ($\lambda_s = 1060$ нм), либо на длине волны накачки ($\lambda_p = 960$ нм)

α_{loss} - пассивные потери в сердцевине на длине волны сигнала. В уравнении для инверсии производится суммирование по всем длинам волн излучений, распространяющихся в активной среде.

Для получения зависимости мощностей излучений от продольной координаты z первые два уравнения системы (3.21) необходимо проинтегрировать по поперечному сечению световода (т.е. по площади легированной сердцевины). Соотношение между интенсивностью и мощностью излучения задаётся выражением:

$$I_m(r) = P_m |\psi_m(r)|^2, \qquad (3.22)$$

где $\psi_m(r)$ — волновая функция моды. Для интенсивности излучения многомодовой накачки с хорошей точностью можно принять, что в сердцевине:

$$|\psi_p(r)|^2 = \frac{1}{A_{clad}},$$
 (3.23)

где A_{clad} - площадь многомодовой оболочки. Для сигнала распределение поля вычисляется строго из волновой теории [76]. Обозначим также $\Gamma_p = \frac{A_{core}}{A_{clad}}$ и Γ_s - интегралы перекрытия излучений накачки и сигнала с жилой. Тогда систему уравнений (3.21) можно привести к

виду, описывающему распределение мощностей по длине волокна:

$$\frac{\partial P_p^{\pm}}{\partial z} = \pm \left((\sigma_e^p + \sigma_a^p) \frac{2\pi \int_0^a N_2(r) r \, dr}{A_{core}} - \sigma_a^p \Gamma_p N_{Yb} \right) P_p^{\pm} \\
\frac{\partial P_s^{\pm}}{\partial z} = \pm \left(2\pi (\sigma_e^s + \sigma_a^s) \int_0^a |\psi_s(r)|^2 N_2(r) r \, dr - \sigma_a^s \Gamma_s N_{Yb} - \alpha_{loss} \right) P_s^{\pm} \\
\frac{\partial N_2(r)}{\partial t} = \sum_{m=p,s} \frac{P_m^+ + P_m^-}{h\nu_m} |\psi_m(r)|^2 (\sigma_a^m N_{Yb}(r) - (\sigma_e^m + \sigma_a^m) N_2(r)) - \frac{N_2(r)}{\tau_{Yb}},$$
(3.24)

В стационарном случае производная в левой части последнего уравнения равна нулю, что позволяет выразить из него величину инверсии в зависимости от мощностей излучения накачки и сигнала и подставить в первые два уравнения системы.

Граничные условия имеют вид:

$$P_{p}^{+}\Big|_{z=0} = P_{p}^{0}, \quad P_{p}^{-}\Big|_{z=L} = P_{cp}^{0}, \quad P_{s}^{+}\Big|_{z=0} = R_{HR}P_{s}^{-}\Big|_{z=0}, \quad P_{s}^{-}\Big|_{z=L} = R_{OC}P_{s}^{+}\Big|_{z=L}, \quad (3.25)$$

где P_p^0 и P_{cp}^0 — мощности накачки вводимые в прямом (со стороны глухой решётки) и в обратном (со стороны выходной решётки) направлениях, R_{HR} , R_{OC} — коэффициенты отражения, соответственно, "глухого" и полупрозрачного зеркал.

Система уравнений (3.24) в совокупности с граничными условиями (3.25) представляет собой краевую задачу. Данная задача решается численно методом коллокаций (кусочнокубическая аппроксимация с последующим решением системы нелинейных алгебраических уравнений на коэффициенты полиномов) с помощью встроенной функции Matlab bvp4c() [133].

Для вычисления продольного распределения температуры необходимо записать выражение для объёмной плотности тепловой мощности, выделяемой в единице объёма активной среды вследствие размена квантов:

$$Q = \sum_{m=p,s} Q_m = \sum_{m=p,s} h(\nu_{eff} - \nu_m) R_m, \qquad (3.26)$$

где $\nu_{eff} = c/\lambda_{eff}$ - эффективная частота, соответствующая эффективной длине волны спонтанной люминесценции, R_m - скорость вынужденных переходов между лазерными уровнями активных ионов под воздействием излучения с частотой ν_m , задаваемая соотношением:

$$R_m = \frac{I_m}{h\nu_m} \left(N_2 \sigma_e^m - N_1 \sigma_a^m \right) \tag{3.27}$$

Здесь отсутствует слагаемое со спонтанными переходами, поскольку процесс спонтанного излучения не изменяет температуру активной среды.

В соответствии с выражением (3.12) стационарное распределение прироста температуры по длине активного волокна выражается соотношением (запишем его ещё раз):

$$\Delta T_{\text{стац}}(z) = \frac{Q^z(z)}{h^T l},\tag{3.28}$$

где l — внешний периметр волокна, Q^{z} - тепловая мощность, выделяемая с единицы длины активного волокна, которая получается из выражения 3.26 интегрированием по поперечному сечению:

$$Q^{z}(z) = \alpha_{loss}(P_{s}^{+} + P_{s}^{-}) + \sum_{m=p,s} P_{m}^{\pm}(z) \left(2\pi (\sigma_{a}^{m} + \sigma_{e}^{m}) \int_{0}^{a} |\psi_{m}|^{2} N_{2}(r, z) r \, dr - \Gamma_{m} \sigma_{a}^{m} N_{Yb} \right) \cdot h \left(\frac{\nu_{eff}}{\nu_{m}} - 1 \right) \quad (3.29)$$

В данном выражении добавлено слагаемое, учитывающее влияние пассивных потерь лазерного излучения в резонаторе на разогрев активной среды.

3.4.2. Определение параметров модели

В число параметров данной модели, связанных непосредственно с волоконным лазером, входят величины сечений поглощения и люминесценции на разных длинах волн, параметры профиля показателя преломления и величина пассивных потерь в сердцевине волокна.

Определение зависимостей сечений люминесценции и поглощения от длины волны проводилось на основе измерения спектров излучения спонтанной люминесценции, распространяющегося в поперечном к оси волокна направлении. Многомодовый вывод лазерного диода накачки сваривался с участком активного волокна без внешней полимерной оболочки. Сбор излучения спонтанной люминесценции осуществлялся с помощью многомодового кварцевого световода с диаметром волноведущей жилы 200 мкм, приложенного торцом непосредственно к боковой поверхности активного волокна. Второй конец многомодового световода был подключён ко входу спектроанализатора ANDO-AQ6315В с воздушным входом. Динамический диапазон измерения спектра люминесценции таким методом составляет около 30 дБ. Сечение люминесценции вычислялось из измеренного спектра с помощью соотношения нормировки [36] (см. также формулу 3.17):

$$\frac{1}{\tau} = 8\pi n^2 c \int \frac{\sigma_e(\lambda)}{\lambda^4} d\lambda = \int \frac{P_{lum}\lambda}{hc} d\lambda, \qquad (3.30)$$

где P_{lum} — спектральная плотность мощности спонтанной люминесценции. Сечение поглощения пересчитывалось из сечения люминесценции с помощью формулы МакКамбера 1.39. Измеренные спектры для иттербиевого волокна представлены на рис. 3.17



Рис. 3.17. Измеренные спектры сечений

Измерение пассивных потерь в сердцевине производится с помощью зондирующего излучения с длиной волны вне диапазона поглощения активных ионов. В нашем случае использовался одномодовый волоконный рамановский лазер с длиной волны излучения 1160 нм, потери определялись методом облома.

Измерения параметров профиля показателя преломления производится методом ближнепольной рефрактометрии с помощью стандартного прибора Photon Kinetics S14. Для исследуемого световода диаметр волноведущей жилы составил 9.3 мкм, а величина "ступеньки"показателя преломления — $14 \cdot 10^{-3}$

Тепловые параметры, определяющие разогрев активного волокна, входят в выражение 3.28. Величина коэффициента теплообмена h^T измерена экспериментально, диапазон её возможных значений приведён в разделе 3.2.2. Геометрические параметры волокна приведены в разделе 2.5.

3.4.3. Результаты моделирования

Выполним моделирование волоконного лазера из эксперимента с интерферометром Майкельсона. Параметры модели для него были описаны выше. Реализованный в работе интерферометрический метод измеряет среднюю по длине активного волокна температуру:

$$\Delta T_{\rm cp} = \frac{1}{L} \int_{0}^{L} \Delta T(z) \, dz \tag{3.31}$$

Построим зависимость $\Delta T_{\rm cp}$ от мощности накачки. Назовём величину коэффициента наклона



Рис. 3.18. Зависимость среднего по длине волокна прироста температуры от мощности накачки

 A_{PT} на данном графике эффективностью разогрева. Как видно из выражения 3.28, эффективность разогрева пропорциональна мощности теплового источника и обратно пропорциональна величине h^T . Линейная аппроксимация зависимости на рис. 3.18 с хорошей точностью согласуется с результатами экспериментальных наблюдений в области малых мощностей накачки при величине коэффициента конвекционного теплообмена равной $h^T = 12.2 \frac{\text{BT}}{\text{M}^2 \cdot \text{K}}$

Ниже на рис. 3.19 (кривая (1) на рис. 3.19(а)) приведены результаты расчёта зависимостей мощности излучения накачки и сигнала, а также приращения температуры волокна от длины при мощности накачки 10 Вт, вводимой со стороны "глухой"решётки.

В данном примере среднее по длине значение прироста температуры составило 5.7 К. Расчётная дифференциальная эффективность по накачке — 69%, по поглощённой накачке — 85%. Расчётный порог генерации - 0.54 Вт поглощённой мощности накачки.

Для определения степени влияния пассивных потерь в сердцевине активного волокна построим зависимости эффективностей разогрева за счёт размена квантов и за счёт пассивных потерь от значения коэффициента потерь (рис. 3.20). Эти величины пропорциональны соответственно второму и первому слагаемым в выражении (3.29). Как видно из графика, даже типичные величины нерезонансных потерь способны существенно повлиять на разогрев



Рис. 3.19. Зависимость температуры разогрева (a) и мощностей излучений накачки и сигнала (б) от продольной координаты

активного волокна. Так, например, для величины коэффициента затухания, при которой сравниваются эффективности разогрева за счёт резонансных и нерезонансных потерь, мы получаем всего лишь 7%-ное падение дифференциальной эффективности. Это означает, что контроль температуры активного волокна должен использоваться как необходимый элемент технологического процесса производства волоконных лазеров.

3.5. Температурная зависимость коэффициента конвекционного теплообмена

Как уже указывалось в разделе 3.3.2, зависимость средней температуры разогрева от мощности накачки аппроксимируется прямой только на начальном участке, что вызвано зависимостью коэффициента конвекционного теплообмена от разности температур волокна и окружающей среды:

$$\bar{h^T} = h_0^T (1 + \xi(\Delta T_{\rm cp})).$$
 (3.32)

где $\xi(\Delta T)$ – неизвестная функция разности температур волокна и окружающей среды. В этом случае, зависимость прироста температуры от P будет определяться решением нелинейного



Рис. 3.20. Зависимость дифференциальной эффективности лазера (a) и эффективности разогрева за счёт различных механизмов (б) от коэффициента пассивных потерь. Вертикальной линией отмечена величина нерезонансных потерь для исследуемого волокна

уравнения:

$$\Delta T_{\rm cp}(1 + \xi(\Delta T_{\rm cp})) = A_{PT}P \tag{3.33}$$

Для определения явного вида функции $\xi(\Delta T)$ поменяем местами оси на графике рис. 3.15, б и вычтем соответствующую линейную аппроксимацию, т.е построим график в осях ($\Delta T_{\rm cp}; P - \frac{\Delta T_{\rm cp}}{A_{PT}}$). Полученная зависимость построенная в двойном логарифмическом масштабе представлена на рис. 3.21. Представленная зависимость аппроксимируется степенной функцией с показателем степени 1.76 ± 0.1 и коэффициентом пропорциональности (11.7 ± 0.1) · 10⁻³. Используя величину коэффициента теплообмена при малых мощностях накачки h_0^T , полученную в предыдущем разделе, для зависимости среднего по поверхности активного волокна коэффициента теплообмена $h^{\overline{T}}$ от среднего по длине прироста температуры можно получить следующее приближённое выражение:

$$h^{T} = 12.2 \left(1 + \left(\frac{\Delta T}{\Theta}\right)^{1.76} \right) \frac{\mathrm{B}_{\mathrm{T}}}{\mathrm{M}^{2} \cdot \mathrm{K}}$$
(3.34)

где $\Theta_h = 12.5 \pm 0.1$ К. На рис. 3.19 (кривая (2)) показан расчёт распределения температуры с модифицированным граничным условием (3.34). Данное выражение позволяет оценить среднее по длине приращение температуры при существенно больших мощностях накачки, чем были реализованы в эксперименте. Пример такой экстраполяции приведён на рис. 3.22.



Рис. 3.21. Нелинейная аппроксимация зависимости прироста температуры от мощности накачки

Из графика видно, что, к примеру, при мощности накачки 200 Вт максимальный прирост температуры сердцевины волокна составляет всего $30^{\circ}C$, что в два раза меньше аналогичной величины, в случае если бы коэффициент конвекционного теплообмена был бы постоянным.

3.6. Выводы

Приведена численная тепловая модель волокна, на основе которой показано, что в различных временных масштабах возможны два предельных режима разогрева:

- Малые времена после изменения мощности накачки (менее 10 мс). Прирост температуры происходит в основном в сердцевине активного волокна, в то время как в кварцевой и полимерной оболочках температура пока остаётся постоянной. Величина прироста температуры при этом не зависит от внешней геометрии волокна, а определяется только геометрией сердцевины и выделяемой в ней тепловой мощностью;
- 2. Более 1 с после изменения мощности накачки. В этом случае волокно входит в регулярный тепловой режим, при котором температурный профиль устанавливается практически однородным по поперечному сечению активного волокна, т.е. величина разности температур сердцевины и оболочки волокна становится пренебрежимо малой с абсолютным значением температуры. Это позволяет характеризовать температуру разогрева



Рис. 3.22. Зависимости максимального (1), минимального (3) и среднего по длине (2) (в сравнении с экспериментально измеренным) приращения температуры от мощности накачки при расчёте с модифицированным граничным условием (3.34)

волокна одним, средним по поперечному сечению, значением.

В текущей главе описываются результаты измерений в регулярном тепловом режиме, а в следующей - кинетика разогрева сердцевины.

В диапазоне мощностей накачки до 10 Вт измеряемые зависимости после достижения порога лазерной генерации оказываются с высокой степенью точности линейными, при этом для иттербиевых лазеров вблизи порога генерации наблюдается излом. Величина изменения коэффициента наклона определяется конкуренцией двух факторов:

- 1. Поглощение излучения спонтанной люминесценции в окружающей среде (например, полимерная заливка волоконного блока)
- Изменение эффективного размена энергии квантов, который в случае процесса спонтанного излучения оказывается меньше, чем для лазерного излучения на длине волны 1060 нм.

Наклон измеряемой зависимости температуры от мощности накачки для Yb³⁺/Er³⁺-лазера, оказался в 5.9 раз больше, чем для Yb³⁺-лазера, что соответствует отношению размена квантов излучения накачки и лазерного излучения для данных типов активных сред.

На основе кинетики разогрева активного волокна в условиях лазерной генерации впервые выполнено измерение коэффициента конвекционного теплообмена, усреднённого по поверхности волокна. Измеренные значения лежат в диапазоне $h^T = 15 \div 45 \frac{\text{Br}}{\text{M}^2 \cdot \text{K}}$.

Экспериментально показано, что разогрев волокна за счёт пассивных потерь многомодового излучения накачки оказывается пренебрежимо мал по сравнению с разогревом, вызванным пассивными потерями одномодового излучения той же мощности в сердцевине волокна.

При измерениях с иттербиевым волоконным лазером при мощностях накачки до 30 Вт показано, что зависимость стационарной температуры разогрева от мощности накачки уже не описывается линейным законом, что вызвано зависимостью коэффициента теплообмена от разности температур между полимерной оболочкой и окружающей средой. Зависимость среднего по поверхности волокна коэффициента конвекционного теплообмена от температуры аппроксимируется выражением:

$$h^{T} = 12.2 \left(1 + \left(\frac{\Delta T}{\Theta} \right)^{1.76} \right) \frac{\mathrm{B}_{\mathrm{T}}}{\mathrm{M}^{2} \cdot \mathrm{K}}$$
(3.35)

где $\Theta_h = 12.5 \pm 0.1$ K.

Выполнен расчёт максимального прироста температуры в волоконном лазере на основе тепловой модели с новым граничным условием (3.34).

Кинетика изменения показателя преломления и разогрев сердцевины активного волокна в условиях оптической накачки

4.1. Цель и методика измерений

Результаты, изложенные в предыдущей главе, имеют отношение к регулярному тепловому режиму, при котором установившееся относительное распределение температуры в волокне не изменяется, и абсолютная величина прироста температуры, много большая величины неоднородности температуры внутри волокна, определяется конвекционным теплообменом поверхности волокна с окружающей средой. Между тем, как указывалось в введении, разницу температур сердцевины и кварцевой оболочки активного волокна также необходимо учитывать, поскольку наведёный при разогреве тепловой профиль искажает встроенный показатель преломления волновода и при высоких мощностях излучения и соответствующих градиентах температуры может привести к изменению волноведущих свойств волокна.

Как указано в разделе 3.1, измерение разницы температур сердцевины и оболочки можно провести тем же интерферометрическим методом при возбуждении импульсами накачки длительностью порядка нескольких миллисекунд (область (I) на рис. 3.4). В данном временном диапазоне основной прирост температуры происходит только в сердцевине волокна, в то время как в оболочке температура не успевает измениться.

При данном типе измерения также необходимо учитывать другие механизмы ИПП в сердцевине активного волокна, а именно электронный механизм, подробно описанный во введении. При оптической накачке активного волокна и изменении населённостей метастабильных уровней происходит изменение показателя преломления активной среды вследствие разности поляризуемостей уровней. Согласно литературным данным, ИПП за счёт данного механизма могут быть сравнимы или даже превосходить величину тепловой неоднородности показателя преломления в волокне. Следовательно, необходимо реализовать методику таким образом, чтобы разделить вклад электронного и теплового механизма в результирующее изменение показателя преломления.

Предложенная схема эксперимента представлена на рис. 4.1:



Рис. 4.1. Схема экспериментальной установки: LD - диоды накачки (λ_p - длина волны накачки), DFB - источник зондирующего излучения ($\lambda_s = 1564$ или 1304), $\lambda_{gen} = 1064$ или 1540 - длина волны лазерного излучения, PD1 – PD3 - фотоприёмники, HR, OC - волоконные брэгговские решётки (соответственно "глухие"и выходные), WDM - оптический фильтр, отделяющий зондирующее излучение от излучения лазерной генерации, OS - четырёхканальный цифровой осциллограф.

Мощность излучения полупроводникового лазера накачки модулируется по амплитуде управляющим напряжением прямоугольной формы. Длительность фронта импульса накачки составляет 3 мкс. При этом производится одновременная запись трёх осциллограмм: излучения накачки (PD1), интерференционного сигнала (PD3) и лазерного излучения (PD2), возникающего в активном плече при превышении порога лазерной генерации. В такой постановке эксперимента разделения вклада различных механизмов изменения показателя преломления осуществляется естественным образом: электронное ИПП определяется разностью населённостей лазерных уровней, поэтому при достижении порога генерации инверсия принимает стационарное значение и дальнейшее изменение показателя преломления и фазы в активном плече интерферометра определяется тепловым механизмом. В этот состоит отличие данной методики от использованной в работе [107].

В настоящей работе выполнены кинетические измерения ИПП при оптической накачке, для активных волокон, легированных ионами Yb³⁺и Yb³⁺/Er³⁺. Каждый тип измерений будет рассмотрен отдельно в соответствующем разделе.

4.2. Оценки вклада электронных ИПП от основных лазерных переходов редкоземельных ионов

Приведём оценки вклада электронных ИПП для основных лазерных переходов ионов Yb³⁺и Er³⁺. Как уже упоминалось ранее, основное и метастабильное состояние активных ионов в кварцевом стекле расщеплены вследствие эффекта Штарка и неоднородно уширены. Линии лазерных переходов имеют сложную, существенно нелоренцеву форму, поэтому в

спектральных областях вблизи резонанса зависимость показателя преломления от населённости различных состояний удобно рассчитывать с помощью соотношения Крамерса-Кронига [134]. Для малых приращений показателя преломления ($|\Delta n| \ll n$), обусловленных вкладом активных ионов, соотношения (1.41) можно приближённо записать в виде:

$$\Delta\kappa(\omega) = -\frac{4\pi}{n}\Delta\chi^{i}(\omega), \qquad \Delta n(\omega) = \frac{2\pi}{n}\Delta\chi^{r}(\omega)$$
(4.1)

Из закона Бугера-Ламберта для плоской волны с интенсивностью I, поглощающейся в активной среде, имеем:

$$I = I_0 \exp{-i\frac{\omega}{c}(n-i\kappa)z},\tag{4.2}$$

$$\Delta\kappa(\omega) = \frac{c}{\omega} \left(N_1 \sigma_a(\omega) - N_2 \sigma_e(\omega) \right)$$
(4.3)

где σ_a — сечение поглощения, σ_e — сечение люминесценции.

Используя полученное выражение для коэффициента экстинкции в соотношении (1.42), для сечений, представленных на рис. 1.4, получаем зависимость изменения показателя преломления от длины волны $\lambda = \frac{c}{2\pi\omega}$ при различных населённостях верхнего уровня. Данные зависимости представлены на рис. 4.2(a) для ионов Yb³⁺и на рис. 4.2(б) для ионов Er³⁺.



Рис. 4.2. а) Зависимость ИПП от длины волны в фосфоросиликатном световоде, легированном ионами Yb³⁺с молярной концентрацией 4200 ppm, для различных населённостей верхнего уровня ${}^{2}F_{5/2}$; на вставке приведён увеличенный участок кривой в диапазоне 950–980 нм

б) Зависимость ИПП от длины волны в алюмосиликатном световоде, легированном ионами Er^{3+} с молекулярной концентрацией 200 ppm, для различных населённостей верхнего уровня ${}^{4}I_{11/2}$

Как видно из графиков, максимальные величины ИПП за счёт лазерных переходов в

активных волокнах существенно меньше разницы показателей преломления сердцевины и кварцевой оболочки.

Нас в данном случае будут интересовать величины ИПП на длина волн зондирующего излучения, т.е. на длине волны 1554 нм для ионов Yb³⁺и на длине волны 1304 нм для ионов Er³⁺. Из зависимостей, полученных указанным выше способом, путём линейной аппроксимации зависимости Δn от населённости метастабильного уровня можно вычислить значения разности поляризуемостей для уровней основного лазерного перехода на длинах волн зондирующего излучения. Зная данные величины, можно получить также и значения силы осциллятора для лазерных переходов, аппроксимируя выражением (1.44) для двухуровневой системы с кратностями вырождения g_1 и g_2 . Пренебрегая затуханием осцилляторов вдали от резонанса, получаем с учётом (1.46):

$$\Delta p_{12}(\omega) = \frac{e^2}{m_e} \frac{\left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right)}{\omega_0^2 - \omega^2},\tag{4.4}$$

В табл. 4.1 представлены величины разности поляризуемостей основного и метастабильного уровней ионов $Yb^{3+}u \ Er^{3+}$ в SiO₂ на длинах волн зондирующего излучения, рассчитанные с помощью соотношения Крамерса-Кронига, а также силы осцилляторов лазерных переходов, вычисленные по формулам, соответственно, (1.45) и (4.4). Как видно из таблицы, величины

| | Yb^{3+} | Er^{3+} |
|---------------------------------|-----------------------|-----------------------|
| au, MC | 1.52 | 10 |
| $\lambda_s,$ HM | 1564 | 1304 |
| $\Delta p_{12}, \mathrm{HM}^3$ | $-1.1 \cdot 10^{-27}$ | $1.35 \cdot 10^{-27}$ |
| $ f_{12} (1.45)$ | $9.4 \cdot 10^{-6}$ | $3.5 \cdot 10^{-6}$ |
| $ f_{12} (4.4)$ | $5.6\cdot 10^{-6}$ | $1.36 \cdot 10^{-6}$ |

Таблица 4.1. Спектроскопические параметры активных ионов на длинах волн зондирующего излучения

сил осциллятора, полученные из коэффициента экстинкции и из времени жизни существенно отличаются. Данное отличие связано с тем, что при выводе связи разности поляризуемостей и силы осциллятора из общего выражения (1.44) нельзя рассматривать лазерный переход как двухуровневую систему с вырожденными состояниями, а необходимо учитывать переходы между всеми подуровнями расщеплённых мультиплетов с учётом их температурного распределения населённостей. В дальнейшем мы будем ориентироваться на значение силы осциллятора, полученное с помощью формулы (1.45).

Заметим, что вычисленная величина разности поляризуемостей на длине волны 1.5 мкм для основного перехода ионов иттербия по абсолютной величине на порядок меньше, чем измеренная в работе [107] с помощью аналогичной безрезонаторной интерференционной методики. Это подтверждает модель, основанную на предположении (1.48), о том, что основной вклад в ИПП дают электродипольные переходы на более высокие по энергии состояния. Величины Δp для иттербиевых и эрбиевых активных волокон на длинах волн 1564 нм и 1304 нм также измерены и в данной работе.

4.3. Кинетика изменения показателя преломления в активных световодах при оптическом возбуждении ионов иттербия

| Длина, | Концентрация, | Радиус | Поглощение | Δn , | Коэффициент |
|--------|---------------|---------------|---------------|--------------|-------------|
| М | ppm | жилы, μ м | накачки, дБ/м | 10^{-3} | пропускания |
| | | | | | выходной |
| | | | | | решётки, дБ |
| 3 | 4200 | 5 | 1.2 | 14 | -1.63 |

Параметры исследуемой активной лазерной схемы представлены в таблице 4.2:

Таблица 4.2. Параметры иттербиевого лазера (кинетические измерения)

Мощность излучения накачки модулировалась по амплитуде управляющим напряжением прямоугольной формы при помощи генератора импульсов, реализованном на основе ЦАП микроконтроллера. Длительность импульса накачки составила 6.4 мс, длительность фронта импульса накачки - 3 мкс, скважность - 2. На рис. 4.3 приведён пример осциллограммы импульса накачки, возникающей лазерной генерации и кинетики восстановленной разности фаз. Здесь представлены два графика кинетики изменения фазы для мощностей накачки 0,3 Вт (кривая 1) и 1,22 Вт (кривая 2). Достижению порога генерации соответствует явно выраженный излом на графике, отмеченный стрелкой. Точное положение порога по временной шкале определяется из осциллограммы лазерного излучения. Небольшие разрывы графика в допороговой области обусловлены изменением видности интерференционной картины.

Результаты измерений для иттербиевого волокна представлены на рис. 4.4. На рисунке (a) изображена зависимость изменения фазы зондирующего излучения от времени. При мощностях накачки больше пороговой наблюдается чёткий излом соответсвующий достижению


Рис. 4.4. а) Зависимости разности фаз (интерференционного сигнала) от времени при включении и выключении импульса накачки для Yb³⁺-волокна; б) Зависимости разности фаз от времени после достижения порога генерации, начало отсчёта на временной шкале соответствует началу лазерной генерации.

порога генерации иттербиевого волоконного лазера. После превышения порога инверсия в активной среде принимает стационарное значение, но мы наблюдаем дальнейшее увеличение разности фаз, связанное с ростом температуры в сердцевине активного волокна. Данные зависимости, отложенные от начала координат, представлены на рис. 4.4 (б). Кинетики фазы после выключения накачки определяются как спонтанным распадом и уменьшением населённости метастабильного уровня, так и релаксацией температурного профиля по поперечному сечению волокна.

Как видно из рис. 4.4(a) для иттербиевого волокна даже при мощности накачки втрое больше пороговой дополнительное увеличение разности фаз после порога генерации незначительно по сравнению с допороговым. Данный факт также заметен на зависимостях полного изменения разности фаз за время импульса накачки от амплитуды мощности накачки (рис. 4.5)



Рис. 4.5. Зависимости полной разности фаз за время действия импульса накачки от мощности накачки для Yb³⁺-волокна. Вертикальной чертой отмечен порог лазерной генерации.

Из-за большой разницы коэффициентов наклона графика на рис. 4.5 до и после порога генерации можно заключить допороговое изменение разности фаз обусловлено в основном электронным механизмом.

Зависимость разности фаз от времени согласно разложению (5) представима в виде:

$$\Delta\phi(t) = \frac{4\pi^2 F_L^2}{n\lambda_s} \Delta p(\lambda_s) \Gamma_{core} \int_0^L N_2(z, t) dz, \qquad (4.5)$$

где *L* — длина активного волокна.

Исследуемая активная схема имеет достаточно низкий пороговый коэффициент усиления (см. параметры резонатора в табл. 4.2), это позволяет пренебречь влиянием усиленной спонтанной люминесценции на населённость метастабильного уровня. Такое приближение также обосновывается преимущественно линейной зависимостью полного изменения фазы от мощности накачки до порога генерации, изображённой на рис. 4.5. Будем также считать, что за время прохода фронта импульса накачки вдоль активной среды инверсия меняется незначительно. При данных предположениях система скоростных уравнений в допороговом режиме будет иметь вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{I}{h\nu} \left(\sigma_a N_{Yb} - (\sigma_a + \sigma_e) N_2 \right) - \frac{N_2}{\tau_{Yb}} \\ \frac{\partial I}{\partial z} = \Gamma_p I \left((\sigma_a + \sigma_e) N_2 - \sigma_a N_{Yb} \right), \end{cases}$$
(4.6)

где $\Gamma_P = \frac{A_{Core}}{A_{Clad}}$ — коэффициент перекрытия многомодового излучения накачки с легированной жилой, *I* и $h\nu$ — интенсивность и энергия кванта излучения накачки, *z* — продольная координата.

Для активных сред с концентрацией ионов Yb³⁺4200 ppm пороговая населённость верхнего уровня составляет менее 5%. Вследствие этого можно принять, что интенсивность накачки стационарна и экспоненциально затухает вдоль активного волокна с коэффициентом $\alpha_p = -\Gamma_p \sigma_a N_{Yb}$. Тогда из первого уравнения системы (4.6) получаем:

$$N_{2}(z,t) = \frac{I(z)}{I_{sat}\left(1 + \frac{I(z)}{I_{sat}}\right)(1+\xi)} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{Yb}}\left(1 + \frac{I(z)}{I_{sat}}\right)}\right),$$
(4.7)

где $\xi = \sigma_e / \sigma_a$, $I_{sat} = \frac{h\nu}{(\sigma_a + \sigma_e)\tau_{Yb}}$ — интенсивность насыщения на длине волны накачки. В конце импульса накачки устанавливается стационарное значение населённости верхнего уровня и вторым слагаемым в (4.7) можно пренебречь. Подставляя выражение для стационарной населённости в (4.5) и интегрируя по длине, в приближении $I \ll I_{sat}$ получаем:

$$\Delta \phi_{\text{полн}} = \delta \cdot \Delta p \cdot P, \tag{4.8}$$

$$\delta = \frac{4\pi^2 F_L^2}{n\lambda_s} \frac{\Gamma_{core} N_{Yb} (1 - e^{-\alpha_p L})}{A_{clad} \alpha_p I_{sat} (1 + \xi)},\tag{4.9}$$

где P — входная мощность накачки.

Искомую разность поляризуемостей можно определить, зная коэффициент наклона для линейной зависимости левой части графика на рис. 4.5, который равен 27.2±0.4 рад/Вт. Источником погрешности при этом будут также величины, входящие в определённый формулой (4.9) коэффициент δ . Наибольшую погрешность вносит величина Γ_{core} , которая определена путём численного расчёта профиля интенсивности основной моды, исходя из заданных, с учётом погрешностей измерения, параметров профиля показателя преломления. Для исследуемого активного волокна $\Gamma_{core} = 0.64 \div 0.70$, что соответствует относительной погрешности около 10%. Остальные параметры волокна имеют значения $N_{Yb} = 4200 \, ppm = 2.7 \cdot 10^{26} \, \text{м}^{-3}$, $A_{clad}I_{sat} = 7.3 \, \text{BT}$, $\xi = 0.66$, с точностью около 5% каждый. Исходя из этих данных получаем оценку для разности поляризуемостей ионов Yb³⁺в фосфорсиликатных световодах на длине волны 1.55 мкм: $\Delta p = (2.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-26} \, \text{см}^3$.

Существенное отличие данной величины от полученной в работе [107] может быть связано с влиянием поля ионов окружения на спектральные характеристики лазерных переходов и переходов с высших электронных оболочек атомов РЗ элементов в кварцевом стекле (в [107] были исследованы алюмосиликатные световоды).

Интегрируя по времени уравнения (4.6) методом Рунге-Кутта 4-го порядка для каждого *z*, получаем зависимости разности фаз от времени до достижения порога генерации. Для определённого выше значения разности поляризуемостей вычисленные зависимости представлены на рис. 4.4(a) в виде точечных графиков.

Кинетики изменения фазы после достижения порога генерации, изображённые на рисунке 4.4(б) с хорошей точностью аппроксимируются зависимостями вида:

$$\phi(t) = A_T \left(1 - e^{-t/\tau_T} \right) + \beta t + \beta_0, \qquad (4.10)$$

первое слагаемое характеризует процесс установления температурного профиля по поперечному сечению волокна. Зависимость амплитудного множителя и времени тепловой релаксации от мощности накачки представлена на рис. 4.6:



Рис. 4.6. Зависимость амплитудного коэффициента A_T (правая шкала) и времени τ_T (левая шкала) в формуле (4.10) от мощности накачки.

Амплитуду A_T в формуле (4.10) можно связать со средней по длине волокна разницей температур сердцевины и оболочки:

$$A_T = \frac{2\pi}{\lambda_s} Ln\alpha_T \Delta T_{core}, \qquad (4.11)$$

Для коэффициента наклона $\frac{\Delta A_T}{\Delta P} = 0.46 \pm 0.03 \frac{\text{рад}}{\text{BT}}$ имеем значение градиента $\frac{\Delta T_{core}}{\Delta P} = (0.38 \pm 0.02) \cdot 10^{-2} K/\text{BT}.$

Для проведения численных оценок и сравнения с полученными экспериментально зависимостями был проведён расчёт разогрева активного волокна на основе модели, описанной в разделе 3.1. При расчёте разности фаз необходимо также учитывать перекрытие профиля интенсивности основной моды волокна с температурным профилем в соответствии с поправкой теории возмущений [135]:

$$\Delta\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_s} n \int_0^L \frac{\alpha_T \int \Delta T(t, r, z) \psi^2(r) r \, dr}{\int \psi^2(r) r \, dr} dz, \qquad (4.12)$$

где r — радиус, $\psi(r)$ — нормированная скалярная амплитуда основной моды, T(t, r, z) — распределение температуры в волокне. Учитывая экспоненциальную зависимость поглощённой мощности накачки от продольной координаты, расчёт по формуле (4.12) можно упростить:

$$\Delta\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_s} n \frac{\alpha_T (1 - e^{-\alpha_p L})}{\alpha_p} \frac{\int \Delta T(t, r) \psi^2(r) r \, dr}{\int \psi^2(r) r \, dr},\tag{4.13}$$

Для параметров волокна, указанных в разделе 3.1 мы приведём сравнение расчётного изменения фазы за счёт разогрева сердцевины с измеренным после достижения порога генерации. На рис. 4.7 представлены расчётная и экспериментальная (кривая №17 на рис. 4.4(б)) зависимости для амплитуды импульса накачки 1,55 Вт. Как видно из графика, расчётная модель



Рис. 4.7. Сравнение расчётных и экспериментальной кинетик разности фаз

даёт большее значение разности фаз и, соответственно, температуры разогрева, чем измеряемое. Данный факт обусловлен тем, что часть возбуждённых атомов распадается за счёт спонтанных переходов, при которых размен квантов оказывается существенно меньшим. В случае ионов Yb³⁺в фосфорсиликатных световодах для заданной длины волны накачки эффективная величина размена квантов оказывается равной $\eta_{eff} \approx 0.038$ (см. раздел. 3.2.1). Точная модель должна учитывать распределение инверсии и интенсивности лазерного излучения по длине активной среды. Тем не менее, приближённые вычисления позволяют адекватно оценивать порядки величин разогрева сердцевины при заданной мощности накачки.

4.4. Кинетика изменения показателя преломления активных

световодов, легированных ионами Yb и Er

Параметры исследуемой активной лазерной схемы представлены в таблице 4.3. Результаты

| Длина, | Концентрация, | Радиус | Поглощение | $\Delta n,$ | Коэффициент |
|--------|---------------|---------------|---------------|-------------|-------------|
| м | ppm | жилы, μ м | накачки, дБ/м | 10^{-3} | пропускания |
| | | | | | выходной |
| | | | | | решётки, дБ |
| 4 | 5700/290 | 7.5 | 2.9 | 16 | -1.63 |

Таблица 4.3. Параметры иттербий-эрбиевого лазера (кинетические измерения)

измерений кинетики разности фаз при импульсной оптической накачке представлены на рис. 4.8.

Наблюдаемые разности фаз обусловлены совокупным вкладом электронных ИПП ионов $Yb^{3+}u Er^{3+}$, а также разогревом активного волокна. После достижения порога генерации инверсия в эрбиевой подсистеме принимает стационарное значение, тем не менее мы наблюдаем дополнительные изменения фазы, связанные с изменением температуры активной среды (рис. 4.8(б)).

В связи с большими значениями разности фаз на начальном участке кинетик измерения проводились при различных периодах модуляции. Длительности импульсов накачки на рис. 4.8(a) составили: 31.5 мс для кривых (1)-(6), 9.4 мс для кривых (7)-(11), 4.63 мс для кривой (12), 0.94 мс для кривых (13) и (14). В этом случае мы наблюдаем немонотонную зависимость пороговой разности фаз от мощности накачки. Это связано с тем, что при уменьшении периода модуляции уменьшается разность начальной и пороговой инверсии населённостей, что и демонстрируют рис. 4.8(a) (ср. пороги кривых 5, 6 и 7, 8).

На рис. 4.9 представлены зависимость полного изменения фазы за время длительности импульса от мощности накачки. Количественное описание этих зависимостей существенно для разделения вклада электронного и теплового механизма в общее ИПП.

Зависимость разности фаз от времени представима в виде суммы электронного и тепло-



Рис. 4.8. а) Зависимости разности фаз от времени при включении и выключении импульса накачки для Yb³⁺/Er³⁺-волокна, пороги генерации отмечены белыми круглыми точками; б) Зависимости разности фаз от времени после достижения порога генерации, начало отсчёта по оси абсцисс соответствует моменту начала лазерной генерации.



Рис. 4.9. Зависимости полной разности фаз за импульса время накачки от мощности накачки для Yb³⁺/Er³⁺-волокна. Haграфике добавлены расчётные зависимости электронных вклада теплового И механизмов ИПП OT ионов эрбия иттербия. Вертикальной линией и отмечен порог лазерной генерации

вого вкладов:

$$\Delta\phi(t) = \Delta\phi_e(t) + \Delta\phi_T(t) = \frac{4\pi^2 F_L^2}{n\lambda_s} \sum_{j=Yb,Er} \Delta p_j(\lambda_s) \int_0^L N_m^j(z,t) \, dz +$$

$$+\frac{2\pi}{\lambda_s}n\int_{0}^{L}\alpha_T\Delta T(z,t)\,dz,\quad(4.14)$$

где N_m^j - населённость метастабильного уровня соответствующего иона, $\Delta p_j(\lambda_s)$ — разность поляризуемостей основного и метастабильного уровней на длине волны зондирующего излучения, $\Delta T(z,t)$ — прирост температуры в сердцевине волокна, предполагаемый однородным в пределах диаметра основной моды.

В связи с тем, что исследуемая активная схема имеет достаточно низкий пороговый коэффициент усиления (см. параметры резонатора в табл. 4.3), пренебрежём влиянием усиленной спонтанной люминесценции на населённость метастабильного уровня. Будем также считать, что за время прохода фронта импульса излучения накачки вдоль активной среды инверсия меняется незначительно. При данных предположениях система скоростных уравнений в допороговом режиме будет иметь вид (см. например [52]):

$$\begin{cases}
\frac{\partial N_4(z)}{\partial t} = -\frac{N_4(z)}{\tau_{Er}} + \frac{N_3(z)}{\tau_{NR}} \\
\frac{\partial N_3(z)}{\partial t} = -\frac{N_3(z)}{\tau_{NR}} + c_{cr}(N_2(z)N_5(z) - N_3(z)N_1(z)) \\
\frac{\partial N_2(z)}{\partial t} = -\frac{N_2(z)}{\tau_{Yb}} - c_{cr}(N_2(z)N_5(z) - N_3(z)N_1(z)) + \\
+ \frac{I(z)}{h\nu}(\sigma_a N_{Yb} + (\sigma_a + \sigma_e)N_2(z)) \\
\frac{\partial I(z)}{\partial z} = -I(z)\Gamma_p(\sigma_a N_{Yb} + (\sigma_a + \sigma_e)N_2(z)),
\end{cases}$$
(4.15)

где N_1 , N_2 , N_3 , N_4 , N_5 – зависящие от продольной координаты населённости уровней ${}^2F_{7/2}$, ${}^2F_{5/2}$, ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{15/2}$ соответственно (см. схему уровней на рис. 1.3), τ_{Er} – время излучательной релаксации метастабильного уровня ${}^4I_{13/2}$ ионов эрбия, $\tau_{Nr} = 1$ мкс – безызлучательное время релаксации для перехода ${}^4I_{11/2} \longrightarrow {}^4I_{13/2}$, c_{cr} – введённый ранее (формула (1.10)) коэффициент переноса возбуждения. Населённости уровней подчиняются условиям нормировки:

$$N_1 + N_2 = N_{Yb}, \qquad N_3 + N_4 + N_5 = N_{Er},$$
(4.16)

где N_{Yb} и N_{Er} – концентрации ионов иттербия и эрбия в активной среде.

Как указано в [52], в случае реализации механизма сильного некогерентного взаимодействия скорость переноса возбуждения $c_{cr}N_{Yb}$ в фосфатных световодах может составлять $10^7 c^{-1}$ и более. Данное значение достижимо в световодах с кластеризацией редкоземельных ионов в случае когда $N_{Yb}/N_{Er} > 15$.

Используя величину скорости переноса возбуждения для расчётов в модели (4.15), произведём численное интегрирование первых трёх уравнений по времени, а затем, используя четвёртое уравнение - по продольной пространственной координате z. В результате получим зависимости населённостей от времени для различных z. Используя соотношение (4.14), можно аппроксимировать полученными расчётными зависимостями экспериментальные данные по кинетикам изменения фазы, подобрав подходящие значения разности поляризуемостей для лазерных уровней ионов иттербия и эрбия. Для вычисления теплового вклада в ИПП необходимо также решить нестационарное уравнение теплопроводности:

$$k\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial T}{\partial r} + Q(t) = \rho c_v \frac{\partial T}{\partial t},$$
(4.17)

с зависящим от времени тепловым источником:

$$Q(t) = \frac{N_3(t)}{\tau_3} \eta',$$
(4.18)

где η' — разность энергий уровней ${}^{4}I_{11/2}$ и ${}^{4}I_{13/2}$ ионов Er^{3+} . С достаточной степенью точности для расчётов можно принять:

$$\eta' = hc \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_{Er}^*}\right),\tag{4.19}$$

где λ_{Er}^* — длина волны в максимуме спектра сечений люминесценции ионов Er^{3+} . Геометрические и тепловые параметры волокна приняты такими же, как и у иттербиевых волокон, за исключением диаметра сердцевины, указанного в табл. 4.3.

Вычисленные зависимости разности фаз от времени представлены на рис. 4.8(a) точечными графиками для первых шести кривых тем же цветом. Для аппроксимации использовались значения разности поляризуемостей $\Delta p_{Yb} = 2 \cdot 10^{-26} \text{ см}^3$, $\Delta p_{Er} = 0.14 \cdot 10^{-26} \text{ см}^3$. Следует заметить, что, во-первых, величина значительно превышает Δp_{12} , представленное в табл. 4.1, во-вторых, знак изменения фазы эрбиевых электронных ИПП при оптической накачке совпадает со знаком для иттербиевых ИПП. Это связано с влиянием более высоких энергетических уровней РЗ ионов по сравнению с метастабильным, которые определяют изменение разности поляризуемостей в соответствии с общим выражением (1.42).

На рис. 4.10 представлены зависимости разности фаз от времени для электронного и теплового механизмов ИПП в сравнении с экспериментальной кривой №4 рис. 4.8(a), а также распределение населённостей лазерных уровней по длине активного волокна для различных моментов времени. Здесь населённости N_3^n и N_3^n нормированы на концентрацию ионов Er^{3+} , а N_2^n — на концентрацию Yb³⁺.

На рисунке хорошо видно, что вклады различных механизмов в ИПП в иттербий-эрбиевых волокнах оказываются сравнимыми. Для получения зависимости этих вкладов от мощности накачки, значения фазы также отложены на рис. 4.9. Для мощности накачки меньше пороговой используются расчётные значения фаз на момент окончания импульса накачки, для мощности накачки больше пороговой - на момент начала лазерной генерации. Пропорциональность теплового и электронного вклада от ионов эрбия обусловлена тем, что при достижении равновесия мощность теплового источника пропорциональна населённости метастабильного уровня ионов эрбия:

$$Q \sim \frac{N_3}{\tau_3} = \frac{N_4}{\tau_2},$$
 (4.20)

Резкий рост вклада иттербиевых электронных ИПП связан с неоднородным распределением накачки по длине активного волокна - при больших мощностях накачки появляются участки активной среды, в которых эрбиевая подсистема практически полностью инвертируются и перенос возбуждения на них не происходит, что приводит к росту населённости метастабильного уровня ионов иттербия их увеличению вклада в результирующее ИПП. Коэффициент наклона для зависимости для иттербиевых электронных ИПП на данном графике составляет 14.5 рад/Вт.

Кинетики изменения фазы после достижения порога генерации (рис. 4.8(б)) аппрокси-



Рис. 4.10. Сравнение расчётных и экспериментальной (кривая №4 рис. 4.8(а)) кинетик разности фаз для различных механизмов ИПП в иттербий-эрбиевом волокне. На трёх правых графиках указана зависимости населённостей различных уровней при заданной мощности накачки от продольной координаты *z* в различные моменты времени в интервале от 0 до 25 мс после включения накачки. Стрелкой указано направление возрастания времени.

мируются выражением:

$$\phi(t) = A_T \left(1 - e^{-t/\tau_T} \right) + A_X \left(1 - e^{-t/\tau_X} \right) + \beta t + \beta_0, \tag{4.21}$$

Зависимость амплитуд и времён релаксации, определённых в формуле (4.21), от мощности накачки представлены на рис. 4.11. Зависимости, построенные по формуле (4.21), изображены на рис. 4.8(б) белыми графиками поверх экспериментальных.

Меньшее из времён релаксации, без учёта отдельного значения вблизи мощности накачки 3 Вт, составляет $\tau_X = 65 \pm 10$ мкс. Столь малое значение указывает на нетепловую природу механизма ИПП. Эти изменения связаны с дополнительным приростом инверсии в иттербиевой подсистеме при установлении равновесных населённостей после достижения порога генерации.



Рис. 4.11. Зависимость амплитуд и времён релаксации от мощности накачки для кинетик изменения фазы после достижения порога генерации. Значения времён отложены по левой шкале в логарифмическом масштабе, значения амплитуд - по правой шкале в линейном масштабе

Коэффициенты наклона в зависимостях амплитуд A_T , A_X и $A_T + A_X$ от мощности накачки равны соответственно 2.1 рад/Вт, 1.8 рад/Вт и 3.9 рад/Вт. Если предположить, что за прирост температуры в сердцевине волокна отвечает только медленная часть кинетики (4.21), то из коэффициента наклона для A_T получаем, согласно выражению (4.11) оценку средней по длине волокна разницы температур между сердцевиной и оболочкой $0.7 \cdot 10^{-2} K/BT$.

Для сравнения вкладов различных физических процессов в общие изменения как температуры, так и показателя преломления, результаты измерений для Yb³⁺/Er³⁺-волокон, а также для Yb³⁺-волокон, описанные ранее в предыдущем разделе, суммированы в табл. 4.4. Все значения в данной таблице представлены в расчёте на 1 Вт поглощённой мощности

| | Тепловой | Электронный | Тепловой | Активная среда | |
|--|----------------------|---------------------|----------------------|--------------------------------------|--|
| | (Разогрев | (Разность | (Стационарный | | |
| | сердцевины) | поляризуемостей) | разогрев волокна) | | |
| $\frac{\Delta n}{\Delta P}, 1/B_{\rm T}$ | $0.38 \cdot 10^{-7}$ | $3.3 \cdot 10^{-6}$ | $0.59 \cdot 10^{-5}$ | VL ³⁺ | |
| $\frac{\Delta T}{\Delta P}, K/_{\rm BT}$ | $0.38 \cdot 10^{-2}$ | | 0.59 | | |
| $\frac{\Delta n}{\Delta P}, 1/B_{\rm T}$ | $0.7 \cdot 10^{-7}$ | $8.4 \cdot 10^{-7}$ | $3.5 \cdot 10^{-5}$ | $V_{\rm h}^{3+}/\Gamma_{\rm h}^{3+}$ | |
| $\frac{\Delta T}{\Delta P}, K/_{\rm BT}$ | $0.7 \cdot 10^{-2}$ | | 3.5 | | |

Таблица 4.4. Характеристики ИПП для различных механизмов в исследуемых активных средах

накачки и сгруппированы по типу активной среды. В первой строке каждой группы приведены величины изменения температуры, во второй строке - соответствующие им величины ИПП. Поскольку для электронного механизма не имеет физического смысла сопоставлять какую-либо температуры, то соответствующие ячейки в таблице оставлены пустыми. В первом столбце - значения для разницы температур между сердцевиной и оболочкой активного волокна, измеренные по кинетике изменения фазы после достижения порога генерации. Во втором - величины ИПП для электронного механизма при изменении населённостей метастабильных уровней активных ионов, определённые по коэффициентам наклона на зависимостях рис. 4.5, 4.9 и 4.11. Для иттербиевых волокон данные ИПП происходят только до достижения порога генерации, для иттербий-эрбиевых - практически при любых мощностях накачки. Максимальная мощность теплового источника в иттербий-эрбиевых волокнах в полностью инвертированных частях эрбиевой подсистемы не превышает $Q = \eta' \frac{N_{Er}}{\tau_2}$. Поэтому области преимущественного влияния электронного или теплового механизма на профиль показателя преломления в таких волокнах оказываются пространственно разделёнными. В третьем столбце представлены величины разогрева волокна в условиях теплового равновесия, полученные из стационарных измерений интерферометром Маха-Цандера в условиях воздушного теплообмена.

Как видно из табл. 4.4 отношение величин разогрева в стационарном случае примерно соответствуют отношению размена квантов накачки и генерации для Yb³⁺и Yb³⁺/Er³⁺-волокон, в то время как отношение величин относительного разогрева сердцевины гораздо больше, что связано с более протяжённой (в поперечном сечении) геометрией теплового источника.

Как видно из рисунков 4.4 и 4.8, в более общей постановке задачи электронный механизм ИПП на основе знаний о спектральных свойствах активных ионов позволяет измерять кинетические характеристики релаксации электронных возбуждений в лазерных средах. Данная измерительная техника будет продемонстрирована в следующем разделе на примере исследования кинетики безызлучательной релаксации возбуждений в эрбиевых световодах.

4.5. Исследование кинетики безызлучательной релаксации в активной среде интерферометрическим методом

Согласно результатам, изложенным в предыдущем разделеле, кинетики изменения показателя преломления позволяют измерить в том числе времена релаксации метастабильного состояния в активных ионах. Логическим продолжением данной методики была бы возможность исследования кинетик безызлучательной релаксации.

Исследование скоростей и механизмов безызлучательной релаксации и переноса возбуждения в активных средах является одной из основных задач лазерной физики. Кинетические

121

характеристики процессов релаксации в наибольшей степени определяют потенциальные возможности активных элементов твердотельных лазеров. Достаточно подробный обзор основных физических механизмов, приводящих к безызлучательной релаксации и определяющих скорости этих процессов, приведён во Введении.

Изучение кинетики безызлучательной релаксации в большинстве случаев осуществляется косвенными методами на основе измерения кинетики люминесценции уровня, с которого происходит безызлучательный переход, либо по кинетике люминесценции с метастабильного уровня на который осуществляется безызлучательный переход. Типичная схема экспериментального стенда включает в себя мощный импульсный лазер, обеспечивающий селективное возбуждение активных ионов, криостат с образцом, спектрометр и высокочувствительный охлаждаемый фотодиод для регистрации сигнала фотолюминесценции [23]. При такой постановке эксперимента накладываются существенные требования на мощность возбуждающего источника и чувствительность приёмной аппаратуры.

Использование электронного механизма ИПП для наблюдения электронных переходов позволяет обойти ряд этих трудностей. В частности, необходимая чувствительность фотоприёмника определяется диапазоном изменения разности фаз при селективном импульсном возбуждении и интенсивностью зондирующего излучения, которую можно сделать достаточно большой для регистрации сигнала произвольным фотодиодом.

В настоящей работе приводится демонстрация данной методики применительно к измерению безызлучательного времени жизни ионов Er^{3+} в состоянии ${}^{4}I_{^{11/2}}$, при возбуждении на длине волны 979 нм. Объектом для измерений является коммерчески доступное одномодовое активное эрбиевое волокно Lucent HP980, параметры которого приведены ниже:

- Длина волокна 6 м;
- Диаметр сердцевины 5 мкм;
- Концентрация и
онов ${\rm Er}^{3+}-200$ ppm;
- Коэффициент поглощения одномодовой накачки (на 979 нм) 4 д
Б/м;

Также, как и в схеме измерения кинетик ИПП иттербиевых и иттербий-эрбиевых волокон, исследуемое волокно встраивается в измерительное плечо интерферометра, только в этом случае не используются брэгговские решётки. Для подавления обратного отражения в активное плечо также помещается оптический изолятор. Ввод одномодового излучения накачки осуществляется через волоконный мультиплексор на длины волн 980 нм и 1550 нм.

В качестве источника излучения накачки используется иттербиевый одномодовый волоконный лазер на длину волны 979 нм с торцевой диодной накачкой. Путём подбора режима модуляции тока накачки реализовывается режим генерации первого релаксационного пика с длительностью 0.3 мкс на полувысоте импульса. Данное излучение и использовалось кратковременного импульсного возбуждения активных ионов. Схема экспериментального стенда представлена на рис. 4.12.



Рис. 4.12. Схема экспериментальной установки: DFB - источник зондирующего излучения ($\lambda_s = 1304$), λ_{lum} — излучение усиленной спонтанной люминесценции на длине волны 1.55, $\lambda_p = 979$ — длина волны излучения накачки, PD1 — PD3 - фотоприёмники, WDM — волоконный мультиплексор, ISO — оптический изолятор, OSC - четырёхканальный цифровой осциллограф, Att. — оптический аттеньюатор.

В этом случае цифровой осциллограф детектирует четыре синхронизованные осцилограммы: сигнала модуляции тока накачки, зондирующего излучения (PD1), излучения накачки (PD2) и излучения усиленной спонтанной люминесценции на длине волны 1.55 мкм, распространяющегося противоположно направлению накачки (PD3). Для компенсации потерь, связанных с прохождением зондирующего излучения через мультиплексор и изолятор в активном плече, в пассивное плечо встраивается оптический аттеньюатор.

Ниже на рис. 4.13 приведён пример осциллограмма импульса накачки, а на рис. 4.14 показаны соответствующие этому импульсу измеряемые сигналы.



Рис. 4.13. Осциллограмма мощности импульса накачки

На графике рис. 4.14 значения напряжений, соответствующие осциллограмме сигнала



Рис. 4.14. Пример измеряемых сигналов тока диода накачки, мощности накачки на 979 нм, интерференционного сигнала зондирующего излучения и люминесценции ионов эрбия на длине волны 1.55 мкм

люминесценции на 1.55 мкм, отложены по правой шкале, а для остальных сигналов — на левой. Из графика видно, что участок спада сигнала зондирующего излучения соответствует росту интенсивности люминесценции на 1.55 мкм, т.е. населённости метастабильного состояния ${}^{4}I_{13/2}$ ионов Er^{3+} , а, следовательно, и уменьшению населённости вышележащего терма ${}^{4}I_{11/2}$ за счёт безызлучательной релаксации. Таким образом, зависимость разности фаз от времени на этом участке определяет скорость безызлучательной релаксации на переходе ${}^{4}I_{11/2} \longrightarrow {}^{4}I_{13/2}$.

Энергия импульса, приведённого на рисунке 4.13 составила 0.67 мкДж. Всего же была проведена серия из четырёх измерений с импульсами накачки, имеющими пиковую мощность 0.76 Вт, 1.24 Вт, 1.42 Вт, 1,62 Вт и, соответственно, энергии 0.67 мкДж, 1.26 мкДж, 1.81 мкДж, 3.14 мкДж, что также соответствует числу фотонов накачки 0.33·10¹³, 0.62·10¹³, 0.89·10¹³, 1.55·10¹³. Зависимости разности фаз от времени, вычисленные по измеренным кинетикам для всех четырёх измерений представлены на рис. 4.15



Рис. 4.15. Кинетики разности фаз для серии из четырёх измерений и их экспоненциальные аппроксимации

Представленные кинетики аппроксимируются выражением:

$$\Delta\phi(t) = A_{NR}e^{-t/\tau_{NR}} + \beta t + \beta_0,, \qquad (4.22)$$

Первое слагаемое отвечает за безызлучательный переход, а остальные слагаемые — за медленную излучательную релаксацию метастабильного состояния. При интерпретации результатов мы предполагаем, что в связи с малой энергией возбуждающих импульсов можно пренебречь влиянием ASE на населённости уровней, и наблюдаемые кинетики обусловлены в основном спонтанными переходами. Также, в связи с высокой частотой повторения импульсов, мы пренебрегаем влиянием тепловых эффектов на ИПП, которые, как было показано ранее, имеют место на существенно больших временных масштабах.

Для всех четырёх кинетик указанная аппроксимация даёт значение для постоянной времени $\tau_{NR} = 13 \pm 0.1$ мкс. Эта величина и принимается равной времени безызлучательной релаксации для состояния ${}^{4}I_{11/2}$ ионов Er^{3+} в исследуемом волокне.По порядку измеренная величина соответствует времени безызлучательной релаксации для аналогичных типов активных сред [35?]. Точное значение τ_{NR} для данного конкретного типа волокна авторам найти не удалось.

Для оценки величины отклика среды при селективном возбуждении этого состояния аппроксимируем средние по длине активного волокна населённости уровней следующими зависимостями:

$$\begin{cases} N_4(t) = \left(N_4^0 + \Delta N \left(1 - e^{-t/\tau_{NR}}\right)\right) e^{-t/\tau_{Er}} & \text{для терма} \,{}^4I_{13/2}, \\ N_3(t) = \Delta N e^{-t/\tau_{NR}} & \text{для терма} \,{}^4I_{11/2}, \end{cases}$$
(4.23)

где N_4^0 – начальная (до импульса накачки) и конечная населённость метастабильного уровня, ΔN – прирост населённости уровня ${}^4I_{11/2}$ при импульсном возбуждении, $\tau_{Er} = 10ms$ – излучательное время жизни ионов Er^{3+} в метастабильном состоянии. Подставляя данные выражения в (1.47) и сравнивая получившееся выражение с аппроксимацией (4.22), для параметров аппроксимации можно получить следующее соотношение:

$$\frac{\beta}{A_{NR}} = \frac{\frac{N_4^0}{\Delta N} + 1}{\left(1 - \frac{\Delta p_{31}}{\Delta p_{21}}\right) \tau_{Er}},\tag{4.24}$$

где Δp_{31} и Δp_{21} – разность поляризуемостей между состояниями ${}^{4}I_{11/2}$ и ${}^{4}I_{13/2}$, соответственно, и основным состоянием. Значение величин ${}^{N_{4}^{0}}/\Delta N$ можно получить из осциллограмм интенсивности спонтанной люминесценции. Для проведённых четырёх серий измерений мы получили отношение разностей поляризуемостей: ${}^{\Delta p_{31}}/{}_{\Delta p_{21}} = 1.84 \pm 0.15$. Отметим, что равенство знаков разностей поляризуемостей также указывает на преобладающий вклад более высокоэнергетичных переходов по сравнению с используемыми в трёхуровневой схеме накачки ионов Er^{3+} .

Следует также заметить, что в подобных условиях эксперимента, сигнал интерференции зондирующего излучения является существенно более информативным по сравнению с кинетикой люминесценции с метастабильного уровня (см. рис. 4.14). При этом для получения значения времени перехода с достаточной точностью требуются чрезвычайно малые величины энергий импульса накачки (порядка нескольких мкДж). Таким образом, при грамотной постановке эксперимента, применяемая методика может являться мощным инструментом для исследования процессов динамики поляризуемости и электронных переходов в активных средах, позволяющим значительно снизить требования на мощность источников накачки и чувствительность приёмной аппаратуры.

4.6. Выводы

Выполнено измерение кинетики изменения показателя преломления (ИПП) в иттербиевый и иттербий-эрбиевых световодах на основе схемы инерферометра с модулированной оптической накачкой. Вклад теплового и электронного механизмов ИПП разделён экспериментально, поскольку после достижения порога генерации инверсия принимает стационарное значение и последующее ИПП обусловлено преимущественно тепловым механизмом.

На основе измерения кинетик разности фаз определена разность поляризуемостей для основного и метастабильного уровня ионов Yb³⁺в фосфорсиликатных активных световодах

на длине волны 1.55 мкм: $\Delta p = (2.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-26} \text{ см}^3$. На основе подхода скоростных уравнений выполнено моделирование динамики населённостей лазерных уровней в активной иттербиевой среде, и, с помощью полученного значения разности поляризуемостей, получено удовлетворительное согласие расчётных и экспериментально измеренных кинетик разности фаз.

По измерениям кинетики ИПП после достижения порога лазерной генерации определён коэффициент, соответствующий среднему по длине активного волокна приросту разности температур сердцевины и оболочки в расчёте на 1 Вт мощности накачки: $\frac{\Delta T_{core}}{\Delta P} = 0.38 \cdot 10^{-2} K/B_{\rm T}.$

Аналогичные измерения и вычисления выполнены для с Yb³⁺/Er³⁺-световодов, при этом для оценки ИПП до порога генерации необходимо учитывать как вклад электронного механизма от обоих типов ионов, так и тепловой вклад в связи со значительным разменом квантов накачки и лазерного излучения. Выполнено моделирование тепловыделения на основе нестационарного уравнения теплопроводности и динамики населённостей на основе скоростных уравнений с учётом процессов переноса электронного возбуждения между ионами Yb³⁺и Er³⁺. Для разностей поляризуемостей получены значения: $\Delta p_{Yb} = 2 \cdot 10^{-26}$ см³.

На основе кинетик разности фаз после порога генерации измерен аналогичный иттербиевым волокнам коэффициент, соответствующий среднему по длине активного волокна приросту разности температур сердцевины и оболочки в расчёте на 1 Вт мощности накачки. Для иттербий-эрбиевого волокна он составил $0.7 \cdot 10^{-2} K/B$ т.

Предложено обобщение интерференционной методики для исследования безызлучательных переходов в активных средах на основе прозрачных диэлектриков. Применение данной методики продемонстрировано на примере измерения безызлучательного времени жизни терма ${}^{4}I_{11/2}$ ионов Er^{3+} в активном эрбиевом волокне, которое, по результатам измерений, составляет $\tau_{NR} = 13 \pm 0.1$ мкс.

Заключение

- 1. В работе предложен экспериментальный метод измерения температуры в сердцевине активного волоконного световода в условиях мощной лазерной генерации. Метод основан на использовании оптической схемы волоконного интерферометра Маха-Цандера, либо интерферометра Майкельсона, в одно из плеч которого помещена активная схема волоконного лазера. Данный метод позволяет измерять среднее по длине волокна приращение температуры в сердцевине.
- Разработан автоматизированный экспериментальный стенд по измерению стационарного приращение температуры при оптической накачке волоконного лазера. Выполнена калибровка стенда с использованием внешнего разогрева активного плеча интерферометра и определён температурный коэффициент показателя преломления.
- 3. Выполнены измерения абсолютной величины и скорости приращения средней по длине волокна температуры Yb³⁺и Yb³⁺/Er³⁺световодов в регулярном тепловом режиме при различных условиях теплоотвода. Продемонстрированы особенности теплового режима волокна вблизи порога генерации и предложено их объяснение. На основе кинетики разогрева волокна произведена оценка величины коэффициента конвекционного теплообмена усреднённой по поверхности волокна. Выполнено численное моделирование распределения температуры по длине активного световода в условиях лазерной генерации и получено согласование с наблюдаемыми в эксперименте зависимостями.
- 4. Экспериментально продемонстрирована зависимость коэффициента конвекционного теплообмена от разности температур волокна и окружающей среды. Для исследуемого типа активного световода в диапазоне мощности накачки до 30 Вт данная зависимость представляет собой квадратичную функцию.
- 5. На основе интерферометрических измерений с модуляцией мощности накачки произведена оценка средней по длине волокна разности температур сердцевины и оболочки в зависимости от мощности накачки. Данная величина оказывается пренебрежимо мала по сравнению со средним по поперечному сечению приращением температуры.
- 6. Вклад электронного и теплового механизма в ИПП сердцевины активного световода экспериментально разделяется после достижения порога лазерной генерации в связи

с тем, что инверсия активной среды принимает стационарное значение. При этом по результатам измерений в допороговом режиме определены величины разности поляризуемостей основного и метастабильного уровней активных ионов Yb³⁺и Er³⁺на длине волны зондирующего излучения.

7. Предложено применение интерференционной методики для исследование кинетики безызлучательных переходов в активных средах твердотельных и волоконных лазеров.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю О.А. Рябушкину – за научное руководство, выбор интересной темы для исследования и многолетнее терпение, преподавателям кафедры «Фотоника» ФФКЭ МФТИ – В.С. Бутылкину, Б.Л. Давыдову, П.С. Фишеру, С.Г. Дмитриеву и А.Д. Шатрову за полученные знания и научные консультации, без которых выполнение данной работы не представляется возможным, сотрудникам 101 отдела НТО «ИРЭ-Полюс» – М.Ю. Вяткину, В. Транёву, Д. Мясникову, А.Л. Александрову, И. Зайцеву за бесценный опыт работы в области волоконной оптики, помощь в организации экспериментов и постоянную ментальную поддержку. Автор также благодарен своим коллегам, студентам и аспирантам кафедры «Фотоника», в частности, Д.Т. Демьянкову, Р.И. Шайдуллину, А.В. Коняшкину, В.А. Тыртышному, А. Доронкину – за совместную работу и подробное обсуждение многих вопросов, сотрудникам, инженерам и технологам НТО «ИРЭ-Полюс» – за технические консультации, помощь в выделении материалов и оборудования для выполнения измерений.

Список публикаций по теме диссертации

- Гайнов, В. Измерение температуры в сердцевине активных волоконных световодов в условиях лазерной генерации [Текст] / В.В. Гайнов, Р.И. Шайдуллин, О.А. Рябушкин // Приборы и Техника Эксперимента. — 2010. — № 6. — С. 86–93.
- [2] Гайнов, В. Стационарный разогрев активных волоконных световодов при оптической накачке [Текст] / В.В. Гайнов, Р.И. Шайдуллин, О.А. Рябушкин // Квант. электроника. — 2011. — Т. 41, № 7. — С. 637–643.
- [3] Гайнов, В. Изменение показателя преломления и температуры в сердцевине активных волоконных световодов при оптической накачке [Текст] / В.В. Гайнов, О.А. Рябушкин // Квант. электроника. — 2011. — Т. 41, № 9. — С. 809–814.
- [4] Гайнов, В. Кинетика изменения показателя преломления в сердцевине активных волокон, легированных ионами Yb³⁺ и Er³⁺, при импульсной оптической накачке [Tekct] / В.В. Гайнов, О.А. Рябушкин // Оптика и спектроскопия. 2012. Т. 112, № 3. С. 510–518.
- [5] Gainov, V. Interferometric technique for investigation of nonradiative transition kinetics in silica-fiber laser media [Text] / Vladimir Gainov, Oleg Ryabushkin, Mikhail Vyatkin // Opt. Lett. — 2015. — Dec. — Vol. 40, no. 23. — P. 5494–5497.
- [6] Гайнов, В. Кинетика изменения показателя преломления в сердцевине активного световода волоконного лазера в условиях импульсной оптической накачки [Tekct] / В.В. Гайнов, А.А. Каверзин, О.А. Рябушкин // Сборник трудов 7-й Международной научной конференции ЛФиОТ'08. Т. 1. Минск, Беларусь : [б. и.], 2008. Июнь. С. 13–16.
- [7] Шайдуллин, Р. Коаксиальная модель разогрева активного волокна в режимах фотолюминесценции и генерации в волоконном лазере [Текст] / Р.И. Шайдуллин, В.В. Гайнов, О.А. Рябушкин // Сборник трудов 7-й Международной научной конференции ЛФи-ОТ'08. – Т. 3. – Минск, Беларусь : [б. и.], 2008. – Июнь. – С. 461–464.
- [8] Gainov, V. Temperature measurement of a core of the active optical fiber in lasing regime
 [Text] / V.V. Gainov, D.T. Demyankov, O.A. Ryabushkin // 3rd International Symposium on
 High-Power Fiber Lasers and Their Applications. St. Petersburg, Russia : [s. n.], 2006. —
 P. P.1.

- [9] Gainov, V. Experimental investigation of refractive index change in Yb-doped fiber under optical pumping [Text] / V.V. Gainov, A.A. Kaverzin, O.A. Ryabushkin // 4th International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications. — St. Petersburg, Russia : [s. n.], 2008. — June.
- [10] Shaidullin, R. Coaxial model of heating of an active optical fiber in regimes of photoluminescense and generation in ytterbium-doped fiber laser [Text] / R.I. Shaidullin, V.V. Gainov, O.A. Ryabushkin // 4th International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications. — St. Petersburg, Russia : [s. n.], 2008. — June.
- [11] Gainov, V. Kinetics of refractive index change in the core of Yb/Er-doped fiber [Text] / V.V. Gainov, R.I. Shaidullin, O.A. Ryabushkin // 5th International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications. — St. Petersburg, Russia : [s. n.], 2010. — June. — P. SyTu–p10.
- [12] Gainov, V. Experimental investigation of thermal effects in the core of doped fiber [Text] / V.V. Gainov, D.T. Demyankov, O.A. Ryabushkin // International Conference on Lasers, Applications and Technologies (ICONO/LAT 2007). — Minsk, Belarus : [s. n.], 2007. — May. — P. LO1/IV–7.
- [13] Gainov, V. Kinetics of the pump-induced refractive index change in a core of rare-earth-doped fibers [Text] / V.V. Gainov, O.A. Ryabushkin // International Conference on Lasers, Applications and Technologies (ICONO/LAT 2010). — Kazan, Russia : [s. n.], 2010. — August. — P. LTuL16.
- [14] Shaydullin, R. Temperature measurements in the core of the optically pumped yb and Yb/Er doped fibers [Text] / R.I. Shaydullin, V.V. Gainov, O.A. Ryabushkin // International Conference on Lasers, Applications and Technologies (ICONO/LAT 2010). — Kazan, Russia : [s. n.], 2010. — August. — P. LTuL13.
- [15] Gainov, V. V. Core temperature measurement of an active optical fiber in lasing regime [Text] / V. V. Gainov, D. T. Demyankov, O. A. Ryabushkin // CLEO/Europe and IQEC 2007 Conference Digest. — [S. l.] : Optical Society of America, 2007. — P. CJ2.
- [16] Gainov, V. V. Kinetics of refractive index change in the core of an active fiber under pulsed optical pumping [Text] / V. V. Gainov, O. A. Ryabushkin // 3rd EPS-QEOD Europhoton Conference. — Paris, France : [s. n.], 2008. — September.

- [17] Gainov, V. Time variation of refractive index in the core of active fiber under pulsed optical pumping [Text] / V.V. Gainov, O.A. Ryabushkin // 34th European Conference on Optical Communication (ECOC 2008). — [S. l. : s. n.], 2008. — Sept. — P. 1.24.
- [18] Gainov, V. Temperature measurement in the core of an active ber under high-power lasing conditions using quadrature interferometer [Text] / V.V. Gainov, O.A. Ryabushkin // Progress in Electromagnetic researth Symposium (PIERS 2016).—Shanghai, China : [S. n.], 2016.—August.

Литература

- [19] Einstein, A. Zur quantentheorie der strahlung [Text] / A. Einstein // Physik Z. 1917. Bd. 18. S. 121.
- [20] Maiman, T. Stimulated optical radiation in ruby [Text] / T. Maiman // Nature. 1960. —
 Vol. 187. P. 494.
- [21] Geusic, J. E. Laser oscillations in Nd-doped yttrium aluminium, yttrium gallium and gadolinium garnets [Text] / J. E. Geusic, H. M. Marcos, L. G. Van Uitert // Applied Physics Letters. — 1964. — Vol. 4, no. 10. — P. 182–184.
- [22] Snitzer, E. Optical maser action of Nd⁺³ in a barium crown glass [Text] / E. Snitzer // Phys. Rev. Lett. — 1961. — Dec. — Vol. 7. — P. 444–446.
- [23] Лазерные фосфатные стёкла [Текст] / Н.Е. Алексеев, В.П. Гапонцев, М.Е. Жаботинский [и др.]; Под ред. М.Е. Жаботинский. — М. : Наука, 1980.
- [24] Алфёров, Ж. Двойные гетероструктуры: концепция и применения в физике, электронике и технологии. [Текст] / Ж.И. Алфёров // УФН. — 2000. — Т. 172, № 9. — С. 1068–1086.
- [25] Кравцов, Н. Основные тенденции развития твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой [Текст] / Н.В. Кравцов // Квант. электроника. — 2001. — Т. 31, № 8. — С. 661–677.
- [26] Boulon, G. Why so deep research on Yb³⁺-doped optical inorganic materials [Text] /
 G. Boulon // Journal of Alloys and Compounds. 2008. Vol. 451. P. 1–11.
- [27] Krupke, W. Ytterbium solid-state lasers the first decade [Text] / W.F. Krupke // IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics. — 2000. — Vol. 6, no. 6. — P. 1287–1296.
- [28] Мезенов, А. Термооптика твердотельных лазеров [Текст] / А.В. Мезенов, Л.Н. Сомс, А.И. Степанов. — М. : Машиностроение, 1986.
- [29] On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials [Text] / Sebastien Chenais, Frederic Druon, Sebastien Forget [et al.] // Progress in Quantum Electronics. — 2006. — Vol. 30, no. 4. — P. 89 – 153.

- [30] Recent developments in high power thin disk lasers at TUMPF laser [Text] / Tina Gottwald,
 Vincent Kuhn, Sven-Silvius Schad [et al.] // Proc. SPIE. 2013. Vol. 8898. —
 P. 88980P-88980P-7.
- [31] Diffraction limited ultra-high-power fiber lasers [Text] / Valentin Gapontsev, V. Fomin, A. Ferin, M. Abramov // Advanced Solid-State Photonics. — [S. l.] : Optical Society of America, 2010. — P. AWA1.
- [32] Hoppe, U. A structural model for phosphate glasses [Text] / Uwe Hoppe // Journal of Non-Crystalline Solids. — 1996. — Vol. 195, no. 1–2. — P. 138 – 147.
- [33] C.Robinson. Co-ordination of Yb³⁺ in phosphate, silicate, and germinate glasses [Text] /
 C.Robinson, J. Fournier // J. Phys. Chem. Solids. 1970. Vol. 31. P. 895–904.
- [34] Resonantly enhanced nonlinearity in doped fibers for low-power all-optical switching: A review [Text] / M.J. Digonnet, R.W. Sadowski, H.J. Shaw., R.H. Pantell // Opt. Fib. Techn. — 1997. — Vol. 3. — P. 44–64.
- [35] Upconversion in er-implanted Al₂O₃-waveguides [Text] / G. N. van den Hoven, E. Snoeks,
 A. Polman [et al.] // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 79, no. 3. P. 1258–1266.
- [36] Генерационные параметры иттербиевых волоконных световодов, легированных P₂O₅ и Al₂O₃ [Tekct] / М.А. Мелькумов, И.А. Буфетов, К.С. Кравцов [и др.] // Квант. электроника. — 2004. — Т. 34, № 9. — С. 843–848.
- [37] Вяткин, М. Температурная зависимость длины волны излучения волоконного лазера [Текст] / М.Ю. Вяткин, С.П. Грабарник, О.А. Рябушкин // Квант. электроника. — 2005. — Т. 35, № 4. — С. 323–327.
- [38] High-power, low-noise, Yb-doped, cladding-pumped, three-level fiber sources at 980nm
 [Text] / R. Selvas, J. K. Sahu, L. B. Fu [et al.] // Opt. Lett. 2003. Jul. Vol. 28, no. 13. P. 1093–1095.
- [39] Холодков, А. Люминесцентные свойства ионов Er³⁺ в аморфных силикатах, полученных методом плазмохимического осаждения [Текст] : Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / А.В. Холодков ; ИОФ РАН. — М. : [б. и.], 2006.

- [40] He/mp/hp 980 erbium-doped fiber specification sheet [Text]. [S. l. : s. n.]. URL: http: //spec.go4fiber.com/stockclearance/mp980.pdf.
- [41] Vienne, G. Fabrication and characterization of ytterbium:Erbium codoped phosphosilicate fibers for optical amplifiers and lasers [Text] : Ph. D. thesis / G. Vienne ; Optoelectronics Research Centre, University of Southampton. — UK : [s. n.], 1996.
- [42] Erbium glass lasers and their applications [Text] / V.P. Gapontsev, S.M. Matitsin, A.A. Isineev, V.B. Kravchenko // Optics and Laser Technology. 1982. Vol. 14, no. 4. P. 189 196.
- [43] Reisfield, R. Handbook of the physics and chemistry of rare-earths [Text] / R. Reisfield,
 K. Jorgensen. [S. l.] : Elsevier Science, 1987. P. 1–90.
- [44] Бурштейн, А. Концентрационное тушение некогерентных возбуждений в растворах [Текст] / А.И. Бурштейн // УФН. — 1984. — Т. 143. — С. 553–600.
- [45] Агранович, В. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах [Текст] / В.М. Агранович, М.Д. Галанин. — М. : Наука, 1978.
- [46] Ландау, Л. Квантовая механика [Текст] / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. М. : Физматлит, 2004.
- [47] Пантел, Р. Основы квантовой электроники [Текст] / Р. Пантел, Г. Путхоф. М. : Мир, 1972.
- [48] Бурштейн, А. И. Квазирезонансный перенос энергии. ч. 1. статическое тушение люминесценции [Текст] / А. И. Бурштейн // Автометрия. — 1978. — № 5. — С. 65–84.
- [49] Платонов, Н. Микропараметры безызлучательного переноса энергии возбуждения между примесными центрами в твёрдых телах [Текст] : Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / Н.С. Платонов ; ИРЭ АН СССР. — Москва : [б. и.], 1985.
- [50] Вяткин, М. Особенности переноса энергии возбуждения для системы иттербий-эрбий в кварцевых световодах и заготовках [Текст] : Магистерская диссертация / М. Вяткин ; МФТИ. — Фрязино : [б. и.], 1996.

- [51] Gapontsev, V. Migration-accelerated quencing of luminescence in glasses activated by rareearth ions [Text] / V.P. Gapontsev, N.S. Platonov // Material Science Forum. — 1990. — Vol. 51. — P. 165–222.
- [52] Голышев, В. Аналитическая модель иттербий-эрбиевого волоконного усилителя в режиме насыщения [Текст] / В. Голышев // Журнал Технической Физики. — 2003. — Т. 73, № 10. — С. 93–96.
- [53] Johnston, T. F. Beam propagation (M²) measurement made as easy as it gets: The four-cuts method [Text] / Thomas F. Johnston // Appl. Opt. 1998. Jul. Vol. 37, no. 21. P. 4840–4850.
- [54] Snitzer, E. Proposed fiber cavities for optical masers [Text] / E. Snitzer // J. App. 1961. Vol. 32. — P. 36–39.
- [55] Koester, C. J. Amplification in a fiber laser [Text] / C. J. Koester, E. Snitzer // Applied O. — 1964. — Vol. 3. — P. 1182–1186.
- [56] Holst, G. C. High-coherence high-power laser system at 1.0621 μm [Text] / G. C. Holst,
 E. Snitzer, R. Wallace // IEEE J. Quant. Electron. 1969. Vol. 5. P. 342.
- [57] Stone, J. Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry [Text] / J. Stone,
 C. A. Burrus // Appl. Phys. Lett. 1973. Vol. 23. P. 388–389.
- [58] Stone, J. Neodymium-doped fiber lasers: room temperature CW operation with an injection laser pump [Text] / J. Stone, C. A. Burrus // Appl. Opt. — 1974. — Vol. 13. — P. 1256–1258.
- [59] Kao, K. Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies [Text] / K.C. Kao, G.A.Hockham // IEE Proceedings. — 1966.
- [60] Nagel, S. An overview of modified chemical vapor deposition (MCVD) process and performance [Text] / S.R. Nagel, J.B. MacChesney, K.L. Walker // IEEE J. Quantum Electron. — 1982. — Vol. 18. — P. 459–475.
- [61] Neodymium doped silica single-mode fibre lasers [Text] / R.J.Mears, L.Reekie, S.B.Poole,
 D.N.Payne // Electron.Lett. 1985. Vol. 21. P. 738.

- [62] Diode-laser-pumped operation of an er³⁺-doped single-mode fibre laser [Text] / L. Reekie,
 I. M. Jauncey, S. B. Poole, D. N. Payne // Electron. Lett. 1987. Vol. 23. P. 1076–1078.
- [63] Efficient operation of an Yb-sensitised er fibre laser at 1.56 μm [Text] / M. E. Fermann,
 D. C. Hanna, D. P. Shepherd [et al.] // Electron. Lett. 1988. Vol. 24. P. 1135–1136.
- [64] Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fibre laser [Text] /
 D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry [et al.] // Electron. Lett. 1988. Vol. 24. —
 P. 1111–1113.
- [65] Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser [Text] / D. C. Hanna,
 I. M. Jauncey, R. M. Percival [et al.] // Electron. Lett. 1988. Vol. 24. P. 1222–1223.
- [66] Double-clad, offset core Nd fiber laser [Text] / E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi [et al.] // Proc. Conf. Optical Fiber Sensors. — Vol. Postdedline Papers. — [S. l. : s. n.], 1988. — P. PD5.
- [67] Laser-diode pumped Yb-doped single mode tunable fibre lasers [Text] / V. P. Gapontsev, I. E. Samartsev, A. A. Zayats, R. R. Loryan // OSA Topical Meeting: Advanced Solid State Lasers. — Hilton Head, South Carolina : [s. n.], 1991. — P. WC1.
- [68] Operation of cladding-pumped Yb³⁺-doped silica fibre lasers in 1 μm region. [Text] / H. M. Pask, J. L. Archambault, D. C. Hanna [et al.] // Electron. Lett. 1994. Vol. 30. P. 863–864.
- [69] Richardson, D. J. High power fiber lasers: current status and future perspectives (invited)
 [Text] / D. J. Richardson, J. Nilsson, W. A. Clarkson // J. Opt. Soc. Am. B. 2010. Nov. Vol. 27, no. 11. P. B63–B92.
- [70] Erbium:ytterbium co-doped large core fiber laser with 297 W continious-wave output power [Text] / Y. Jeong, S. Yoo, C. A. Codemard [et al.] // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. — 2007. — Vol. 13. — P. 573.
- [71] Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers [Text] / Ed. by M.J. Diggonet. [S. l.] : Taylor & Francis, 2000.
- [72] Grudinin, A. B. Mullti-fibre arrangement for high-power fibre lasers and amplifiers [Text]. US Patent 6826335—2004.

- [73] Hondros, D. Elektromagnetische wellen an dielektrischen drühten [Text] / D. Hondros, P. Debye // Annalen der Physik. — 1910. — Bd. 337, H. 8. — S. 465–476.
- [74] Унгер, Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы [Текст] / Х.-Г. Унгер ; Под ред. В.В. Шевченко. — М. : Мир, 1980.
- [75] Снайдер, А. Теория оптических волноводов [Текст] / А. Снайдер, Дж. Лав ; Под ред.
 Е.М. Дианов, В.В. Шевченко. М. : Радио и связь, 1987.
- [76] Маркузе, Д. Оптические волноводы [Текст] / Д. Маркузе ; Под ред. В.В. Шевченк. —
 [Б. м.] : Мир, 1974.
- [77] Marcuse, D. Loss analysis of single-mode fiber splices [Text] / D. Marcuse // Bell Syst.
 Tech. J. 1977. Vol. 56. P. 703–718.
- [78] Marcuse, D. Curvature loss formula for optical fibers [Text] / Dietrich Marcuse // J. Opt. Soc. Am. — 1976. — Mar. — Vol. 66, no. 3. — P. 216–220.
- [79] Kawakami, S. Characteristics of a doubly clad optical fiber with a low-index inner cladding
 [Text] / S. Kawakami, S. Nishida // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1974. —
 Vol. 10, no. 12. P. 879–887.
- [80] Беланов, А. Трёхслойные волноводы для широкополосных оптических линий связи. [Текст] / А.С. Беланов, Е.М. Дианов, А.М. Прохоров // Изв. АН СССР. Серия физическая. — 1978. — Т. 42, № 12. — С. 2522–2533.
- [81] High-order modes suppression in large mode area active fibers by controlling the radial distribution of the rare earth dopant [Text] / Mircea Hotoleanu, Miko Süderlund, Dahv Kliner [et al.] // SPIE Proceedings. — 2006. — Vol. 6102. — P. 61021T–8.
- [82] Резонансные взаимодействия света с веществом [Текст] / В.С. Бутылкин, А.Е. Каплан, Ю.Г. Хронопуло, Е.И.Якубович. — М. : Наука, 1977.
- [83] i Ponsoda, J. J. M. Analysis of photodarkening effects in ytterbium-doped laser fibers [Text] : Ph. D. thesis / Joan J. Montiel i Ponsoda ; School of Electrical Engineering, Aalto University. — Finland : [s. n.], 2013.
- [84] Quelle, T. Thermal distortion of diffraction limited optical elements [Text] / T.W. Quelle // Appl. Opt. — 1966. — Vol. 5, no. 5. — P. 633–637.

- [85] Ландау, Л. Теория упругости [Текст] / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. М. : Физматлит, 2003.
- [86] Jog, E. The dispersion of the piezo-optic constants of vitreous silica [Text] / E.S. Jog // Jour. Ind. Inst. Sci. — 1957. — Vol. 39, no. 2. — P. 101–107.
- [87] Быков, В. Лазерные резонаторы [Текст] / В.П. Быков, О.О. Силичев. М. : Физматлит, 2004.
- [88] Нугманов, А. Методика измерения волнового фронта излучения с помощью трёхволонового интерферометра сдвига [Текст] / А.М. Нугманов, Р.В. Смирнов, В.И. Соколов // Квант. электроника. — 2000. — Т. 30, № 5. — С. 435–440.
- [89] Brown, D. C. Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers [Text] / D. C. Brown, H. J. Hoffman // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 2001. — Vol. 37, no. 2. — P. 207–217.
- [90] Thermal effects in high-power CW fiber lasers [Text] / Marc-Andr? Lapointe, Stephane Chatigny, Michel Pich? [et al.] // Proc. SPIE. — 2009. — Vol. 7195. — P. 71951U– 71951U–11.
- [91] Wang, Y. Thermal effects in kilowatt fiber lasers [Text] / Yong Wang, Chang-Qing Xu, Hong Po // IEEE Photonics Technology Letters. — 2004. — Vol. 16, no. 1. — P. 63–65.
- [92] Wang, Y. Heat disspation in kilowatt fiber power amplifier [Text] / Yong Wang // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 2004. — June. — Vol. 40, no. 6. — P. 731–740.
- [93] Theoretical and experimental investigation of thermal effects in a high power Yb³⁺-doped double-clad fiber laser [Text] / Pingxue Li, Chen Zhu, Shuzhen Zou [et al.] // Optics and Laser Technology. — 2008. — Vol. 40, no. 2. — P. 360 – 364.
- [94] Yan, P. Numerical analysis of temperature distributions in Yb-doped double-clad fiber lasers with consideration of radiative heat transfer [Text] / Ping Yan, Anan Xu, Mali Gong // Optical Engineering. — 2006. — Vol. 45, no. 12. — P. 124201–4.
- [95] Brilliant, N. A. Thermal effects in a dual-clad ytterbium fiber laser [Text] / Nathan A. Brilliant, Kalliroi Lagonik // Opt. Lett. — 2001. — Nov. — Vol. 26, no. 21. — P. 1669–1671.

- [96] Determination of spectral linewidths by Voigt profiles in Yb³⁺-doped fluorozirconate glasses
 [Text] / G. Lei, J. E. Anderson, M. I. Buchwald [et al.] // Phys. Rev. B. 1998. Apr. Vol. 57. P. 7673–7678.
- [97] McCumber, D. E. Theory of phonon-terminated optical masers [Text] / D. E. McCumber // Phys. Rev. — 1964. — Apr. — Vol. 134. — P. A299–A306.
- [98] Optimization of the heat transfer in multi-kW-fiber-lasers [Text] / B. Zintzen, T. Langer,
 J. Geiger [et al.] // SPIE Proceedings. 2008. Vol. 6873. P. 687319–11.
- [99] Бирюков, А. О предельных интенсивностях света в кварцевых волоконных световодах. ВКР как основной тепловой источник оптических разрушений [Текст] / А.С. Бирюков, Е.М. Дианов // Квантовая электроника. — 2000. — Т. 30, № 6. — С. 559–564.
- [100] Ферин, А. Исследование факторов, ограничивающих максимальную выходную мощность в непрерывном иттербиевом волоконном одномодовом лазере [Текст] : Магистерская диссертация / А.А. Ферин ; МФТИ. — Фрязино : [б. и.], 2005.
- [101] Coleman, D. J. Pump induced thermal effects in high power Tm³⁺ and Tm³⁺/Ho³⁺ claddingpumped fibre lasers [Text] / Daniel J Coleman, Terence A King // Measurement Science and Technology. — 2003. — Vol. 14, no. 7. — P. 998.
- [102] Thermal characteristics of an end-pumped high-power ytterbium-sensitized erbium-doped fiber laser under natural convection [Text] / Y. Jeong, S. Baek, P. Dupriez [et al.] // Opt. Express. — 2008. — Nov. — Vol. 16, no. 24. — P. 19865–19871.
- [103] Femtosecond pulse-induced fiber bragg gratings for in-core temperature measurement in optically pumped yb-doped silica fibers [Text] / Martin Leich, Julia Fiebrandt, Anka Schwuchow [et al.] // Optics Communications. — 2012. — Vol. 285, no. 21–22. — P. 4387 – 4390.
- [104] Gosnell, T. R. Laser cooling of a solid by 65k starting from room temperature [Text] /
 T. R. Gosnell // Opt. Lett. 1999. Aug. Vol. 24, no. 15. P. 1041–1043.
- [105] Gainov, V. Temperature measurement of a core of the active optical fiber in lasing regime [Text] / V.V. Gainov, D.T. Demyankov, O.A. Ryabushkin // Technical Programm, Laser Optics Conference. — [S. l. : s. n.], 2006.

- [106] Ельяшевич, М. Атомная и молекулярная спектроскопия [Текст] / М.А. Ельяшевич. М. : Эдиториал УРСС, 2001.
- [107] Fotiadi, A. A. Dynamics of pump-induced refractive index changes in single-mode Yb-doped optical fibers [Text] / Andrei A. Fotiadi, Oleg L. Antipov, Patrice Mégret // Opt. Express. — 2008. — Aug. — Vol. 16, no. 17. — P. 12658–12663.
- [108] Изменение показателя преломления лазерного кристалла Nd:YAG при возбуждении ионов nd³⁺ [Текст] / О.Л. Антипов, А.С. Кужелев, А.Ю. Лукьянов, А.П. Зиновьев // Квант. электроника. — 1998. — Т. 25, № 10. — С. 891–898.
- [109] Fleming, S. Measurement of pump induced refractive index change in erbium doped fibr amplifier [Text] / S.C. Fleming, T.J. Whitley // Electron. Lett. — 1991. — Vol. 27. — P. 1959–1961.
- [110] Nonlinear phase changes at 1310 nm and 1545 nm observed far from resonance in diode pumped ytterbium doped fiber [Text] / J. W. Arkwright, P. Enlago, T. W. Whitbread, G. R. Atkins // IEEE Photon. Techn. Lett. 1996. Vol. 8. P. 408–410.
- [111] Experimental evidence for strong UV transition contribution in the resonant nonlinearity of doped fibers [Text] / M. J. F. Digonnet, R. W. Sadowski, H. J. Shaw, R. H. J. Pantell // IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology. — 1997. — Vol. 15, no. 2. — P. 299–303.
- [112] Barmenkov, Y. O. Resonant and thermal changes of refractive index in heavily doped erbium fiber pumped at wavelength 980 nm [Text] / Yu. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, M. V. Andres // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 85, no. 13. P. 2466–2468.
- [113] Механизмы изменения показателя преломления лазерного кристалла Yb:YAG при интенсивной накачке [Текст] / О.Л. Антипов, Д.В. Бредихин, О.Н. Еремейкин [и др.] // Квант. электроника. — 2006. — Т. 36. — С. 418–420.
- [114] Thirstrup., C. Pump-induced refractive index modulation and dispersions in Er³⁺-doped fibbres [Text] / C. Thirstrup., Y. Shi, B. Palsdottir // IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology. — 1996. — Vol. 14, no. 5. — P. 732–738.
- [115] Andrade, A. A. Discrimination between electronic and thermal contributions to the nonlinear refractive index of SrAlF₅:Cr⁺³ [Text] / A. A. Andrade, E. Tenorio, T. Catunda // J. Opt. Soc. Am. B. — 1999. — Vol. 16. — P. 395.

- [116] Антипов, О. / О.Л. Антипов, Е.А. Анашкина, К.А. Федорова // Квант. электроника. 2009. Т. 39. С. 1131.
- [117] Справочник "Волоконно оптические линии связи"[Текст] / Под ред. С.В. Свечников, Л.М. Андрушко. — Киев : Тэхника, 1988.
- [118] Kashyap, R. Fibre Bragg gratings [Text] / R. Kashyap ; Ed. by P.L. Kelly, I. Kaminow,
 G. Agraval. [S. l.] : Academic Press, 1999.
- [119] Волоконные световоды с высокой числовой апертурой [Текст] / И. В. Александров,
 Т. В. Бухтиарова, А. А. Дяченко [и др.] // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. —
 С. 105–107.
- [120] Spectral analysis of optical mixing measurements [Text] / M. Nazarathy, W. V. Sorin,
 D. M. Baney, S. A. Newton // IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology. 1989. —
 Vol. 7, no. 7. P. 1083–1096.
- [121] Таблицы физических величин [Текст] / Под ред. И. К. Кикоин. М. : Атомиздат, 1976.
- [122] Карслоу, Г. Теплопроводность твёрдых тел [Текст] / Г. Карслоу, Д. Егер. М. : Наука, 1964.
- [123] Косарев, В. 12 лекций по вычислительной математике [Текст] / В.И. Косарев. М. : Изд-во МФТИ, 2000.
- [124] Патанкар, С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости [Текст] / С. Патанкар. — М. : Энергоатомиздат, 1984.
- [125] Reinert, F. Thermo-optically driven adaptive mirror based on thermal expansion: preparation and resolution [Text] / Felix Reinert, W. Lüthy // Opt. Express. — 2005. — Vol. 13, no. 26. — P. 10749–10753.
- [126] Прикладная физика: Теплообмен в приборостроении [Текст] / Г.М. Кондратьев, Г.Н. Дульнев, Е.С. Платунов, Н.А. Ярышев. — СПб : СПбГУ ИТМО, 2003.
- [127] Шайдуллин, Р. / Р.И. Шайдуллин, В.В. Гайнов, О.А. Рябушкин // Труды VII Межд. конф. "Лазерная физика и оптические технологии". — Т. 2. — Минск : [б. и.], 2008. — С. 461.

- [128] [S. l. : s. n.]. URL: http://www.wacker.com.
- [129] [S. l. : s. n.]. URL: http://www.swiss-composite.ch/pdf/t-SilGel-612.pdf.
- [130] Рябушкин, О. Резонансная радиочастотная спектроскопия оптических волоконных структур в условиях усиления лазерного излучения [Текст] / О.А. Рябушкин, Р.И. Шайдуллин, И.А. Зайцев // Успехи современной радиоэлектроники. — 2014. — Т. 9. — С. 57–65.
- [131] Петрушкин, С. Лазерное охлаждение твёрдых тел [Текст] / С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев. — М. : Физматлит, 2004.
- [132] Lienhard, J. H. A heat transfer textbook [Text] / John H. Lienhard. Third edition. Cambridge, MA : Phlogiston Press, 2001.
- [133] Shampine, L. F. Boundary value problems for ordinary differential equations in matlab with bvp4c [Text]. — [S. l. : s. n.], 2000. — URL: http://www.mathworks.com/bvp_tutorial.
- [134] Desurvire, E. Erbium-doped fiber amplifiers [Text] / E. Desurvire. [S. l.] : John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- [135] Агравал, Г. Нелинейная волоконная оптика [Текст] / Г. Агравал. М. : Мир, 1996.
Список обозначений

h – постоянная Планка, Дж·с

c-скорость света, м/с

*k*_Б – постоянная Больцмана, Дж/К

е, те – заряд и масса электрона, ед. СГС и г

W– вероятность квантового перехода, с $^{-1}$

k – коэффициент теплопроводности, $\frac{\mathrm{BT}}{\mathrm{M}K}$

 c_v – теплоёмкость при постоянном объёме, $\frac{\Delta \mathbf{x}}{\mathbf{x}^3 \cdot \mathbf{K}}$

 ρ – плотность вещества, м⁻³

 $\hat{n} = n + i\kappa$ – комплексный показатель преломления

 $n,\,\kappa$ – действительная и мнимая (коэффициент экстинкции) части комплексного показателя преломления

 α_T – коэффициент термического расширения, K^{-1}

 α_n – температурный коэффициент показателя преломления, K^{-1}

 ν – частота излучения, Гц

 λ – длина волны излучения, нм

 k_{λ} – волновое число, см⁻¹

 $\sigma_a(\lambda), \sigma_e(\lambda)$ – сечения поглощения и вынужденного излучения на длине волны λ , пм²

 Φ – плотность потока фотонов, м $^{-2}{\cdot}c^{-1}$

 $E_{a}, E_{d}, E_{a}', E_{d}'$ – энергии основных и возбуждённых электронных состояний активных и
онов, Дж

 ΔE – разность энергий уровней, Дж

 $\psi_a, \psi_d, \psi_d', \psi_d'$ – электронные волновые функции основных и возбуждённых электронных состояний активных ионов,

 Ψ_1, Ψ_2 – волновые функции парных конфигураций активных ионов,

 \hat{V}_{da} – гамильтониан взаимодействия между активными ионов,

 $|V_{12}| = | < \Psi_1 | \hat{V}_{da} | \Psi_2 > |$ — матричный элемент оператора взаимодействия, Дж

 $\Omega = 2|V_{12}|/\hbar$ – частота квантовых осцилляций, Гц

 $\hat{\rho}, \rho_{ij}, \rho_{jj}^{e}$ – оператор матрицы плотности, его матричные элементы и равновесные значения диагональных матричных элементов,

 $T_1,\,\tau_a,\,\tau_d,\,\tau_{ij}$ – времена "продольной" релаксации, с

- *T*₂ время "поперечной" релаксации, с
- Г коэффициент затухания квантового гармонического осциллятора, Гц

 $\Gamma(x)$ – гамма-функция,

 $C^{da},\,C^{dd}$ – микропараметры взаимодействия в парах донор-
акцептор и донор-донор

 N_d, N_a – концентрация доноров и акцепторов, ⁻³

 \overline{W} – скорость миграционно-ускренного тушения, с⁻¹

 c_{cr} – коэффициент переноса возбуждения, с⁻¹·м⁻³

 $\epsilon,\,\epsilon^r,\,\epsilon^i$ – диэлектрическая проницаемость, её действительная и мнимая части

 M^2 – параметр качества лазерного пучка «эм-квадрат»,

- θ угол расходимости лазерного пучка, рад
- w₀ величина диаметра перетяжки гауссовго пучка, м

 $\alpha_p,\,\alpha_s$ – коэффициенты поглощения излучения накачки и сигнала в активном волокне, см $^{-1}$

Г_р, Г_s – интегралы перекрытия излучения накачки и сигнала с жилой,

 N_q – населённость основного состояния, см⁻³

MFD – модовый диаметр, см

d – диаметр волноведущей жилы, мкм

а – диаметр легированной части жилы, мкм

r₀ – радиус кварцевой оболочки волокна, мкм

b – радиус полимерной оболочки волокна, мкм

V – нормализованая частота

n_{eff} – эффективный показатель преломления основной моды волокна,

 $n_{core}, n_{clad}, n_{pol}$ – показатели преломления сердцевины, кварцевой оболочки волокна и полимерной оболочки волокна

T– температура, К

Q, Q(r) – тепловая мощность, выделяемая в единице объёма, BT/M^3

 \vec{j} – плотность потока тепла, ${
m BT/M^2}$

 $h_T, \bar{h_T}$ – коэффициент конвекционного теплообмена, коэффициент конвекционного теплообмена средний по поверхности, $\frac{\mathrm{Br}}{\mathrm{M}^2 \cdot \mathrm{K}}$

 $R_{\rm A\Im}$ – радиус активного элемента циллиндрической формы, м

B_{ij}, Δ*B_{ij}* – тензор диэлектрической непроницаемости и его приращения при термооптических искажениях,

 π_{ijkl} – тензор пьезооптических коэффициентов,

 σ_{kl} – тензор механических напряжений, Па

 u_i – перемещения, м

*u*_{*ij*} – тензор деформаций

 ΔT – прирост (приращение) температуры относительно окружающей среды, К

T_{text} – однородная часть прироста температуры, К

 δT – неоднородная часть прироста температуры, К

 $\Delta L_{\substack{i\\j}}$ – приращение оптического пути для каждого из собственных состояний поляризации, м

П₁, П₂ – фотоупругие постоянные, Брюстер

Е_Y – модуль Юнга, Па

 ν_P – коэффициент Пуассона,

 W_{TO}, P_{TO}, Q_{TO} – термооптические постоянные, К⁻¹

 ho_L^{ext} – мощность лазерного излучения, снимаемая с единицы длины активного волокна за счёт процессов вынужденного излучения, $\mathrm{Bt/cm}$

 Q^z – тепловая мощность, выделяемая в единице длины активного волокна, $\mathrm{Bt/cm}$

п – коэффициент преобразования поглощённой мощности накачки в тепло

Ξ_m – модуль разрыва

T_m – температура плавления, К

 R^{T} – тепловое сопротивление, К·м/Вт

 k_q, k_p – коэффициент теплопроводности плавленного кварца и полимера, $\frac{\mathrm{Br}}{\mathrm{M}\cdot\mathrm{K}}$

 c_{q}^{v}, c_{p}^{v} – объёмная теплоёмкость плавленного кварца и полимера, $\frac{Д_{m}}{M^{3}K}$

 ε – потенциал возбуждения, Дж

 $\hat{\chi}, \chi^r, ch^i$ – комплексная диэлектрическая восприимчивость, её действительная и мнимая части

 $\hat{p}_i(\omega)$ – комплексная поляризуемость атома (РЗ-иона) в і-м состоянии на частоте ω , см³

 f_{ij} – сила осциллятора перехода

 γ_{ij} – скорость затухания классического осциллятора с частотой $\omega_{ij},\,{\rm c}^{-1}$

 $g_i, \; g_j$ – кратности вырождения уровней,
 $F_L^2 = \frac{n^2+2}{3}$ – фактор локального поля
 Δp_i – разность поляризуемостей основного и і-го возбуждённого уровня, см
 3
 $\Delta \phi(t)$ - изменение разности фаз в зависимости от времени, рад
 I_0 - входная в интерферометр интенсивность излучения, ${\rm Bt/m^2}$

 $\lambda_p, \lambda_l, \lambda_s$ – длины волн излучения накачки, лазерного и зондирующего излучений, нм $\Delta T_{\rm cp}(t)$ – средний по длине активного волокна прирост температуры, К $I(t), A_{\phi}(t), T_{\phi}(t)$ – величина интерференционного сигнала, его амплитуда и период [c], $R_1, R_2, R_x, R_{\rm nep}$ – сопротивления в цепи мостика Уитстона, Ом V_{in}, V_g – напряжение питания и измеряемый сигнал мостика Уитстона, В α_R – температурный коэффициент сопротивления, К⁻¹ Ω_A, Ω_{ϕ} – частоты амплитудной и фазовой модуляции, Гц m_A, m_{ϕ} – глубины амплитудной и фазовой модуляции $T_q(r), T_q(r)$ – распределение прироста температуры, соответственно, в кварцевой и полимерной оболочках, К $A_{core}, A_{clad}, A_{pol}$ – площади соответственно сердцевины, кварцевой оболочки

и полимерной оболочки волокна, м 2

 N_1 , N_2 , N_3 , N_4 , N_5 – зависящие от продольной координаты населённости уровней ${}^2F_{7/2}$, ${}^2F_{5/2}$ для ионов иттербия и ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{15/2}$ для ионов эрбия соответственно (см. схему уровней на рис. 1.3), м⁻³

b_{opt} – оптимальный радиус внешней полимерной оболочки волокна, при которой температура
 в сердцевине минимальна, мкм

 h_{pol} – толщина полимерной оболочки волокна, мкм

l – периметр поперечного сечения волокна, мкм

 $\Delta T_{\rm стац}$ – стационарный прирост температуры волокна, К

 $\tau_{\rm стац}$ – время разогрева волокна до стационарного состояния, с

 α_{sp} – коэффициент поглощения спонтанного излучения в полимерной оболочке волокна, м⁻¹

 I_0^{sp} – интенсивность излучения спонтанной люминесценции на границе кварцевой и полимер-

ной оболочки активного циллиндрически-симметричного волокна, $\mathrm{Bt}/\mathrm{m}^{-2}$

 P_{lum} – спектральная плотность мощности излучения спонтанной люминесценции, Дж-с

 $\lambda_{eff},\,\nu_{eff}$ – эффективные длина волны и частота излучения спонтанной люминесценции, нм, Гц

Nu, *Pr*, *Gr* – числа Нуссельта, Прандтля и Грасгофа,

v – кинематическая вязкость, м $^2/c$

 β_T – коэффициент объёмного расширения,

*А*_{*PT*} – эффективность разогрева, К/Вт

 $I_p^{\pm}(r)$ и $I_s^{\pm}(r)$ – интенсивности вперёд и назад распространяющихся излучений накачки и лазерного излучения, зависящие от радиуса, ${\rm Bt/m^{-2}}$

148

 $\tau_{Yb},$ τ_{Er} – время релаксации метастабильного уровня соответственно ионов иттербия и эрбия, с

 P_p^\pm и P_s^\pm – мощности вперёд и назад распространяющихся излучений накачки и лазерного излучения, Dn

 $\psi_p,\,\psi_s$ – нормированный профили моды сигнала и накачки в волокне, мкм $^{-2}$

 α_{loss} – коэффициент пассивных потерь в сердцевине волокна, м $^{-1}$

R_{HR}, *R_{OC}* – коэффициенты отражения, соответственно, глухой и выходной брэгговских решёток,

 R_m - объёмная плотность скорости вынужденных переходов между лазерными уровнями активных ионов под воздействием излучения с частотой ν_m , м⁻³·с⁻¹

 Θ_h – параметр температурной зависимости коэффициента теплообмена, К

 I_{sat} – интенсивность насыщения, ${\rm Br/m^{-2}}$

 ΔT_{core} – разность температур сердцевины и кварцевой оболочки волокна, К

 N_{Yb} и N_{Er} – концентрации и
онов иттербия и эрбия в активной среде м $^{-3},$

 λ_{Er}^* — длина волны в максимуме спектра сечений люминесценции и
онов ${\rm Er}^{3+},$ нм

Список сокращений

- КПД коэффициент полезного действия,
- ПП показатель преломления,
- ИПП изменение показателя преломления,
- ППП профиль показателя преломления,

АЭ – активный элемент,

РЗ – редкоземельный,

ИК – инфракрасный,

УФ – ультрафиолетовый,

БПВ – безызлучательный перенос возбуждения,

МУТ – миграционно-ускоренное тушения,

ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние,

ВОЛС – волоконно-оптические линии связи,

АЦП – аналого-цифровой преобразователь,

ЦАП – цифро-аналоговый преобразователь,

ЭВМ – электронно-вычислительная машина,

ОС – операционная система,

ОЗУ – оперативное запоминающее устройство,

YAG (Yttrium-Aluminium Garnet) – иттрий-алюминиевый гранат,

MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) – модифицированное осаждение из газовой фазы,

DWDM (Dense Wevelength Division Multiplexing) – плотное спектральное уплотнение,

EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifier) – эрбиевый волоконный усилитель,

NA (Numerical Aperture) – числовая апертура,

MOPFA (Master Oscillator - Power Fiber Amplifier) – задающий генератор - мощный волоконный усилитель

FBG HR (High Reflection Fiber Bragg Grating) – волоконная брэгговска решётка с высоким коэффициентом отражения ("глухая"),

FBG OC (Output Coupler Fiber Bragg Grating) – выходная волоконная брэгговская решётка,

MFD (Mode Field Diameter) – модовый диаметр,

DFB (Distributed Feedback) – распределённая обратная связь,

LD (Laser Diode) – лазерный диод,

PD (Photodiode) – фотодиод,

- WDM (Wavelength division multiplexer) спектральный мультиплексор,
- USB (Universal Serial Bus) универсальная последовательная шина,
- FIFO (First-in-First-out) "Первым вошёл первым вышел»

Список иллюстраций

| 1.1 | Октаэдральнай комплекс, сконструированный из тетраэдральных структурных | |
|------|---|----|
| | единиц ионов-стеклообразователя | 16 |
| 1.2 | Порядки энергий расщепления 4f-электронных состояний активных P3 ионов для различных | |
| | типов взаимодействий | 17 |
| 1.3 | Энергетическая диаграмма электронных уровней ионов Yb ³⁺ и Er ³⁺ в кварце- | |
| | вом стекле | 18 |
| 1.4 | Спектры сечений поглощения и люминесценции для (a) ионов Yb ³⁺ в фосфоросиликатных | |
| | световодах[36] и (б) ионов Er ³⁺ в алюмосиликатных световодах | 19 |
| 1.5 | Схема энергетических уровней для описания переноса электронного возбуждения | 22 |
| 1.6 | Кинетика переноса возбуждения между одинаковыми двухуровневыми атомами (зависи- | |
| | мость населённости возбуждённого состояния донора от времени) в случа е $T_2 \sim \tau $ (a) и | |
| | $T_2 \ll \tau$ (6) | 24 |
| 1.7 | Простейшая блок-схема волоконного лазера. | 29 |
| 1.8 | Блок-схема волоконного лазера с накачкой в оболочку. | 30 |
| 1.9 | Рост выходной мощности одномодовых волоконных лазеров | 31 |
| 1.10 | Геометрия и профиль показателя преломления волокна с двойной оболочкой . | 32 |
| 1.11 | Типичная схема мощного волоконного лазера-усилителя по схеме MOPFA | 33 |
| 1.12 | Конструкция активного волокна с боковой накачкой | 34 |
| 1.13 | Поперечное сечение простейшей тепловой модели активного элемента цилиндрической гео- | |
| | метрии | 39 |
| 2.1 | Оптическая схема простого волоконного лазера | 58 |
| 2.2 | Оптическая часть блок-схемы экспериментальной установки с волоконным ин- | |
| | терферометром Маха-Цандера | 59 |
| 2.3 | Гомодинный интерферометр для контроля спектра зондирующего излучения . | 60 |
| 2.4 | Схема фильтрации зондирующего излучения | 60 |
| 2.5 | Методика эксперимента по измерению температуры в сердцевине волокна | 61 |
| 2.6 | К описанию алгоритма обработки данных | 63 |
| 2.7 | Диалоговое окно программы по управлению измерениями | 65 |
| 2.8 | Схема калибровочных измерений. Цифрами указаны контакты к электрической схеме мо- | |
| | стика Уитстона | 67 |

| 2.9 | Мостик Уитстона | 67 |
|------|--|----|
| 2.10 | Зависимость разности фаз от температуры для пассивного и иттербиевого активных волокон | |
| | в калибровочных экспериментах | 68 |
| 2.11 | Геометрия двойного волокна. Поперечное сечение активного и пассивного во- | |
| | локон, находящихся в оптическом контакте | 69 |
| 2.12 | Схема экспериментальной установки с волоконным интерферометром Майкель- | |
| | сона | 70 |
| 2.13 | Фигура Лиссажу для измеряемых квадратурных компонент интерференционного сигнала . | 71 |
| 2.14 | Конструкция фазового модулятора | 72 |
| 3.1 | Поперечное сечение цилиндрически-симметричного активного волокна для стационарной | |
| | тепловой задачи | 75 |
| 3.2 | Неявная трёхточечная схема для решения нестационарного уравнения теплопроводности . | 77 |
| 3.3 | Зависимость температуры с сердцевине и оболочке волокна от времени и рас- | |
| | пределения температуры внутри волокна в различные моменты времени | 78 |
| 3.4 | Сравнение асимптотических режимов разогрева активного волокна. | 79 |
| 3.5 | Волоконный блок, залитый полимером | 81 |
| 3.6 | Активное волокно, свёрнутое в кольцо внутри термостата | 81 |
| 3.7 | Стационарный разогрев иттербиевого волоконного лазера | 82 |
| 3.8 | Зависимость среднего по длине волокна прироста температуры от мощности накачки в экс- | |
| | перименте с ${\rm Yb}^{3+}/{\rm Er}^{3+}$ волокном. Вертикальной чертой обозначен порог лазерной генерации | 83 |
| 3.9 | Геометрические параметры поперечного сечения световода в коаксиальной мо- | |
| | дели | 85 |
| 3.10 | Отношение температур в сердцевине волокна для трёхслойной и четырёхслойной геометрий | |
| | при различных радиусах внешней оболочки с в зависимости от эффективной длины поглощения | 85 |
| 3.11 | Спектры пропускания образцов различных волоконных полимеров толщиной 1 см [130] | 86 |
| 3.12 | Размен квантов для спонтанной люминесценции () и вынужденной на длине волны 1064 нм | |
| | (•) в зависимости от длины волны накачки. Штрих-пунктирный график (▲, правая шкала) | |
| | - зависимость отношения этих величин. | 87 |
| 3.13 | Зависимость измеряемого сигнала разности фаз от времени в эксперименте с ${\rm Yb}^{3+}/{\rm Er}^{3+}$ | |
| | волокном. На вставке изображён отложенный от начала координат участок кривой (указан | |
| | стрелкой) | 88 |
| 3.14 | Разогрев пассивного двойного волокна | 91 |

| 3.15 | Разогрев активного двойного волокна | 92 |
|------|--|-----|
| 3.16 | Модель волоконного лазера | 93 |
| 3.17 | Измеренные спектры сечений | 97 |
| 3.18 | Зависимость среднего по длине волокна прироста температуры от мощности накачки | 98 |
| 3.19 | Зависимость температуры разогрева (а) и мощностей излучений накачки и сигнала (б) от | |
| | продольной координаты | 99 |
| 3.20 | Зависимость дифференциальной эффективности лазера (а) и эффективности разогрева за | |
| | счёт различных механизмов (б) от коэффициента пассивных потерь. Вертикальной линией | |
| | отмечена величина нерезонансных потерь для исследуемого волокна | 100 |
| 3.21 | Нелинейная аппроксимация зависимости прироста температуры от мощности накачки | 101 |
| 3.22 | Экстраполяция нелинейной тепловой модели на мощности накачки до 1 кВт . | 102 |
| 4.1 | Схема экспериментальной установки для кинетических измерений ИПП | 105 |
| 4.2 | Зависимости ИПП от длины волны для основного лазерного перехода ионов | |
| | Yb ³⁺ и Er ³⁺ в волоконном световоде при различных значениях населённости ме- | |
| | тастабильного состояния | 106 |
| 4.3 | Кинетика изменения фазы при оптической накачке, модулированной меандром по амплитуде | 109 |
| 4.4 | а) Зависимости разности фаз (интерференционного сигнала) от времени при включении и | |
| | выключении импульса накачки для Yb ³⁺ -волокна; б) Зависимости разности фаз от време- | |
| | ни после достижения порога генерации, начало отсчёта на временной шкале соответствует | |
| | началу лазерной генерации. | 109 |
| 4.5 | Зависимости полной разности фаз за время действия импульса накачки от мощности накачки | |
| | для Yb ³⁺ -волокна. Вертикальной чертой отмечен порог лазерной генерации | 110 |
| 4.6 | Зависимость амплитудного коэффициент а A_T (правая шкала) и времени τ_T (левая шкала) | |
| | в формуле (4.10) от мощности накачки. | 112 |
| 4.7 | Сравнение расчётных и экспериментальной кинетик разности фаз | 113 |
| 4.8 | а) Зависимости разности фаз от времени при включении и выключении импульса накачки | |
| | для Yb ³⁺ /Er ³⁺ -волокна, пороги генерации отмечены белыми круглыми точками; б) Зависи- | |
| | мости разности фаз от времени после достижения порога генерации, начало отсчёта по оси | |
| | абсцисс соответствует моменту начала лазерной генерации. | 115 |
| 4.9 | Зависимости полной разности фаз за время импульса накачки от мощности | |
| | накачки для Yb ³⁺ /Er ³⁺ -волокна | 116 |

| 4.10 | Сравнение расчётных и экспериментальной кинетик разности фаз для различ- | |
|------|---|-----|
| | ных механизмов ИПП в иттербий-эрбиевом волокне | 119 |
| 4.11 | Зависимость амплитуд и времён релаксации от мощности накачки для кинетик | |
| | изменения фазы после достижения порога генерации в ${\rm Yb}^{3+}/{\rm Er}^{3+}{\rm csetosoge}$ | 120 |
| 4.12 | Схема экспериментальной установки для исследования скорости безызлуча- | |
| | тельных переходов | 123 |
| 4.13 | Осциллограмма мощности импульса накачки | 123 |
| 4.14 | Примеры измеряемых сигналов при исследовании кинетики безызлучательного | |
| | перехода | 124 |
| 4.15 | Кинетики разности фаз для серии из четырёх измерений и их экспоненциальные аппрокси- | |
| | мации | 125 |

Список таблиц

| 1.1 | Тепловые и термооптические свойства кристалла YAG и плавленного кварца | 13 |
|-----|--|-----|
| 1.2 | Скорости безызлучательных переходов ионов эрбия в стёклах различного со- | |
| | става | 21 |
| 1.3 | Параметры активных волоконных световодов | 34 |
| 2.1 | Параметры DFB-лазеров - источников зондирующего излучения | 60 |
| 2.2 | Основные параметры исследуемых активных световодов | 69 |
| 3.1 | Параметры резонатора иттербиевого лазера (стационарные измерения) | 81 |
| 3.2 | Параметры резонатора иттербий-эрбиевого лазера (стационарные измерения) | 83 |
| 4.1 | Спектроскопические параметры активных ионов на длинах волн зондирующе- | |
| | го излучения | 107 |
| 4.2 | Параметры иттербиевого лазера (кинетические измерения) | 108 |
| 4.3 | Параметры иттербий-эрбиевого лазера (кинетические измерения) | 114 |
| 4.4 | Характеристики ИПП для различных механизмов в исследуемых активных | |
| | средах | 120 |