

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОМЕТРИИ
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Лобач Иван Александрович

**Генерация узкополосного перестраиваемого излучения в волоконных
лазерах с динамической распределенной обратной связью**

Специальность 1.3.19
«Лазерная физика»

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант
доктор физико-математических наук
Профессор РАН
Каблуков Сергей Иванович

Новосибирск, 2026

Оглавление

Список сокращений	4
Введение	6
Глава 1. Физические основы и методы исследования спектральных характеристик волоконных лазеров	33
1.1. Физические факторы, определяющие спектральный состав излучения волоконных лазеров	33
1.2. Методы теоретического описания излучения в волоконных лазерах с динамической РОС	43
1.3. Методы экспериментального исследования излучения в волоконных лазерах	67
1.4. Результаты по главе	73
Глава 2. Волоконные лазеры на основе иттербия	75
2.1. Особенности иттербиевой волоконной среды	75
2.2. Иттербиевый одночастотный волоконный лазер с самосканированием частоты	76
2.3. Результаты по главе	88
Глава 3. Волоконные лазеры на основе висмута	89
3.1. Особенности висмутовых волоконных световодов	89
3.2. Одночастотный висмутовый лазер с самосканированием частоты	91
3.3. Висмутовый лазер со случайной распределенной обратной связью	99
3.4. Результаты по главе	111
Глава 4. Волоконные лазеры на основе тулия и гольмия	114
4.1. Актуальность	114
4.2. Тулиевый лазер с самосканированием частоты с широким диапазоном перестройки	123
4.3. Тулиевый лазер с самосканированием частоты с возможностью управления спектральной динамикой	131
4.4 Гольмиевый лазер с самосканированием частоты на основе изотропных волокон	147

4.5 Гольмиевый лазер с самосканированием частоты на основе анизотропных волокон	152
4.6 Гольмиевый одночастотный лазер	161
4.7. Результаты по главе	171
Глава 5. Практическое применение разработанных лазеров	173
5.1. Особенности излучения в лазерах с динамической РОС для практических применений	173
5.2. Процедура обработки.....	173
5.3. Измерение оптических свойств волоконно-оптических элементов	176
5.3.1. Измерение спектральных свойств ВБР	177
5.3.2. Измерение поляризационных свойств	185
5.3.3. Измерение спектральных и поляризационных свойств нелинейных оптических элементов.....	189
5.4. Спектроскопия газов.....	193
5.4.1. Измерение свойств атмосферного воздуха.....	193
5.4.2. Детектирование ядерных спиновых изомеров молекул воды.....	196
5.5. Анализатор лазерных спектров	204
5.6. Оптическая рефлектометрия частотной области.....	213
5.6.1. Распределенные измерения температуры в волокне.....	216
5.6.2 Вибро-дальнометрия.....	224
5.7. Фурье-синтез коротких импульсов	238
5.8. Результаты по главе	243
Заключение.....	250
Литература.....	254
Приложение А. Аналитическая модель волоконного лазера с динамической РОС на основе инкремента роста	287

Список сокращений

БДР – бриллюэновская динамическая решетка

БПФ – быстрое преобразование Фурье

ВБР – волоконная брэгговская решетка

ВКЗ – волоконное кольцевое зеркало

ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние

ВРМБ – вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна

ГВГ – генерация второй гармоники

ДПР – длиннопериодная решетка

ДРН – динамическая решетка населённости

ИМЦ – интерферометр Маха-Цандера

ИФП – интерферометр Фабри-Перо

ОПО – орто-пара отношение

ОСД – область свободной дисперсии

ПВД – пространственное выжигание дыр

ПП – показатель преломления

ППВ – периодически-полинговое волокно

РБО – распределенный брэгговский отражатель

РОС – распределенная обратная связь

РЧ – радиочастотный

СВД – спектральное выжигание дыр

СРОС – случайная распределенная обратная связь

ССЧ – самоиндуцированное сканирование частоты (самосканирование частоты)

ТВЛ – тестируемая волоконная линия

ФКМ – фазовая кросс-модуляция

ФСМ – фазовая самомодуляция

APC – Angled Physical Contact (тип косого коннектора)

BOTDR – Brillouin Optical Time Domain Reflectometry (бриллюэновская оптическая рефлектометрия временной области)

DAS – Distributed Acoustic Sensor (распределённый акустический датчик)

DBR – Distributed Bragg Reflector (распределённый брэгговский отражатель)

DFB – Distributed Feedback (распределённая обратная связь)

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

FMCW – Frequency Modulated Continuous Wave (частотно-модулированное непрерывное излучение)

FWHM – Full Width at Half Maximum (ширина на полувысоте)

LIDAR – Light Detection and Ranging (лазерное обнаружение и определение дальности)

OFDR – Optical Frequency Domain Reflectometry (оптическая рефлектометрия частотной области)

OTDR – Optical Time Domain Reflectometry (оптическая рефлектометрия временной области)

PBS – Polarization Beam Splitter (поляризационный делитель пучка)

RIN – Relative Intensity Noise (относительный шум интенсивности)

SMF – Single-Mode Fiber (одномодовое волокно)

WDM – Wavelength Division Multiplexing (спектрально-селективный разветвитель)

Введение

Волоконные лазеры и усилители, появившиеся как результат симбиоза лазерной физики и волоконной оптики, справедливо считаются одним из наиболее значимых технологических прорывов в области фотоники за последние десятилетия [1, 2]. Их уникальная архитектура, в которой активная среда, резонатор и волновод интегрированы в одном оптическом волокне, обеспечила ряд превосходных эксплуатационных характеристик, недостижимых для традиционных твердотельных или газовых аналогов. Среди преимуществ волоконных лазеров можно отметить компактность, высокое качество выходного пучка (вплоть до основной поперечной моды), высокую энергоэффективность и эффективный теплоотвод, высокую мощность, разнообразие режимов генерации и т. д. Последнее преимущество включает в себя возможность реализации разнообразных режимов работы лазера — от непрерывного до генерации ультракоротких импульсов (в режимах модуляции добротности или синхронизации мод). Сердцем волоконного лазера является активное волокно, легированное редкоземельными ионами. За счет выбора конкретного легирующего элемента (неодим Nd, эрбий Er, иттербий Yb, тулий Tm, гольмий Ho, висмут Bi¹) и состава матрицы стекла, удалось создать источники, покрывающие практически весь ближний и средний инфракрасный диапазон [1, 2]. Наиболее освоенным является диапазон 1–2.1 мкм, где работают коммерчески успешные лазеры на основе Yb (~1.06 мкм), Er (~1.55 мкм) и Tm (~2 мкм).

Благодаря совокупности указанных выше свойств волоконные лазеры не просто конкурируют с традиционными твердотельными, газовыми и диодными лазерами, но во многих случаях становятся технологией выбора, определяя новые стандарты в ключевых отраслях [3]. Наиболее массовое промышленное применение волоконных лазеров связано с обработкой материалов: резка, сварка, пайка и гравировка металлов [4, 5]. Другое

¹ Хотя висмут не является редкоземельным элементом в последние 10 лет он активно используется для легирования активных волокон для получения лазерной генерации в новых спектральных диапазонах.

направление - оптическая связь - является не просто одним из приложений волоконных лазеров, а во многом движущей силой и основным потребителем их технологического развития [6]. Расцвет волоконной оптики как дисциплины и индустрии был напрямую обусловлен глобальной потребностью в высокоскоростной передаче данных. В этой экосистеме волоконные лазеры заняли критически важные ниши, выполняя функции как источника сигнала, так и инструмента для его усиления и обработки. Например, для организации каналов оптической связи в свободном пространстве через атмосферу применяются высокомошные (~100 Вт) волоконные лазеры [7]. Для когерентной волоконно-оптической связи [8] и для систем квантовой передачи данных [9] требуются высокостабильные источники излучения с исключительной когерентностью. Для решения этих задач наиболее подходящими являются одночастотные волоконные лазеры [10].

Особое направление волоконной оптики представляет волоконная сенсорика [11], в которой волоконные лазеры являются одними из ключевых элементов. Их уникальные характеристики, такие как высокая когерентность, возможность перестройки центральной длины волны и генерации сверхкоротких импульсов, делают их идеальными источниками для целого класса волоконных датчиков. Для опроса точечных датчиков на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР) применяются перестраиваемые волоконные лазеры, обеспечивающие быстрое и точное сканирование спектра отражения решёток [12, 13]. Отдельным направлением волоконной сенсорики является оптическая рефлектометрия, которая позволяет производить измерения физических параметров на всем протяжении обычного оптического волокна, используя различные виды рассеяния света [14]. В частности, одночастотные волоконные лазеры выступают сердцем когерентных рефлектометрических систем, таких как OFDR (Optical Frequency Domain Reflectometry) [15], DAS (Distributed Acoustic Sensor) [16] и BOTDR (Brillouin Optical Time Domain Reflectometry) [17]. Отметим, что для OFDR, как и для

опроса ВБР, также критически важна возможность точной и быстрой перестройки центральной длины волны. Описанные волоконные датчики позволяют с высокой точностью измерять деформации, температуру и вибрации вдоль десятков километров волокна, что находит применение в задачах мониторинга состояния трубопроводов, силовых кабелей, энергетических объектов, транспортной инфраструктуры, промышленных конструкций, геологических массивов и т.д.

Таким образом, волоконные лазеры находят своё применение в широком спектре областей, список которых далеко не ограничивается указанными выше. Каждое конкретное применение диктует строгие требования к параметрам лазерного излучения, необходимым для его успешной реализации. К таким ключевым характеристикам излучения относятся: динамика интенсивности: непрерывный или импульсный режим генерации (с варьируемой длительностью импульсов и частотой их следования), выходная мощность: как средняя мощность в непрерывном режиме, так и пиковая мощность в импульсном, спектральный состав: узкополосная (вплоть до одночастотной) генерация; широкополосная генерация; перестраиваемая по длине волны; многоволновая генерация и т.д; степень и состояние поляризации: линейное, круговое, эллиптическое или деполяризованное.

В рамках настоящей диссертационной работы основное внимание сосредоточено на проблеме получения узкополосного (в том числе перестраиваемого) лазерного излучения в волоконных лазерах — вплоть до режима генерации на одной продольной моде. Спектральный состав выходного излучения таких систем определяется совокупностью факторов, среди которых ключевую роль играют параметры резонатора (его длина, тип и сила оптической обратной связи, а также свойства внутрирезонаторных селективирующих элементов) и характеристики активной среды, прежде всего характер насыщения усиления. Детальный анализ указанных факторов и обзор классических методов реализации одночастотной генерации представлены в первой главе.

Одним из наиболее эффективных подходов к обеспечению одночастотного режима работы является использование распределённой обратной связи (РОС; англ. Distributed Feedback, DFB), при котором функция спектральной селекции интегрирована непосредственно с активной средой. Такое совмещение процессов усиления и непрерывной фильтрации позволяет существенно подавить паразитные продольные моды и обеспечить стабильную одночастотную генерацию.

Классическим подходом для формирования РОС в волоконных лазерах является запись ВБР в активном волокне. ВБР представляет собой отрезок оптического волокна с искусственно созданной периодической модуляцией показателя преломления (ПП) сердцевины [18]. Для формирования такой структуры, как правило, используется воздействие УФ- [18–20] или фемтосекундного [21, 22] лазерного излучения поточечно (point-by-point) или через фазовую маску.

Волоконные решётки ПП находят применение для получения узкополосной генерации не только в схемах с РОС, но и при их интеграции в классический резонатор в качестве внутрирезонаторного селективирующего элемента. Следует, однако, учитывать, что стандартные ВБР обладают протяжённостью от 1 до 10 мм, что обуславливает ширину спектральной полосы отражения на уровне 0,1–1 нм. В ряде случаев такой степени селективности оказывается недостаточно для эффективного подавления конкурирующих продольных мод и достижения устойчивого одночастотного режима генерации, что требует применения дополнительных методов спектральной фильтрации или использования решёток со специально модифицированными характеристиками. Теоретически, сужение полосы отражения достигается увеличением длины решетки. Однако на практике длина ВБР жестко ограничена технологическими погрешностями: при увеличении длины растут фазовые ошибки, которые ухудшают спектральные характеристики. Тем не менее, существуют методы преодоления этого ограничения. Для создания сверхдлинных ВБР (длиной до 1 метра) применяют

специальные методы коррекции фазовых ошибок в процессе записи [23]. Это позволяет радикально сузить полосу отражения: например, до значений порядка пикометра против долей нанометра у стандартных миллиметровых решеток [24].

Дальнейшее удлинение участка модуляции ПП в оптическом волокне сопровождается ростом его неоднородности, что приводит к деградации спектрально-селективных свойств структуры. В подобных условиях формируемый спектр отражения приобретает сложный вид, состоящий из множества узких пиков. При определённых параметрах такие селектирующие элементы тем не менее также способны обеспечить генерацию на одной продольной моде [25, 26]. Например, такие длинные структуры ПП можно создавать в процессе вытяжки волокна с использованием стандартных методов записи. В результате получается длинный непрерывный массив слабоотражающих элементов [25, 27]. В качестве естественной альтернативы наведенным рассеивающим структурам выступает использование рэлеевского рассеяния в длинных отрезках стандартного оптического волокна. Случайное распределение слабых рассеивателей (вмороженных неоднородностей ПП) формирует на значительной длине распределенный набор слабых «виртуальных» ВБР.

Следует отметить, что интеграция случайных рассеивателей с усиливающей средой волоконного лазера привела к появлению нового класса источников — лазеров со случайной распределённой обратной связью (СРОС; англ. random distributed feedback, RDFB) [28–31]. В таких системах как обратная связь, так и усиление, реализуемое за счёт эффекта вынужденного комбинационного рассеяния, локализованы в одном отрезке стандартного телекоммуникационного волокна. Помимо конструктивной простоты, СРОС-лазеры обладают рядом важных функциональных особенностей. Их спектр излучения является безмодовым, что обусловлено отсутствием резонатора фиксированной длины [30]. В подобных схемах достигнута выходная мощность на уровне 200 Вт [32], а оптимизация параметров позволяет

приблизить эффективность генерации к теоретическому пределу [33]. Кроме того, в СРОС-лазерах эффективно реализуется каскадная генерация стоксовых компонент высших порядков в условиях простой полуоткрытой резонаторной конфигурации [34, 33, 35].

Выше рассматривались перманентные структуры ПП для спектральной селекции, сохраняющиеся в волокне после формирования. Однако возможен и альтернативный сценарий, при котором подобная структура характеризуется конечным временем существования. Наибольший интерес в этом контексте представляют динамические решётки, индуцируемые когерентным оптическим излучением и полностью исчезающие после его отключения. Ключевой механизм их создания — пространственная интерференция двух или более когерентных волн, что приводит к модулированному распределению интенсивности. Взаимодействие этого светового поля со средой индуцирует соответствующие модуляции её свойств, формируя динамическую решетку. Такие решетки изучаются с ранних этапов развития лазерных технологий и могут возникать в самых различных средах [36]. В самом общем случае процесс изменения оптических свойств материала под действием света, как правило, носит двухстадийный характер. Сначала происходит поглощение модулированного по пространству излучения, что приводит к неоднородному распределению некоторого параметра материала. В зависимости от природы среды это может быть: плотность электронов в возбужденном состоянии или в зоне проводимости в полупроводниках [37]; пространственное распределение заряда и внутреннее электрическое поле в фоторефрактивных материалах [38]; локальная температура [39]; ориентация молекул в жидких кристаллах [40]; концентрация компонентов в полимерных смесях [41]. Эти изменения можно описать через пространственную модуляцию населённости одного, нескольких или целого континуума возбуждённых состояний материала (например, электронных или фононных). Соответственно, формируемые структуры могут рассматриваться как решётки населённости в обобщённом смысле. На втором этапе это возбуждение

преобразуется в модуляцию ПП. Термин «фоторефрактивный эффект» часто используется в более узком значении — для описания электрооптической модуляции ПП, вызванной пространственным перераспределением заряда. В общем случае изменение ПП может происходить за счёт любого из упомянутых механизмов. Весь этот процесс можно назвать записью динамической решётки.

В ходе развития этого направления в лазерной физике возник новый термин «лазер на динамических решетках» [42], в которых ключевым элементом являлось наличие в резонаторе нелинейной среды, формирующие светоиндуцированные динамические решетки за счет четырехволнового смещения. В частности, в таких лазерах наблюдалась генерация пучков с обращенным волновым фронтом и самосканирование (или самосвищивание) частоты излучения [43, 44]. О последнем эффекте будет подробнее описано ниже.

Возвращаясь к теме динамических решеток в оптическом волокне, можно выделить два основных механизма их формирования. Первый тип основан на эффекте электрострикции, при котором световые волны индуцируют акустическую волну, модулирующую ПП и создающую таким образом решетку. Мощный импульс это направление получило с появлением концепции «бриллюэновской динамической решетки» (БДР). Такие динамические решетки могут быть сформированы в стандартном телекоммуникационном волокне. По этой причине длина решеток может достигать нескольких сотен метров, а соответствующая ширина спектра отражения подобных структур может достигать долей МГц с коэффициентом отражения порядка десятков процентов. Время жизни таких решеток в кварцевом волокне составляет несколько десятков наносекунд. Гибкость технологии БДР, основанной на управляемом взаимодействии света и акустических волн в волокне, открыла широкий спектр приложений в различных областях фотоники. Их функциональность простирается от обработки сигналов [45] и спектральной фильтрации [46, 47] до линий

задержки [48, 49] и прецизионных измерений [50–56]. Этот переход от фундаментального изучения нелинейного эффекта к созданию функциональных перестраиваемых устройств был закреплен в пионерских работах [57, 58], а позднее обобщен в обзоре [59].

Другой тип динамических решеток связан с модуляцией уровня инверсной населенности в волокнах, легированных редкоземельными элементами. Такие решетки называют в самом общем случае динамическими решетками населенности (ДРН) [60]. ДРН обычно формируются двумя взаимно когерентными непрерывными лазерными волнами одинаковой поляризации, распространяющимися в противоположных направлениях через легированное одномодовое волокно. Длина волны записи выбирается из спектра поглощения (или спектра люминесценции в случае, когда присутствует излучение накачки) иона редкоземельного элемента. Формирование ДРН происходит в результате неравномерного взаимодействия стоячей световой волны с резонансными переходами ионов редкоземельных элементов вдоль волокна. Узлы (минимумы интенсивности) и пучности (максимумы интенсивности) этой волны создают чередующиеся зоны с высоким и низким уровнями инверсии населенности соответственно. Модуляция инверсии населенности приводит к двум основным эффектам. Во-первых, ДРН воздействует на амплитуду взаимодействующей с ней электромагнитной волны, вызывая её усиление или поглощение в зависимости от знака инверсии. Этот подтип называют амплитудной ДРН. Помимо этого, поскольку локальный ПП среды также зависит от состояния активных ионов, ДРН влияет и на фазу волны. Такой подтип — фазовая ДРН — по своему действию эквивалентен классической ВБР. В действительности эти два типа не являются независимыми вследствие соотношений Крамерса-Кронига. По сути, они представляют собой действительную и мнимую части единой комплексной ДРН.

ДРН существуют только при наличии записывающей интерференционной картины и исчезают после её устранения с характерным

временем образования и стирания. Это время обычно меньше времени жизни верхнего возбужденного уровня (например, ~ 10 мс для ионов эрбия [61] и уменьшается с ростом средней мощности записывающего света). Следует отметить, что это время на порядки превышает характерные времена для ранее рассмотренных БДР. В отличие от БДР, волоконные ДРН могут быть сформированы исключительно в легированных волокнах. Несмотря на то, что длина активного волокна, как правило, существенно меньше протяжённости стандартных телекоммуникационных линий, она может достигать десятков метров, что всё же значительно превышает типичные размеры обычных ВБР. Благодаря этому динамические решётки, также обладают высокой спектральной селективностью с шириной полосы отражения на уровне нескольких мегагерц [62].

В волоконной оптике динамические решетки населенности были впервые обнаружены в начале 1990-х годов [62–64]. С тех пор было большое количество работ, посвященных как изучению свойств ДРН, так и их применению. Значительный вклад в исследования ДРН был сделан Сергеем Степановым. Основные результаты были представлены в его обзорной работе [60]. Также стоит отметить работы Юрия Барменкова и Александра Кирьянова [65, 66]. Стоит отметить, что указанные исследователи преимущественно изучали ДРН в эрбиевых волокнах. В исследовании ДРН активных сред с генерацией в области 1 мкм (с добавлением Nd или Yb) важную роль сыграли работы Олега Антипова (лазерных кристаллов Nd:YAG) [67–70] и Андрея Фотиади (иттербиевые волокна) [71–73].

Сергеем Степановым были предложены оригинальные методики разделения амплитудной и фазовой части ДРН с помощью мгновенного изменения фазы стоячей волны [74]. Было показано о значительном вкладе фазовой части в ДРН [65]. Позднее [75] было показано, что относительный вклад двух типов ДРН меняется в зависимости от длины волны возбуждения: вблизи линии поглощения (и соответственно усиления) эрбия ~ 1530 нм фазовая ДРН практически отсутствует и ее вклад растет как в

длинноволновую, как и коротковолновую область. Динамические решётки населённости в редкоземельных волокнах нашли широкое применение в трёх основных областях: волоконная сенсорика (включая адаптивную интерферометрию) [76–81], перестраиваемые узкополосные фильтры [62, 82] и одночастотные волоконные лазеры, где такие фильтры используются для селекции мод.

Рассмотрим подробнее возможности использования ДРН для реализации одночастотной генерации в волоконных лазерах. После формирования ДРН в активном волокне под действием поля стоячей волны происходит модификация условий лазерной генерации. В частности, спектральные характеристики фазовой составляющей решётки (то есть модуляции ПП) обеспечивают селективное изменение добротности резонатора. Влияние ДРН на генерацию также зависит от того, в поглощающем или усиливающем волокне формируется стоячая волна. В терминах свойств ДРН это означает, что решетка поглощения приводит к стабилизации генерации, а решетка усиления – к её дестабилизации. Исходя из этого, для достижения стабильной одночастотной генерации необходимо подавлять формирование ДРН усиления и эффективно создавать ДРН поглощения. Это также подразумевает, что лазерная система должна содержать два активных волокна, обеспечивающие как усиление, так и поглощение.

Исходя из механизма формирования эффективность записи ДРН существенно снижается при размытии интерференционной картины стоячей волны. Данный эффект может быть реализован двумя основными способами: путем обеспечения ортогональности поляризационных состояний двух встречно распространяющихся волн в линейной конфигурации резонатора [83–86] или путем подавления стоячей волны в однонаправленной кольцевой конфигурации резонатора [87–89]. Как правило, ортогональность поляризаций достигается с помощью настройки контроллеров поляризации. Подход, основанный на кольцевой однонаправленной конструкции усиливающей части, является более распространенным. Однонаправленная генерация

обеспечивается размещением оптического изолятора [87, 90] или циркулятора [88] в усиливающей кольцевой части резонатора. Стоит отметить, что в нескольких работах комбинированный резонатор, состоящий из кольцевой и линейной частей, называется сигма-резонатором. В указанных схемах удавалось достичь одночастотной генерации с шириной линии на уровне килогерц.

Также важно отметить, что усиливающие или поглощающие свойства волокон определяются поглощенной мощностью накачки. При высоком коэффициенте поглощения излучения накачки или большой длине активного волокна возможны ситуации, когда активное волокно можно рассматривать как состоящее из усиливающей и поглощающей (непрокачанной) частей. Например, в работе [91], посвященной лазеру на эрбиевом волокне с линейным резонатором, было показано, что можно реализовать многомодовую генерацию с различным вкладом каждой продольной моды в зависимости от мощности накачки и взаимного расположения усиливающей и поглощающей сред. Было продемонстрировано, что двух- и трехчастотная генерация возникала при низкой и высокой мощности накачки, соответственно, если ДРН поглощения/усиления формировалась точно на конце или в середине резонатора. В работе [92] показано, что возможно достичь одночастотной генерации, несмотря на наличие стоячей волны в активной среде. Такая конфигурация эффективна главным образом при условии, что длина усиливающей части меньше длины поглощающей. В частности, авторы отметили, что для достаточно короткого активного волокна стабильность одночастотной генерации снижается из-за малой длины поглощающего участка. Аналогичные исследования лазеров с непрокачанной частью активного волокна представлены в работах [89, 93]. Ряд исследований подтверждает, что одночастотный режим может быть достигнут даже при наличии ДРН усиления. Однако в этом случае необходимо обеспечить существенное преобладание вклада ДРН поглощения.

Для эффективного формирования ДРН поглощения необходима идентичность состояний поляризации встречно распространяющихся волн в линейной части резонатора. Этого можно достичь, например, введением и соответствующей настройкой контроллера поляризации в лазерный резонатор. Однако генерация в таких схемах чрезвычайно чувствительна к внешним воздействиям. Надежным решением является использование анизотропных волокон и поляризующих элементов [87, 94, 85, 90].

Следует отметить, что стоячая волна может образовываться не только в линейной части сигма-резонатора, но и внутри кольцевого зеркала на основе волоконного разветвителя. Такая реализация динамического фильтра впервые была описана в [95] для лазера с линейным резонатором. Позже аналогичное зеркало Саньяка было использовано в кольцевом волоконном лазере [96–98]. Подобные схемы адаптивного фильтра также позволяют получать одночастотную генерацию с шириной линии на уровне кГц. Таким образом, можно заключить, что ДРН поглощения играет роль адаптивного узкополосного фильтра, стабилизирующего генерацию на одной продольной моде.

Во всех описанных выше работах ДРН поглощения использовались в качестве узкополосного фильтра, обеспечивающего селекцию одной продольной моды. Однако для повышения стабильности одночастотной генерации внутрь лазерного резонатора обычно включаются дополнительные селекторы на основе статичных фильтров: ВБР [88], интерферометра Фабри-Перо [96] или тонкопленочных фильтров [94, 97]. Более того, настройка длины волны этих дополнительных внутрирезонаторных фильтров позволяет управлять длиной волны генерации. Указанные фильтры могут обеспечивать перестройку длины волны одночастотного режима в диапазоне до 60 нм [94, 97]. Наилучшая стабильность выходных параметров была достигнута в [96] при скорости перестройки фильтра ~ 20 Гц. Следует отметить, что быстрая перестройка в относительно небольшом спектральном диапазоне может быть также реализована путем управления ПП некоторых внутрирезонаторных

элементов. Для этой цели в [99] в резонатор был добавлен фазовый модулятор на основе ниобата лития, что обеспечило одночастотную генерацию со скоростью сканирования до 1 кГц.

Поведение лазера претерпевает кардинальные изменения в противоположном случае, когда доминирующий вклад вносит не ДРН поглощения, а решётка усиления. При таком сценарии возникает нестабильность частоты генерации, обусловленная характером продольным истощением инверсии населённости. Следует отметить, что ДРН усиления часто интерпретируются в рамках эффекта пространственного выжигания дыр, который вносит существенный вклад в динамику модового состава излучения. В самом общем случае ДРН усиления приводят к нестабильному спектру генерации и усложняют получение одночастотной генерации. Однако, при определенных условиях такая нестабильность спектра может иметь регулярный характер во времени. В частности, ДРН усиления могут инициировать эффект самоиндуцированного сканирования частоты (ССЧ), или, для краткости, самосканирования, при котором длина волны генерации самопроизвольно перестраивается во времени. В большинстве случаев временная зависимость длины волны имеет пилообразный характер, причём каждый «зуб» такой зависимости соответствует одному полному циклу перестройки. В ранних работах этот эффект также назывался “самосвипирание”. Такое поведение длины волны генерации было впервые упомянуто на раннем этапе развития лазерной физики в твердотельных лазерах [100]. Первоначально из-за малого диапазона перестройки этот эффект считался паразитным, и для его подавления предпринимались попытки устранить стоячую волну, используя упомянутые выше подходы на основе создания аксиально-однородного поля с помощью техники «скрученных мод» [101–104], физического перемещения активной среды относительно структуры стоячей волны [105] и фазовой модуляции для динамического смещения её узлов [106–108].

Прошло более 20 лет, прежде чем подобные эффекты самосканирования частоты были обнаружены в других видах лазеров, например, в лазерах на красителе, у которых одно из зеркал выступал нелинейный кристалл BaTiO_3 . [44]. В этом кристалле формировались динамические решетки, что приводило к обращению волнового фронта (обращающее зеркало). Оказалось, что в такой схеме возможна самоиндуцированная перестройка длины волны до 37 нм. Отметим, что этот диапазон был существенно больше, чем для рубинового лазера и уже представлял практическую ценность. Это дало новый толчок развития этой тематики. В несколько последующих лет было опубликовано еще несколько работ (см. монография [42] и ссылки в ней) по лазеру на красителях с зеркалом BaTiO_3 в других конфигурациях, где также наблюдался эффект ССЧ. В [44] было предложено объяснение эффекта, основанное на доплеровском сдвиге частоты на бегущих в кристалле решетках. Однако эта модель была поставлена под сомнение после экспериментальной работы [43] по наблюдению этого эффекта в полупроводниковом лазере с обратной связью на основе кольцевого обращющего зеркала. В этом случае в кристалле формировалась стоячая волна, а не бегущая. Далее было предпринято несколько попыток для теоретического объяснения этого эффекта. Однако, как отмечено в монографии [42] «природа эффекта самосвищивания спектра генерации является достаточно сложной и требует индивидуального подхода к типу обращющего зеркала, нелинейной среде и свойствам лазера накачки». Также отметим, что существенного развития этого эффекта после указанных работ не последовало.

Регулярная «нестабильность длины волны генерации» (еще не определенная как ССЧ) в волоконных лазерах была впервые продемонстрирована спустя уже 25 лет в работе [109]. В этой работе авторы исследовали возможность применения метода стабилизации лазерной генерации за счет однонаправленной генерации в волоконном (правильнее называть его гибридным, т.к. он содержал в себе элементы объемной оптики) лазере на основе иттербиевого фотонно-кристаллического волокна с

кольцевым резонатором. Без обратной связи (двунаправленная генерация) лазер работал нестабильно – наблюдались случайные перескоки длины волны генерации в области 1060–1080 нм. При наличии обратной связи (однонаправленная генерация) исчезли перескоки мод, но появился периодический дрейф длины волны от 1076 до 1085 нм со скоростью 2 нм/с. Авторы не дали объяснения этому эффекту, но связали его с неоднородным насыщением усиливающей среды – иттербия.

Немного позднее подобный дрейф наблюдался в [110] на примере однонаправленного кольцевого лазера. Авторы сообщили о так называемых «спектральных колебаниях», наблюдаемых при использовании различных длиннопериодных волоконных решеток в диапазоне 1050–1100 нм. Казалось бы, применение однонаправленной кольцевой схемы с оптическим изолятором эффективно подавляет образование стоячих волн в активной среде, что должно исключать формирование ДРН усиления. Однако позже, в работе [111], та же исследовательская группа установила наличие в точно такой же схеме слабой обратной связи от выходного волоконного коннектора. Это слабое отражение вызывало образование слабой обратной волны и, как следствие, ДРН усиления. В этой конфигурации авторы наблюдали периодическое и регулярное изменение длины волны генерации в диапазоне 1086–1089 нм, определяемом спектральными свойствами внутрирезонаторного фильтра. Таким образом, «спектральные колебания», зафиксированные в [109, 110], фактически представляли собой эффект ССЧ. Следовательно, важность наличия стоячей волны для возникновения этого эффекта была отмечена уже в первых работах.

Несколько позднее, в 2011 году, две группы исследователей независимо наблюдали эффект ССЧ в широком диапазоне. Кирьянов и Ильичев [112], а также Лобач и др. [113] зафиксировали ССЧ в низкодобротном иттербиевом волоконном лазере, где одним из зеркал резонатора служил прямой скол волокна, обеспечивающий френелевское отражение порядка 3–4%. Различие между схемами заключалось в том, что в работе [112] лазер был

двунаправленным, а в [113] – однонаправленным благодаря использованию второго широкополосного выходного зеркала. Помимо спектральной динамики с диапазоном до 16 нм [113], в обоих исследованиях наблюдался импульсный режим генерации. Авторы обеих работ пришли к выводу, что в основе спектральной динамики лежит эффект ПВД, который способствует перескоку частоты. На языке динамических решеток это означает, что генерирующая продольная мода записывает ДРН усиления в активной среде, что, в свою очередь, приводит к подавлению этой моды и селекции новой. В таких условиях конкуренция мод вблизи максимума усиления приводит к самопульсациям с последующим скачками между модами. Когда такие скачки центральной частоты от импульса к импульсу носят регулярный характер по величине скачка, то уже можно говорить не о нестабильности, а об эффекте самосканирования длины волны / оптической частоты.

Следует также отметить, что, согласно данным работы [113], в режиме ССЧ генерируемое излучение в каждый момент времени сохраняет узкополосный характер. По оценке авторов, ширина линии не превышала 1 пм; вместе с тем это значение определялось аппаратной функцией измерительного оборудования, а потому должно рассматриваться лишь как верхняя оценка истинной ширины спектральной линии. Таким образом, ДРН усиления, аналогично решёткам поглощения, могут быть использованы для получения узкополосной генерации. Принципиальное различие между ними состоит в том, что в случае решётки поглощения имеет место стабилизация частоты, тогда как при решётке усиления наблюдается её временная динамика. Более того поскольку ДРН формируется непосредственно в активной среде и фактически совмещена с ней, такую конфигурацию можно рассматривать как *распределённую обратную связь — но уже динамического типа*.

Подводя итог проведённому обзору, выделим ключевые положения. Распределённая обратная связь представляет собой эффективный инструмент для обеспечения узкополосной генерации в волоконных лазерах: классическая РОС позволяет получать стабильную генерацию на одной продольной моде;

динамическая РОС (динамические решетки) позволяют получать как стабильную одночастотную генерацию, так и узкополосную ССЧ; случайная РОС позволяет получать узкополосную генерацию.

В настоящей работе основные усилия были направлены на исследование волоконных лазеров с динамической РОС, в которых возможна реализация уникального режима работы — узкополосного самосканирования частоты. Проведённый обзор показал, что к моменту начала исследований принципиальная возможность получения такого режима уже была продемонстрирована как в волоконных, так и в ряде других типов лазеров. Следует, однако, отметить, что в волоконных лазерах, в отличие от иных лазерных систем, свойство «распределённости» реализуется естественным образом благодаря значительной протяжённости активной среды. Длина участка с распределённой обратной связью может достигать сотен километров (в случае обычных телекоммуникационных волокон), что является практически недостижимым для других типов лазеров. Кроме того, схемотехника волоконных лазеров позволяет совмещать РОС и усиливающую среду в пределах одного волокна — в отличие, например, от лазеров на красителях с зеркалами с обращением волнового фронта. В такой конфигурации активная среда одновременно выполняет функции как усиления, так и формирования обратной связи. Вместе с тем, к началу настоящей работы в области исследования волоконных лазеров с динамической РОС имелось лишь несколько экспериментальных демонстраций эффекта, причём все они были выполнены на иттербиевых волоконных лазерах. Наряду с этим сохранялся и широкий круг нерешённых вопросов, касающихся как физических механизмов, так и практических аспектов реализации таких систем. К таким вопросам можно отнести следующие:

- Можно ли получить эффект самосканирования частоты в лазере с динамической РОС на основе волоконных активных сред, отличных от иттербия. В том числе в средах, не относящихся к редкоземельным

элементам. Как свойства среды влияют на характеристики такого режима работы лазера.

- Какой механизм эффекта самосканирования частоты в лазере с динамической РОС? Чем определяется направление сканирования?
- Какой модовый состав у лазера с динамической РОС и можно ли им управлять?

Помимо этого, отсутствовали работы, подтверждающие практическую ценность лазеров с самосканированием частоты.

Поставленные вопросы обусловили необходимость проведения экспериментальных исследований, что позволило сформулировать **основную цель** диссертационной работы: *разработка методов генерации узкополосного перестраиваемого излучения в волоконных лазерах с динамической распределенной обратной связью и исследование возможностей дальнейшего применения этого излучения.*

Для достижения поставленной цели требовалось решить следующие задачи:

1. Реализовать режим самосканирования частоты в волоконных лазерах с динамической распределённой обратной связью на основе активных волокон, легированных как иттербием, так и другими добавками — висмутом, тулием и гольмием. Исследовать возможности управления параметрами режима генерации.
2. Адаптировать методы спектрального анализа для характеристики спектров, динамически изменяющихся во времени. Исследовать режимы самосканирования частоты в указанных лазерах и провести сравнительный анализ их характеристик.
3. Выявить механизмы, влияющие на формирование спектрального состава излучения в волоконных лазерах с распределенной обратной связью.
4. Исследовать возможность практического применения разработанных лазеров для решения различных задач.

Диссертация состоит из введения, в котором сформулированы защищаемые положения, пяти глав, последовательно излагающих материал по этапам исследования, и заключения, содержащего основные результаты работы. Важно отметить, что спектральная динамика, обеспечиваемая динамической РОС, была экспериментально подтверждена для большинства активных сред, используемых в волоконной лазерной оптике: иттербия, висмута, тулия и гольмия. Перестраиваемая генерация в таких волокнах охватывает спектральный диапазон от 1 до 2,1 мкм, что открывает новые возможности для практических применений. Исходя из этого, главы диссертации структурированы по трем условным спектральным диапазонам: 1 мкм (иттербиевые лазеры), 1,5 мкм (висмутовые лазеры) и 2 мкм (тулиевые и гольмиевые лазеры).

В первой главе “Физические основы и методы исследования спектральных характеристик волоконных лазеров” собраны теоретические и экспериментальные подходы, которые были использованы при выполнении настоящей диссертационной работы. В первом разделе на основании анализа научной литературы рассмотрены физические процессы, ответственные за формирование спектральной линии волоконных лазеров. Особое внимание было уделено возможности получения генерации на одной продольной моде. Во втором разделе изложены теоретические модели, использованные для описания спектральных параметров разработанных лазеров. В частности, приведены теоретические выражения для описания волоконного лазера с линейным резонатором с динамической РОС. Эти выражения были использованы для математического моделирования. Также из модели получены аналитические выражения для инкремента роста мод. Кроме того, представлены упрощенные выражения для спектра отражения динамической РОС. Эти модели позволяют оценить модовый состав излучения в режиме самосканирования частоты.

Помимо изложения теоретических методов в этом разделе также описаны методы экспериментального исследования излучения в волоконных лазерах, которые применялись в настоящей диссертационной работе.

Во второй главе “Волоконные лазеры на основе иттербия” на примере иттербиевого волоконного лазера было показано критическое влияние динамической РОС на процесс селекции продольных мод резонатора. Первый результат заключается в том, что динамические решетки, определяющие динамическую РОС, приводят к спектральной динамике лазера, что выражается в виде эффекта ССЧ. При этом спектральная динамика может быть как многочастотной, так и одночастотной, т.е. в каждый момент генерируется одна продольная мода. Показано, что в последнем случае динамика интенсивности состоит из периодических микросекундных импульсов, в отличие от многочастотного режима, демонстрирующего стохастические импульсы. Для одночастотных периодических импульсов была измерена мгновенная частота каждого импульса. Было обнаружено, что сдвиг частоты между импульсами соответствует одной области свободной дисперсии (ОСД) резонатора, а частота каждого импульса имеет чирп. Последний факт подтверждает образование сильной фазовой динамической решетки. Также было установлено, что фазы последовательно генерируемых импульсов имеют связь между собой. Достигнут рекордный для этих лазеров диапазон сканирования 25 нм.

В третьей главе “Волоконные лазеры на основе висмута” рассматриваются лазеры на основе висмутовых волокон. В рамках этой работы были исследованы два типа волоконных лазеров с РОС. Помимо уникальных спектральных характеристик висмутовых волокон (генерация в области 1.46 мкм), другой особенностью является низкая концентрация висмута и, как следствие, необходимость использования довольно больших длин волокон. Эта особенность представляется привлекательной для разработки лазеров с различными видами РОС. В висмутовом лазере с динамической РОС на основе активного волокна длиной 60 метров

реализуется регулярная спектральная динамика - ССЧ. Из-за большой длины резонатора наблюдалась практически непрерывная перестройка линейно-поляризованного одночастотного излучения с узкой (<1 МГц) линией в широком спектральном диапазоне (~ 10 нм) без какого-либо фильтрующего элемента. Хотя такой лазер генерирует импульсное излучение, с ростом мощности накачки импульсы перекрываются, поэтому временная динамика интенсивности приближается к квазинепрерывной. Также было установлено, что фазы генерируемых последовательно модовых импульсов близки друг к другу (аналогичный эффект наблюдается и в иттербиевом ССЧ-лазере).

Вторая реализация висмутового лазера - со случайной РОС - демонстрирует безмодовую лазерную генерацию. Впервые продемонстрирован лазер со случайной РОС на основе волокна с лазерными переходами. Несмотря на кажущуюся противоположность подходов (детерминированная когерентная структура в динамической РОС против случайного рассеяния в случайной РОС), оба класса систем объединяет ключевая идея: распределённый характер обратной связи и усиления происходят в единой протяжённой активной среде. Эксперименты показали, что такой источник обладает свойствами подобных волоконных лазеров на СРОС, работающим на основе ВКР-усиления: безмодовая структура спектра, квазинепрерывная динамика интенсивности, уширение спектра с ростом мощности, но теперь диапазон генерации привязан к свойствам активной среды, а не к оптической частоте накачки и фиксированному значению стоксового сдвига ВКР-усиления. Включение результатов исследования висмутового СРОС-лазера в настоящую работу преследует цель показать, что эффекты самоорганизации модового состава являются общим свойством распределённых систем, однако конкретная реализация — динамическая или случайная — кардинально меняет характер временной эволюции спектра.

Четвертая глава “Волоконные лазеры на основе тулия и гольмия” посвящена волоконным лазерам на основе волокон, легированных тулием и гольмием. В результате работы было создано несколько конфигураций

волоконных тулиевых и гольмиевых ССЧ-лазеров с генерацией в области ~ 1.92 мкм и ~ 2.06 мкм соответственно, каждый из которых обладал своими уникальными характеристиками.

Первый тулиевый волоконный лазер обладал тремя режимами сканирования: обратное сканирование (перестройка в коротковолновую область), прямое сканирование (перестройка в длинноволновую область) и остановка длины волны. Выбор режима сканирования осуществлялся вручную, при помощи регулировки мощности лазера накачки. Впервые показана возможность остановки длины волны (в диапазоне от 1912 до 1923 нм). В этом случае уход длины волны составлял менее 50 пм за время измерения 5 минут. Для излучения такого лазера был произведен высокоразрешающий спектральный анализ, который показал, что остановка длины волны представляет собой сканирование частоты с ультракоротким диапазоном перестройки (~ 50 МГц) при незначительном дрейфе средней длины волны. Предложено качественное объяснение сложной спектральной динамики лазера с остановкой длины волны. При анализе эффекта ССЧ предлагается включать в расчет не только динамические решетки усиления и ПП, но и решетки поглощения, которые формируются в непрокаченной части активного волокна.

Второй тулиевый волоконный лазер обладал широким диапазоном сканирования (в некоторые моменты до 26 нм), что является наибольшим результатом для ССЧ-лазеров в целом. При этом достигался одночастотный режим сканирования с шириной лазерной линии менее 1 МГц.

Также было создано несколько конфигураций гольмиевых волоконных ССЧ-лазеров. Продемонстрирован диапазон сканирования 10 нм в области 2,1 мкм для схемы с сохранением поляризации и 7 нм в области 2,07 мкм для схемы без сохранения поляризации. Установлено, что для наблюдения эффекта ССЧ в волоконном лазере на основе гольмиевого волокна требуется интегральное поглощение излучения накачки не менее 35 дБ. Для обеспечения стабильной работы гольмиевого лазера также применялись методы

охлаждения активного волокна. Впервые показан регулярный переход режима генерации от квазинепрерывного к самопульсациям, происходящий в процессе сканирования.

Кроме того, динамические решётки в поглощающем гольмиевом волокне были использованы не только для обеспечения режима ССЧ в гольмиевом лазере, но и для получения стабильной одночастотной генерации. Получена генерация в области 2,1 мкм с шириной линии не более 2 МГц с использованием спектральной селекции на основе динамической решётки населённостей.

Пятая глава “Практическое применение разработанных лазеров” посвящена применению разработанных источников. В этом разделе были показаны применения иттербиевых и тулиевых лазеров с динамической РОС. Среди показанных применений можно отметить: измерение оптических свойств волоконно-оптических элементов (волоконных брэгговских решеток с фазовым сдвигом, длиннопериодных волоконных решеток, периодически-полингованных волокон), измерения спектров поглощения паров воды, анализ лазерных спектров, распределенные сенсорные измерения на основе рефлектометрии частотной области, вибродалънометрия и Фурье-синтез коротких импульсов. Хотя проведенные эксперименты носят демонстрационный характер, полученные результаты подтверждают перспективность разработанных источников излучения.

Решение взаимосвязанных задач 1–3 осуществлялось комплексно применительно к каждому типу волоконных лазеров, с обязательным учетом особенностей соответствующих легирующих добавок; полученные результаты поэтапно изложены в главах 2, 3 и 4. Задача 4, относящаяся к исследованию возможностей практического применения, выделена в отдельную главу 5.

Научная новизна работы

Полученные в диссертации экспериментальные результаты позволили сформировать целостное представление об универсальном механизме

генерации узкополосного перестраиваемого излучения в волоконных лазерах с динамической распределенной обратной связью. Данный механизм представляет собой циклический процесс, включающий генерацию стоячей волны, формирование в активной среде динамической решетки усиления/поглощения и показателя преломления, обладающей уникальной спектральной функцией отражения, и последующее изменение модового состава излучения. Универсальность механизма подтверждена на четырех активных средах, перекрывающих спектральный диапазон от 1,06 до 2,1 мкм; при этом в иттербиевой и тулиевой средах достигнуты рекордные ширины диапазонов перестройки — 25 и 26 нм соответственно. Впервые режим самосканирования частоты реализован для висмутовой активной среды. Впервые экспериментально реализованы режимы одночастотного самосканирования с дискретной и квазинепрерывной перестройкой частоты, характеризующиеся фазовой корреляцией между соседними импульсами. В таких режимах лазер генерирует последовательность импульсов, каждый из которых соответствует одной продольной моде резонатора, при этом перестройка частоты между импульсами происходит на фиксированную величину, равную области свободной дисперсии резонатора. В пределах длительности одиночного импульса наблюдается частотный чирп, не превышающий 1 МГц, обусловленный изменением уровня инверсии в резонаторе в процессе генерации. Одночастотный характер самосканирования обеспечивается узким спектром отражения динамической решетки. Фазовая корреляция между импульсами обусловлена эффектом четырехволнового взаимодействия, при котором две последовательно генерируемые моды на протяжении небольшого периода одновременной генерации формируют сфазированную затравку для генерации последующей моды. Впервые продемонстрирована возможность когерентного сложения 18 последовательных мод волоконного лазера, что позволило сформировать импульсы длительностью 6 нс. Впервые обнаружена мультистабильность режимов генерации в тулиевом волоконном лазере с динамической

распределенной обратной связью: переключение между режимами прямого и обратного самосканирования частоты, а также режимом стабилизации частоты осуществляется вариацией мощности накачки. Кроме того, впервые получена лазерная генерация в висмутовом волоконном лазере со случайной распределенной обратной связью. Показано, что данный лазер демонстрирует меньший рост ширины спектра генерации с увеличением мощности накачки по сравнению с аналогичным лазером, использующим классический резонатор Фабри–Перо. Указанное поведение связано с большей локализацией участка повышенной мощности внутри резонатора лазера с распределенной обратной связью, что приводит к уменьшению вклада нелинейных эффектов, ответственных за уширение спектра.

Практическая значимость работы обусловлена тем, что разработанные лазеры являются простыми и надёжными источниками узкополосного перестраиваемого излучения, перекрывающих спектральный диапазон 1–2,1 мкм. Представленные в работе экспериментальные результаты подтверждают эффективность разработанных лазеров для решения широкого круга прикладных задач. В их числе — спектральная характеристика волоконно-оптических компонентов и газовых сред, распределенные температурные измерения, вибродальнометрия, а также формирование коротких импульсов методом Фурье-синтеза.

Основные результаты работы по тематике диссертации опубликованы в 21 статье в рецензируемых журналах, определённых Высшей аттестационной комиссией [114–134]. Из них 14 публикаций относятся к журналам первого уровня («квартиль 1»), 7 — к журналам второго уровня согласно действующей классификации. Кроме того результаты представлены в других 23 печатных работах: в 3 статьях в рецензируемых журналах [135–137], а также в 18 статьях в сборниках трудов международных конференций [138–155]. Также имеется три патента [156–158].

Результаты, представленные в диссертации, были доложены на 22 международных и всероссийских конференциях, в том числе: Всероссийская

конференция по волоконной оптике (Пермь, 2013, 2015, 2017, 2019); Международный семинар по волоконным лазерам (Новосибирск, 2014, 2016, 2018); Конференция «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» (Новосибирск, 2019); Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика” (Пермь, 2016, 2018, 2020); Russian-Chinese Workshop and School for Young Scientists on Laser Physics and Photonics (Новосибирск, 2015); International Conference Laser Optics (Санкт-Петербург, 2018, 2020); International Laser Physics Workshop (Прага, Чехия, 2013; Шанхай, Китай, 2015; Ереван, Армения, 2016); SPIE/COS Photonics Asia (Пекин, Китай, 2018; Наньтун, Цзянсу, Китай, 2021, 2022); Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (Мюнхен, Германия, 2017); SPIE Photonics West (Сан-Франциско, США, 2012). Кроме того, основные положения работы были представлены на научных семинарах Института автоматики и электрометрии СО РАН (13 марта 2014 г.; 15 ноября 2015 г.; 4 мая 2017 г.; 20 декабря 2018 г.; 02 июля 2026 г.).

Сформулируем основные положения диссертации, выносимые на защиту:

1. В линейном резонаторе волоконного лазера с динамической распределенной обратной связью на основе активных волокон, легированных иттербием, висмутом, тулием или гольмием, реализуется универсальный механизм генерации — режим самосканирования оптической частоты/длины волны, который обеспечивает перестройку излучения в широком спектральном интервале (> 9 нм).
2. Оптимизация пространственного положения активного волокна, легированного иттербием, висмутом или тулием, в линейном резонаторе волоконного лазера с динамической распределенной обратной связью обеспечивает получение режима одночастотного самосканирования частоты, при котором каждый генерируемый импульс (модовый импульс) соответствует излучению на одной продольной моде резонатора.

3. С ростом мощности в волоконном лазере с линейным резонатором и динамической распределенной обратной связью на основе активных волокон, легированных иттербием или висмутом, хвосты соседних модовых импульсов начинают перекрываться по уровню 10% и более от максимальной амплитуды, а фазы модовых импульсов становятся коррелированными.
4. Увеличение длины активного волокна, легированного висмутом, в волоконном лазере с динамической распределенной обратной связью позволяет уменьшить шаг дискретной перестройки частоты при последовательной генерации модовых импульсов, вплоть до величины сдвига частоты, наблюдаемого во время генерации одиночных модовых импульсов.
5. Управление мощностью излучения накачки в линейном резонаторе волоконного лазера с динамической распределенной обратной связью на основе активного волокна, легированного тулием, обеспечивает переключение между тремя режимами генерации: прямым самосканированием, обратным самосканированием и стабилизацией оптической частоты.
6. Применение случайной распределённой обратной связи с полуоткрытым резонатором в волоконном лазере на основе активного волокна, легированного висмутом, обеспечивает сужение линии генерации более чем в 2 раза по сравнению с эквивалентным лазером с резонатором Фабри–Перо при одинаковой мощности накачки и одинаковом спектрально-селективном плотном зеркале.
7. Волоконный самосканирующий лазер, генерирующий последовательность модовых импульсов, обеспечивает решение ряда прикладных задач, требующих использования перестраиваемых источников излучения, включающих высокоразрешающую (~ 5 МГц) характеристику волоконно-оптических элементов и газовых сред, распределенные температурные измерения, вибродальнометрию и Фурье-синтез коротких импульсов.

Глава 1. Физические основы и методы исследования спектральных характеристик волоконных лазеров

[114, 116, 117]

Настоящая глава носит методический характер и содержит три основных раздела. В первом разделе на основании анализа научной литературы рассмотрены физические процессы, ответственные за формирование спектральной линии волоконных лазеров. Особое внимание было уделено возможности получения генерации на одной продольной моде. Во втором разделе изложены теоретические модели, использованные для описания спектральных параметров разработанных лазеров. Третий раздел посвящен методам экспериментальных исследований, которые были использованы при выполнении настоящей диссертационной работы.

1.1. Физические факторы, определяющие спектральный состав излучения волоконных лазеров

Спектральные характеристики лазеров в целом и волоконных лазеров в частности определяются комплексом взаимосвязанных факторов. К ним относятся как свойства активной лазерной среды (форма и ширина контура усиления, характер его насыщения, длина активного волокна, длина волны и мощность накачивающего излучения), так и параметры резонатора (его геометрическая длина, спектральные характеристики селективных элементов, а также тип и сила оптической обратной связи). Благодаря своей уникальной архитектуре и разнообразию конфигураций, волоконные лазеры обладают беспрецедентной гибкостью и способны охватить практически полный спектр возможных режимов генерации. Целенаправленная комбинация различных типов активных сред, резонаторов, методов накачки и нелинейных элементов позволяет инженерам и исследователям конструировать источник излучения с заданными спектральными характеристиками. Остановимся более детально на

связи параметров резонатора лазера со спектральными характеристиками его выходного излучения. Особое внимание уделим методам генерации одночастотного излучения (т.е. на одной продольной моде).

1.1.1. Модовая структура резонатора

Известно, что лазерный резонатор задает модовую структуру спектрального состава излучения. Различают поперечную и продольную модовую структуры. Поперечная модовая структура волоконного лазера во многом определяется соотношением длины волны излучения и диаметром светопроводящей сердцевины волокон, используемых при построении лазера. Наиболее распространены одномодовые волокна и компоненты, которые поддерживают только фундаментальную поперечную моду, обеспечивая дифракционно-ограниченное качество пучка.

В то время как основная поперечная мода может быть выделена за счёт физического ограничения резонатора в поперечном направлении (например, использованием одномодового волокна), выделение единственной продольной моды является более сложной задачей. Этот выбор зависит от соотношения ширины полосы усиления активной среды и интервала частот между продольными модами (область свободной дисперсии, ОСД), который обратно пропорционален длине резонатора. С ростом длины резонатора ОСД уменьшается, увеличивая количество мод, способных уложиться в широкую спектральную полосу усиления. Например, для стандартного волоконного лазера с линейным резонатором типа Фабри-Перо длиной порядка 10 метров ОСД составляет около 10 МГц. Учитывая, что ширина контура усиления активных ионов редкоземельных металлов составляет десятки нанометров (для иттербия — около 100 нм или 30 ТГц), потенциально в генерации могут участвовать миллионы продольных мод. Аналогичная ситуация может проявляться и в волоконных ВКР-лазерах. В таком многомодовом режиме становятся значимыми процессы нелинейного взаимодействия мод, приводящие к нестабильности и дополнительному уширению спектра, что

экспериментально наблюдается как в волоконных ВКР-лазерах [159], так и в традиционных лазерах на редкоземельных ионах [160]. Дальнейшее увеличение длины резонатора, достижимое только в волоконной архитектуре, приводит к росту числа продольных мод. В работе [161] показано, что предел длины резонатора, при котором ещё сохраняется разрешённая модовая структура, составляет ~ 270 км. При превышении этой критической длины ОСД становится сверхзуккой (~ 300 Гц). В этих условиях даже на милливаттном уровне мощности доминирующее влияние нелинейных эффектов (например, четырёхволновое смешение) приводит к полному «размыванию» дискретной модовой структуры и формированию стохастического излучения.

1.1.2. Характер насыщения усиливающей среды

Помимо длины резонатора на возможность генерации одной продольной моды также влияет характер насыщения усиления в активной среде. Любое усилительное устройство, включая активную лазерную среду, физически не может обеспечивать постоянное, независимое от мощности, усиление при сколь угодно высоких уровнях входного сигнала. Это связано с фундаментальным энергетическим ограничением: бесконечное усиление потребовало бы бесконечного притока энергии к системе. Следовательно, коэффициент усиления среды неизбежно уменьшается при увеличении интенсивности проходящего через неё излучения. Данное явление, присущее всем активным усиливающим средам, называется насыщением усиления. В лазерных средах процесс насыщения также влияет и на динамические характеристики. Это связано с тем, что процесс насыщения имеет инерционный характер, поскольку усиление напрямую связано с запасенной энергией возбуждения в ионах, атомах или молекулах активного вещества. Коэффициент усиления не может мгновенно подстраиваться под изменение входной оптической мощности, поскольку скорость изменения населенностей (а значит, и запаса энергии) конечна. Важнейшим аспектом, определяющим

спектральное поведение лазера, является характер насыщения его усиления: однородный или неоднородный.

Однородное насыщение наблюдается, когда все активные ионы в среде идентичны и находятся в одинаковом локальном окружении. В этом случае они имеют совпадающий спектр излучения и поглощения. При насыщении мощным излучением на определённой частоте усиление среды уменьшается равномерно по всему спектральному контуру. Спектральная форма кривой усиления остаётся неизменной, лишь уменьшаясь в амплитуде. Такая ситуация типична для хорошо упорядоченных кристаллических сред или газов при определённых условиях.

Неоднородное насыщение возникает в средах, где активные центры неидентичны. Из-за случайного распределения ионов в аморфной структуре и различий в локальных электрических полях каждый центр или их группа обладает слегка смещённым резонансом. Общий спектр усиления представляет собой суперпозицию множества узких однородных линий. При насыщении излучением на конкретной длине волны происходит, так называемый, эффект спектрального выжигания дыр, СВД (англ., spectral hole burning). В этом случае подавляется усиление только в узкой полосе вокруг этой длины волны, в то время как усиление на других частотах остаётся почти неизменным. Неоднородное насыщение усиления традиционно ассоциируется с неупорядоченными средами, такими как стёкла, что наводит на мысль о его преобладании в активных оптических волокнах. Однако реальная картина оказывается более сложной. Волокна на основе кварцевого стекла при комнатной температуре демонстрируют смешанный (однородно-неоднородный) характер насыщения усиления. Это результат суперпозиции двух конкурирующих механизмов, влияние которых становится определяющим в разных физических и спектральных масштабах.

С одной стороны, в волокне действительно присутствует существенная неоднородная компонента, обусловленная его аморфной структурой. Каждый ион редкоземельного элемента находится в уникальном локальном

окружении, что создаёт разброс локальных электрических полей. В результате энергетические уровни ионов смещены друг относительно друга, формируя непрерывный спектр. Таким образом, общий спектр поглощения и усиления шириной в десятки нанометров представляет собой суперпозицию множества узких однородных линий от отдельных ионов или их групп.

С другой стороны, для иона в фиксированном окружении линия усиления не является бесконечно узкой. Она уширена однородно преимущественно за счёт взаимодействия с фононами (тепловыми колебаниями решётки). Это доминирующий механизм при комнатной температуре. Чрезвычайно высокая скорость релаксации между подуровнями Штарка внутри одного мультиплета приводит к быстрой термализации ионов, заставляя всю группу ионов с близкими резонансными частотами вести себя как единая, когерентная система [162, 163]. Также свой вклад, хотя и меньший, вносит естественная ширина линии, определяемая конечным временем жизни уровня.

Следовательно, корректная физическая интерпретация процесса насыщения усиления должна оперировать не двумя предельными случаями «однородное или неоднородное», а однородной шириной линии (и соответствующей ей глубиной «спектральной дыры») и как эта ширина соотносится с полной шириной контура усиления и со спектральным расстоянием между конкурирующими элементами (например, продольные моды резонатора).

В нескольких работах приводятся результаты исследования степени однородности усиления в активных волокнах. Однако подавляющее большинство этих работ посвящено эрбиевым волокнам. Как отмечено в [164], при комнатной температуре эрбий в стеклянной матрице проявляет преимущественно однородные свойства насыщения. Важным шагом стала работа [165], в которой впервые было экспериментально продемонстрировано, что даже при комнатной температуре в спектре эрбия существует слабая, но детектируемая неоднородная составляющая. Она проявляется в виде эффекта СВД. При этом глубина провала крайне мала и вызывает изменение усиления

менее 1 дБ. Хотя авторы явно не указали численное значение ширины «дыры», анализ приведённых спектров позволяет оценить её в диапазоне 1–3 нм (~125–375 ГГц). Как показывают высокочувствительные исследования, такие как [166, 167], при понижении температуры (например, до 77 К) неоднородная компонента становится явно выраженной. Это связано с "замораживанием" фононных процессов и проявлением исходного разброса резонансных частот ионов из-за неоднородности стеклянной матрицы. Ширина однородной компоненты оценивается как 100–200 ГГц с глубиной провала 3–4 дБ. В нескольких работах эффект СВД исследуется в эрбиевых волокнах с различным составом стекла для определения однородной и неоднородной ширины спектральных линий при различных температурах. Например, в волокне на основе алюмосиликатного стекла ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{:GeO}_2\text{:SiO}_2$) при комнатной температуре было установлено, что однородная и неоднородная ширины линии равны и составляют примерно 11.5 нм (при этом ширина наблюдаемого спектрального провала составляет около 23 нм, что соответствует удвоенной однородной ширине линии) [168]. В отличие от этого, в волокне с сердцевинкой из германо-силикатного стекла ($\text{GeO}_2\text{:SiO}_2$) экстраполированные на комнатную температуру значения существенно ниже: однородная ширина линии составляет около 4 нм, а неоднородная — около 8 нм [169]. В частности, эти результаты объясняют, почему неоднородные эффекты насыщения усиления проявляются в эрбиевых волоконных усилителях на основе германо-силикатного стекла более выражено, чем для алюмосиликатного.

Исследования спектральных провалов в усилении, вызванных СВД, в других волоконных средах представлены в литературе крайне мало. Только в [170] были изучены СВД в тулиевых волоконных усилителях и произведено сравнение с аналогичным эффектом в эрбиевом усилителе. Авторы показали, что в случае тулия глубина и ширина провала составляют около 0,2 дБ и 7 нм соответственно, тогда как для эрбиевого усилителя эти значения достигают 0,8 дБ и 10 нм. Полученные данные по глубине СВД хорошо согласуются с результатами более раннего исследования [165]. Однако в различных

исследованиях ширины провалов существенно различаются от 2 до 20 нм. Это можно связать с различным составом стекла. Несмотря на эти разногласия для эрбиевого волокна можно сделать вывод, что насыщение в тулиевом волокне также имеет преимущественно однородный характер.

В целом, поведение эрбиевого волокна можно рассматривать как эталонный пример смешанного (однородно-неоднородного) насыщения. Неоднородная составляющая, обусловленная структурным беспорядком стеклянной матрицы, хотя и присутствует, при комнатной температуре маскируется доминирующим однородным уширением, вызванным взаимодействием ионов с фононами. Учитывая, что вклад неоднородной составляющей крайне мал, то легированные волокна в большинстве случаев принято рассматривать как среду с однородным насыщением усиления.

1.1.3. Интерференционные эффекты в резонаторе

Как уже отмечалось выше, среды с однородным характером насыщения способствуют достижению стабильной одночастотной генерации, когда лазерное излучение формируется единственной поперечной и единственной продольной модой резонатора. В этом случае лазер генерирует дифракционно-ограниченный пучок с минимально возможным уровнем фазовых и амплитудных шумов, определяемым в идеальном случае фундаментальным квантовым пределом Шавлова-Таунса [171]. Однако даже однородный характер насыщения не гарантирует одночастотной генерации, так на конкуренцию мод также влияют и другие факторы. В частности, на это влияют эффекты интерференции встречных волн в резонаторах со стоячей волной (например, в линейном резонаторе типа Фабри-Перо). В этом случае возникает продольная неоднородность насыщения усиления, известная как пространственное выжигание дыр (ПВД). Необходимо отметить, что ПВД является не что иное как рассмотренная во введении ДРН усиления. Это явление приводит к конкуренции между продольными модами и часто вызывает нестабильную многомодовую генерацию [172], т.е. в генерацию в

различные моменты времени выходят разные продольные моды. Для подавления эффекта ПВД в линейных резонаторах применяются специальные методы: создание аксиально-однородного поля с помощью техники «скрученных мод» [101–104], физическое перемещение активной среды относительно структуры стоячей волны [105], фазовая модуляция для динамического смещения узлов стоячей волны [106–108]. Также ПВД может быть подавлено в лазере с резонатором с бегущей волной. Этого можно добиться в, например, в однонаправленном кольцевом резонаторе [173, 87]. Однонаправленность, как правило, достигается за счет добавления в кольцевую часть изолятора или циркулятора. В этой конфигурации бегущая волна равномерно насыщает усиление по всему объёму активной среды.

Примечательно, что в некоторых случаях ПВД может, напротив, оказывать стабилизирующее действие. Например, когда ПВД возникает в поглощающей среде (другими словами, ДРН поглощения), размещённой внутри резонатора, этот эффект способствует стабилизации одночастотной генерации [94, 174].

1.1.4. Распределённая обратная связь

Альтернативный подход к реализации одночастотной генерации в линейных резонаторах заключается в сокращении длины резонатора для увеличения ОСД, делая интервал между соседними продольными модами сопоставимым с шириной контура усиления активной среды (или спектрального селектора). В таком случае активная среда должна занимать всё пространство между зеркалами. Наиболее простая реализация данного принципа — лазер с распределённым брэгговским отражателем (РБО, англ. Distributed Bragg Reflector, DBR), в котором зеркала (пара согласованных ВБР) формируются непосредственно в отрезке активного волокна, исключая участки без усиления. Длины резонаторов РБО-лазеров могут достигать 10 мм [175] и менее (8,4 мм в [176]), что позволяет реализовать одночастотную

генерацию с шириной линии на уровне килогерц благодаря короткому резонатору и однородному насыщению усиления.

Однако следует отметить, что даже при длине резонатора ~ 10 мм ОСД составляет всего около 10 ГГц, что на три порядка меньше ширины спектра усиления ионов редкоземельных элементов (например, ~ 30 ТГц для иттербия). Использование ВБР с шириной полосы отражения порядка 0,5 нм (50 – 60 ГГц) несколько улучшает селекцию, но даже в этом случае в усилении могут участвовать несколько продольных мод. Такая многомодовость приводит к нестабильности генерации — модовым скачкам (англ. *mode hopping*), чувствительным к внешним воздействиям. Для достижения устойчивой одночастотной генерации в волоконных лазерах с коротким резонатором часто применяются дополнительные методы селекции мод.

Эффективным подходом к реализации одночастотной генерации является создание лазера с распределенной обратной связью (РОС, англ. *Distributed Feedback, DFB*). Такой лазер представляет собой отрезок активного волокна, в котором непосредственно записана ВБР с фазовым дефектом (обычно π -сдвигом) в центральной части [177]. Фазовый сдвиг, который можно представить как две однородные ВБР, смещенные на половину периода, формирует в спектре отражения узкий провал, соответствующий резонансной моде с высокой добротностью. Положение этого провала, определяющее длину волны генерации, зависит от величины фазового сдвига. Ключевые преимущества РОС-лазеров по сравнению с РБО-лазерами: высокая добротность резонатора за счёт интегрированной структуры; отсутствие сварных соединений между активной средой и зеркалами (как в РБО-лазерах), что исключает потери в стыках; повышенная стабильность относительно температурных и механических воздействий. В РБО-лазере изменение длины оптического пути между двумя отдельными ВБР при растяжении или нагреве приводит к нестабильности генерации. В РОС-лазере непрерывная решётка с фиксированным фазовым сдвигом делает резонансную длину волны значительно менее чувствительной к таким воздействиям. Резонаторы РОС-

лазеров также могут быть довольно короткими (на уровне 10 мм), а ширина линии генерации достигает килогерцового уровня [178, 179].

Главным фактором, ограничивающим мощность как РБО, так и РОС-лазеров, является неоднородный нагрев активной среды при увеличении мощности накачки. Для достижения высокой выходной мощности при малой длине волокна требуется высокая концентрация легирующих ионов, что усугубляет неравномерность поглощения накачки и создаёт значительные температурные градиенты. Это приводит к нестабильности генерации (появлению модовых скачков). Как следствие, выходная мощность устойчивых одночастотных РБО- и РОС-лазеров с коротким резонатором редко превышает несколько милливатт.

1.1.5. Динамическая распределенная обратная связь

Как уже отмечалось во введении, распределённая обратная связь представляет собой эффективный инструмент для обеспечения узкополосной, вплоть до одночастотной, генерации в волоконных лазерах. Рассмотренная выше схема РОС-лазера на основе ВБР с фазовым дефектом не является единственным примером реализации данного подхода. Альтернативный способ предполагает формирование РОС непосредственно в активной среде под действием лазерного излучения — в этом случае возникает динамическая распределённая обратная связь на основе решёток населённостей. Как было показано ранее, характер поведения такой системы во многом определяется свойствами среды, в которой формируется ДРН. В случае ДРН поглощения наблюдается стабилизация генерации на одной продольной моде резонатора, тогда как при использовании ДРН усиления реализуется режим ССЧ. Данный процесс развивается циклически. Если в некоторый момент времени генерация происходит на одной продольной моде, формируемое при этом поле стоячей волны индуцирует запись ДРН, обладающей высокой спектральной селективностью. Поскольку время жизни такой решётки может превышать длительность генерации на исходной моде, она способна изменять условия

усиления для последующих мод. В результате динамическая решётка инициирует генерацию стоячей волны уже на сдвинутой частоте. При многократном повторении данного цикла наблюдается последовательное смещение частоты генерации, что проявляется как перестройка частоты генерации.

Для более глубокого понимания физических механизмов, лежащих в основе работы подобных лазеров, далее будут рассмотрены методы теоретического описания волоконных лазеров с динамической РОС.

1.2. Методы теоретического описания излучения в волоконных лазерах с динамической РОС

1.2.1. Описание волоконного лазера с динамической РОС

Рассмотрим волоконный лазер (рисунок 1.1) с резонатором Фабри-Перо, образованный плотным (H) и выходным (T) широкополосными зеркалами с коэффициентом отражения по мощности $R_H \sim 1$ и $R_T \ll 1$ соответственно. Как правило, в большинстве экспериментов, в качестве плотного зеркала выступают кольцевое зеркало [113], зеркало на основе объемной оптики [180] или ВБР [113] с коэффициентами отражения $R_H \sim 1$. В качестве выходного зеркала обычно применяется отражение Френеля от прямого скола волокна с коэффициентом отражения $R_T \approx 0.04$ [113]. Также режим ССЧ был продемонстрирован в схемах, где скол выходного волокна является косым [180] или есть дополнительный разветвитель [181]. В этом случае эффективный коэффициент отражения выходного зеркала может достигать $R_T \approx 0.001$.

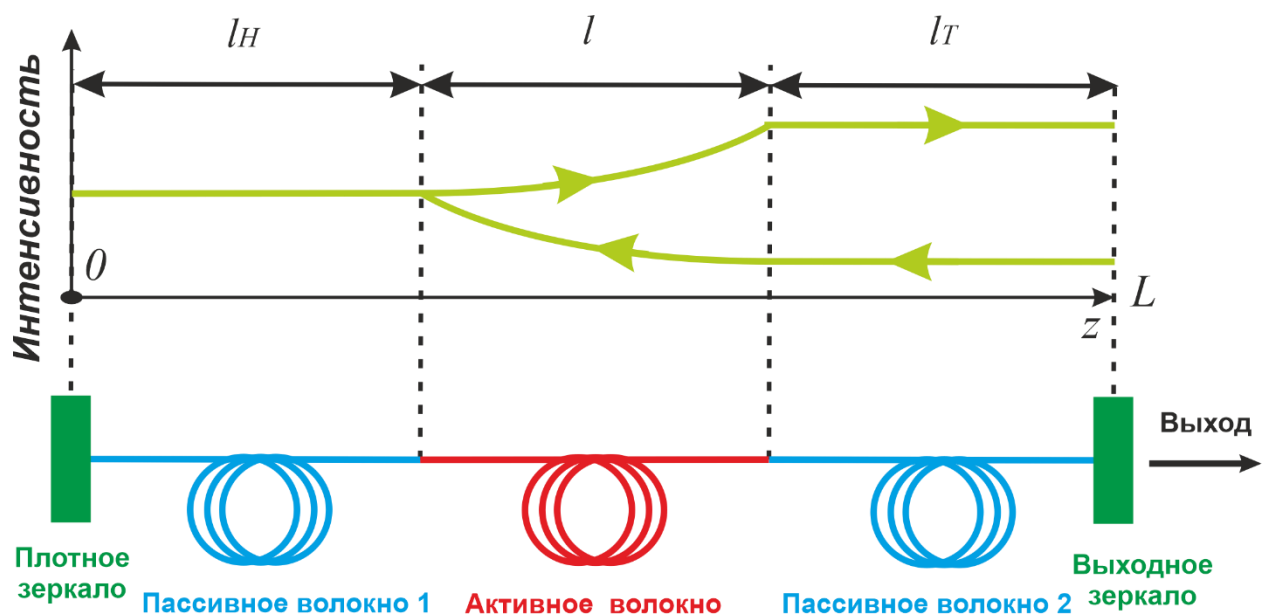


Рисунок 1.1. Схематичное изображение волоконного лазера с резонатором Фабри-Перо и соответствующее продольное распределение интенсивности двух встречных волн.

Активной средой лазера является волокно с длиной l , сердцевина которого легирована элементами группы редкоземельных металлов. Экспериментально показано, что эффект ССЧ может наблюдаться в волокнах с различными легирующими добавками. Усиление в активной среде через инверсную населенность создается при помощи непрерывного источника накачивающего излучения мощности P . Активная среда характеризуется мощностями насыщения I_s и P_s для генерации и накачки соответственно. Динамические характеристики активной среды определяются временем жизни верхнего возбужденного уровня τ_0 . В наиболее изученном ССЧ-лазере на основе иттербиевого волокна с двойной оболочкой мощности насыщения по сигналу и накачки оцениваются как $\sim 10\text{--}30$ мВт и ~ 10 Вт соответственно. Как правило, мощность накачки не превышает 5 Вт, а мощность генерации может достигать 100 мВт и более. По этой причине, одним из допущений можно считать, что мощность накачки меньше, чем мощность насыщения по накачке ($P \ll P_s$). При этом сигнал может находиться в сильном насыщении.

Экспериментально было продемонстрировано, что длина активного волокна l в зависимости от концентрации легирующей добавки и

коэффициента поглощения накачивающего излучения может варьироваться от 1 [180] до 60 [119] метров. При этом активная среда может занимать резонатор не полностью – в схеме, как правило, присутствуют пассивные волокна. Поэтому введем обозначение для длин пассивных волокон возле выходного и плотного зеркал как l_T и l_H соответственно. Таким образом, полная длина резонатора составляет $L = l_T + l + l_H$. В большинстве случаев длина резонатора составляет порядка $L \approx 10$ м. Хотя в работе [119] был продемонстрирован ССЧ-лазер с полной длиной резонатора порядка 100 метров.

Наличие резонатора накладывает ограничения на набор возможных генерируемых продольных мод. Длина волны генерации λ_m может принимать только дискретные значения, т.е. удовлетворяет условию $\frac{m\lambda_m}{2} = n_0L$, где m - текущий номер моды, n_0 - средний ПП среды в резонаторе. Как результат, волновое число k_m и оптическая частота ν_m моды m равно $k_m = 2\pi n_0/\lambda_m = \pi m/L$ и $\nu_m = c/\lambda_m = cm/2Ln_0$ соответственно, где c - скорость света в вакууме. В частности, отсюда следует, что частота биений соседних мод в Фабри-Перо резонаторе равна $\Delta\nu = c/2Ln_0$.

Под воздействием стоячей волны излучения в среде с инверсной населенностью будет формироваться динамическая распределенная обратная связь. Под эти термином мы будем иметь в виду пространственную модуляцию населенности уровней с конечным временем жизни. Мелкомасштабная модуляция с периодом, сравнимым с длиной волны, может образовываться в поглощающих или усиливающих средах в результате резонансного взаимодействия сред с излучением стоячей волны.

Далее приведем основные уравнения, которые позволяют рассчитать характеристики описанной выше системы.

1.2.2. Основные уравнения

1.2.2.1. Стоячая волна интенсивности

Предположим, что в некоторый момент времени в резонаторе существует стоячая волна от одной продольной моды с номером m , состоящая из прямой (“+”) и обратной (“-“) плоских волн:

$$E_m(z, t) = A_m^+(z, t)e^{-ik_m z}e^{i\omega_m t} + A_m^-(z, t)e^{ik_m z}e^{i\omega_m t},$$

где z – продольная координата с началом на выходном зеркале TR , t – время, $\omega_m = 2\pi\nu_m$ – циклическая частота, $A_m^\pm$ – амплитуды бегущих волн с интенсивностью $I_m^\pm = A_m^\pm A_m^{\pm*}$. Подразумевается, что зависимости амплитуд волны от координаты и времени имеют более медленный характер по сравнению с высокочастотной модуляцией, вызванной множителями $e^{ik_m z}$ и $e^{i\omega_m t}$. Полная интенсивность стоячей волны моды m :

$$I_m(z, t) = A_m A_m^* = I_m^+ + I_m^- + A_m^+ A_m^{-*} e^{-i2k_m z} + A_m^- A_m^{+*} e^{i2k_m z}$$

Последние два слагаемых связаны с интерференцией двух встречных волн.

Если комплексные амплитуды представить в виде $A_m^\pm = \sqrt{I_m^\pm} e^{i\varphi_m^\pm}$, то выражение имеет вид:

$$I_m(z, t) = I_m^+(z, t) + I_m^-(z, t) + 2\sqrt{I_m^+(z, t)I_m^-(z, t)}\cos(2k_m z - \Delta\varphi_m),$$

где $\Delta\varphi_m = \varphi_m^+ - \varphi_m^-$ – разность фаз встречных волн. Разность фаз является постоянной величиной, так как определяется граничными условиями. По этой причине далее эта фаза будет опускаться. Также в некоторых случаях полную интенсивность удобнее представлять в виде:

$$I_m(z, t) = I_0(z, t)(1 + M(z, t)\cos(2k_m z)),$$

где $I_0(z, t) = I_m^+(z, t) + I_m^-(z, t)$ – полная интенсивность стоячей волны, $M(z, t) = 2\sqrt{I_m^+(z, t)I_m^-(z, t)}/I_0(z, t)$ – глубина модуляции.

1.1.2.2. Динамические решетки инверсной населенности

Рассмотрим, как неоднородность интенсивности стоячей волны влияет на параметры усиливающей среды с учетом эффекта насыщения усиления.

Известно, что усиление испытывает насыщение при больших уровнях сигнала [182]:

$$G(I) = \frac{G_{ss}}{1 + I/I_s}$$

где G_{ss} и I_s – ненасыщенный коэффициент усиления (или усиление слабого сигнала) и характерная интенсивность насыщения соответственно. Выражение для интенсивности насыщения имеет вид:

$$I_s = \frac{h\nu_s}{\tau_0(\sigma_{21}^s + \sigma_{12}^s)},$$

где ν_s – оптическая частота излучения, σ_{12}^s и σ_{21}^s – сечения поглощения (“1→2”) и испускания (“2→1”) соответственно, τ_0 – время жизни верхнего уровня. В соответствии с большинством проведенных экспериментов насыщение по излучению накачки отсутствует. При этом насыщение сильнее для зон с более высокими уровнями интенсивности. В результате эффекта насыщения пространственная модуляция интенсивности вида $I_m = I_0(1 + M\cos(2k_m z))$ приводит к пространственной модуляции усиления:

$$G = G_0 + G_m \cos(2k_m z),$$

где значения среднего уровня насыщенного усиления G_0 и глубины его модуляции G_m можно соответственно представить:

$$G_0 = \frac{G_{ss}}{1 + I_0/I_s}$$

$$G_m = -MG_{ss} \frac{I_0/I_s}{(1 + I_0/I_s)^2}$$

Таким образом, пространственная модуляция интенсивности приводит к аналогичной пространственной модуляции в коэффициенте усиления. Из этого выражения, в частности, можно увидеть, что амплитуда динамической решетки усиления увеличивается с глубиной модуляции стоячей волны M , которая свою очередь определяется средним геометрическим интенсивностей двух встречных волн $M \sim \sqrt{I_m^+ I_m^-}$.

В действительности локальное изменение коэффициента усиления $G(z, t)$ связано с локальным изменением инверсной населенности $N_2(z, t)$, т.е.

$G(z, t) \sim N_2(z, t)$. Рассмотренный выше эффект насыщения приводит, в первую очередь, к модуляции инверсной населенности, $N_2(z, t) \sim I_m(z, t)$. Кроме того, локальное значение инверсной населенности $N_2(z, t)$ влияет не только на локальный коэффициент усиления/поглощения (по интенсивности), но и на локальный ПП $n(z, t) \sim N_2(z, t)$. Это означает, что модуляция инверсной населенности ведет к пространственной модуляции усиления $G(z, t)$ и ПП $n(z, t)$ с периодом $2k_m$:

$$G(z, t) = G_0(z, t) + G_m(z, t)\cos(2k_m z)$$

$$n(z, t) = n_0(z, t) + n_m(z, t)\cos(2k_m z),$$

где $G_m \ll G_0$ и $n_m \ll n_0$ - малые добавки к средним значениям усиления и ПП. Другими словами в среде с инверсной населенностью формируются динамические решетки усиления и ПП с амплитудами G_m и n_m соответственно. Кроме того, вследствие непостоянной интенсивности рассмотренных ССЧ-лазеров усиление и ПП меняется во времени около средних значений значения $\bar{G}(z)$ и $\bar{n}(z)$, т.е.

$$G_0(z, t) = \bar{G}(z) + \delta G(z, t)$$

$$n_0(z, t) = \bar{n}(z) + \delta n(z, t)$$

Добавки $\delta G \ll \bar{G}$ и $\delta n \ll \bar{n}$ описывают медленные изменения коэффициента усиления и ПП. Эти две решетки имеют разный характер воздействия на поля волны. Динамические решетки усиления и ПП воздействуют на амплитуды и фазу электромагнитной волны соответственно. По этой причине, их иногда также называют амплитудными и фазовыми динамическими решетками.

В действительности эти две динамические решетки нельзя рассматривать независимо друг от друга. В соответствии с соотношением Крамерса-Кронига локальное усиление/поглощение $G(z, t)$ связано с локальным значением ПП $n(z, t)$. Действительно, как отмечалось выше, каждая из этих характеристик зависит от локального значения инверсной

населенности $N_2(z, t)$. Коэффициент усиления пропорционален инверсной населенности через сечения поглощения и испускания:

$$G(z, t) \equiv (\sigma_{21}^s + \sigma_{12}^s)N_2(z, t)$$

Отсюда следует, что изменение усиления δG линейно связано с изменением населённости на верхнем уровне δN_2

$$\delta G = \frac{\partial G}{\partial N_2} \delta N_2 = (\sigma_{12}^s + \sigma_{21}^s) \delta N_2$$

Изменение ПП среды δn тоже линейно связано с изменением населённости на верхнем уровне δN_2 [71]:

$$k_m \delta n = k_m \frac{\partial n}{\partial N_2} \delta N_2 = (2\pi F_L)^2 \frac{\Delta p}{\lambda_m} \delta N_2,$$

где $F_L = (n_0^2 + 2)/3 \approx 1.37$ - фактор локального поля, известный как фактор Лоренца, $\Delta p = p_2 - p_1$, p_1 и p_2 поляризуемости частиц среды в основном состоянии (1) и на возбужденном уровне (2) на частоте лазера соответственно. Для удобства введем коэффициент связи между изменениями ПП и усилением:

$$\kappa \equiv \frac{2k_m \delta n}{\delta G \bar{n}} = \frac{2(2\pi F_L)^2}{(\sigma_{12}^s + \sigma_{21}^s) \bar{n}^2 \lambda_s} \Delta p,$$

где λ_s – длина волны излучения в вакууме. Дополнительный множитель k_m введен для обезразмеривания коэффициента связи. Этот коэффициент связи определяется свойствами активной среды. Стоит отметить, что через эти коэффициенты связаны не только медленно меняющиеся добавки, а также и амплитуды динамических решеток, т.е. $2k_m n_m = \bar{n} \kappa G_m$. По этой причине для полного описания ДРН достаточно знать характеристики одной из решеток и коэффициент связи κ .

Для обобщения двух типов динамических решеток удобно ввести термин “комплексный коэффициент усиления”:

$$\mathbf{G} \equiv G + i \frac{2k_m}{\bar{n}} n$$

В этом выражении действительная и мнимая части комплексного усиления соответствуют обычному усилению/поглощению и ПП среды

соответственно. Аналогичные выражения имеют место для медленной добавки и амплитуды модуляции комплексного усиления:

$$\delta \mathbf{G} \equiv \delta G + i \frac{2k_m}{\bar{n}} \delta n = \delta G(1 + i\kappa)$$

$$\mathbf{G}_m \equiv G_m + i \frac{2k_m}{\bar{n}} n_m = G_m(1 + i\kappa)$$

Далее, обсуждая амплитудные ДРН (усиление или поглощение), будем иметь в виду, что в среде также присутствуют и фазовые динамические решетки (и наоборот). В этих терминах комплексное усиление с учетом динамической решетки имеет вид:

$$\mathbf{G}(z, t) = G_0(z, t) + \mathbf{G}_m(z, t)e^{-i2k_m z} + \mathbf{G}_m^*(z, t)e^{i2k_m z}$$

Таким образом, в системе присутствует две волны генерации (прямая и обратная), которые через инверсную населенность (т.е. излучения накачки) формируют комплексную динамическую решетку. Последняя, в свою очередь, имеет обратное влияние на волны генерации. Для описания лазера с динамической РОС выпишем основные уравнения на 1) волны генерации, 2) волну накачки и на 3) коэффициент усиления.

1.2.2.3. Уравнения для описания лазера с динамической РОС

Запишем распространение прямой A_m^+ и обратной A_m^- волн при наличии комплексной решетки с амплитудой $\mathbf{G}_m$ в активной среде параметров связи κ . Этот процесс описывается классическими уравнениями связанных волн в среде в отсутствие нелинейности Керра и дисперсии в резонансном приближении [183]:

$$\frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial A_m^+}{\partial t} + \frac{\partial A_m^+}{\partial z} = \left(\frac{G_0}{2} + \frac{\delta \mathbf{G}}{2} (1 + i\kappa) \right) A_m^+ + \frac{\mathbf{G}_m}{4} (1 + i\kappa) A_m^-$$

$$+ (1 + i\kappa) \sum_{old} \frac{G_{m'}}{4} e^{+i2(k_{m'} - k_m)z} A_m^- \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial A_m^-}{\partial t} - \frac{\partial A_m^-}{\partial z} = & \left(\frac{G_0}{2} + \frac{\delta G}{2} (1 + i\kappa) \right) A_m^- + \frac{G_m}{4} (1 + i\kappa) A_m^+ \\ & + (1 + i\kappa) \sum_{old} \frac{G_{m'}}{4} e^{-i2(k_{m'} - k_m)z} A_m^+ \end{aligned} \quad (2)$$

Распространение волны накачки $P(z)$ в среде в приближении отсутствия не насыщаемых потерь описывается уравнением:

$$\frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial z} = - \left(\sigma_{12}^p N_1(z, t) - \sigma_{21}^p N_2(z, t) \right) \Gamma_p P(z)$$

σ_{12}^p и σ_{21}^p — эффективные поперечные сечения поглощения и испускания на длине волны накачки, $N_1(z, t)$ и $N_2(z, t)$ — концентрации ионов на нижнем и верхнем лазерных уровнях соответственно ($N_1(z, t) + N_2(z, t) = N$ — общая концентрация), Γ_p — коэффициент перекрытия (фактор перекрытия) моды накачки с легированной сердцевиной (доля мощности накачки, распространяющаяся в легированной области). Первое слагаемое отвечает за переходы из основного состояния в возбужденное, второе — наоборот. Это выражение удобнее переписать в терминах коэффициента поглощения излучения накачки $\alpha_p = \sigma_{12}^p \Gamma_p N$, коэффициента усиления $G(z, t) \equiv (\sigma_{21}^s + \sigma_{12}^s) N_2(z, t)$ и мощностей насыщения по накачке $P_s = \frac{h\nu_p}{\tau_0(\sigma_{21}^p + \sigma_{12}^p)\Gamma_p}$ и генерации

$I_s = \frac{h\nu_s}{\tau_0(\sigma_{21}^s + \sigma_{12}^s)}$ соответственно.

$$\frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial z} = \left(\frac{I_s}{P_s} \frac{\omega_p}{\omega_0} G_0 - \alpha_p \right) P \quad (3)$$

Стоит отметить, что аналогичное выражение может быть выписано в присутствии обратной волны накачки. Однако в экспериментах данной диссертационной работы присутствовала только одна прямая волна накачки.

Далее запишем уравнения на коэффициент усиления G_0 и амплитуду динамической решетки G_m в присутствии стоячей волны генерации (вывод приведен в [183]):

$$\tau_0 \frac{\partial G_0}{\partial t} = \left(W_p \frac{P}{P_s} + W_s \frac{I_0}{I_s} \right) - G_0 \left(1 + \frac{I_0}{I_s} + \frac{P}{P_s} \right) - \left(G_m \frac{E_m^- E_m^{+*}}{I_s} + G_m^* \frac{E_m^+ E_m^{-*}}{I_s} \right) \quad (4)$$

$$\tau_0 \frac{\partial G_m}{\partial t} = - \left(G_m \left(1 + \frac{I_0}{I_s} + \frac{P}{P_s} \right) + (G_0 - W_s) \frac{E_m^+ E_m^{-*}}{I_s} \right) \quad (5)$$

Таким образом уравнения (1)-(5) вместе с граничными условиями

- $I_m^+(z = L, t) \approx I_m^+(z = l_1, t) = I_{HR}(t)$ - на зеркале HR для обратной волны
- $I_m^-(z = L, t) \approx I_m^-(z = l_1, t) = I_{HR}(t)$ - на зеркале HR для прямой волны
- $I_m^-(z = 0, t) = I_m^-(z = l_T, t) = I_{TR}(t)/(1 - R_T) \approx I_{TR}(t)$ - на зеркале TR для прямой волны
- $I_m^+(z = 0, t) = I_m^+(z = l_T, t) = I_{TR}(t)R_T/(1 - R_T) \approx R_T I_{TR}(t)$ — на зеркале TR для обратной волны

образуют полную систему, позволяющие описать динамику волоконного лазера на основе динамической РОС.

1.2.3. Численная модель волоконного лазера с динамической РОС

Стоит отметить, что в общем случае аналитического решения системы (1)-(5) не существует. Наиболее простым способом для ее анализа является численное моделирование полученной системы уравнений. Система уравнений (1)-(5) решалась численно с помощью явной двухшаговой схемы предиктор-корректор [184] второго порядка. Для однородных уравнений метод также известен, как двухшаговая схема Лакса-Вендроффа [185]. В начальный момент все поля и коэффициенты усиления обращались в ноль. В соответствии с экспериментом излучение накачки распространялось только в отрицательном направлении со стороны плотного зеркала. Мощность накачки имела фиксированную величину для каждого шага по времени на правой границе резонатора. Усиление G_0 , G_m и поглощение α_p , α_s имели ненулевые значения на каждом целом шаге только в пределах активной среды. Для обеспечения старта генерации в уравнения на поле добавлялся гауссовский стохастический шум с нулевым средним значением, δ -коррелированным во времени и пространстве. Уровень мощности шума пропорциональным инверсии населенностей и равным ~ 100 нВт в установившемся режиме. Шум моделировался как комплексное слагаемое со случайной фазой и амплитудой в квадрате на комплексной плоскости в пределах от $-q_0\sqrt{G_0}$ до $+q_0\sqrt{G_0}$ по

вещественной и мнимой осям, поскольку мощность спонтанного излучения пропорциональна с некоторым коэффициентом $|q_0|^2$ населённости верхнего лазерного уровня и соответственно усилению G_0 .

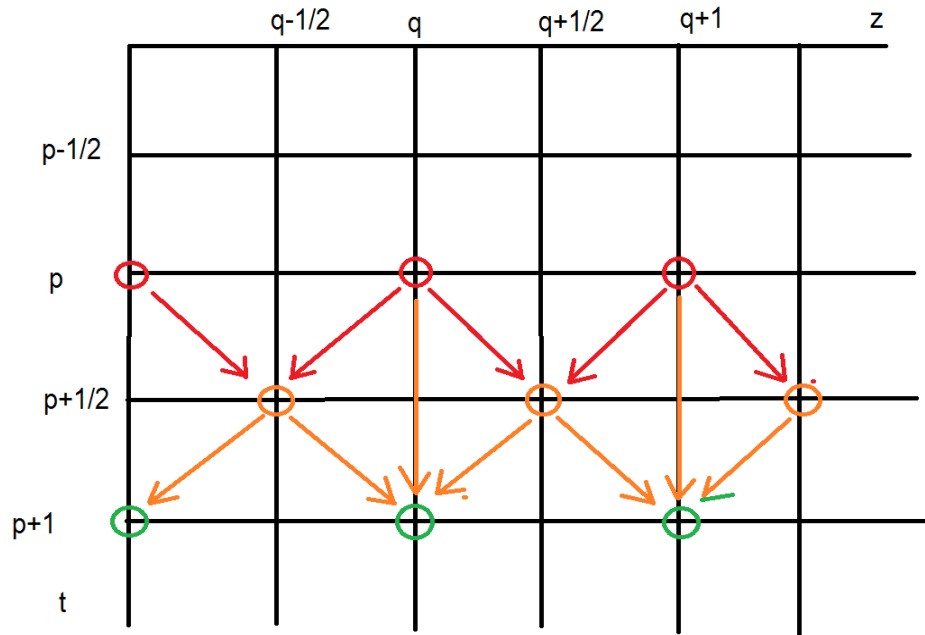


Рисунок 1.2. Схема расчета. Красные стрелки – шаг предиктора, оранжевые – шаг корректора.

Для расчёта использовалась сетка вдоль резонатора лазера с равномерным шагом h , за который отвечает индекс q (рисунок 1.2). Начало и конец активной среды помещались в узлы сетки. Переход от момента времени t_p к моменту $t_p + \tau$, где величина временного интервала выбиралась равной $\tau = \bar{n}h/(2c)$, происходил в два этапа.

Для примера рассмотрим расчёт поля E_q^{+p} в соответствии с уравнением (1), где q – номер точки по длине резонатора. На первом полушаге по времени $\tau/2$ проводились вычисления в промежутках координатной сетки $E_{q+1/2}^{+p+1/2}$

$$\begin{aligned} \frac{\bar{n}}{c} \frac{E_{q+1/2}^{+p+1/2} - (E_{q+1}^{+p} - E_q^{+p})/2}{\tau/2} + \frac{E_{q+1}^{+p} - E_q^{+p}}{h} = \\ = \frac{\Phi(E^+, E^-, G_0, G_m)_q^p + \Phi(E^+, E^-, G_0, G_m)_{q+1}^p}{2}, \end{aligned}$$

где обозначенная функцией $\Phi(E^+, E^-, G_0, G_m)$ правая часть уравнения взята в виде среднего значения по соседним узлам с номером q и $q + 1$. Аналогичным образом вычисляется поле встречной волны E^- и мощность накачки P^- . У коэффициентов усиления G_0 и G_m нет производной по координате, но их значения также вычисляются на промежуточном шаге как среднее по узлам q и $q + 1$. Поскольку значения вычисляются только в центре промежутков, то использования граничных условий на краях резонатора не требуется. На втором полушаге производится коррекция и используются значения как в узлах на слое p , так и в промежутках на слое $p + 1/2$:

$$\begin{aligned} & \frac{\bar{n}}{c} \frac{E_q^{+p+1} - E_q^{+p}}{\tau/2} + \frac{E_{q+1/2}^{+p+1/2} - E_{q-1/2}^{+p+1/2}}{h} = \\ & = \frac{\Phi(E^+, E^-, G_0, G_m)_{q-1/2}^{p+1/2} + \Phi(E^+, E^-, G_0, G_m)_{q+1/2}^{p+1/2}}{2} \end{aligned}$$

Усиления G_0 и G_m полагаются равными нулю на шаге p везде в пассивных световодах. Мощность накачки включается в момент $t = 0$ и характеризуется постоянной величиной на входе $z = L$. Мощность накачки P^- постоянна во времени на правой границе резонатора. Мощность излучения накачки P^- в двух первых точках на левой границе резонатора можно положить одинаковой, так как она не изменяется в пассивном световоде. Генерируемые волны E^+ и E^- связаны между собой отражением от зеркал R_H и R_T на левой и правой границах соответственно:

$$\begin{aligned} E^+(0) &= -\sqrt{R_T} E^-(0) \\ E^-(L) &= -\sqrt{R_H} E^-(L) \end{aligned}$$

При обработке результатов численных расчётов исследовалась зависимость поля E^- вблизи выходного зеркала. Квадрат модуля данной величины практически соответствует выходной мощности, поскольку коэффициент отражения выходного зеркала выбирался менее 1%.

Пример результатов прямого численного моделирования приведены на рисунке 1.3. После начала генерации лазера наблюдаются самопульсации

интенсивности. На рисунке 1.3а можно увидеть, что динамика интенсивности состоит из последовательности импульсов длительностью порядка единиц микросекунд. При увеличении мощности накачки происходит уменьшение как длительности импульсов, так и периода их повторения. Такое поведение свойственно для лазеров с модуляцией добротности.

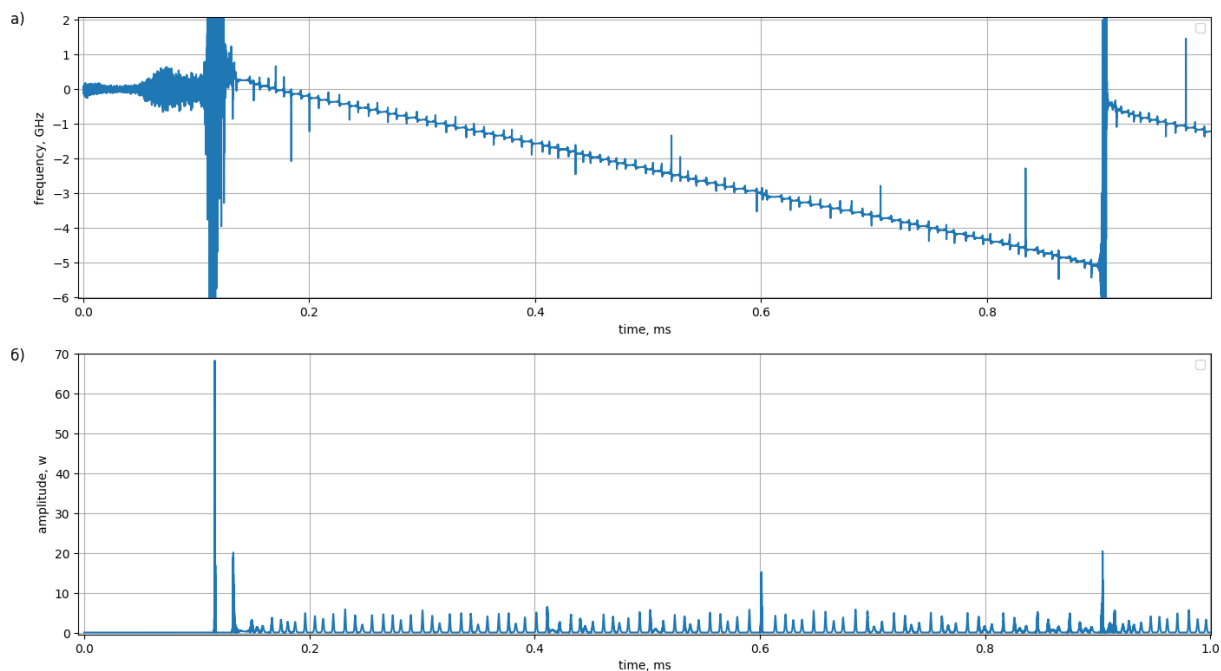


Рисунок 1.3. Результаты моделирования при сетке в 1024 точки: динамика (а) спектра и (б) интенсивности излучения.

Особенностью излучения является его спектральная динамика. Если обратиться к оптическому спектру, рассчитанному как Фурье-образ от полученного значения поля волны (рисунок 1.3б), можно заметить регулярное изменение центральной частоты. Это не что иное, как эффект ССЧ. Пример Результаты моделирования представлены в разделе 2.

Численное моделирование лазера позволяет рассчитать его поведение. Однако для этого необходимо, во-первых, подобрать параметры так, чтобы результаты совпадали с экспериментальными, а во-вторых, требуются значительные вычислительные ресурсы. Кроме того, численное моделирование не даёт возможности в полной мере проанализировать влияние входных параметров на характеристики излучения. В некоторых случаях

более эффективной может оказаться аналитическая модель. В следующих двух подразделах приведено описание двух аналитических моделей волоконного лазера с динамической распределённой обратной связью (РОС). В целом обе модели позволили объяснить результаты, наблюдаемые в экспериментах.

1.2.4. Аналитическая модель волоконного лазера с динамической РОС на основе инкремента роста.

Представленная в работе аналитическая модель создана в ходе совместной работы с членом-корреспондентом РАН, д.ф.-м.н. Е.В. Подивилковым. Ее ключевая особенность — опора на экспериментальную базу, полностью сформированную автором в ходе самостоятельных исследований. В рамках этой базы были выполнены верификация принятых допущений и проверка ряда гипотез о физических механизмах работы лазеров с динамической РОС.

Обратимся к изначальной системе уравнений (1)-(5) и сделаем несколько предположений, которые позволяют упростить систему, такие как:

- Накачка P есть только с одной стороны, и она постоянна по координате и во времени
- Отсутствие насыщения по мощности накачки, т.е. $P \ll P_s$
- Пренебрежем процессом поглощением генерируемого излучения на его длине волны, т.е. $\sigma_{12}(\lambda_s) = 0$ и $W_s = 0$
- Амплитуда поля имеет вид $A^\pm(z, t) = a^\pm(z)f(t)$
- Исходя из эксперимента лазерная генерация имеет импульсный характер с некоторым периодом повторения T_p . По этой причине $f(t)$ — является временной огибающей единичного импульса.

Детальный вывод выражений из этого подраздела приведен в Приложении А.

Одним из важных параметров в лазер с динамической РОС является распределение интенсивности вдоль активной среды. Аналитическое

выражение для распределения интенсивности для прямой и обратной волн имеет вид в приближении сильного насыщения:

$$I^{\pm}(z) = I_{HR} \left(\sqrt{\left(\frac{z - l_1}{2l\sqrt{R_T}} \right)^2 + 1} \pm \left(\frac{z - l_1}{2l\sqrt{R_T}} \right) \right)$$

В приближении отсутствия насыщения:

$$I^{\pm}(z) = I_{HR} e^{\pm \left(\frac{z - l_1}{2l} \right) \ln R_T},$$

где введено обозначение $I_{HR} = I_s G_{ss} l \sqrt{R_T}$ для полной интенсивности обеих волн на зеркале HR . Некоторые характерные распределения интенсивности в рассматриваемой системе при различных коэффициентах выходного зеркала приведено на рисунке 1.4.

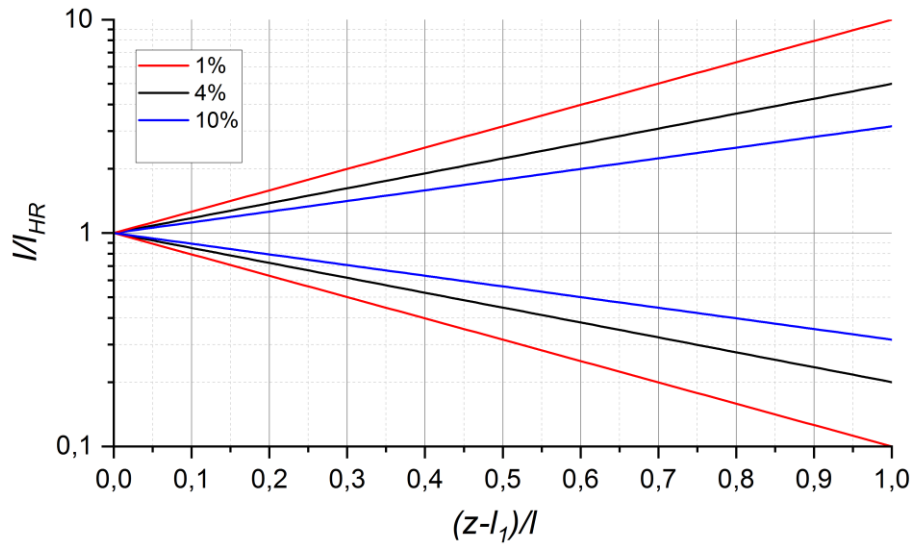


Рисунок 1.4. Продольное распределение мощности двух встречных волн для различных коэффициентов отражения выходного зеркала 0.1, 1 и 10% в логарифмическом масштабе.

Независимо от рассмотренного случая произведение интенсивностей двух встречных волн имеет постоянное значение $I^+(z)I^-(z) = I_{HR}^2$. Этот результат свидетельствует о том, что глубина модуляции $M(z, t) = 2\sqrt{I_m^+(z, t)I_m^-(z, t)}/I_0(z, t)$ динамической РОС определяется только суммой встречных волн, т.е: $M(z, t) = 2I_{HR}/(I^+(z) + I^-(z))$

Некоторые характерные распределения глубины модуляции в рассматриваемой системе при различных коэффициентах выходного зеркала приведено на рисунке 1.5. Несложно понять, что эффект насыщения несколько сглаживает продольное распределение интенсивности. Однако в случае без насыщения глубина модуляции более однородная, по сравнению со случаем с глубоким насыщением. В экспериментах же выполнялась промежуточная ситуации между сильным и слабым насыщением.

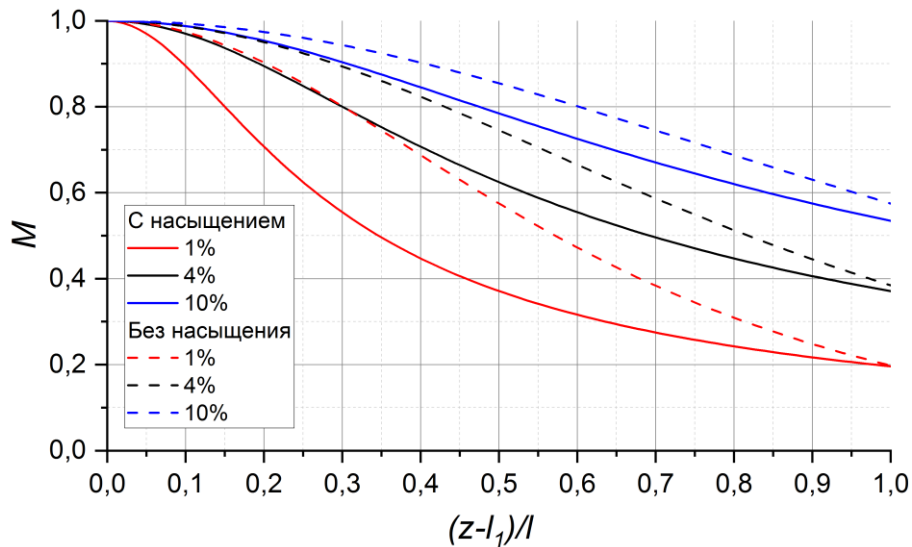


Рисунок 1.5. Продольное распределение глубины модуляции для различных коэффициентов отражения выходного зеркала 0,1, 4 и 10% в случае сильного и слабого насыщения.

Распределение интенсивности стоячей волны одной продольной моды формирует неоднородность инверсной населенности, что приводит к формированию комплексной динамической решетки. В свою очередь, решетка приводит к изменению условий генерации новых продольных мод. Это проявляется в том, что динамика одного импульса может быть описана произведением двух функций

$$f(t) \sim \left[\exp \left((1 + i\kappa) \frac{\Delta G l}{4\tau_{rt}} Q_m t \right) \right] \left[\frac{f_p}{\cosh^{1+i\kappa} \left(\frac{t}{\tau_p} \right)} \right],$$

где

$$Q_m(t) = \frac{1}{2l} \oint \sum_{old}^{all} e^{-\alpha(z,t)} \left(\frac{e^{+i2(k_m' - k_m)z} I^+(z) + e^{-i2(k_m' - k_m)z} I^-(z)}{I^+(z) + I^-(z)} \right) dz$$

Первый множитель в квадратных скобках отвечает за экспоненциальный рост моды с инкрементом роста $(1 + i\kappa) \frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} Q_m$. Коэффициент Q_m учитывает все имеющиеся в среде решетки, а также их затухание во времени через множитель $e^{-\alpha(z,t)}$. Несложно понять, что в генерацию выйдет та мода, у которой будет максимальна скорость роста, что определяет действительная часть:

$$f_m \equiv \frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} \text{Re}(1 + i\kappa) Q_m$$

В случае, когда в лазере присутствует решетка только от записывающей моды, инкремент роста принимает вид:

$$f_m = \frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} \text{Re}(1 + i\kappa) \frac{1}{l} \int \frac{e^{-i\frac{2\pi m}{L}z} I^-(z) + e^{+i\frac{2\pi m}{L}z} I^+(z)}{I^-(z) + I^+(z)} dz$$

Например, в случае отсутствия насыщения,

$$f_m = -\frac{\Delta G}{4\tau_{rt}} \text{Re}(1 + i\kappa) \int \frac{(e^{-i\frac{2\pi m}{L}z} e^{(z-l_1)G_{SS}} + e^{+i\frac{2\pi m}{L}z} e^{-(z-l_1)G_{SS}})}{e^{(z-l_1)G_{SS}} + e^{-(z-l_1)G_{SS}}} dz$$

полученное выражение совпадает с выражением для инкремента роста из работы [116] с точностью до постоянного множителя и знака:

$$f_m = -\text{Re} \left[\frac{2(g_{2k} - i\gamma_{2k})}{\tau_{rt}} \int_{l_0}^{l_1} \frac{e^{G_{SS}(z-l_1) - i\frac{2\pi m}{L}z} + e^{-G_{SS}(z-l_1) + i\frac{2\pi m}{L}z}}{e^{G_{SS}(z-l_1)} + e^{-G_{SS}(z-l_1)}} dz \right] \quad (6)$$

Представленное выше выражение для инкремента роста имеет более общий вид и может быть вычислено для произвольного распределения интенсивности встречных волн. Для примера приведена на рисунке 1.6 зависимость произведения $f_m \tau_p$ как функция номера моды [116]. Из полученных данных видно, что инкремент роста максимален не для нулевой моды, что свидетельствует о её подавлении за счёт эффекта пространственного выжигания дыр; при этом функция асимметрична относительно нулевой моды, что определяет направление сканирования. Наибольший инкремент наблюдается для двух мод с номерами -2 и -3 ,

которые, по-видимому, выйдут в генерацию, что приведёт к скачку моды; при этом максимум остаётся достаточно узким.

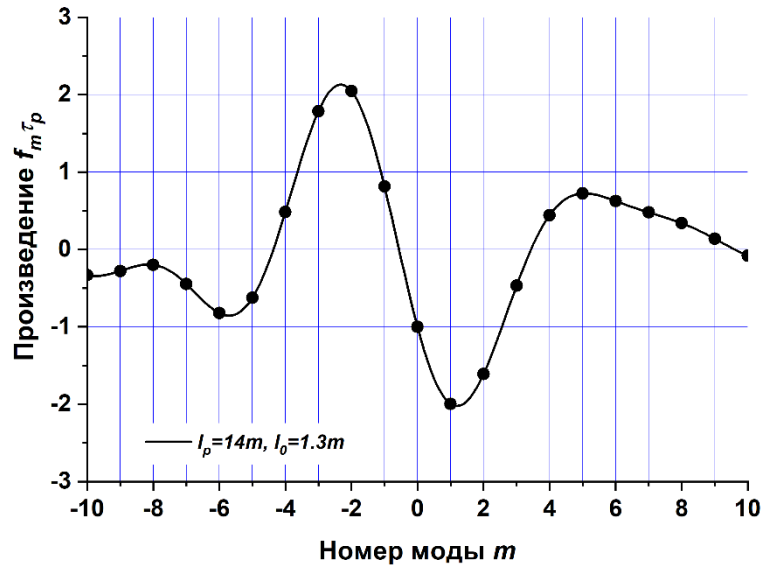


Рисунок 1.6. Пример произведения $f_m \tau_p$ как функция номера моды m [116].

Второй множитель в квадратных скобках описывает форму импульса, который вышел в генерацию. В соответствии с этим выражением форма описывается квадратом косеканса гиперболического с характерным временем τ_p и пиковой интенсивностью f_p^2 :

$$I(t) \sim |f(t)|^2 = \frac{f_p^2}{\cosh^2\left(\frac{t}{\tau_p}\right)} \quad (7)$$

Помимо огибающей интенсивности у импульса есть фазовая составляющая, которая отвечает за изменение мгновенной частоты на масштабах одного импульса (так называемый чирп частоты), который описывается:

$$\delta\nu(t)\tau_p = \frac{-\kappa}{2\pi} \tanh\left(\frac{t}{\tau_p}\right) \quad (8)$$

В частности, можно заметить, что амплитуда чирпа определяется коэффициентом связи активной среды. Другими словами, чем больше вклад фазовой составляющей в динамическую решётку, тем больше чирп (и наоборот).

Импульсный характер генерации также отражается и в динамике коэффициентов усиления. Выражение для динамики коэффициента усиления имеет вид:

$$G_0(z, t) = \bar{G}(z) + \delta G(z, t),$$

где

$$\bar{G}(z) = \frac{G_{ss}}{1 + \langle I_0 \rangle / I_s}$$

- усредненный по большому времени коэффициент усиления,

$$\delta G(z, t) = \frac{G_{ss}}{\tau_0} \left(t - T \frac{\int_0^t |f(t)|^2 dt}{\int_0^T |f(t)|^2 dt} \right)$$

- добавка к среднему значению коэффициента усиления, вызванная импульсным характером генерации. Как уже отмечалось выше, экспериментально наблюдается импульсный характер генерации. Рассмотрим качественное поведение изменения добавки δG в момент генерации импульсов и между ними. В промежутке между импульсами, когда генерации нет (т.е. $f(t) = 0$) добавка имеет линейный рост $\delta G_{\text{между импульсами}}(t) = G_{ss}t/\tau_0$ со скоростью G_{ss}/τ_0 за счет накачки. При этом полное изменение добавки между импульсами с периодом T_p составит $\Delta G \equiv \frac{G_{ss}T_p}{\tau_0} \ll G_{ss}$. В момент генерации импульса $|f(t)|^2 > \bar{f}^2 \equiv \int_0^T |f(t)|^2 dt / T$ выражение в скобках становится отрицательным и происходит резкое уменьшение поправки усиления, что, в свою очередь, приводит к остановке генерации. Ввиду повторяющегося процесса изменение добавки за один период генерации должно быть нулевым. Это значит, что после прохождения импульса произойдет обратное изменение добавки:

$$\delta G_{\text{импульс}}(t) = -\frac{\Delta G}{T_p} \int \frac{|f(t)|^2}{\bar{f}^2} dt + const$$

В случае импульса с формой $|f(t)|^2 = \frac{|f_p|^2}{\cosh^2\left(\frac{t}{\tau_p}\right)}$, где $f_p^2 = \bar{f}^2 \frac{T_p}{\tau_p}$ - пиковая

интенсивность осцилляции усиления имеют вид:

$$\delta g(t) = \Delta G \left(\frac{t}{T_p} - \tanh \left(\frac{t}{\tau_p} \right) \right)$$

Стоит отметить, что такое поведение усиления свойственно для лазеров с самомодуляцией добротности.

Амплитуда динамической решетки имеет точно такой же вид с точностью до множителя, определяющийся распределением интенсивностей встречных волн (т.е. разная в разных частях резонатора):

$$G_m(z, t) = -\Delta G \frac{\tanh \left(\frac{t}{\tau_p} \right)}{I^-(z) + I^+(z)}$$

Качественная динамика добавки к коэффициенту усиления с соответствующей динамикой интенсивности представлена на рисунке 1.7.

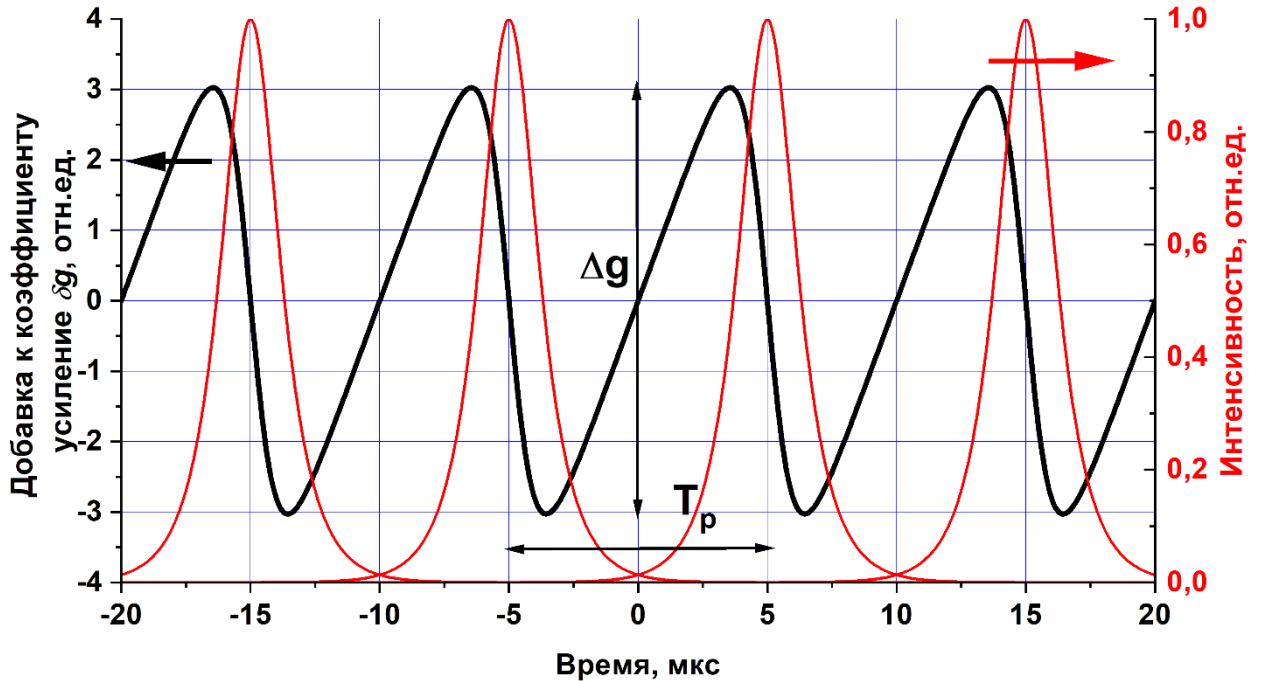


Рисунок 1.7. Качественная динамика интенсивности и добавки к коэффициенту усиления $\delta g(t)$.

1.2.5. Упрощенная аналитическая модель волоконного лазера с динамической РОС на основе спектра отражения динамических решеток

Представленная выше аналитическая модель требует расчета инкремента роста для каждой моды в присутствии динамических решеток, сформированных излучением продольных моды ранее выходивших в

генерацию. Однако для расчета необходимо численно рассчитывать интеграл, что усложняет анализ этого выражения. Попробуем упростить полученное выражение для инкремента роста. Основную сложность при вычислении интеграла представляет знаменатель, отвечающий за неоднородность динамической решетки. Рассмотрим случай однородной решетки, т.е. $I^+(z) + I^-(z) = \text{const}$ и отсутствие насыщения. В этом случае интеграл для инкремента роста существенно упрощается:

$$I^{\pm}(z) = I_{HR} e^{\pm \left(\frac{z-l_1}{2l} \right) \ln R_T},$$

где введено обозначение $I_{HR} = I_s G_{ss} l \sqrt{R_T}$

$$\begin{aligned} f_m &\sim -\frac{\Delta G}{4\tau_{rt}} \text{Re}(1 + ik) \int_{l_1}^{l_1+l} (e^{-i4k_m z} e^{2(z-l_1)G_{ss}} + 1) dz \\ &= -\frac{\Delta G l}{4\tau_{rt}} \text{Re}(1 + ik) \left(\frac{(1 - e^{-2(G_{ss}-i2k_m)l})}{2(G_{ss} - i2k_m)l} e^{2G_{ss}l} e^{-i4k_m l_1} + 1 \right) \end{aligned}$$

Стоит заметить, что полученное выражение по виду похоже на выражение из [186], описывающее спектр коэффициента отражения активного интерферометра, состоящего из однородной усиливающей решетки и точечного отражения (рисунок 1.8):

$$R_r(\Delta k) = e^{2gL} \left| i \frac{\pi \delta \tilde{n} L}{\lambda} \frac{(1 - e^{-(g+i2\Delta k)L})}{(g+i2\Delta k)L} e^{-i2\Delta k l_{pf}} + \sqrt{R_1} \right|^2, \quad (9)$$

где λ — длина волны записывающего излучения, $\Delta k = 2\pi n \Delta \nu / c$ — отстройка волнового вектора (рассогласование волновых векторов записывающего и зондирующего излучений с разностью частот $\Delta \nu$), $\delta \tilde{n}$ — амплитуда комплексной ДРН, L и g — длина и коэффициент усиления активного волокна соответственно, R_1 — коэффициент отражения зеркала резонатора, l_{pf} — расстояние между зеркалами ИФП, определяемое длиной пассивного волокна, расположенного между активным волокном и зеркалом резонатора.

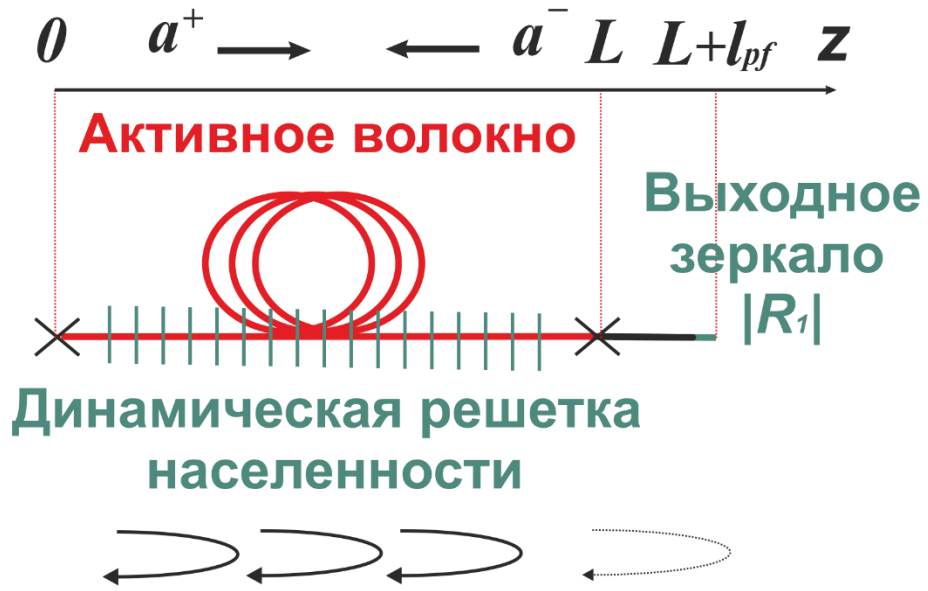


Рисунок 1.8. Активный интерферометр Фабри-Перо.

Таким образом, инкремент роста также можно ассоциировать с эффективным коэффициентом отражением для моды в присутствии динамической решетки, записанной предыдущей стоячей волной. В отличие от выражения на инкремент роста, приближенное выражение для коэффициента отражения позволяет аналитически анализировать поведение лазера в присутствии динамической решетки. Общий множитель $\exp(2gL)$ демонстрирует влияние усиления/поглощения в активном волокне в зависимости от знака g . Знак мнимой части $\tilde{n}$ также должен соответствовать знаку усиления. Первый и последний члены в скобках выражения (9) соответствуют отражению от ДРН и зеркала резонатора соответственно.

Рассмотрим влияние типа среды на отражательную способность ДРН. Для простоты рассмотрим ситуацию, когда среда имеет малый коэффициент поглощения/усиления $|\exp(2gL) - 1| \ll 1$, т.е. $|gL| \ll 1$, а зеркало резонатора имеет низкую отражательную способность ($R_1 = 4\%$). Сначала рассмотрим только вклад амплитудных ДРН, т.е. $\text{Re}(\delta\tilde{n}) = 0$. Спектры отражения для поглощающих ($\text{Im}(\delta\tilde{n}) > 0$) и усиливающих ($\text{Im}(\delta\tilde{n}) < 0$) ДРН представлены на рисунке 1.9а и 1.9б соответственно. Центральная частота соответствует излучению, сформировавшему ДРН. Фактически спектры отражения активного ИФП (черные кривые) являются результатом интерференции волн,

отраженных от ДРН (синие кривые) и выходного зеркала резонатора (красные прямые). Этот факт проявляется в высокочастотной модуляции спектра отражения в зависимости от длины пассивного волокна l_{pf} (база активного ИФП). Несмотря на то, что спектры отражения самих ДРН не зависят от знака мнимой части, спектр отражения активного ИФП существенно изменяется: наблюдается пик и провал на центральной частоте для поглощающей и усиливающей сред соответственно. Появление максимума отражения активного ИФП на оптической частоте записывающего излучения вызывает стабилизацию частоты излучения для поглощающего ДРН. Усиливающая ДРН приводит к появлению пиков с большей амплитудой на частотах, отличных от центральной, и вызывает генерацию новых частот.

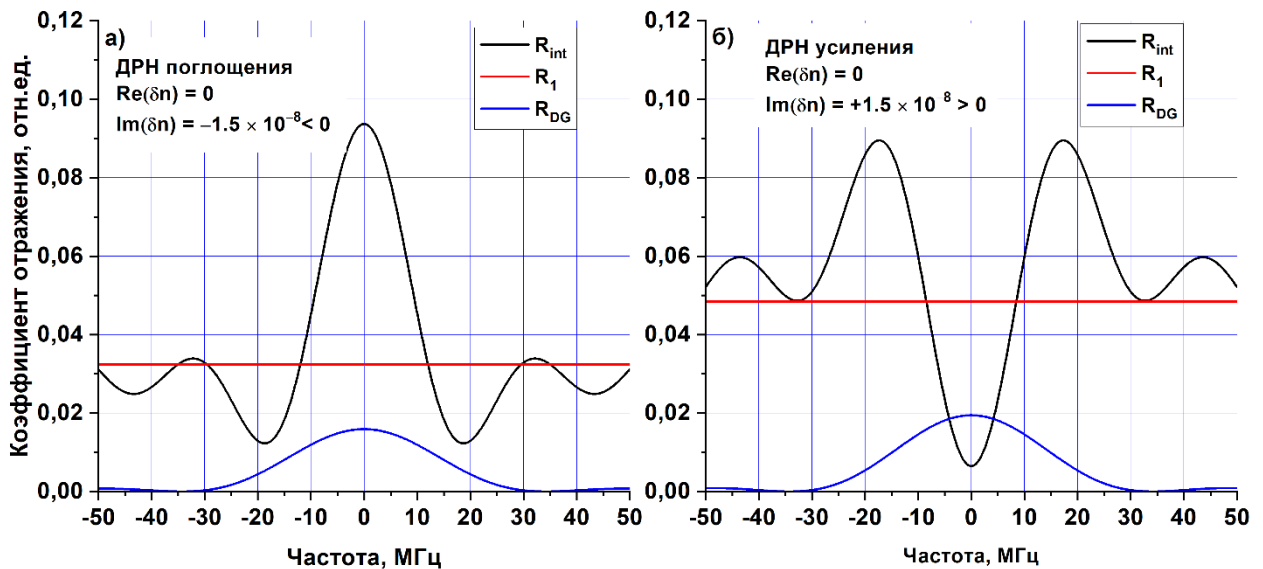


Рисунок 1.9. Спектры отражения для выходного зеркала (красная линия), ДРН (синяя кривая) и активного ИФП (черная), рассчитанные по выражению (9) при отсутствии фазовой ДРН ($Re(\delta\tilde{n}) = 0$) в случае (а) поглощающей и (б) усиливающей ДРН ($L=3\text{ м}$, $l_{pf}=1\text{ м}$, $\lambda=1064\text{ нм}$ $|e^{2gL} - 1| = 0.1$, $R_1=0.04$, $|\delta\tilde{n}| = 1.5 \cdot 10^{-8}$).

Стоит отметить, что спектры отражения активного ИФП без фазовой ДРН симметричны относительно нулевой частоты. Это означает, что в случае усиливающей ДРН максимальная добротность резонатора достигается одновременно для двух симметричных продольных мод. Т.е. возникает неопределенность, связанная с направлением скачка частоты. Эта

неопределенность исчезает, если принять во внимание фазовую ДРН. Для простоты предположим, что фазовый и амплитудный ДРН оказывают одинаковое влияние, т. е. $Re(\delta\tilde{n}) = |Im(\delta\tilde{n})|$. На рисунке 1.10 показаны спектры, аналогичные рисунку 1.9, но с учетом фазовой ДРН. В обоих случаях спектры отражения асимметричны, и максимум отражения достигается только для одной продольной моды. Следует также отметить, что в генерацию могут выйти только частоты, соответствующие продольным модам лазерного резонатора (красные кружки на рисунке 1.10б, указывающие положения мод в резонаторе с ОСД равной для определенности 10 МГц). Для ДРН усиления отношение усиления к потерям для центральной продольной моды уменьшается после записи ДРН, и мода в итоге перескакивает на другую. Когда лазерная мода затухает, ДРН все еще могут оставаться в активной среде, поскольку их большое время жизни определяется временем жизни возбужденного состояния ионов легирующей примеси. Это означает, что следующие моды все равно будут отражаться активным ИФП в соответствии со спектром, показанным на рисунке 1.10б. Таким образом, в лазер переходит новая мода с другой частотой. Если этот процесс повторяется много раз, то можно наблюдать эффект ССЧ. Более того, при определенных условиях эффект ССЧ можно наблюдать и для поглощающей ДРН. Другими словами, фазовые ДРН даже в сочетании с поглощающими ДРН в некоторых случаях могут приводить к регулярным скачкам частоты.

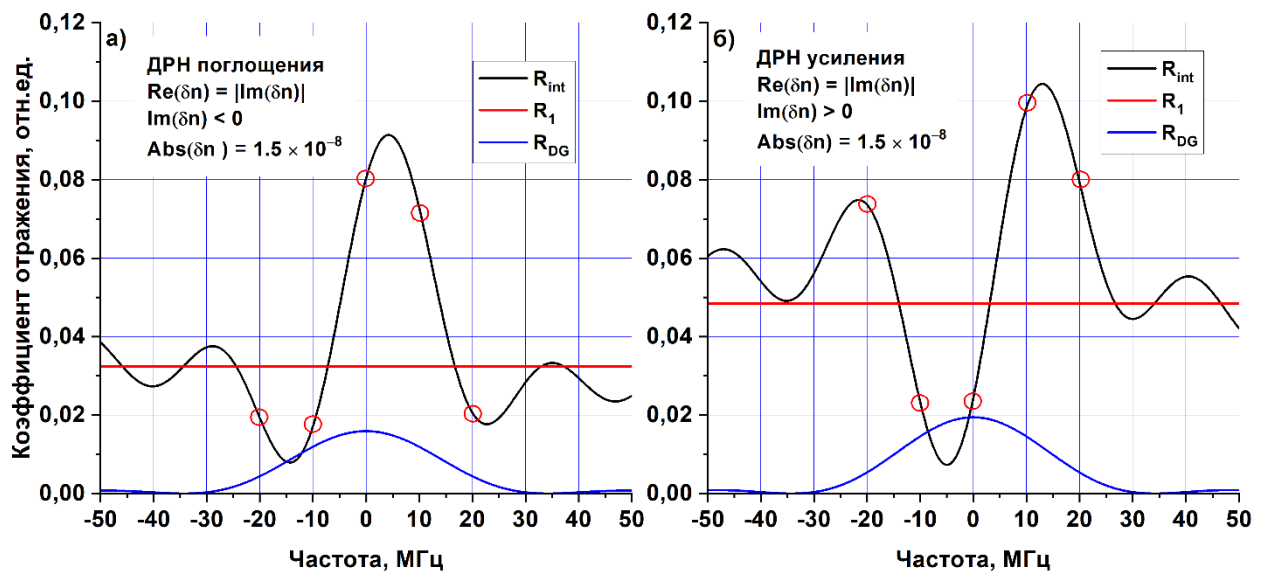


Рисунок 1.10. Спектры отражения для выходного зеркала (красная линия), ДРН (синяя кривая) и активного ИФП (черная), рассчитанные по выражению (9) в присутствии фазовой ДРН в случае (а) поглощающей и (б) усиливающей ДРН ($L=3\text{ м}$, $l_{pf}=1\text{ м}$, $\lambda=1064\text{ нм}$, $|e^{2gL} - 1| = 0.1$, $R_1=0.04$, $|\delta\tilde{n}| = 1.5 \cdot 10^{-8}$).

1.3. Методы экспериментального исследования излучения в волоконных лазерах

В ходе исследований, выполненных в рамках настоящей диссертационной работы, для каждой из реализованных схем проводилась экспериментальная характеристика параметров выходного излучения: средней мощности, динамики интенсивности и спектральных характеристик. Для стационарных режимов работы лазера (например, в лазерах со случайной РОС) измерялись параметры, усреднённые за продолжительное время (единицы–десятки секунд). В числе стандартных инструментов, использованных для этих целей, — решёточные спектроанализаторы (например, Yokogawa AQ) и Фурье-спектрометры (Thorlabs OSA 203B), спектральное разрешение последнего составляло 7,5 ГГц (50 пм на длине волны 1550 нм).

Для динамических режимов работы лазера измерения параметров проводились с временным разрешением. Указанные выше спектрометры позволяют регистрировать спектр с временным разрешением порядка 1

секунды, что достаточно для наблюдения медленных (дрейфовых) изменений, но не позволяет фиксировать быстрые (микросекундные и наносекундные) процессы, характерные для динамических режимов генерации. В ряде ситуаций, когда стандартные приборы не обеспечивали требуемого временного разрешения, применялись специальные методы. Ниже подробно рассмотрены методы исследований, позволяющие регистрировать быстрые изменения спектральных и временных характеристик лазерного излучения.

1.3.1. Динамика интенсивности

Для измерения динамики интенсивности выходного сигнала использовались фотодетекторы Thorlabs DET08 (InGaAs, спектральный диапазон 800–1700 нм, полоса до 5 ГГц) и Thorlabs DET10D/M (InGaAs, спектральный диапазон 800–2600 нм, полоса до 14 МГц), а также осциллографы: LeCroy WavePro 725Zi-A (полоса пропускания 2,5 ГГц) и, в ряде экспериментов, цифровой осциллограф Rigol DS6104 (полоса пропускания 1 ГГц).

Выбор высокоскоростного осциллографа LeCroy обусловлен необходимостью регистрации быстрых внутрирезонаторных процессов, тогда как Rigol DS6104 применялся в задачах, не требующих предельного временного разрешения.

Анализ радиочастотного спектра выходного излучения выполнялся с помощью встроенного алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ) осциллографа LeCroy WavePro 725Zi-A, что позволяло выявлять наличие паразитной модуляции, гармоник частоты релаксационных колебаний и потенциальных нестабильностей режима генерации.

1.3.2. Динамика оптического спектра

Анализатор лазерных спектров (LSA Standard).

В основе работы LSA (HighFinesse/Angstrom) лежит технология, использующая два оптических элемента без подвижных частей:

- Эшелле-решетка, обеспечивающая высокую разрешающую способность прибора. Она работает в высоких порядках дифракции, что позволяет измерять длину волны с большой точностью.
- Решетка низкого порядка, необходимая для устранения неоднозначности, возникающей при использовании эшелле-решетки (когда разным длинам волн может соответствовать один и тот же угол дифракции).

Анализ света, разделенного на два пучка и прошедшего дифракцию на обеих решетках, позволяет прибору с высокой точностью и однозначностью определять длину волны и форму спектра. Отсутствие механически подвижных компонентов обеспечивает возможность работы на высоких скоростях — до 400 измерений в секунду, что делает LSA эффективным инструментом для мониторинга спектра в реальном времени (например, в процессе настройки лазеров). Ключевые метрологические характеристики: абсолютная погрешность измерения длины волны составляет 6 ГГц, относительное спектральное разрешение достигает $\lambda/\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 20000$, спектральный диапазон измерения составляет 6 ТГц.

Измеритель длин волн (Angstrom WS6-200)

Принцип работы измерителя длин волн основан на анализе интерференционной картины, формируемой четырьмя интерферометрами Физо. Световой сигнал, проходя через интерферометры, создает интерферограмму, которая регистрируется фотодиодными сенсорами и передается по USB на компьютер. Программное обеспечение сравнивает текущую интерферограмму с калибровочной (полученной по встроенной неоновой лампе или внешнему референтному лазеру) и вычисляет длину волны с высокой точностью. Основные характеристики: диапазон измерений — 500–2250 нм; абсолютная погрешность — ≈ 600 МГц; частота измерений — до 500 Гц; экспозиция регулируется от 1 мс (частота опроса до 1 кГц);

Фурье-спектрометр (Thorlabs 203B)

Принцип работы спектрометра основан на Фурье-преобразовании интерферограммы, получаемой с помощью сканирующего интерферометра Майкельсона с подвижным обратным отражателем. Входной свет разделяется на два пучка, создающие переменную разность хода, после чего интерференционная картина регистрируется детектором и математически преобразуется в спектр. Встроенный эталонный He-Ne лазер обеспечивает непрерывную самокалибровку, компенсируя влияние температуры и давления, что гарантирует высокую точность измерений. Основные характеристики модели OSA203B: спектральный диапазон — 1.0–2.6 мкм (в зависимости от режима термостабилизации детектора); разрешение — 7.5 ГГц (0.25 см^{-1}); чувствительность — до -70 дБм/нм , динамический диапазон — $\sim 30 \text{ дБ}$ на 25 ГГц от пика. Скорость обновления варьируется от 0.1 до 1.9 Гц в зависимости от выбранных разрешения и чувствительности.

Интерферометр Маха-Цандера

Интерферометр Маха — Цандера (ИМЦ) был изготовлен на основе двух волоконных разветвителей с коэффициентом деления 50/50 (либо близким к данному значению). Схема ИМЦ представлена на Рисунке 1.12.



Рисунок 1.12. Схема волоконного ИМЦ.

Для формирования плеча интерферометра между разветвителями был вварен отрезок пассивного оптического волокна. В большинстве случаев как само волокно, так и волоконные разветвители обладали свойством

поддержания поляризации. В отсутствие таковых в схему добавлялся контроллер поляризации. Выходной сигнал интерферометра регистрировался фотоприёмниками с использованием методик измерения динамики интенсивности.

Согласно классической теории, интенсивности сигналов на выходах интерферометра могут быть представлены следующим образом:

$$I_{1,2}(v) = \frac{I_{in}}{2} \left(1 \pm V \cos \left(2\pi \frac{v}{\Delta v} \right) \right),$$

где I_{in} — входная мощность, V — видность интерференционной картины, v — частота лазерного излучения, Δv — область свободной дисперсии (ОСД) интерферометра. Область свободной дисперсии определяется разностью хода плеч интерферометра L с учетом ПП среды n : $\Delta v = c/Ln$. Например, разность длин плеч, равная 25 см, соответствует $\Delta v \approx 800$ МГц.

Важной особенностью интерферометра Маха — Цандера является возможность измерения скорости сканирования длины волны в режиме реального времени. При прохождении через интерферометр излучения с меняющейся во времени частотой на осциллографе наблюдается интерференционная картина в виде периодической модуляции сигнала. По периоду этой модуляции можно оценить скорость сканирования частоты, а также величину скачка частоты между соседними импульсами ССЧ-лазера.

Для исследования эволюции частоты излучения в пределах одного импульса применялся ИМЦ с малым значением ОСД (например, 3 МГц, что достигается при разности плеч около 70 метров). С учётом сохранения интенсивности света ($I_1 + I_2 = I_{in}$) можно получить уравнение для оптической частоты излучения с точностью до постоянной величины:

$$v = \pm \frac{\Delta v}{2\pi} \arccos \left(\frac{1}{V} \cdot \frac{I_1(v) - I_2(v)}{I_1(v) + I_2(v)} \right) + m \cdot \Delta v.$$

Поскольку в течение каждого импульса частота изменяется непрерывно (так называемый «чирп»), а скачок частоты между последовательными

импульсами равен одной ОСД, становится возможным рассчитать спектральную динамику импульса.

Дополнительно перед ИМЦ в схему мог быть включён спектрально-селективный разветвитель (WDM) с известной спектральной характеристикой пропускания. Данный элемент использовался в качестве спектрального фильтра. В случае ССЧ-лазера диапазон перестройки которого попадает на линейный участок склона фильтра, амплитуда проходящего через фильтр сигнала должна демонстрировать пилообразную модуляцию. Такое преобразование сигнала является следствием периодической перестройки длины волны лазера. По периоду модуляции ($T_{\text{мод}}$) и известной скорости сканирования ($V_{\text{скан}}$) можно определить диапазон перестройки ССЧ-лазера как $D_{\text{скан}} = T_{\text{мод}} \cdot V_{\text{скан}}$.

Метод гетеродинирования

Для быстрых спектральных измерений применялся гетеродинный метод [187]. Излучения исследуемого лазера и одночастотного лазера (локального осциллятора) смешивались при помощи волоконного разветвителя, позволяющий также согласовать мощности двух источников. Смешанный сигнал подавался на быстрый фотоприемник и далее оцифровывался с помощью осциллографа. Во всех экспериментах сигнал гетеродинирования оцифровывался осциллографом WavePro725Zi-A, LeCroy с полосой 2,5 ГГц. В случае согласования оптических частот двух источников на осциллографе наблюдался сигнал биений, который в дальнейшем и анализировался. Анализ мгновенной частоты биений позволяет восстановить динамику спектра исследуемого лазера.

Далее сигнал биений анализировался с помощью оконного Фурье-преобразования. При обработке сигнала ширина временного окна и шаг были выбраны от 1 до 2 мкс, что сравнимо с длительностью импульсов исследуемого лазера, от 3 до 4 мкс. В этом случае, спектральное разрешение можно оценить как 0.5–1 МГц, что на порядок меньше, чем частота

модуляции, соответствующая ОСД резонатора (5–10 МГц). Таким образом, результатом обработки является зависимость спектра разностной частоты между измеряемым источником и локальным осциллятором от времени.

Метод гетеродинирования применялся для иттербиевых и тулиевых лазеров. В зависимости от исследуемого лазера использовались различные лазеры – локальные осцилляторы. Для анализа иттербиевого лазера использовался одночастотный непрерывный Nd:YAG-лазер (Mephisto, Innolight), имеющий ширину линии около 1 кГц. Для задачи анализа тулиевого волоконного ССЧ-лазера был изготовлен одночастотный волоконный тулиевый лазер с РОС [188]. Активной средой лазера являлось тулиевое волокно с двойной оболочкой (Nufern PM-TDF-10P/130-HE) длиной $l_b = 3.5$ см. Резонатор лазера в виде ВБР с фазовым полуволновым сдвигом был сформирован поточечной фемтосекундной записью. Лазер накачивался другим одномодовым Er-лазером с длиной волны 1565 нм и максимальной выходной мощностью 1 Вт. Длина волны излучения лазера составляла 1919 нм. Спектральная ширина линии – порядка 100 кГц. Выходная мощность лазера составляла 10 мВт.

1.4. Результаты по главе

В разделе представлены основные теоретические соотношения, используемые для описания динамики лазерной генерации с динамической РОС. В частности, приведена система уравнений, описывающая эволюцию встречных волн, коэффициента усиления и амплитуд динамических решёток, а также схемы их математического моделирования. В определённых приближениях представлены аналитические выражения для инкремента нарастания мод и спектра отражения динамических решёток. Проведённый анализ показал, что модовый состав генерации существенно зависит от соотношения амплитудной и фазовой составляющих динамических решёток. Представленные модели позволяют оценить модовый состав излучения в режиме ССЧ. Кроме того, в главе приведены выражения, дающие возможность

анализировать влияние положения и типа динамической решётки на модовую динамику в линейной конфигурации резонатора, а также соотношение для частотного чирпа одиночного модового импульса.

Глава 2. Волоконные лазеры на основе иттербия

[116–118]

2.1. Особенности иттербиевой волоконной среды

Иттербий стал одним из самых востребованных легирующих элементов для волоконных лазеров благодаря уникальному сочетанию физических свойств. Его главная особенность — простая двухуровневая схема энергетических уровней, которая практически исключает такие нежелательные эффекты, как возбуждённое поглощение и концентрационное тушение [189, 190]. Это позволяет легировать волокно очень высокой концентрацией ионов иттербия без существенной потери эффективности. Кроме того, у иттербия малый квантовый дефект — разница между энергией фотонов накачки (обычно 915–976 нм) и генерируемого излучения (1030–1100 нм) составляет всего около 10%. Это означает, что в тепло переходит лишь небольшая часть энергии, что критически важно для мощных лазеров, так как снижает требования к охлаждению и повышает общий КПД установки.

Высокая концентрация иттербия открывает путь к миниатюризации лазерных систем. В сверхкоротких резонаторах, необходимых для генерации одночастотного излучения или импульсов с гигагерцовой частотой повторения, требуется активное волокно длиной всего в несколько сантиметров.

Иттербий имеет широкую и относительно плоскую полосу поглощения в районе 940–980 нм. Это позволяет использовать для накачки недорогие полупроводниковые диоды без строгой стабилизации длины волны, что упрощает и удешевляет конструкцию источника накачки. В то же время иттербий может генерировать излучение в широком диапазоне — от 1010 нм до почти 1200 нм [191]. При этом однородный характер насыщения усиления иттербия способствует генерации узкополосной лазерной линии. На примере иттербия в настоящей главе демонстрируется ключевое влияние

пространственного выжигания дыр (ПВД) на динамику длины волны (в самом широком смысле этого слова). Помимо ПВД, в иттербиевой активной среде возникает неоднородность другого типа — модуляция ПП, — которая способствует регуляризации процесса. В конечном счете это проявляется как самоиндуцированное сканирование (или самосканирование) лазерной частоты. При определенных параметрах может достигаться режим, в котором в каждый момент времени излучается только одна продольная мода.

2.2. Иттербиевый одночастотный волоконный лазер с самосканированием частоты

2.2.1. Описание лазера

На рисунке 2.1 представлена схема волоконного иттербиевого лазера с одночастотным режимом сканирования. Данная схема аналогична использованной в работе [113], однако ее основное отличие состоит в применении анизотропных волокон и компонентов, что позволяет устранить сложную поляризационную динамику, наблюдаемую в схемах на основе обычных изотропных волокон. В качестве усиливающей среды используется волокно с двойной оболочкой, легированное иттербием (Nufern PM-YDF-5/130). Длина активного волокна составляла 2,6 м. Активное волокно накачивается многомодовым лазерным диодом с длиной волны 971 нм и мощностью до 10 Вт через объединитель накачки. Низкодобротный резонатор лазера образован волоконным кольцевым зеркалом (ВКЗ) и френелевским отражением ($\sim 4\%$) от волокна, сколотым под прямым углом. В экспериментах использовались два типа ВКЗ: на основе разветвителя 50/50 и на основе разветвителя 80/20 с расчетным коэффициентом отражения 100 % и 64 % соответственно. Следует отметить, что интенсивность волны, распространяющейся по активному волокну от ВКЗ к выходному торцу, существенно превышает интенсивность встречной волны (рисунок 2.1) из-за низкого коэффициента отражения. Два дополнительных пассивных волокна

используются для изменения положения активного волокна внутри резонатора.

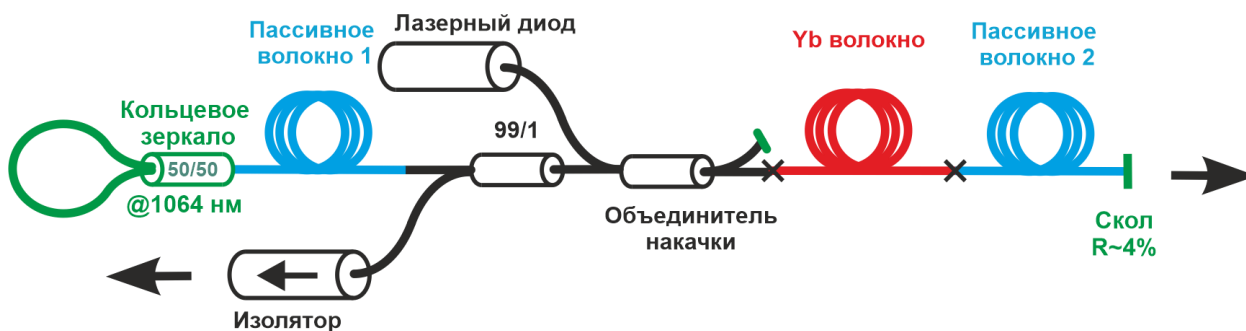


Рисунок 2.1. Схема волоконного иттербиевого лазера с одночастотным режимом самосканирования.

Для измерения характеристик генерируемого излучения применяется внутрирезонаторный разветвитель 1/99 с выходным изолятором. При использовании ВКЗ на основе разветвителя 80/20 для анализа использовался сигнал, взятый после ВКЗ. Динамика средней длины волны измеряется с помощью анализатора оптического спектра (LSA, Angstrom/HighFinesse). Динамика интенсивности регистрируется фотодетектором, осциллографом и анализатором радиочастотного спектра (N9010A, Agilent). Для быстрых спектральных измерений применялся метод гетеродинирования [187] (глава 1).

2.2.2. Экспериментальные результаты

Вначале была исследована схема лазера с плотным ВКЗ. Суммарная выходная мощность генерации со стороны сколотого торца волокна достигает 120 мВт при рабочей мощности накачки 1,8 Вт. Анализ динамики усредненной длины волны показал, что лазер работает в режиме ССЧ в области 1060–1080 нм (рисунок 2.2). Диапазон перестройки мог достигать 25 нм. При этом, как и в работе [113], скорость сканирования возрастает при увеличении мощности накачки.

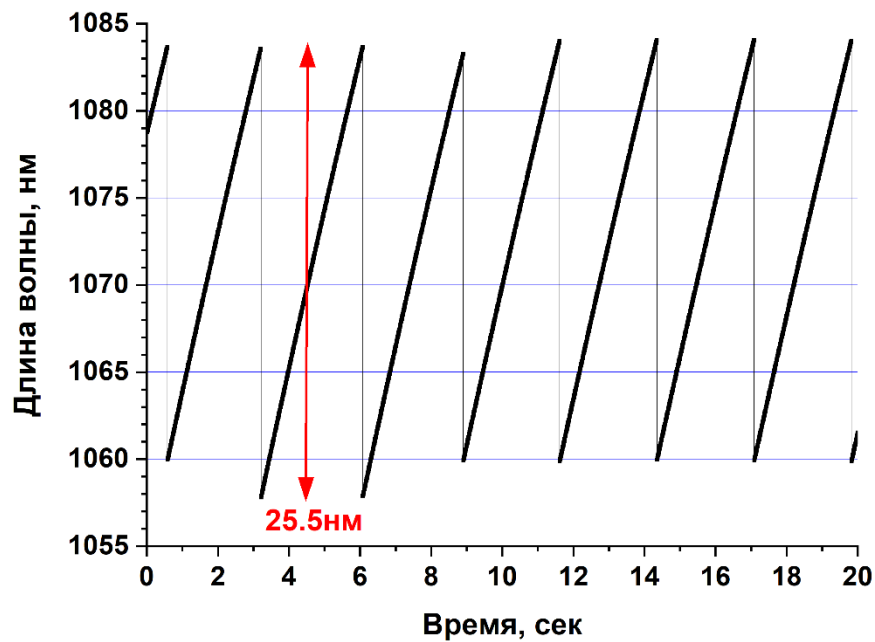


Рисунок 2.2. Динамика длины волны иттербиевого ССЧ-лазера.

Далее анализировалась динамика интенсивности и ее Фурье-спектр (что эквивалентно радиочастотному спектру) для конфигурации лазера с пассивным волокном №1 (между активным волокном и ВКЗ) длиной $l_H = 14,0$ м и с пассивным волокном №2 (между активным волокном и выходным торцом) переменной длиной $l_T = 0\text{--}1,3$ м. Для более короткого резонатора ($l_T = 0$ м) динамика интенсивности является довольно хаотичной (рисунок 2.3а) с сильной внутриимпульсной модуляцией, а радиочастотный спектр состоит из пяти пиков, кратных ОСД резонатора (рисунок 2.3б). Эти пики можно связать с биениями между пятью продольными модами. Постепенное увеличение длины пассивного волокна приводит к уменьшению количества пиков в РЧ-спектре. В самом длинном резонаторе ($l_T = 1,3$ м) наблюдаются только два пика с разницей амплитуд 40 дБ, что означает практически одночастотный режим с незначительным вкладом второй продольной моды (рисунок 2.3г). При этом динамика интенсивности становится регулярной (рисунок 2.3в). Период повторения импульсов T уменьшается от 47 до 18 мкс при увеличении мощности накачки от 0,8 до 1,8 Вт. Каждый импульс хорошо аппроксимируется квадратом

гиперболического секанса $I(t) = I_0 \text{sech}^2(t/\tau_0)$ в соответствии с выражением (7) из главы 1 (рисунок 2.5а).

Важно, что изменение длины пассивного волокна l_T от 0 до 1,3 м не приводит к изменению диапазона сканирования. В более длинных резонаторах и при более высоких мощностях накачки наблюдаются неустойчивости, вызванные вынужденным рассеянием Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ), аналогичные описанным в работе [113]. Подобные регулярные импульсы также наблюдаются для более короткого резонатора с уменьшенной длиной пассивного волокна №1 ($l_H = 6$ м) при отсутствии пассивного волокна №2 ($l_T = 0$ м). В этом случае период повторения импульсов T изменяется в диапазоне 28–12 мкс при изменении мощности накачки от 0,8 до 1,8 Вт.

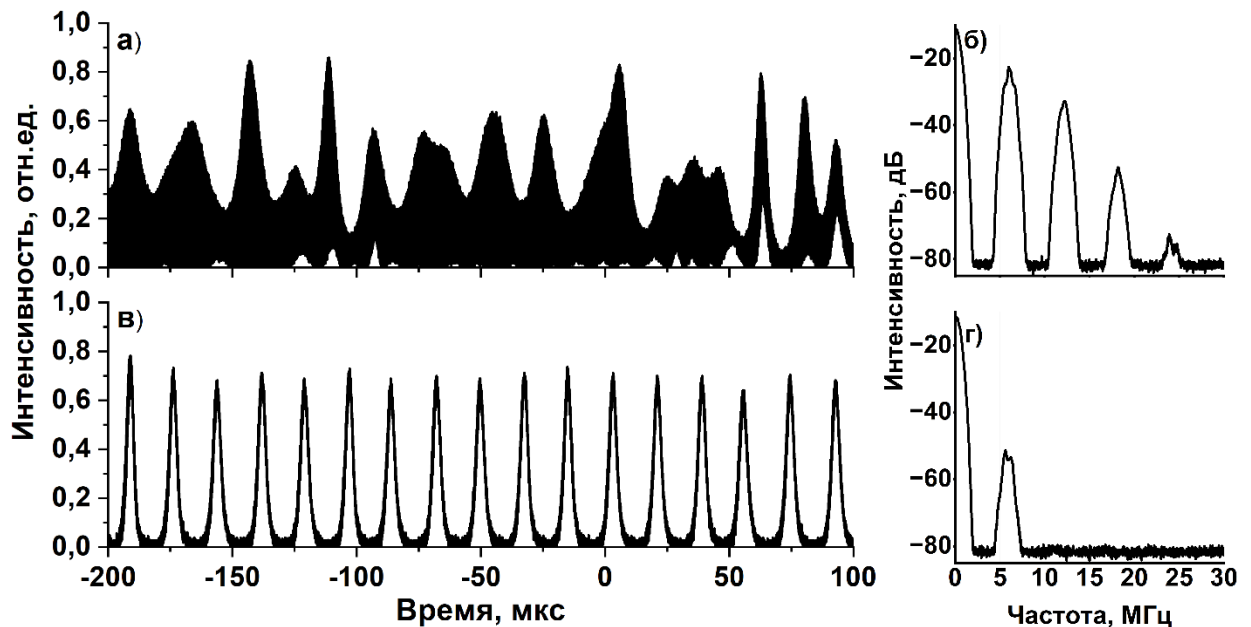


Рисунок 2.3. Динамика интенсивности (а, в) ССЧ-лазера и соответствующий РЧ-спектр (б, г) при мощности накачки 1,5 Вт, длине пассивного волокна №1 $l_H = 14$ м и длине пассивного волокна №2 $l_T = 0$ (а, б) и 1,3 м (в, г).

Кроме того, была исследована быстрая спектральная динамика лазера посредством гетеродинных измерений с одночастотным непрерывным излучением. При близости оптических частот двух лазеров наблюдается сильная модуляция импульсов гетеродинного сигнала (рисунок 2.4а). Частота модуляции меняется от одного импульса к другому на 12 МГц (рисунок 2.4б),

что соответствует ОСД $\Delta\nu=c/(2nL)$, определяемому полной длиной резонатора $L=l+l_H+l_T=8,6$ м. Следует отметить, что в предыдущем случае ($l_H=14$ м, $l_T=0$ м, $L=16,6$ м) сдвиг частоты также равен ОСД резонатора $\Delta\nu\approx 6$ МГц.

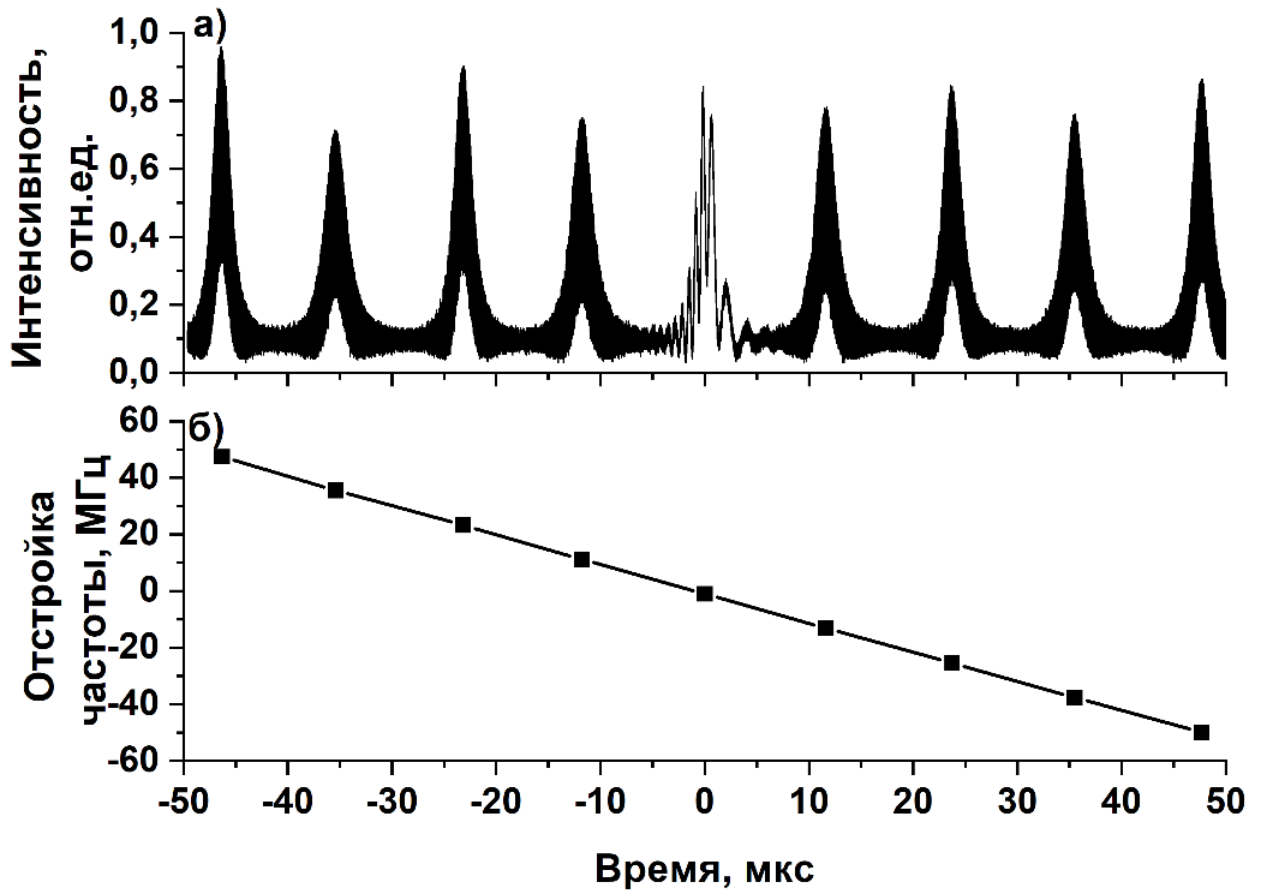


Рисунок 2.4. Сигнал гетеродинамирования (а) и отстройка частоты отдельных импульсов (б) при мощности накачки 1.8 Вт

Если уменьшить масштаб наблюдения сигнала гетеродинамирования до одного импульса, можно обнаружить небольшое изменение частоты модуляции вдоль импульса. Измерив изменение периода модуляции, была получена мгновенная частота лазера (рисунок 2.5б). Зависимость изменения частоты вдоль импульса имеет специфический вид, хорошо описываемый гиперболическим тангенсом с квазилинейной частью в районе максимума импульса (выражение (8) из главы 1). Таким образом, можно говорить о линейной модуляции (чирпе) частоты внутри каждого импульса. Амплитуда чирпа возрастает с увеличением мощности накачки и составляет около 1 МГц при мощности накачки 1,5 Вт.

Отметим, что спектральное поведение было независимо подтверждено с помощью оригинального высокоразрешающего метода спектрального анализа на основе гетеродинирования [118].

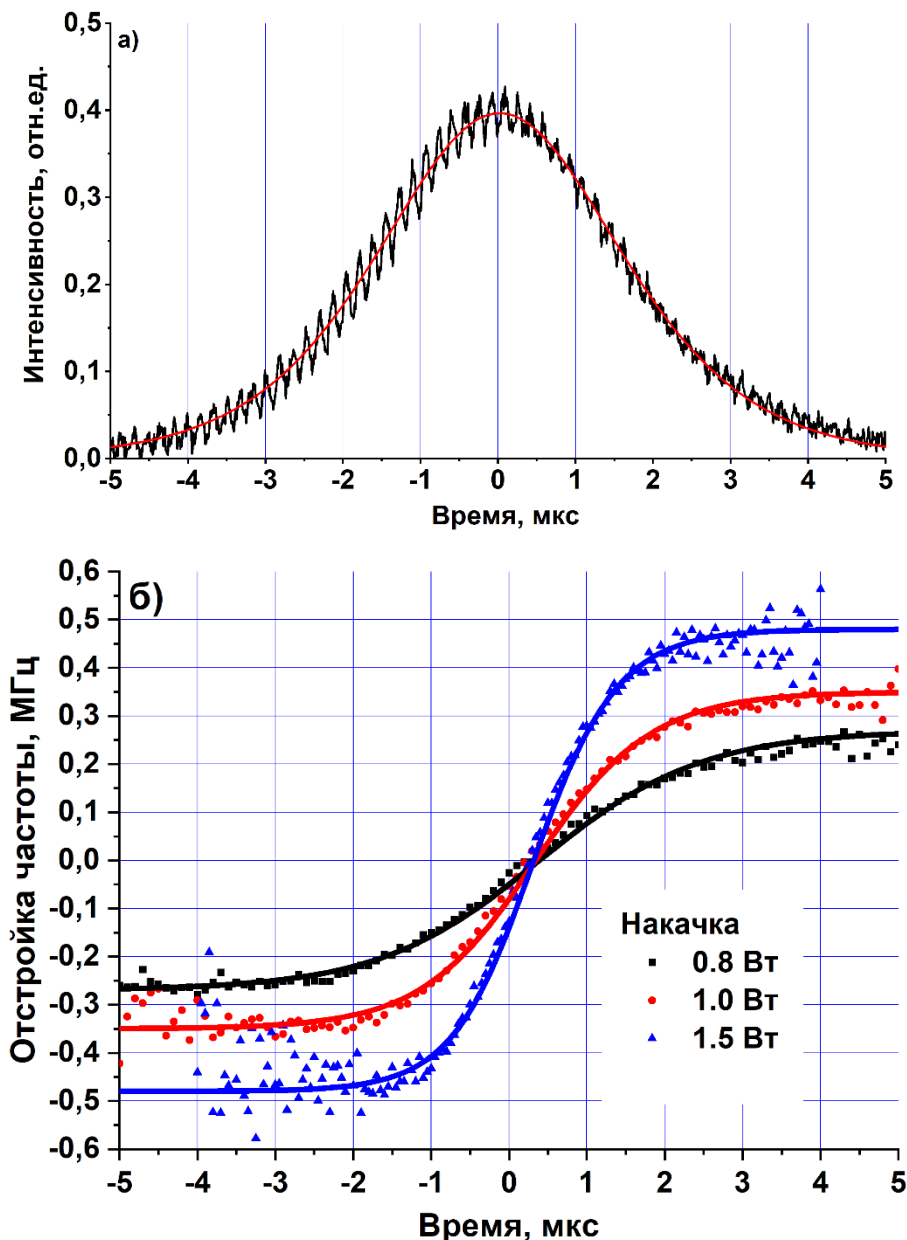


Рисунок 2.5. (а) Отстройка частоты лазера в пределах одного импульса при различных уровнях мощности накачки. (б) Форма импульса (черная кривая – эксперимент, красная линия – аппроксимация в соответствии с выражением (8))

Далее схема была несколько изменена: длину активного волокна уменьшили до 2,2 м, а плотное зеркало заменили на аналогичное кольцевое зеркало на основе разветвителя 80/20. Это позволило, во-первых, использовать

волоконный выход со стороны ВКЗ для дальнейших исследований и, во-вторых, отказаться от внутрирезонаторного выводного разветвителя. Кроме того, данная замена привела к снижению добротности резонатора. Уменьшение добротности совместно с сокращением общей длины резонатора дало возможность существенно повысить рабочую мощность накачки. Такое поведение можно объяснить повышением порога ВРМБ при уменьшении длины активной среды. В этом случае выходная мощность со стороны сколотого торца составляла 1,5 Вт при накачке лазерным диодом мощностью около 10 Вт. В рабочем диапазоне мощностей накачки лазер по-прежнему работал в режиме ССЧ в диапазоне длин волн от 1045 до 1065 нм, который практически не зависел от уровня накачки. Динамика интенсивности приведена на рисунке 2.6.

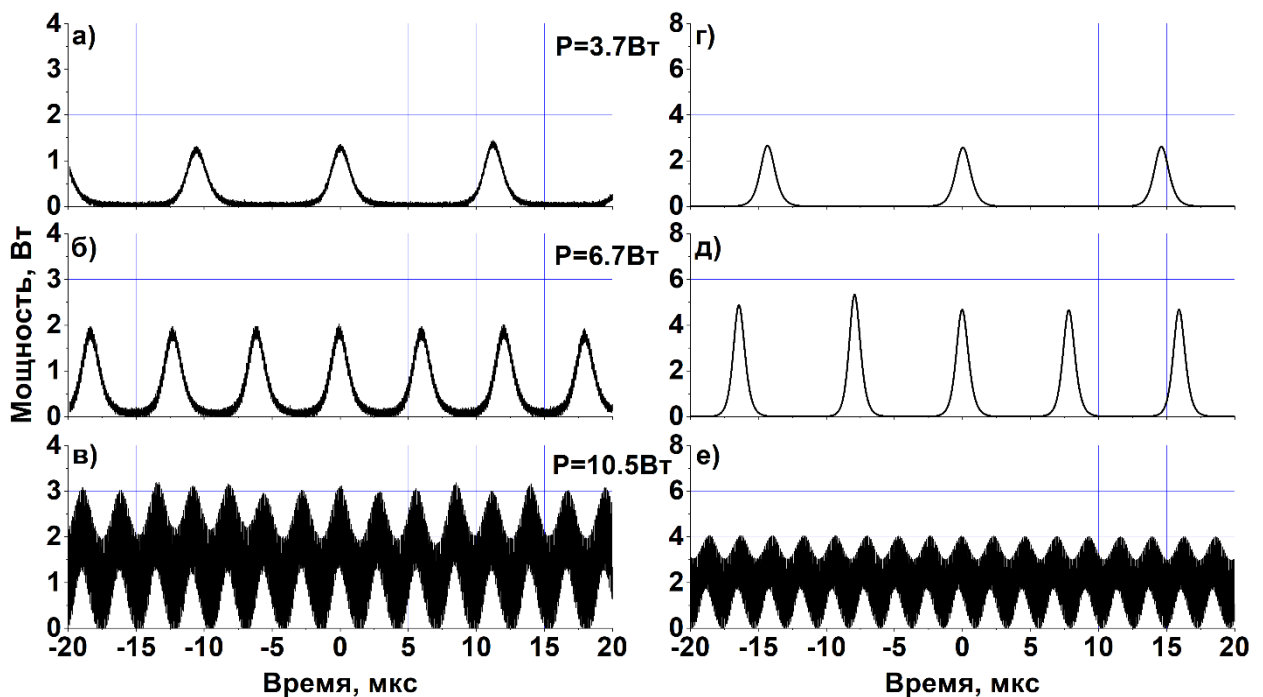


Рисунок 2.6. Типичные серии импульсов, полученные в эксперименте (а–в) и при численном моделировании (г–е) для различных уровней мощности накачки: (а, г) — 3,7 Вт; (б, д) — 6,7 Вт; (в, е) — 10,5 Вт.

Как и в предыдущей конфигурации, наблюдалась генерация последовательности микросекундных импульсов. В исследуемой конфигурации увеличение мощности накачки от 2 до примерно 10 Вт

приводит к существенному уменьшению периода повторения импульсов с 14 до 2,8 мкс (рисунок 2.6а–в), тогда как длительность импульса остается практически постоянной (1,5–2,0 мкс).

Важной особенностью лазера является то, что при мощности накачки более 9 Вт период следования импульсов практически равен их длительности, поэтому соседние импульсы частично перекрываются. Перекрытие приводит к интерференции между соседними импульсами, что, в частности, проявляется как высокочастотная модуляция выходного сигнала.

Для установленного режима работы лазера при мощности накачки 10,5 Вт также был проведен гетеродинный анализ центральной частоты каждого импульса (рисунок 2.7а). Кроме того, из выходного сигнала был выделен период высокочастотной модуляции. Для этого к сигналу был применен фильтр Фурье. Затем высокочастотная составляющая каждого импульса аппроксимировалась синусоидальной функцией с постоянной частотой и фазой. Частота модуляции определяется изменением частоты от импульса к импульсу, которое составляет $\Delta\nu = c/(2nL) = 9,1 \text{ МГц}$ (рисунок 2.7а). Также было обнаружено, что подобранные фазы оказываются почти одинаковыми для всех импульсов в последовательности, несмотря на то что они соответствуют разным оптическим частотам. Вариации фазы не превышают $\sim 0,1\pi$ за 15 импульсов (рисунок 2.7б).

Итак, была показана возможность генерации режима одночастотного самосканирования частоты, когда каждый излучаемый импульс соответствует одной продольной моде резонатора. Для удобства далее будем называть такой импульс модовым. Важно отметить, что из-за частичного перекрытия соседних модовых импульсов во времени в лазере в некоторые моменты могут присутствовать несколько продольных мод одновременно. Однако, поскольку одна из мод имеет наибольшую амплитуду, данный режим правильнее характеризовать как квазиодночастотный

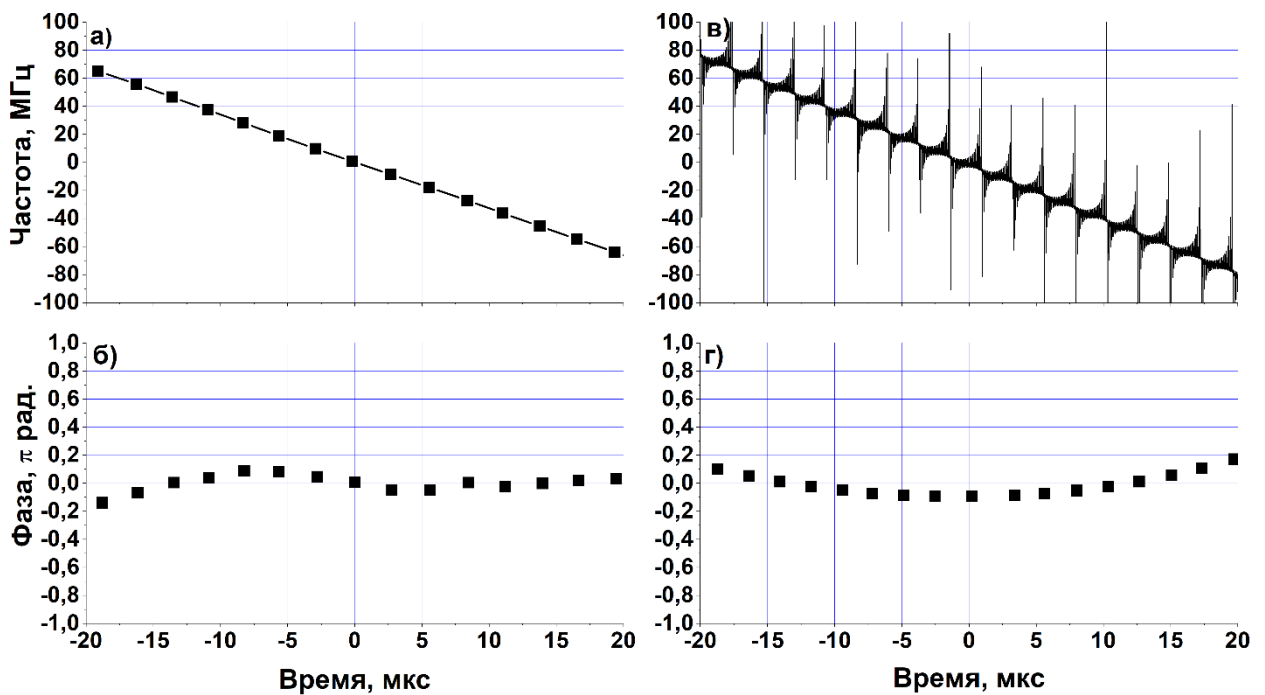


Рисунок 2.7. Динамика оптической частоты и фазы сигнала при мощности накачки 10,5 Вт: (а, б) — эксперимент, (в, г) — численное моделирование.

2.2.3. Обсуждение результатов

Вначале рассмотрим влияние изменения положения и длины активного волокна на работу лазера. Для этого произведем расчет коэффициента инкремента роста каждой моды в соответствии с выражением (6) из главы 1. В случае более длинного пассивного волокна ($l_H = 14$ м, $l_T = 0$ м) основной пик спектра усиления становится шире, а его максимум смещается в моду $m = -4$ (рисунок 2.8). Уширение означает, что усиление оказывается сопоставимым сразу для нескольких мод. В результате в течение следующего импульса может возникнуть более одной моды, что соответствует эксперименту (рисунок 2.3а). Способом избежать многочастотной генерации является компенсация длинного пассивного волокна (l_H) путем добавления второго пассивного волокна с другой стороны активного волокна (l_T), что эквивалентно изменению положения динамической решетки в резонаторе. Увеличение длины l_T приводит к сужению и смещению основного пика (рисунок 2.8а). При $l_H = 14$ м, $l_T = 1,3$ м расчетный график состоит из одного относительно узкого пика (более узкого, чем при $l_T = 0$ м), обеспечивающего

одночастотную работу, что также согласуется с экспериментом (рисунок 2.36). Однако расчетное положение максимума соответствует $m = -2$, в отличие от сдвига на одну ОСД, наблюдаемого в эксперименте.

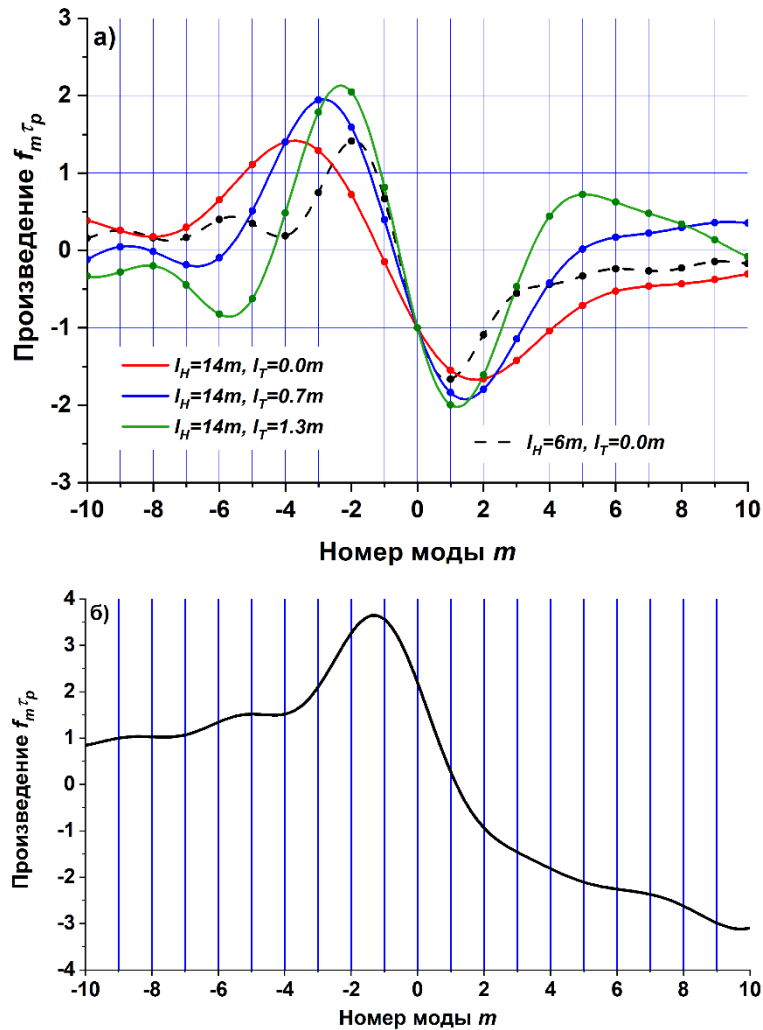


Рисунок 2.8. Спектры усиления отдельных мод — произведение $f_m \tau_p$ как функция номера моды (а) для различных параметров лазера без учета суммирования и (б) для случая $l_H = 14$ м, $l_T = 1,3$ м с учетом суммирования вклада долгоживущих решеток

Как уже упоминалось, динамические решетки являются долгоживущими структурами со временем жизни $\tau_g = \tau_0 \cdot I_s / I_{ave}$ ($\tau_0 \sim 1$ мс — время жизни излучения на верхнем лазерном уровне, $I_{ave} \sim 100$ мВт, $I_s \sim 10$ мВт — средняя мощность и мощность насыщения соответственно [192]). Таким образом, несколько решеток ($\tau_g / T \sim 10$) могут влиять на работу лазера. Следовательно, для корректного описания необходимо суммирование вклада предшествующих решеток с постепенным затуханием $\exp(-t/\tau_g)$. График с

суммированием для случая $l_H = 14$ м, $l_T = 1,3$ м, представленный на рисунке 2.8б, демонстрирует смещение основного максимума до $m = -1$ в соответствии с результатами эксперимента. Аналогичный узкий основной пик получается и для других параметров резонатора ($l_H = 6$ м, $l_T = 0$ м, рисунок 2.8а). Он также обеспечивает одночастотную работу при $m = -2$, но аналогичное суммирование долгоживущих решеток приводит к изменению положения максимума до $m = -1$. Таким образом, можно заключить, что все экспериментальные данные объясняются моделью, описанной в главе 1.

Одночастотный режим ССЧ может быть также получен в рамках математической модели, представленной в главе 1. В частности, аналогичные микросекундные импульсы были получены в ходе численного моделирования (рисунок 2.6г-е). Спектральный анализ этих импульсов подтвердил, что каждый импульс состоит из одной продольной моды, а оптическая частота меняется от импульса к импульсу на величину, пропорциональную ОСД резонатора (рисунок 2.7в). При увеличении мощности импульсы начинают перекрываться, что проявляется в высокочастотной модуляции. При этом фаза каждого импульса практически не меняется относительно предыдущего (рисунок 2.7г), что также наблюдается в эксперименте.

Чтобы понять этот результат, обратимся к выражению на динамику мод с учетом нелинейности Керра [117]. Из него можно получить уравнение динамики импульса $n + 1$ с фазой φ_{n+1} при наличии затравки от импульса n с фазой φ_n :

$$\frac{n_0}{c} \frac{\partial (E_{n+1} e^{i\varphi_{n+1}})}{\partial t} e^{i(\omega_{n+1} - \omega_n)t} \cong -i\gamma \delta I(t) E_n(t) e^{i\varphi_n}.$$

Отсюда следует оценка разности фаз мод $n + 1$ и n :

$$\varphi_{n+1} - \varphi_n \approx \varphi_n - \varphi_{n-1} - \arctg\left(\frac{1}{3\kappa}\right).$$

Следует отметить, что в случае $\kappa \gg 1$ условие фазовой синхронизации выполняется.

В заключение отметим, что в работе экспериментально продемонстрировано критическое влияние самоиндуцированных динамических решеток на работу волоконных лазеров. Первый результат заключается в том, что динамические решетки определяют спектральную динамику лазера, а именно направление и скорость изменения длины волны, что проявляется в виде эффекта ССЧ. При этом спектральная динамика может быть как многочастотной, так и одночастотной, то есть в каждый момент времени генерируется только одна продольная мода. Показано, что в последнем случае динамика интенсивности состоит из периодических импульсов, в отличие от многочастотного режима, демонстрирующего стохастические импульсы. Для одночастотных периодических импульсов была измерена мгновенная частота каждого импульса. Обнаружено, что сдвиг частоты между импульсами соответствует одной ОСД, а частота каждого импульса имеет линейный чирп. Последний факт подтверждает образование сильной фазовой решетки, индуцированной решеткой усиления. При этом фазы последовательных импульсов оказываются связанными между собой.

Наблюдаемые экспериментальные результаты согласуются как с прямым математическим моделированием, так и с аналитическими оценками. Следует подчеркнуть, что рассмотренные эффекты важны для волоконных резонаторов с низкой добротностью длиной в десятки метров. Показано, что уникальный режим одночастотного ССЧ существует в относительно узкой области параметров. Увеличение мощности и/или длины волокна приводит к резкому переходу в стохастический режим с широкополосным многомодовым спектром. В некотором смысле этот режим похож на ламинарно-турбулентный переход, наблюдавшийся недавно в волоконном ВКР лазере [193]. Основное отличие состоит в наличии в нашем случае эффекта ПВД в усилении, который не позволяет системе полностью устойчиво работать в узкополосном (ламинарном) режиме, но вместо этого делает возможной динамическую стабильность ССЧ.

2.3. Результаты по главе

В настоящей главе на примере иттербиевого волоконного лазера с однородно уширенным контуром усиления было показано критическое влияние динамических решёток на процесс селекции продольных мод резонатора. Первый ключевой результат заключается в том, что динамические решётки определяют спектральную динамику лазера, а именно направление и скорость перестройки длины волны, что проявляется в виде эффекта ССЧ. При этом спектральная динамика может быть как многочастотной, так и одночастотной, т.е. в каждый момент времени генерируется лишь одна продольная мода. Показано, что в последнем случае динамика интенсивности представляет собой последовательность периодических импульсов, в отличие от многочастотного режима, демонстрирующего стохастические импульсы. Для одночастотных периодических импульсов была измерена мгновенная частота каждого импульса. Обнаружено, что сдвиг частоты между соседними импульсами соответствует одной области свободной дисперсии (ОСД), а частота каждого импульса обладает линейным чирпом. Последний факт подтверждает образование сильной фазовой решётки, индуцированной решёткой усиления. При этом фазы последовательных импульсов оказываются взаимосвязанными.

Глава 3. Волоконные лазеры на основе висмута

[115, 119]

3.1. Особенности висмутовых волоконных световодов

На сегодняшний день наиболее распространёнными являются волоконные лазеры на основе волокон, легированных ионами редкоземельных металлов (Er, Yb, Tm, Ho). Каждый тип легирующей примеси обеспечивает лазерную генерацию в довольно узкой спектральной области, определяемой энергетическими уровнями соответствующих ионов. Несмотря на то, что многие востребованные на практике спектральные диапазоны удаётся реализовать с помощью редкоземельных волоконных лазеров, ведётся активный поиск альтернативных подходов к созданию новых типов таких источников.

Особую актуальность этим поискам придаёт тот факт, что почти половина спектральной полосы прозрачности кварцевого стекла (900–2100 нм) остаётся неосвоенной из-за отсутствия необходимых излучательных переходов у ионов редкоземельных металлов. Речь идёт о диапазонах 1150–1530 нм и 1610–1750 нм. Например, источники с генерацией в области 1600–1700 нм востребованы в медицине (микрохирургия глаза [194], оптическая когерентная томография [195]), газоанализе (например, обнаружение метана на длине волны 1666 нм), телекоммуникациях (расширение спектрального диапазона волоконно-оптических линий связи [196]) и других областях.

Одним из способов расширения спектрального диапазона волоконных лазеров является использование различных нелинейных эффектов, например вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Однако этот подход имеет ограничения: сравнительно небольшой частотный сдвиг при комбинационном рассеянии, а также необходимость применения высоких мощностей или большой длины волокна из-за низкого коэффициента ВКР-усиления.

Альтернативой как редкоземельным элементам, так и нелинейным эффектам могут служить так называемые р-элементы. Недавние исследования показали, что введение висмута в стеклянную матрицу позволяет создавать среды с широкополосной люминесценцией в инфракрасной области спектра [197–201]. Первая лазерная генерация в висмутовых волокнах была получена в работе [198]. Бурное развитие этого направления в течение нескольких лет привело к созданию висмутовых лазеров, работающих в спектральном диапазоне от 1150 до 1775 нм [202]. При этом, в отличие от лазеров на основе редкоземельных элементов, генерация в висмутовых волокнах существенно зависит от дополнительных легирующих добавок (например, германия) и длины волны накачки.

Важной особенностью висмутовых волокон является сравнительно низкая концентрация активного висмута [198, 201], что обусловлено ростом серых потерь при высоких концентрациях. Поэтому для достижения необходимых коэффициентов поглощения накачки и, следовательно, коэффициентов усиления сигнала требуется использование достаточно больших длин волокна (десятки метров). Эта особенность делает висмутовые волокна привлекательными для разработки лазеров РОС большой длины. Настоящая глава посвящена разработке двух типов висмутовых лазеров: с динамической и со случайной РОС. Показано, что, несмотря на внешнее сходство двух схем (по факту, отличающиеся только наличием/отсутствием точечного выходного зеркала), эти два класса демонстрируют принципиально различное поведение: в первом случае — наблюдается детерминированная модовая динамика в виде самосканирования частоты, во втором случае спектр является безмодовым и статистически стабильным. Таким образом, результаты по лазеру со СРОС служат контрастной иллюстрацией, подчёркивающей уникальность и нетривиальность эффектов, наблюдаемых в лазерах с динамической РОС

Nufern PM1550 использовался для увеличения длины резонатора на 30 м, обеспечивая значение ОСД резонатора 1,1 МГц.

3.2.2. Экспериментальные результаты

Лазерная генерация начинается при пороге накачки менее 20 мВт и характеризуется относительно высокой дифференциальной эффективностью 33%. В данной схеме в диапазоне мощностей накачки 50–300 мВт наблюдается режим ССЧ в области 1460 нм (рисунок 3.2).

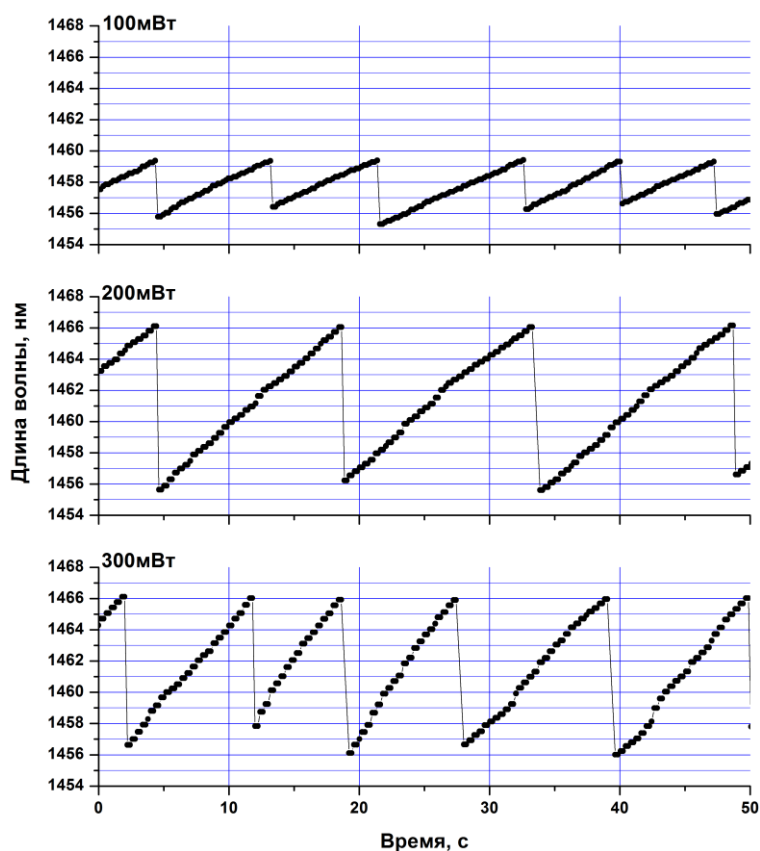


Рисунок 3.2. Динамика длины волны генерации висмутового ССЧ-лазера при различных мощностях накачки: (а) 100, (б) 200 и (в) 300 мВт.

Временная динамика интенсивности представляет собой последовательность периодических микросекундных импульсов (рисунок 3.3), что аналогично случаю иттербиевого лазера. Каждый импульс хорошо аппроксимируется квадратом гиперболического секанса. При увеличении мощности накачки с 50 до 300 мВт длительность импульса уменьшается с 3,7 до 2,0 мкс, а период T сокращается с 30 до 10 мкс. Кроме

того, по мере роста мощности накачки наблюдается постепенное сближение импульсов и возникновение высокочастотной модуляции интенсивности (рисунок 3.3в). При сравнении скорости изменения длины волны, измеренной с помощью спектроанализатора (рисунок 3.2), и частоты повторения импульсов (рисунок 3.3) было вычислено, что оптическая частота меняется от импульса к импульсу на величину, равную одному значению ОСД резонатора лазера.

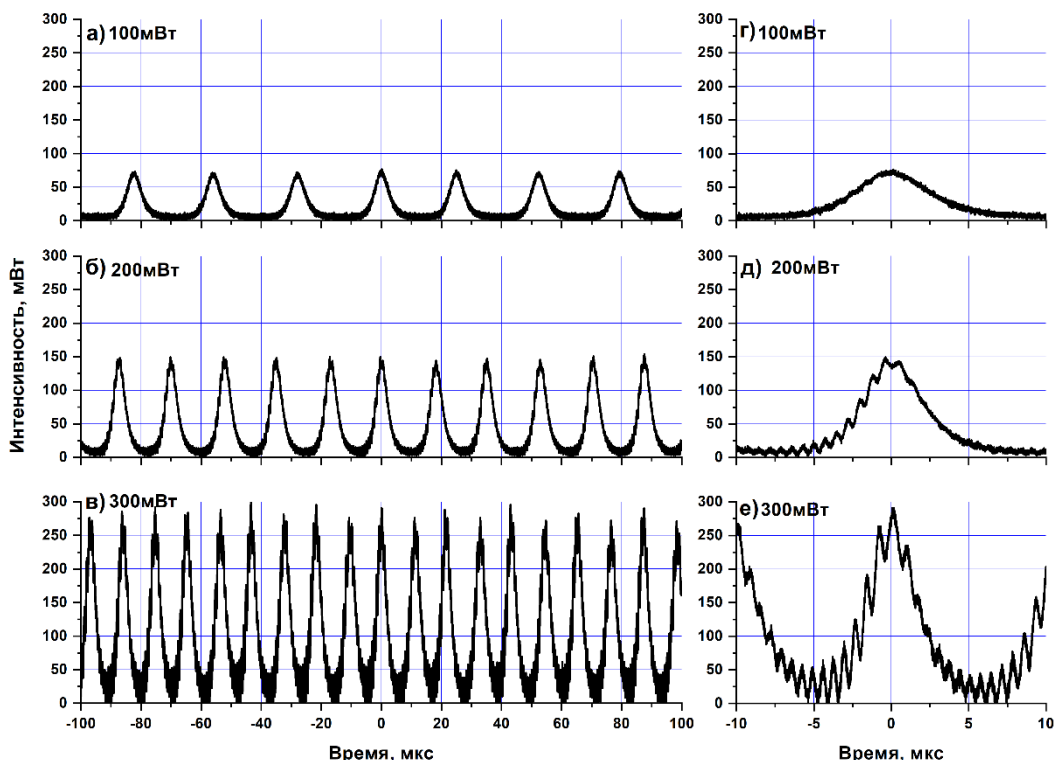


Рисунок 3.3. Динамика интенсивности висмутового ССЧ-лазера при мощности накачки 100 мВт (а, г), 200 мВт (б, д) и 300 мВт (в, е) на разных масштабах времени.

Сравнение полученных результатов с данными работ по иттербиевому лазеру позволило предположить, что каждый импульс состоит из одной продольной моды, то есть реализуется одночастотный режим сканирования. По аналогии с иттербиевой активной средой, этот вывод можно подтвердить методом гетеродинирования с одночастотным излучением. Однако на момент проведения экспериментов не было подходящего источника на длине волны 1460 нм. По этой причине для проверки гипотезы была собрана схема измерения спектральной динамики на масштабах нескольких импульсов на

основе ИМЦ с малым значением ОСД (0,8 МГц и менее). На рисунке 3.4б представлена восстановленная временная зависимость частоты для одной из реализаций последовательности серий импульсов. В ходе независимого эксперимента подтверждено, что оптическая частота уменьшается от импульса к импульсу на величину, равную межмодовому интервалу резонатора лазера (1,1 МГц). При этом каждый импульс демонстрирует меняющуюся во времени частоту (внутриимпульсный чирп).

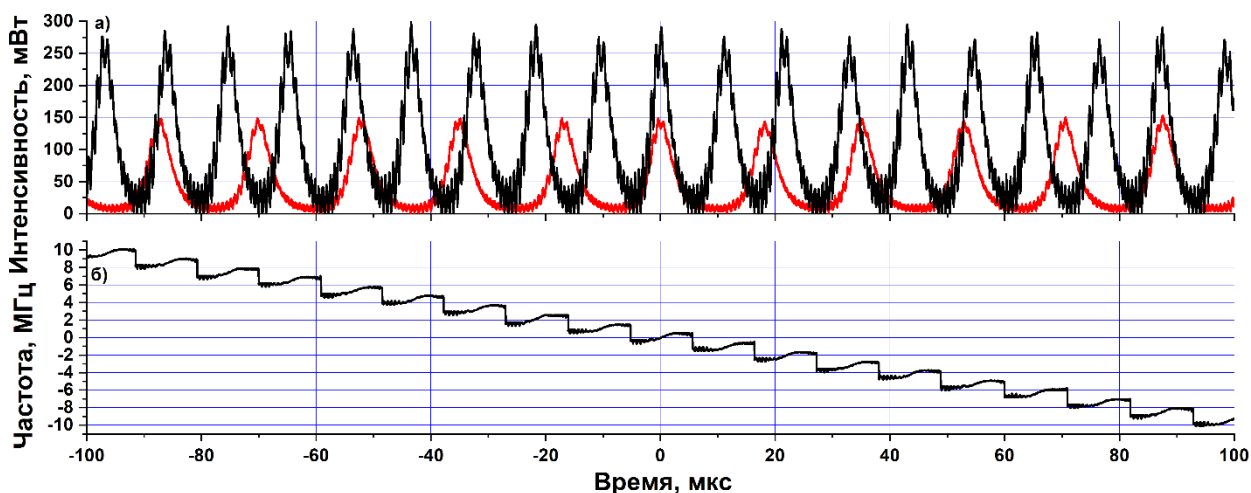


Рисунок 3.4. (а) Динамика интенсивности лазера при различных мощностях накачки: 150 мВт (красный) и 300 мВт (черный). Восстановленная динамика частоты генерации при мощности накачки 300 мВт (б).

На рисунке 3.5а показаны динамики спектров в масштабе одного импульса для разных уровней мощности накачки, усреднённые по серии из примерно 20 импульсов. Корректность восстановления частоты дополнительно подтверждена с помощью интерферометра с увеличенной разностью плеч (с 69 до 250 метров). Из рисунка видно, что оптическая частота внутри импульса (чирп) нарастает во времени, тогда как центральная частота закономерно снижается от импульса к импульсу.

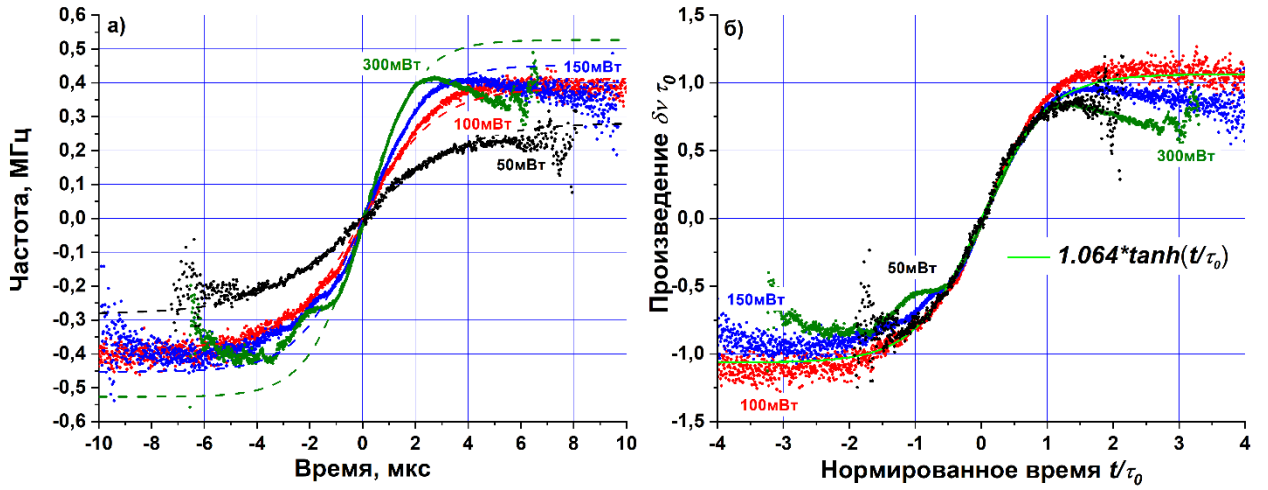


Рисунок 3.5. Усредненная спектральная динамика, измеренная интерферометром длиной 250 м при различных уровнях мощности накачки в нормальном (а) и нормированном (б) масштабах: эксперимент (точки) и аппроксимация в соответствии с выражением (8) (линии).

3.2.3. Обсуждение результатов

Согласно модели ССЧ, основанной на динамических решётках, форма импульса определяет скорость изменения ПП в активной среде, что, в свою очередь, задаёт временную зависимость изменения частоты. Причиной возникновения чирпа $\delta\nu(t)$ является изменение ПП $\delta n(t)$ в волокне, обусловленное изменением инверсной населённости в процессе генерации каждого импульса. Изменение ПП $\delta n(t)$ в активном световоде длиной l внутри резонатора длиной L приводит к изменению частоты генерации моды резонатора:

$$\delta\nu(t) = -\frac{c}{\lambda_0} \cdot \frac{l}{L} \cdot \frac{\delta n(t)}{n},$$

где c — скорость света в вакууме; λ_0 — длина волны излучения; n — эффективный показатель преломления. В соответствии выражением (8) из главы 1 форма чирпа частоты имеет вид:

$$\delta\nu(t) = \frac{A}{\tau_0} \tanh\left(\frac{t}{\tau_0}\right),$$

где константа A имеет следующий вид:

$$A = \frac{1}{\lambda_0} \cdot \frac{l}{L} \cdot \frac{4\pi F^2}{n} \cdot \frac{\Delta p}{\sigma_e + \sigma_a}.$$

Выражение для чирпа частоты можно также представить в безразмерных единицах:

$$\delta\nu(t) \tau_0 = A \tanh(t/\tau_0).$$

На рисунке 3.5б представлены данные, аналогичные приведённым на рисунке 3.5а, но в безразмерных единицах. Видно, что все кривые для различных мощностей накачки практически совпадают, особенно в центральной области. Наклон кривых в центре определяется константой A . Наилучшее соответствие достигается при $A=1,064$ (для сравнения, для иттербиевого ССЧ-лазера $A=0,55$). Необходимо отметить, что этот параметр для висмута измерен впервые. Различие между экспериментальными данными и теорией на фронтах импульса ($|t| > \tau_0$) можно объяснить влиянием соседних мод. Теоретические аппроксимационные кривые, рассчитанные в нормированных единицах, представлены на рисунке 3.5а пунктирными линиями для сопоставления с соответствующими экспериментальными результатами.

Сравнение наглядно показывает, что размах чирпа внутри импульса возрастает с 0,4 до 0,8 МГц при увеличении мощности накачки от 50 до 300 мВт. При мощности накачки 300 мВт чирп частоты становится соизмеримым со скачками частоты от импульса к импульсу. Таким образом, при всех уровнях мощности накачки каждый генерируемый импульс состоит из одной продольной моды. При этом сканирование частоты вдоль последовательности импульсов происходит практически непрерывно с относительно малой мгновенной полосой пропускания (<1 МГц), как показано на рисунке 3.4б, поскольку значения ширины полосы импульса и межимпульсного сдвига частоты сопоставимы. Также можно отметить, что влияние нелинейности Керра на изменение частоты незначительно из-за малой пиковой мощности импульсов.

Таким образом, была продемонстрирована работа лазера в режиме, при котором скачок частоты между импульсами становится соизмеримым с чирпом частоты. Можно заметить, что увеличение длины резонатора за счёт отрезка пассивного волокна приводит не только к уменьшению ОСД, но и к снижению размаха чирпа. Следовательно, длинное активное волокно является ключевым фактором для реализации описанного режима. Действительно, аналогичные результаты были получены для лазера без дополнительного пассивного волокна длиной 30 м. Основным отличием такого лазера с более коротким резонатором является увеличение изменения частоты от импульса к импульсу, которое обратно пропорционально длине резонатора, а также изменение величины чирпа, пропорциональное отношению длины активного волокна к длине резонатора ($l/L \approx 2/3$ для длинного резонатора и ≈ 1 для короткого). Наилучшее значение константы A для короткого резонатора составило $A=1,55$, что вдвое больше, чем для длинного. На основании этой величины, в частности, можно оценить разность поляризуемости активных центров висмута в основном и возбуждённом состояниях при условии, что известны значения сечений.

Интересен вопрос об относительной фазе между каждой парой импульсов в режиме одночастотный импульсов. Для этого из сигнала временной динамики интенсивности, показанной на рисунке 3.6а, была извлечена переменная составляющая, определяемая частотой биений последовательных мод. Соответствующие точки максимумов t_i полученной модуляции (рисунок 3.7б) были найдены и сопоставлены с точками максимумов $\tilde{t}_i$ сигнала, сдвинутыми ровно на один импульс. Затем разность $\Delta t_i = t_i - \tilde{t}_i$ между соответствующими максимумами была нормирована на период модуляции, тем самым найден относительный фазовый сдвиг:

$$\Delta\phi_i = \frac{\Delta t_i}{t_{i+1} - t_i} = \frac{t_i - \tilde{t}_i}{t_{i+1} - t_i}.$$

Эти данные показаны на рисунке 3.6в. Видно, что фаза практически постоянна, с изменениями, значительно меньшими периода модуляции. Среднеквадратичное отклонение составило $0,17\pi$.

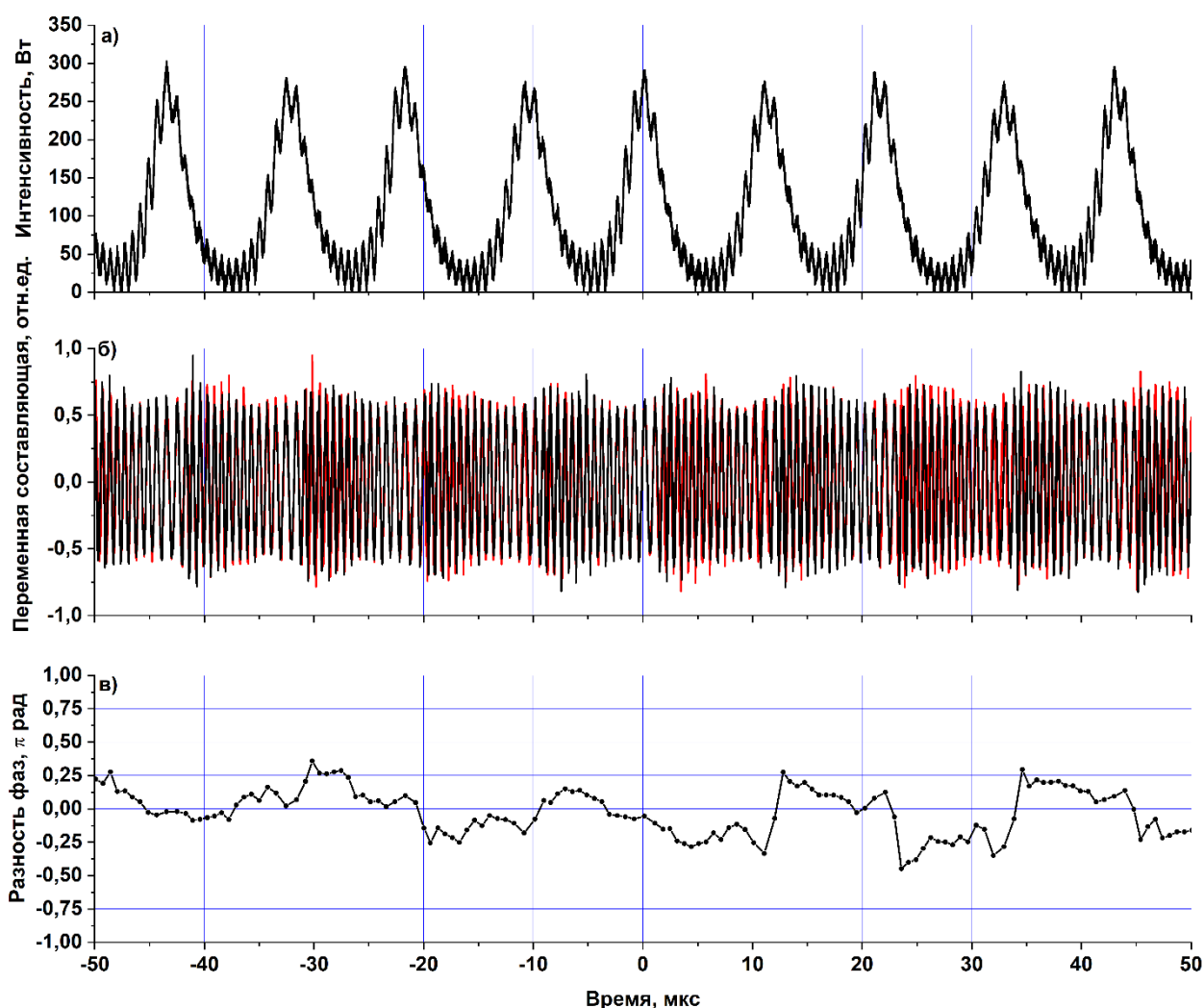


Рисунок 3.6. График интенсивности при мощности накачки 300 мВт (а); его переменная составляющая (чёрный) и сдвинутая на период импульса (красный) (б); рассчитанный фазовый сдвиг между чёрным и красным сигналами (в).

3.2.4. Заключение

Таким образом, нами впервые продемонстрирована практически непрерывная перестройка линейно-поляризованного одночастотного лазера с узкой полосой пропускания (<1 МГц) в широком спектральном диапазоне (>10 нм) без использования каких-либо фильтрующих элементов. Данный режим реализуется в простой, надежной и эффективной конфигурации висмутового волоконного лазера с длинным резонатором (~ 100 м). Хотя выходное излучение такого лазера имеет

импульсный характер, с ростом мощности накачки импульсы перекрываются, вследствие чего временная динамика интенсивности приближается к квазинепрерывному режиму. Изменение частоты от импульса к импульсу равно одной ОСД (~ 1 МГц) независимо от мощности накачки при условии, что чирп частоты остается ниже этого значения. Таким образом, процесс ССЧ также является квазинепрерывным, причем скорость сканирования возрастает с увеличением мощности накачки из-за сокращения периода следования импульсов.

Фазы последовательных импульсных мод близки (среднеквадратическое отклонение составляет $0,17\pi$), поэтому реализованный режим практически эквивалентен непрерывной перестройке одночастотного излучения без скачков мод, но при отсутствии какого-либо селектора и/или подстроечного элемента. Разработанный висмутовый лазер имеет значительно более простую конструкцию и существенно более узкую ширину линии генерации по сравнению с аналогичным лазером, использующим внутрирезонаторную спектральную фильтрацию [205]. Указанные преимущества достигаются, в частности, за счет высоких селективирующих свойств РОС.

3.3. Висмутовый лазер со случайной распределенной обратной связью

Для инициации динамической РОС необходима классическая резонаторная конфигурация, обеспечивающая формирование стоячей волны в активной среде. В этой связи естественным образом возникает вопрос о влиянии добротности резонатора на процесс ССЧ. К настоящему времени опубликован всего несколько работ, в которых предприняты попытки дать ответ на данный вопрос. В работе [180] исследовалось влияние коэффициента отражения выходного зеркала на диапазон перестройки частоты. На примере иттербиевого лазера в режиме ССЧ показано, что при уменьшении коэффициента отражения выходного зеркала до -35 дБ режим ССЧ сохраняется, однако область перестройки смещается в коротковолновую область спектра. Данный эффект объясняется тем, что увеличение потерь в резонаторе требует более высокой мощности накачки для поддержания

генерации, что приводит к более однородному распределению накачки вдоль активной среды и, как следствие, к смещению контура усиления в коротковолновую область. В другой работе [206] продемонстрировано, что в иттербиевом лазере без выходного зеркала формирование стоячей волны с помощью внешнего одночастотного источника также позволяет инициировать режим ССЧ. При этом длительность одного цикла сканирования ограничена значением ~ 700 мкс (что соответствует примерно 10 модовым скачкам) и определяется временем жизни верхнего лазерного уровня в иттербии.

Приведённые результаты [180][206] демонстрируют, что даже при значительном снижении добротности резонатора (вплоть до практического отсутствия выходного зеркала) динамическая РОС сохраняет способность инициировать режим ССЧ. Промежуточное положение между классической резонаторной схемой, рассмотренной в работе [180], и полностью безрезонаторной конфигурацией из [206], занимают лазеры со случайной распределённой обратной связью (СРОС). В таких системах традиционный резонатор как таковой отсутствует, а обратная связь обеспечивается за счёт многократного рассеяния на неоднородностях волоконной структуры.

Несмотря на кажущуюся противоположность подходов (детерминированная когерентная структура в динамической РОС против стохастического рассеяния в СРОС), оба класса систем объединяет ключевая идея: распределённый характер обратной связи и усиления происходят в единой протяжённой активной среде. Для создания СРОС-лазера на основе активного волокна наиболее подходящим кандидатом является низколегированное висмутовое волокно.

Включение результатов исследования висмутового СРОС-лазера в настоящую работу преследует цель показать, что эффекты самоорганизации модового состава являются общим свойством распределённых систем, однако конкретная реализация — динамическая или случайная — кардинально меняет характер временной эволюции спектра.

3.3.1. Описание лазера

Схема лазера со СРОС на основе висмутового волокна представлена на рисунке 3.7. В качестве усиливающей и рассеивающей среды использовалось висмутовое волокно длиной 150 метров (изготовленное в научном центре волоконной оптики, г. Москва [203]). В отличие от предыдущей схемы, данное волокно было изотропным и не поддерживало линейное состояние поляризации. Измеренный интегральный коэффициент обратного рэлеевского рассеяния волокна составляет примерно -54 дБ. Тем не менее высокого коэффициента усиления активного волокна на длине волны 1420 нм оказывается достаточно для генерации даже при столь слабой обратной связи. Для увеличения коэффициента обратного рэлеевского рассеяния до ~ -50 дБ в резонатор вводились дополнительные отрезки пассивного волокна с длинами до 800 метров. Таким образом общая длина лазера достигала почти 1 км.

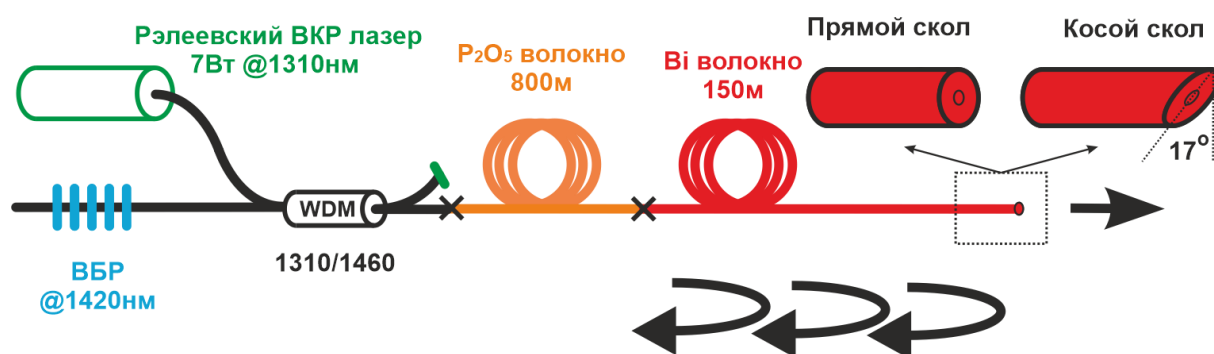


Рисунок 3.7. Схема висмутового волоконного лазера со СРОС.

Усиление обеспечивается накачкой волокна через спектрально-селективный разветвитель 1310/1420 с помощью волоконного ВКР-лазера, имеющего максимальную выходную мощность 4,4 Вт на длине волны 1310 нм [22]. Излучение накачки с длиной волны 1310 нм лежит в полосе поглощения активных центров висмута в кварцевых световодах [203]. Выходной конец висмутового волокна был сколот под углом примерно 17° для исключения отражения Френеля. Коэффициент отражения от выходного торца составляет -65 дБ, поэтому обратная связь в резонаторе преимущественно обеспечивается случайным рэлеевским рассеянием, распределённым вдоль волокна.

На другом конце висмутового волокна была установлена ВБР с высоким коэффициентом отражения. Таким образом, сформирован полуоткрытый резонатор со спектральной фильтрацией при каждом проходе излучения. В экспериментах использовались две ВБР с гауссовым спектром отражения на длине волны 1420 нм: широкополосная и узкополосная с шириной полосы отражения 1,88 нм и 0,28 нм соответственно. Их коэффициенты отражения составляют 50% и 70% соответственно.

В рамках данной работы важно отметить конструктивное сходство двух схем на основе висмутового волокна — лазера со случайной (рисунок 3.7) и с динамической (рисунок 3.1) РОС. Обе конфигурации базируются на протяжённом висмутовом активном волокне, накачиваемом излучением на длине волны 1310 нм. В обоих случаях реализована полуоткрытая резонаторная схема, в которой одно из зеркал обладает высоким коэффициентом отражения (порядка 50–70%): в лазере с динамической РОС эту функцию выполняет ВКЗ, а в лазере со случайной РОС — ВБР. Вместе с тем между схемами имеются следующие принципиальные различия: (1) в СРОС-лазере отсутствует точечный выходной отражатель; (2) как активное, так и пассивное волокно в СРОС-конфигурации имеют существенно большую длину; (3) селектирующий элемент в СРОС-лазере характеризуется меньшей шириной спектра селекции; (4) в схеме со СРОС не предусмотрен поляризационный контроль, т.к. использовалось изотропное волокно.

Следует также отметить, что в ходе экспериментов вместо ВБР также использовалось ВКЗ на основе разветвителя. В резонаторной конфигурации, образованной ВКЗ и отражением Френеля, наблюдалась генерация на длине волны 1465 нм, что близко к спектральной области работы висмутового лазера с динамической РОС. Это косвенно подтверждает близость усиливающих параметров двух висмутовых волокон (изотропного и анизотропного). При замене точечного выходного зеркала на рэлеевское рассеяние генерация смещалась в область 1445 нм. Полученные результаты, в частности, свидетельствуют о том, что длина волны используемых ВБР (1420 нм) хотя и

близка к максимуму контура усиления активной среды в режиме свободной генерации, однако не является оптимальной для достижения максимальной эффективности.

В ходе экспериментов измерялись следующие параметры: выходная мощность лазерной генерации, оптический спектр, временная динамика интенсивности, а также радиочастотные спектры.

3.3.2. Экспериментальные результаты

Порог генерации описанного лазера в конфигурации лазера, состоящего из ВБР, висмутового волокна с рэлеевским рассеянием составляет около 200 мВт. Однако вблизи порога оптический спектр генерируемого излучения нестабилен во времени. Нестабильность проявляется в виде узких двойных пиков, случайным образом возникающих в районе центральной длины волны ВБР (рисунок 3.8а). Расстояние между пиками составляет примерно 12 ГГц, что соответствует бриллюэновскому сдвигу в волокне. Наличие вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) служит дополнительным подтверждением того, что даже в лазерах со СРОС вблизи порога генерации реализуется узкополосный режим генерации. Это обусловлено тем, что эффективная ширина спектра усиления ВРМБ составляет порядка 20 МГц. При ширине спектра генерации, превышающей указанное значение, эффективность процесса ВРМБ существенно снижается. Кроме того динамика интенсивности имеет импульсный характер с высокими пиковыми мощностями, а РЧ спектр имеет выраженную модовую структуру (рисунок 3.8б). В лазере с длиной резонатора порядка 1 км (т.е. с дополнительным пассивным волокном) расстояние между соседними пиками в спектре составляло ~ 100 кГц. Это указывает на то, что вблизи порога генерации влияние точечного отражателя остаётся существенным, несмотря на его малый коэффициент отражения. Вместе с тем, в околопороговом режиме никакой регулярной динамики частоты зафиксировано не было. Это можно связать с нестабильностью, вызванной ВБРМ-процессом.

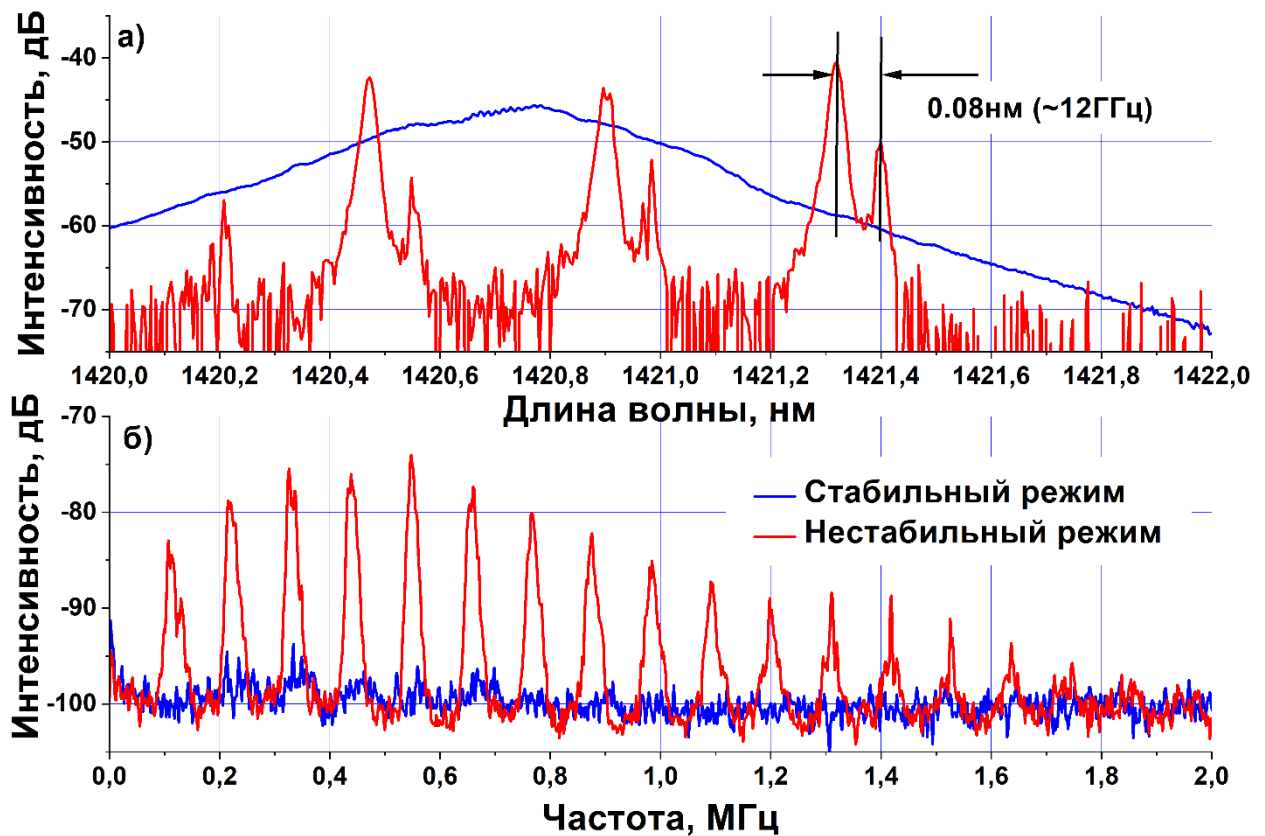


Рисунок 3.8. Оптические (а) и радиочастотные (б) спектры выше и ниже порога неустойчивости соответственно. Результаты представлены для схем с узкополосной ВБР.

ВРМБ является основной причиной подобной неустойчивости во многих видах волоконных лазеров (в том числе с динамической [113] и со случайной РОС [207]), работающих вблизи порога генерации. Как правило, эта неустойчивость может быть подавлена при значительном превышении мощности накачки над порогом [28, 29]. Однако существенное увеличение мощности накачки не привело к стабилизации спектра генерации лазера. При этом наблюдается линейный рост выходной мощности с эффективностью 64%, достигающей 2,8 Вт при максимальной мощности накачки 4,4 Вт. Можно предположить, что порог устойчивой генерации достигается при мощности накачки, превышающей имеющуюся в распоряжении. Было обнаружено, что стабилизация спектра генерации достигается за счёт удлинения резонатора путём добавления дополнительного пассивного волокна, расположенного между висмутовым волокном и спектрально-селективным элементом. Порог устойчивости снижается с увеличением общей длины резонатора. Этот факт

может быть связан с подавлением ВРМБ вследствие уширения спектра генерируемых пиков в более длинном волокне. Для получения стабильной лазерной генерации в схему была добавлена катушка из фосфоросиликатного пассивного волокна (ПВ) длиной 800 метров. Далее рассматривались конфигурации лазеров с дополнительным волокном.

В схеме с дополнительным ПВ вблизи порога наблюдалась аналогичная нестабильность, как и в коротком лазере. После превышения порога нестабильности генерируемый спектр становится гладким и уширенным (рисунок 3.8а), динамика интенсивности переходит в квазинепрерывный режим, а модовая структура в РЧ-спектре исчезает (рисунок 3.8б). Последний факт подтверждает определяющую роль рассеяния Рэлея в процессе генерации: в длинном резонаторе оно становится доминирующим по сравнению с отражением от скошенного торца волокна.

Далее было исследовано как СРОС влияет на формирование спектра генерации. Для этого сравнивались спектральные характеристики двух схем лазеров с традиционным резонатором Фабри-Перо (образованный ВБР и прямым сколом волокна) и со СРОС. Спектры генерации для лазеров со случайной и традиционной обратной связью с широкополосной и узкополосной ВБР представлены на рисунок 3.9а и 3.9б соответственно. Несложно заметить, что схема со СРОС для обеих ВБР позволяет получить наименьшую ширину. Для всех схем ширина линии генерации пропорциональна полосе отражения используемой ВБР.

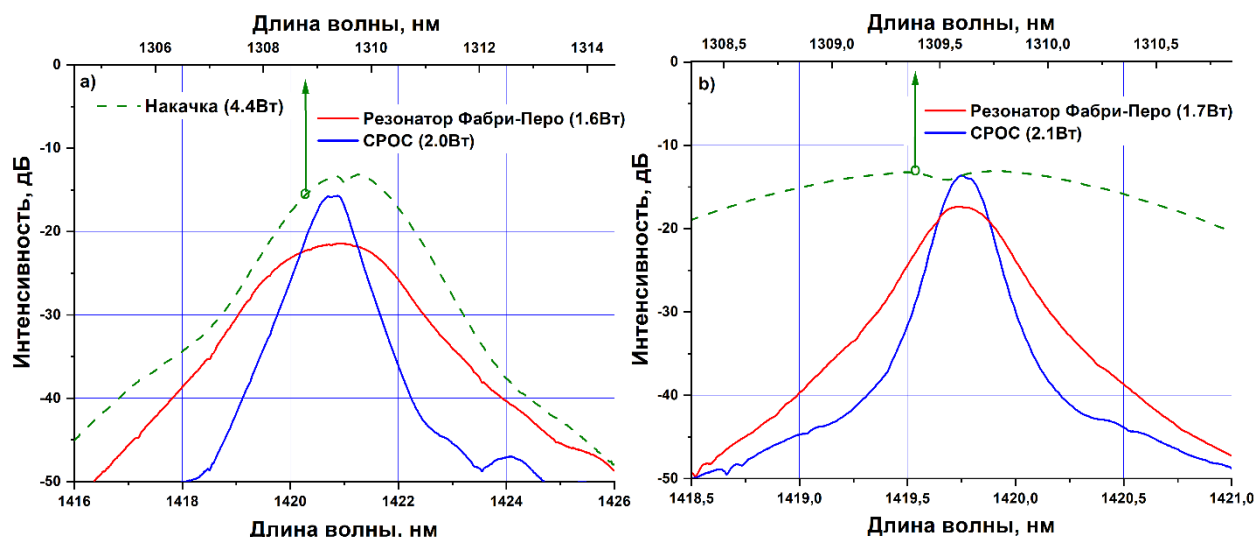


Рисунок 3.9. Спектры генерации лазеров с резонатором Фабри-Перо и со СРОС с широкополосной (а) и узкополосной (б) ВБР. В скобках указана выходная мощность для каждой схемы. Спектры излучения накачки также приведены и соотнесены с верхней осью.

Полученные данные свидетельствуют о том, что лазер со СРОС демонстрирует значительно меньшее уширение спектра по сравнению с традиционными конфигурациями, использующими точечный отражатель (рисунок 3.10). В случае узкополосной ВБР ширина линии лазера со СРОС составляет менее 0,15 нм во всём диапазоне мощностей, что вдвое меньше, чем у традиционного лазера в аналогичной конфигурации. Разница в ширинах спектров двух лазерных конфигураций становится ещё более выраженной при использовании широкополосной ВБР. Кроме того, как уже отмечалось выше спектр лазера со СРОС является квазинепрерывным (т.е. не имеет модовой структуры), тогда как спектр традиционного лазера состоит из дискретных продольных мод.

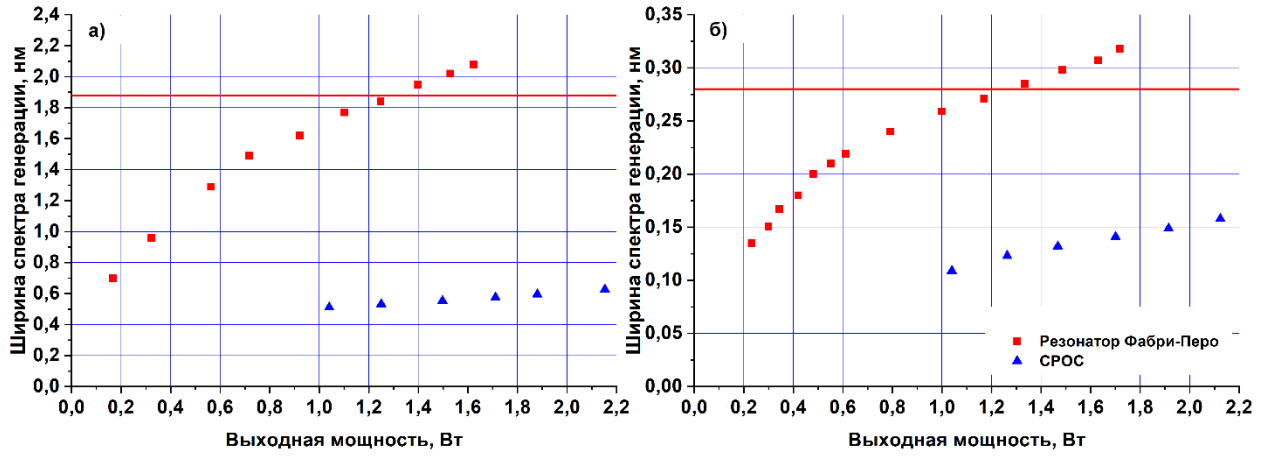


Рисунок 3.10. Зависимость ширины линии генерации от мощности генерации для лазеров с резонатором Фабри-Перо и со СРОС с широкополосной (а) и узкополосной (б) ВБР.

3.3.3. Обсуждение результатов

Для описания процесса уширения спектра в лазере со СРОС Е. В. Подивиловым (ИАиЭ СО РАН) была разработана аналитическая модель [115]. В рамках этой модели получено выражение для нормированной ширины линии генерации как функции фазового набега, индуцированного эффектами фазовой самомодуляции (ФСМ) и фазовой кросс-модуляции (ФКМ). Среднеквадратичная ширина спектра генерации $\Delta\omega$ определяется выражением:

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta_{\text{ВБР}}}\right)^2 = 2\phi_{\text{ФСМ}}^2 + \phi_{\text{ФКМ}}^2 + \sqrt{(2\phi_{\text{ФСМ}}^2 + \phi_{\text{ФКМ}}^2)^2 + 2\phi_{\text{ФКМ}}^2}.$$

где $\Delta_{\text{ВБР}}$ — среднеквадратичная ширина спектра используемого селектора (например, ВБР), $\phi_{\text{ФСМ}}$ и $\phi_{\text{ФКМ}}$ — фазовые сдвиги, индуцированные эффектами ФСМ и ФКМ соответственно. Нелинейная фаза ФСМ в резонаторе, состоящем из пассивного и активного волокон длинами $L_{\text{п}}$ и $L_{\text{а}}$ соответственно, и зеркал с коэффициентами отражения $R_{\text{T}} \ll 1$ и $R_{\text{H}} \sim 1$, принимает вид

$$\phi_{\text{ФСМ}} = \gamma_{\text{ФСМ}} I_{\text{out}} 2L_{\text{eff}} = \gamma_{\text{ФСМ}} I_{\text{out}} 2 \left(L_{\text{п}} \sqrt{R_{\text{T}}} - \frac{L_{\text{а}}}{\ln R_{\text{T}}} \right),$$

где $\gamma_{\text{ФСМ}}$ — коэффициент нелинейности Керра для процесса ФСМ, I_{out} — выходная мощность после зеркала R_T , L_{eff} — эффективная длина резонатора. Нелинейная фаза ФКМ равна

$$\phi_{\text{ФКМ}} = \frac{\gamma_{\text{ФКМ}} P}{\delta\beta \Delta_{\text{RMS}}},$$

где $\gamma_{\text{ХРМ}} = 2\gamma_{\text{СПМ}}$ — коэффициент нелинейности Керра для процесса ФКМ, P — мощность накачки, $\delta\beta$ — коэффициент дисперсионного расхождения для волн накачки и сигнала.

Анализ оптических спектров показал, что различные кривые уширения мощности (зависимости ширины линии от мощности), полученные для разных конфигураций резонатора (рисунок 3.10), объединяются в одну универсальную кривую (рисунок 3.11) при переходе к нормированным переменным: ширине линии, отнесённой к ширине спектра отражения ВБР, и мощности, проинтегрированной по длине резонатора с учётом нелинейного коэффициента, определяющего нелинейный фазовый набег. Установлено, что основной механизм уширения — ФСМ, для которой характерен линейный рост нормированной ширины линии с увеличением нелинейной фазы, пропорциональной выходной мощности. Однако коэффициент пропорциональности существенно различается для конфигураций с СРОС и с точечным отражателем, что обусловлено принципиально разными продольными распределениями мощности. В лазере со СРОС основная часть мощности сосредоточена вблизи выходного торца, что обеспечивает минимальный нелинейный фазовый набег при максимальной выходной мощности.

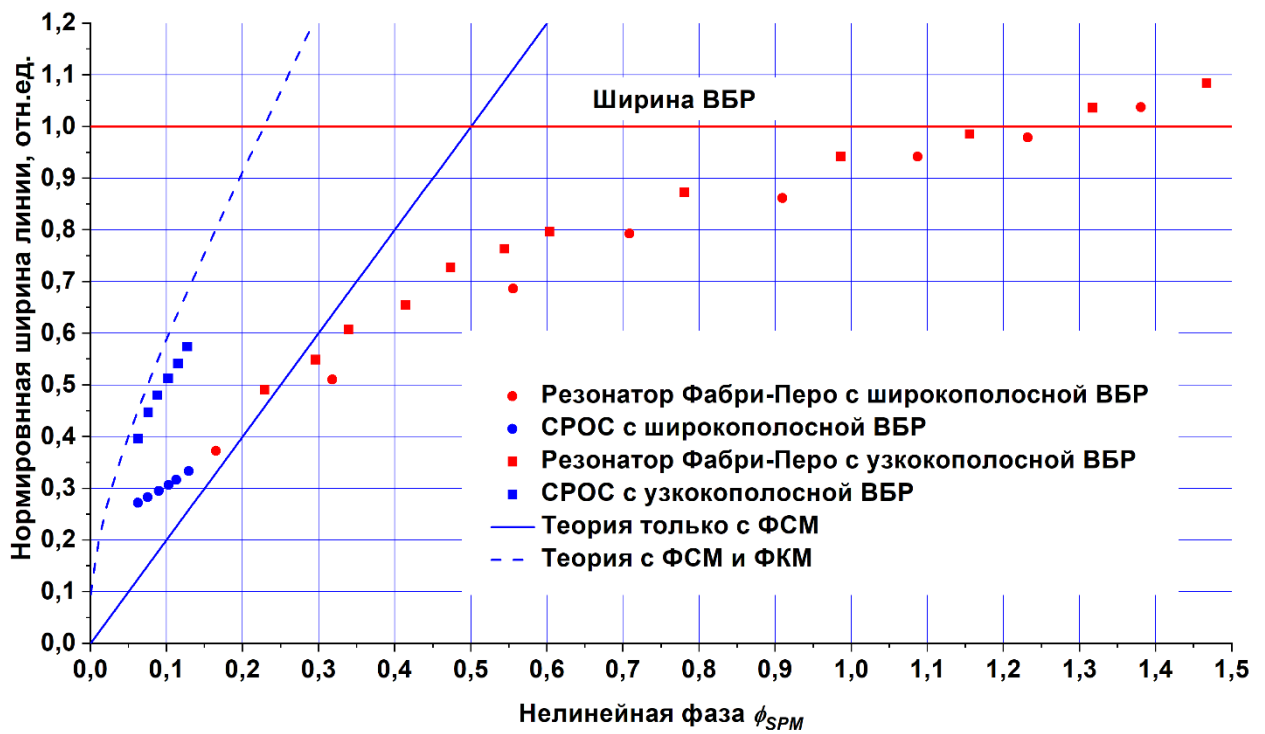


Рисунок 3.11. Сравнение ширины линии генерации, нормированной на ширину спектра отражения ВБР, для исследованных схем волоконного лазера в зависимости от нелинейной фазы). На рисунке показаны теоретические кривые для случая, учитывающего только ФСМ) (сплошная линия), а также для комбинации ФСМ и ФКМ при использовании узкополосной ВБР (пунктирная линия).

Эффект ФКМ, индуцированный излучением накачки, также вносит некоторый вклад в ширину линии из-за малой дисперсии групповых скоростей между волнами накачки и генерации, но он пренебрежимо мал в схемах с широкополосными ВБР, характеризующимися большим вкладом в ширину линии (в абсолютные значения) за счет процесса ФСМ и довольно малым вкладом в схемах с узкополосной ВБР с традиционным резонатором. Оно становится существенным только в схеме с узкополосной ВБР и крайне слабой обратной связью на основе рассеяния Рэлея (-50 дБ), добавляя специфическую нелинейную составляющую в зависимость ширины линии от мощности.

Важно также обсудить роль пассивного волокна. Генерация висмутового лазера становится нестабильной, если пассивное волокно расположено ближе к выходному концу. Это означает, что обратное рэлеевское рассеяние в пассивном волокне не является ключевым фактором стабилизации лазерной

генерации. Хотя интегральная отражательная способность дополнительного пассивного волокна (-52 дБ) сравнима с таковой для висмутового волокна (-54 дБ), доля мощности сигнала, отражённого от висмутового волокна, значительно больше, чем от пассивного, поскольку мощность сигнала достигает максимума в активном волокне, когда оно расположено на выходном конце. Таким образом, в исследуемой конфигурации висмутовое волокно вносит решающий вклад как в формирование обратной связи, так и в усиление сигнала, что характерно и для других типов СРОС лазеров [208, 28, 29]. В то же время пассивное волокно, размещённое внутри резонатора перед активным висмутовым волокном, играет важную роль в стабилизации лазерной генерации. Можно предположить, что его функция заключается в уширении спектра за счёт процесса ФКМ, индуцированной непоглощаемой накачкой, что подавляет бриллюэновское рассеяние и приводит к стабилизации случайной генерации. Действительно, эффект ФКМ способен подавить бриллюэновскую неустойчивость, как только уширение спектра превысит ширину полосы усиления ВРМБ [209]. Когда пассивное волокно расположено после висмутового волокна, спектральное уширение, вызванное ФКМ, оказывается значительно меньшим по сравнению с исследуемой схемой из-за поглощения мощности накачки в активном волокне. Эксперименты с различными пассивными волокнами, имеющими близкие коэффициенты обратного рэлеевского рассеяния, также подтверждают отсутствие существенного влияния рэлеевского рассеяния в пассивном волокне на процесс стабилизации генерации.

3.3.4. Заключение

Реализована и исследована схема висмутового волоконного лазера со СРОС на длине волны ~ 1420 нм с использованием 150-метрового изотропного висмутового активного. Установлено, что в околопороговом режиме генерация СРОС-лазера сопровождается нестабильностью спектра, обусловленной ВРМБ, что проявляется в импульсной динамике

интенсивности с выраженной модовой структурой в радиочастотном спектре (~ 100 кГц для резонатора длиной ~ 1 км). Обнаружено, что стабилизация генерации и подавление ВРМБ-нестабильности достигаются не увеличением мощности накачки, а удлинением резонатора за счёт введения дополнительного пассивного волокна перед активным волокном. При этом спектр генерации становится гладким (квазинепрерывным), модовая структура в РЧ-спектре исчезает, что подтверждает доминирование рэлеевского рассеяния над отражением от скошенного торца.

Показано, что лазер со СРОС обеспечивает существенно более узкую ширину линии генерации по сравнению с традиционным резонатором Фабри–Перо с ВБР. Показано, что основным механизмом уширения является ФСМ, причём в конфигурации со СРОС нелинейный фазовый набег минимален благодаря локализации основной мощности вблизи выходного торца, что и обеспечивает меньшую ширину линии по сравнению с традиционным резонатором.

Продемонстрированный узкополосный висмутовый волоконный лазер со СРОС привлекателен для таких приложений, как сенсорика и телекоммуникации (например, в качестве безмодового источника накачки для распределённых ВКР-усилителей), а также для визуализации биологических процессов, учитывая возможность его эффективного преобразования в видимый диапазон. Отметим, что лазеры на основе висмутовых волокон с различным составом и соответствующей накачкой могут генерировать в чрезвычайно широком спектральном диапазоне — от 1150 до 1775 нм [203, 201].

3.4. Результаты по главе

В настоящей главе представлены результаты экспериментального исследования двух типов волоконных лазеров с РОС, выполненных на основе активных висмутовых световодов. Наряду с уникальными спектрально-люминесцентными характеристиками, важной особенностью висмутовых

волокон является низкая концентрация лазерных центров, что обуславливает необходимость использования протяжённых участков волокна (десятки и сотни метров). Данная особенность делает висмутовые волокна перспективной средой для реализации различных типов РОС — как динамической, так и случайной.

В висмутовом лазере с динамической РОС на основе активного волокна длиной 60 метров впервые реализован режим одночастотного ССЧ. Благодаря большой длине резонатора обеспечена практически непрерывная перестройка линейно-поляризованного одночастотного излучения с шириной линии менее 1 МГц в широком спектральном диапазоне (>10 нм) без применения каких-либо внутрирезонаторных фильтрующих элементов. Генерация имеет импульсный характер; при этом с ростом мощности накачки импульсы перекрываются во времени, и временная динамика интенсивности приближается к квазинепрерывному режиму. Перестройка происходит как по модам большого резонатора, так и внутри каждого импульса. Установлено, что фазы последовательных импульсных мод характеризуются высокой степенью когерентности (среднеквадратическое отклонение составляет $0,17\pi$).

Второй исследованный объект — висмутовый лазер со СРОС — демонстрирует безмодовую лазерную генерацию. Следует подчеркнуть, что данный лазер, в котором процессы распределённой обратной связи и усиления за счёт электронных переходов (а не вынужденного комбинационного рассеяния) совмещены в едином волоконном световоде, продемонстрирован впервые. Экспериментально подтверждено, что такой источник обладает всеми характеристиками, присущими ранее известным волоконным лазерам со СРОС на основе ВКР-усиления: безмодовой структурой оптического спектра, квазинепрерывной динамикой интенсивности и нелинейным уширением спектра с ростом выходной мощности.

Несмотря на кажущуюся противоположность физических механизмов — когерентная структура в динамической РОС против случайного рэлеевского рассеяния в СРОС — оба класса систем объединяет ключевой

принцип: распределённый характер обратной связи и усиления реализуется в единой протяжённой активной среде. Вместе с тем, при конструктивном сходстве обеих схем (протяжённое активное волокно, полуоткрытый резонатор, накачка на длине волны 1310 нм), характер временной эволюции спектра в этих системах кардинально различается. В СРОС-лазере регулярная динамика частоты (самосканирование) отсутствует, а вместо неё реализуется стационарная узкополосная генерация с квазинепрерывным спектром, что свидетельствует о принципиально различной природе формирования модового состава в системах с динамической и случайной РОС.

Глава 4. Волоконные лазеры на основе тулия и гольмия

[122, 120, 121, 123, 124, 135]

4.1. Актуальность

Начиная с длины волны 1,4 мкм, инфракрасное излучение относится к так называемой «безопасной для глаз» области. Значительная часть энергии такого света поглощается в стекловидном теле, не достигая сетчатки, что позволяет использовать более высокие рабочие мощности по сравнению с системами на более коротких волнах. Это даёт ключевое преимущество, в частности, для оптических измерений в атмосфере [210–213].

Для атмосферных измерений особенно интересен диапазон вблизи 2 мкм благодаря наличию сильных линий поглощения воды и углекислого газа (рисунок 4.1). Известно множество примеров газоанализа с использованием лазеров в этой области: детектирование CO_2 и анализ парникового эффекта [214], измерение скорости ветра для прогнозирования погоды и обеспечения безопасности авиаперевозок [215], а также профилирование водяного пара в нижних слоях атмосферы [216, 217].

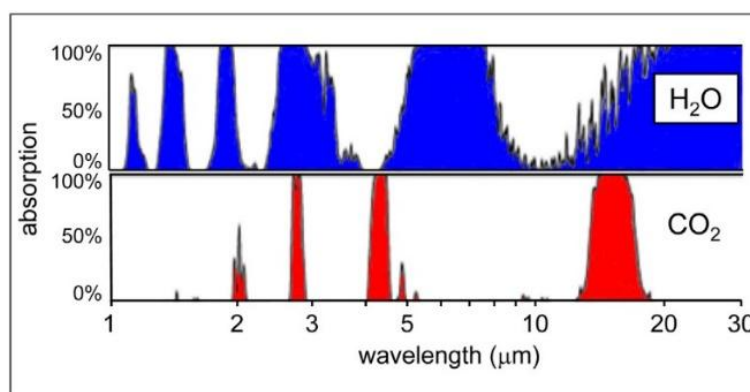


Рисунок 4.1. Спектр поглощения H_2O и CO_2 [214].

Кроме того, третий по значимости парниковый газ — закись азота (N_2O), влияющий на истощение стратосферного озона, также имеет линии поглощения вблизи 2,1 мкм [218]. Помимо атмосферных применений, 2-мкм лазеры востребованы в промышленности и химическом анализе [215].

Другой значимой областью применения двухмикронного излучения является биомедицина [219, 220]. Благодаря сильному поглощению излучения водой — основным компонентом биологических тканей — такие источники эффективны для прецизионной хирургии: локальный нагрев позволяет точно рассекать ткани, а коагуляция способствует остановке кровотечения [221]. Кроме того, излучение 2 мкм применяется для лечения нефролитиаза: почечные камни содержат воду в межкристаллических пространствах, что позволяет эффективно разрушать их мощным облучением [222].

Отдельно стоит выделить анализ выдыхаемого воздуха. Ранее было показано, что по изотопному составу CO_2 в выдыхаемом воздухе можно диагностировать бактерию *Helicobacter pylori* с помощью ^{13}C -уреазного дыхательного теста [223]. При этом измеряется относительная разница между соотношением $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ в пробе и стандартным изотопным соотношением. Кроме того, в двухмикронной области также присутствуют линии поглощения аммиака и ацетона — маркеров взрывчатых веществ, что открывает перспективы применения таких лазеров в системах безопасности.

Таким образом, для перечисленных областей применения требуются узкополосные, в том числе перестраиваемые, лазерные источники с длиной волны генерации вблизи 2 мкм. Для получения излучения в области 2 мкм можно использовать активную среду из тулия или гольмия.

Ионы тулия активно применяются при легировании активных сред для твердотельных лазеров, будь то кристаллы или оптические волокна. Возбуждение ионов тулия в активной среде позволяет получать лазерную генерацию в области от 1.7 до 2.1 мкм. Диаграмма энергетических уровней в кварцевом волокне представлен на рисунке 4.2а [224]. Тулиевые оптические волокна обладают высоким уровнем поглощения в трех областях: с центром около 793 нм, около 1210 нм, и одна широкая полоса поглощения от 1550 до 1950 нм. Эти области соответствуют возбуждению переходов от энергетического уровня $^3\text{H}_6$ к уровням $^3\text{H}_4$, $^3\text{H}_5$, и $^3\text{F}_4$ соответственно, как показано синими стрелками на рисунке 4.2а.

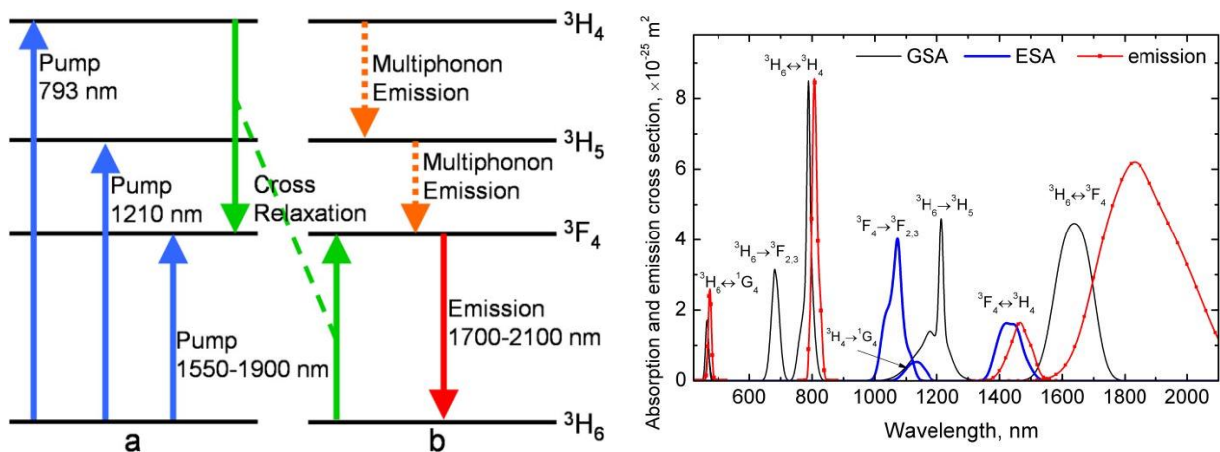


Рисунок 4.2. (а) Диаграмма энергетических уровней и (б) спектр поглощения и испускания для тулия. GSA (ground-state absorption) – поглощение в основном состоянии; ESA (excited-state absorption) – поглощение в возбужденном состоянии [224].

На рисунке 4.2б представлены спектры поглощения и люминесценции для тулия. Самое большое значение сечения поглощения является излучения на длине волны 0,8 мкм. Как правило, для этих целей применяются проверенные лазерные диоды с генерацией в области 0.8 мкм. Однако для такого излучения характерно явление кросс-релаксации, что приводит к уменьшению эффективности лазера. Сравнимой эффективностью являются источники накачки в области 1,6 мкм. Поскольку мощные лазерные диоды с длиной волны 1,6 мкм все еще относительно новы, накачка на этой длине волны обычно осуществляется с помощью волоконных лазеров на основе эрбия.

Гольмий также является одним из ключевых легирующих ионов для создания волоконных лазеров, работающих в спектральной области 2–2,2 мкм. Лазерная генерация осуществляется на переходе $^5I_7 \rightarrow ^5I_8$, что позволяет получать излучение в диапазоне длин волн, превышающем 2 мкм [225]. Основные спектрально-люминесцентные характеристики гольмиевой среды в волокнах включают полосы поглощения, соответствующие переходам $^5I_8 \rightarrow ^5I_6$ (максимум на длине волны около 1,15 мкм) и $^5I_8 \rightarrow ^5I_7$ (максимум на длине волны около 1,95 мкм) (рисунок 4.3). Поглощение в максимуме полосы на 1,95 мкм делает возможной эффективную накачку вблизи этой длины волны.

Время жизни верхнего лазерного уровня 5I_7 составляет около 7 мс, что обеспечивает достаточно высокую эффективность накопления энергии. При этом квантовая эффективность лазеров на основе гольмиевых волокон может достигать 93% от квантового предела дефекта при накачке в диапазоне 1,94–1,95 мкм.

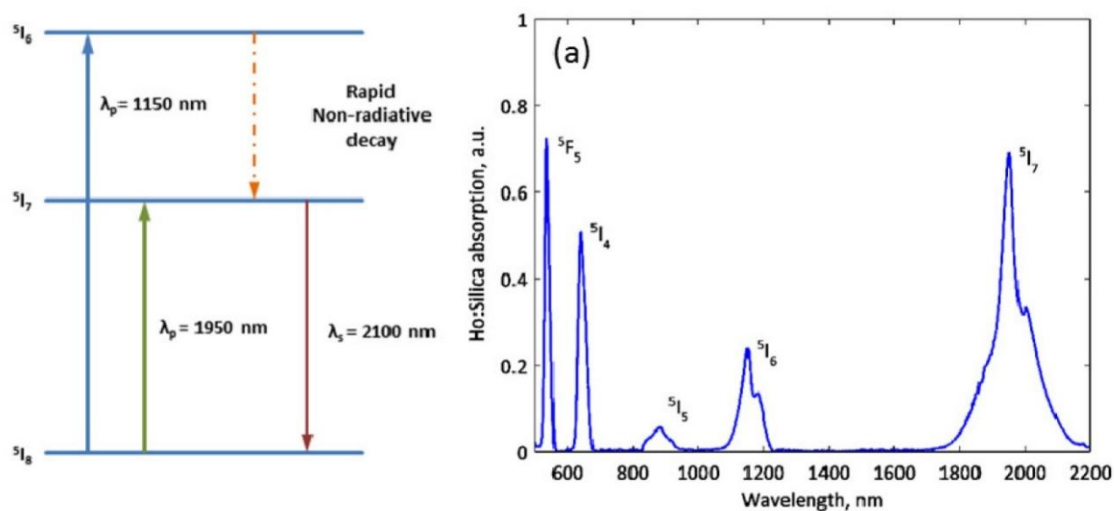


Рисунок 4.3. (а) Диаграмма энергетических уровней и (б) спектр поглощения для кварцевого волокна, легированного гольмием [225].

Для накачки гольмиевых волоконных лазеров, как правило, используется излучение тулиевых лазеров в области 1,94–1,95 мкм. В конфигурациях с накачкой в оболочку может достигаться мощность до 90–100 Вт с оптической эффективностью около 50% относительно мощности накачки, а в некоторых конфигурациях эффективность превышает 70%. Достижение высоких мощностей в гольмиевых волоконных лазерах ограничивается несколькими факторами, включая наличие гидроксильных групп ОН в кварцевом стекле, которые создают паразитное поглощение в спектральной области около 2 мкм.

Одним из ключевых ограничений эффективности гольмиевых волоконных лазеров является эффект пар-индуцированного тушения [226]. Этот процесс связан с образованием кластеров ионов гольмия, находящихся на малых расстояниях друг от друга. При возбуждении обоих ионов в паре происходит быстрый безызлучательный перенос энергии — один из ионов возвращается в основное состояние, а второй переходит на вышележащий

уровень 5I_6 (или 5I_5) с последующей быстрой релаксацией обратно на уровень 5I_7 . Итоговым результатом является потеря одного возбуждённого иона из пары, что снижает общее усиление и эффективность лазера. Время жизни возбуждённой пары ионов гольмия составляет около 0,4 мкс, что подтверждено измерениями кинетики флуоресценции с временным разрешением [226]. Этот эффект особенно критичен для импульсных лазеров с высокой пиковой мощностью, где требуются короткие длины активного волокна и, следовательно, высокие концентрации легирования. Предполагается, что кластеризация ионов гольмия является присущей особенностью гольмиевых волокон, которую трудно полностью устранить даже с использованием современных технологий изготовления.

Несложно понять, что для большинства вышеупомянутых применений требуются определённые характеристики генерируемого излучения, такие как мощность, стабильность, качество пучка и спектральный состав. Для абсорбционной спектроскопии необходимо одночастотное лазерное излучение, которое может быть получено, в частности, с помощью волоконных лазеров, легированных тулием или гольмием.

В направлении получения одночастотного излучения в тулиевых волоконных лазерах представлено относительно много публикаций [227–231]. В значительной части работ, посвящённых получению одночастотной генерации, применяется схема с распределённой обратной связью (РБО). Это можно объяснить более простой реализацией по сравнению со схемами на основе РОС. Наиболее важной характеристикой одночастотного излучения является ширина лазерной линии. Наименьшая ширина линии (менее 10 кГц) была зафиксирована в работе [227], где использовался резонатор типа РБО. В то же время стоит отметить, что РОС-лазеры в целом более предпочтительны для получения одночастотной генерации, поскольку они демонстрируют более высокую устойчивость к внешним воздействиям по сравнению с РБО-лазерами. Если рассматривать только РОС-лазеры, то продемонстрированные ширины спектров генерации значительно уступают характеристикам РБО-

лазеров. Однако в гибридной схеме задающего РОС-лазера с несколькими каскадами усиления, где использовались как волоконные, так и объёмные элементы, была достигнута наибольшая выходная мощность генерации (100 Вт) [229]. Присутствие объёмных элементов увеличивает размер лазерной схемы и накладывает дополнительные требования к её юстировке. Также следует заметить, что в указанной работе не приведено значение ширины линии лазера. В остальных же цельноволокнистых РОС-схемах выходные мощности существенно ниже (от единиц до нескольких сотен мВт), что связано с более плотным резонатором, а также малой длиной усиливающей среды. Только в нескольких работах обсуждаются поляризационные и шумовые свойства излучения, которые крайне важны для практических применений.

Однако линии поглощения некоторых газов (например, оксида азота) лежат в спектральной области 2,1 мкм. Излучение в этом диапазоне может генерироваться преимущественно в лазерах на основе легированных гольмием волокон. Следует отметить, что исследований, посвящённых одночастотным гольмиевым лазерам, значительно меньше, чем работ по тулиевым. В этой области также были представлены гольмиевые одночастотные лазеры, построенные по схеме РБО или РОС. Одночастотный гольмиевый РБО-лазер с длиной волны 2,053 мкм и выходной мощностью 50 мВт продемонстрирован в [232]. Генерация на одной частоте на длине волны 2,914 мкм получена в аналогичной схеме РОС [233]. Гольмиевый РОС-лазер длиной всего 42 мм, генерирующий одночастотное излучение с выходной мощностью 50 мВт и шириной линии около 10 кГц вблизи длины волны 2,07 мкм, представлен в [234]. Следует отметить, что все вышеупомянутые гольмиевые лазеры основаны на конфигурациях РБО или РОС, для реализации которых требуются специальные методы построения коротких резонаторов.

Альтернативный подход заключается во введении в лазерный резонатор спектрального селектора с полосой пропускания уже, чем ОСД резонатора. В частности, для этой цели может использоваться фильтр на основе

динамических решёток, записываемых стоячими волнами в насыщающемся поглотителе. На момент начала настоящей работы исследований, посвящённых одночастотным гольмиевым лазерам на основе динамической РОС, представлено не было.

В задачах спектроскопии помимо узкой ширины линии также требуется возможность перестройки центральной длины волны. Как правило, для реализации перестройки оптической частоты излучения используются спектральные селективные элементы. В их качестве могут выступать интерференционные фильтры Фабри–Перо [235, 236], дифракционная решётка [236], призма [237] или ВБР [238, 239]. В частности, в работе [235] представлен перестраиваемый волоконный лазер с кольцевым резонатором, где в качестве перестроечного элемента использовался фильтр на основе интерферометра Фабри–Перо. Источником накачки служил лазер с длиной волны 1560 нм. Диапазон перестройки охватывал область от 1840 до 2040 нм. Спектральная ширина линии генерации составила примерно 300 МГц. К недостаткам описанной схемы можно отнести технологическую сложность изготовления фильтра и нелинейный характер перестройки. Примером, где перестройка частоты достигалась с помощью дифракционной решётки, может служить перестраиваемый тулиевый лазер, продемонстрированный в работе [240]. В качестве источников накачки использовались лазерные диоды с длиной волны излучения 791 нм. Дифракционная решётка была размещена в конфигурации Литтрова для обеспечения селективной обратной связи по длине волны. Максимальная выходная мощность лазера достигала 62 Вт на длине волны 2004 нм при мощности накачки около 140 Вт. Диапазон перестройки охватывал область от 1895 до 2109 нм. К недостаткам этой схемы можно отнести необходимость юстировки и подстройки элементов объёмной оптики, а также жёсткие требования к эффективности ввода пучка накачки в сердцевину волокна. Кроме того, требуются точные электродвигатели для контроля угла поворота решётки. В работе [238] был продемонстрирован полностью волоконный гольмиевый лазер, перестраиваемый в диапазоне от

2,045 до 2,1 мкм за счёт сжатия ВБР. Ширина линии излучения составляла 0,4 нм, что определялось спектральной шириной использованного селектора. В работе [241] был продемонстрирован мощный (>15 Вт) гольмиевый лазер, перестраиваемый в диапазоне от 2,043 до 2,171 мкм, с шириной линии около 3 нм. Последняя схема основана на дифракционной решётке и элементах объёмной оптики. Следует отметить, что ширина линии излучения критически важна для спектроскопических задач наряду с диапазоном перестройки. Использование широкополосных селекторов (например, дифракционных или ВБР) затрудняет получение узкополосной генерации, необходимой для прецизионной спектроскопии.

Помимо спектрального фильтра, для управления оптической частотой лазера в указанных и аналогичных работах также требуется использование управляющего драйвера (например, генератора сигналов). Следует отметить, что селективная по длине волны оптика и управляющая электроника достаточно дороги, и их стоимость может достигать половины стоимости всего лазерного источника. Такой метод перестройки можно отнести к активному сканированию. Однако существует и альтернативный подход для достижения перестройки длины волны излучения — ССЧ, которое не требует применения внешних фильтров и управляющих драйверов. В предыдущих главах на примере иттербиевых и висмутовых волоконных лазеров с динамической РОС была показана возможность получения перестраиваемой лазерной генерации в диапазоне более 10 нм в режиме одностороннего сканирования частоты, когда каждый импульс состоит из одной продольной моды резонатора, а скачок частоты от импульса к импульсу остаётся неизменным. Исходя из этого, возникает закономерный вопрос о возможности получения аналогичных режимов генерации для области 2 мкм — подобных тем, что были реализованы в иттербиевом или висмутовом волоконных лазерах. Для ответа на этот вопрос в качестве активной среды были выбраны тулий и гольмий. Отметим, что тулий обладает большим разнообразием коммерчески доступных оптических волокон по сравнению с гольмием, что

даёт дополнительные преимущества при разработке источников излучения в области 2 мкм.

Отметим, что на момент начала работы, исследований, посвящённых перестраиваемым лазерам на основе динамической РОС с генерацией в области 2 мкм было крайне мало. Например, в работе [242] представлен гольмиевый ССЧ-лазер с длиной волны излучения около 2,1 мкм. Резонатор был образован широкополосным волоконным кольцевым зеркалом и ВБР с резонансной длиной волны отражения 2,1 мкм. В качестве источника накачки использовался тулиевый лазер, излучающий на длине волны примерно 2020 нм. Длина активной среды — гольмиевого волокна — составила 8 метров. В реализованном лазере наблюдалось периодическое сканирование длины волны в обратном направлении (т.е. в сторону уменьшения длины волны). Диапазон сканирования составлял около 4 нм при скорости 0,7 нм/с. К недостаткам можно отнести нестабильность режима сканирования, а также малый диапазон перестройки. Спектральный состав излучения в работе детально не исследовался.

Другим примером является тулий-гольмиевый лазер с длиной волны излучения около 1,9 мкм [243]. Тулий-гольмиевое волокно накачивалось лазером с длиной волны 1570 нм. Резонатор был образован волоконным кольцевым зеркалом ($R \sim 99\%$) и отражением Френеля от прямого скола волокна ($R \sim 4\%$). Для увеличения длины резонатора в схему был встроен отрезок одномодового пассивного волокна длиной 50 м. Лазер обладал диапазоном сканирования до 17 нм и скоростью перестройки 0,4–1,5 нм/с. К недостаткам можно отнести нелинейный характер перестройки частоты, связанный с нерегулярной динамикой интенсивности, что значительно осложняет применение такого лазера в практических задачах.

Также отметим, что продемонстрированные лазеры были изготовлены из изотропных компонентов (т.е. не сохраняющих линейное состояние поляризации), а процесс ССЧ оказывался чувствителен к внешним воздействиям, поскольку для достижения этого режима требовалась

тщательная настройка состояния поляризации генерируемого излучения с помощью поляризационных контроллеров. Более того, в первых работах сообщалось о деградации режима сканирования в течение короткого времени после включения лазера [242, 244]. Таким образом, ранее продемонстрированные волоконные лазеры требовали трудоёмкой юстировки, а режим ССЧ был недостаточно стабилен в течение длительного времени. При этом спектральный состав выходного излучения никак не оптимизировался и не изучался. Эти ограничения не позволяют эффективно управлять изменяющимися во времени параметрами генерации и существенно затрудняют практическое применение таких лазеров.

Настоящая глава посвящена разработке узкополосных волоконных лазеров с динамической РОС на основе тулиевых и гольмиевых волокон. Ввиду ограниченного количества коммерчески доступных гольмиевых волокон с сохранением поляризации первые работы были проведены на волокнах без сохранения поляризации. Это позволило эмпирически определить необходимые параметры волокон для получения режима сканирования. Полученные результаты были использованы при создании гольмиевого ССЧ-лазера на основе анизотропного волокна. Кроме того, был разработан и исследован одночастотный неперестраиваемый гольмиевый лазер с фильтрацией на основе динамических решеток.

4.2. Тулиевый лазер с самосканированием частоты с широким диапазоном перестройки

4.2.1. Описание лазера

На рисунке 4.4 представлена схема тулиевого волоконного ССЧ-лазера. Все элементы лазера выполнены на основе анизотропного волокна, что обеспечивает контроль состояния поляризации излучения. В качестве активной среды использован отрезок тулиевого волокна (PM TSF 9/125, Nufern) длиной $l = 5$ метров. Поглощение в сердцевине составляло ~ 7 , ~ 12 и ~ 26 дБ/м на длинах волн 1540, 1570 и 1640 нм соответственно. Активное

волокно было намотано на стальную катушку, температура которой контролировалась в диапазоне от 15 до 40°C.

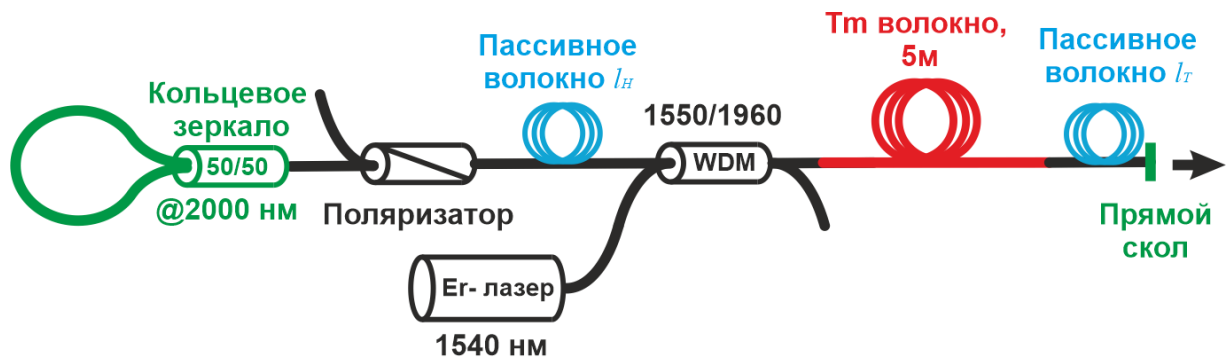


Рисунок 4.4. Схема волоконного тулиевого ССЧ-лазера.

Для формирования полуоткрытого резонатора с одной стороны использовалось волоконное кольцевое зеркало (ВКЗ) с коэффициентом отражения $R_H \approx 100\%$, выполненное на основе волоконного разветвителя 50/50. С противоположной стороны в качестве полупрозрачного зеркала выступал сколотый под прямым углом торец волокна с френелевским отражением $R_T \approx 4\%$. Для выделения одной поляризации в схему включён поляризационный делитель пучка. Два отрезка пассивного волокна, l_H и l_T , были встроены в схему — перед ВКЗ и после активного волокна соответственно. Длины отрезков варьировались: l_H — от 2 до 8 м, l_T — от 0 до 0,4 м. Для предотвращения паразитных отражений ко всем свободным концам волоконной схемы приварены волоконные коннекторы типа APC. Подключение к измерительным приборам осуществлялось через волоконно-оптический изолятор. В конфигурации лазера, использовавшейся в большинстве экспериментов, ОСД резонатора составляла $\sim 7,9$ МГц.

В качестве источника накачки применялся линейно-поляризованный эрбиевый волоконный лазер с длиной волны генерации 1540 нм и максимальной выходной мощностью до 1.3 Вт (рисунок 4.5). Излучение накачки вводилось в сердцевину активного волокна с помощью спектрально-селективного разветвителя WDM на длины волн 1550/1950 нм. Схема также выполнена на основе анизотропного волокна, лазер генерирует линейно-

поляризованное излучение. Активная среда — отрезок эрбиевого волокна (Nufern PM-EYDF-6/125-HE) длиной $l = 5$ метров. В качестве накачки использовался лазерный диод с длиной волны около 975 нм, излучение которого вводилось в схему через объединитель накачки. Максимальная выходная мощность эрбиевого лазера достигала 1.3 Вт. Резонатор образован волоконным кольцевым зеркалом (на основе разветвителя) с одной стороны и ВБР — с другой. В экспериментах применялась ВБР с центральной длиной волны 1540 нм.

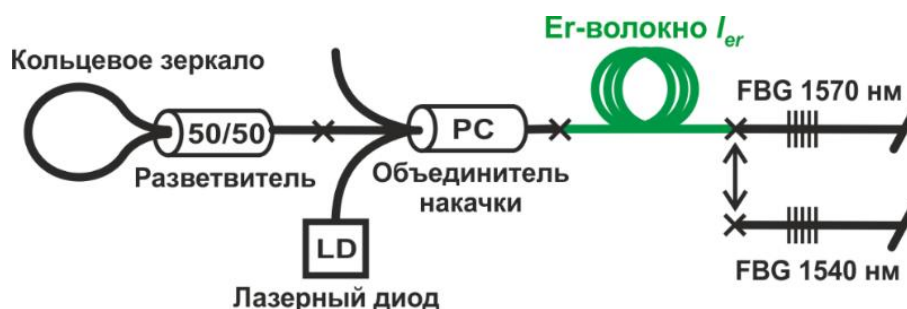


Рисунок 4.5. Схема волоконного эрбиевого лазера накачки.

4.2.2. Экспериментальные результаты

При превышении пороговой мощности накачки (~ 300 мВт) начинается лазерная генерация. Эффективность преобразования составила $\sim 44\%$. Максимальная выходная мощность превышала 400 мВт. На рисунке 4.6 представлены результаты измерений динамики интенсивности и радиочастотного спектра, характерные для различных значений выходной мощности лазера. Динамика интенсивности (рисунок 4.6а) представляет собой последовательность микросекундных импульсов. Длительность одиночного импульса составляла ~ 1 мкс. Амплитуда и частота повторения импульсов увеличивались с ростом мощности накачки, аналогично предыдущим схемам (глава 2 и 3). На радиочастотном спектре (рисунок 4.6б) видны два пика, соответствующих основной моде (частота менее 100 кГц) и соседней моде (частота около 7,9 МГц).

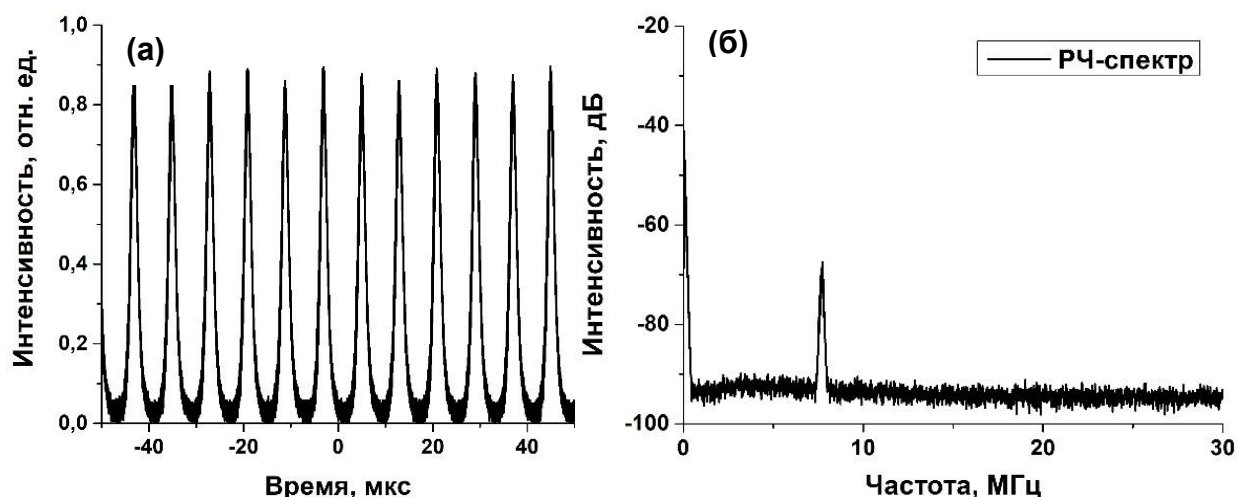


Рисунок 4.6. Характерная динамика интенсивности (а) и радиочастотный спектр (б)

На рисунке 4.7а представлены спектры излучения лазера, зарегистрированные в разные моменты времени с помощью Фурье-спектроанализатора. На графиках видно периодическое изменение центральной длины волны лазера в диапазоне от 1915 до 1935 нм, т.е. ССЧ.

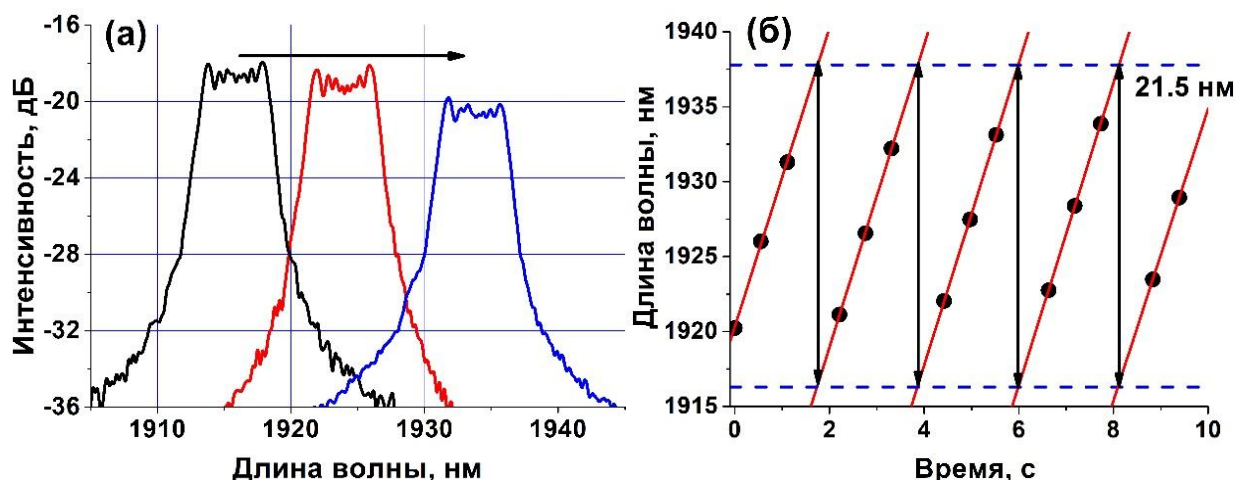


Рисунок 4.7. (а) Спектр излучения в разные моменты времени; (б) динамика длины волны генерации.

Спектр имеет широкий профиль, что обусловлено высокой скоростью сканирования и длительным временем измерения прибора. На рисунке 4.7б показана временная динамика центральной длины волны излучения. Подобная спектральная динамика наблюдалась для всех значений мощности накачки. При достижении мощности накачки 1.3 Вт режим сканирования терял

стабильность: спектр излучения значительно уширялся, а периодическое изменение центральной длины волны прекращалось.

Из-за ограничений Фурье-спектрометра по быстродействию для анализа спектральной динамики в дальнейшем использовался волоконный ИМЦ (глава 1). Результаты измерения динамики интенсивности излучения после прохождения через интерферометр представлены на рисунке 4.8. На рисунке 4.8а показан входной сигнал тулиевого лазера на временном масштабе ~ 0.1 мс: видны микросекундные импульсы с практически одинаковыми амплитудами. На рисунке 4.8б представлен сигнал после прохождения через ИМЦ на масштабе ~ 1 мс, где заметна интерференция с регулярным периодом. Сигнал по ИМЦ на масштабе ~ 1 с имеет пилообразную форму, что соответствует различным сканам лазера.

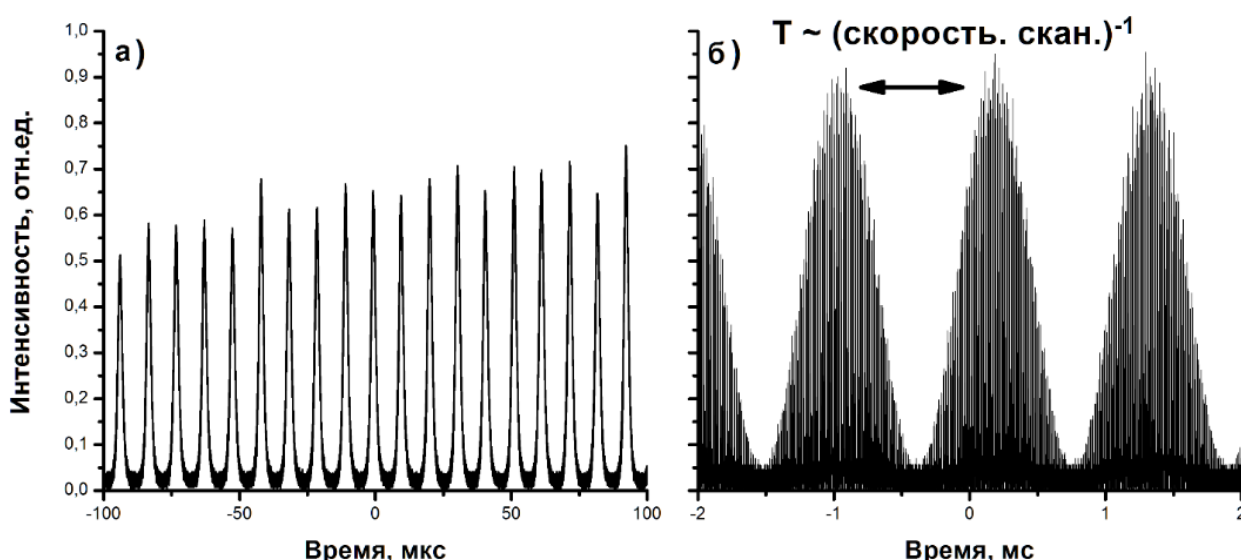


Рисунок 4.8. Характерная динамика интенсивности выходного излучения (а) и после прохождения через ИМЦ (б)

Также был исследован спектр одиночных импульсов при помощи ИМЦ. Результаты анализа представлены на рисунке 4.9. Частота излучения изменяется между импульсами на одну ОСД $\sim 7,9$ МГц (рисунок 4.9а) и не зависит от мощности накачки. При этом каждый импульс состоит из одномодового излучения с шириной линии менее 1 МГц. Небольшая модуляция интенсивности на передней части частотной зависимости связана с

примесью соседней моды. С учётом того, что интенсивность основной моды превышает соседнюю более чем на 20 дБ (рисунок 4.6б), можно прийти к выводу, что каждый импульс состоит в значительной степени только из излучения одной продольной моды.

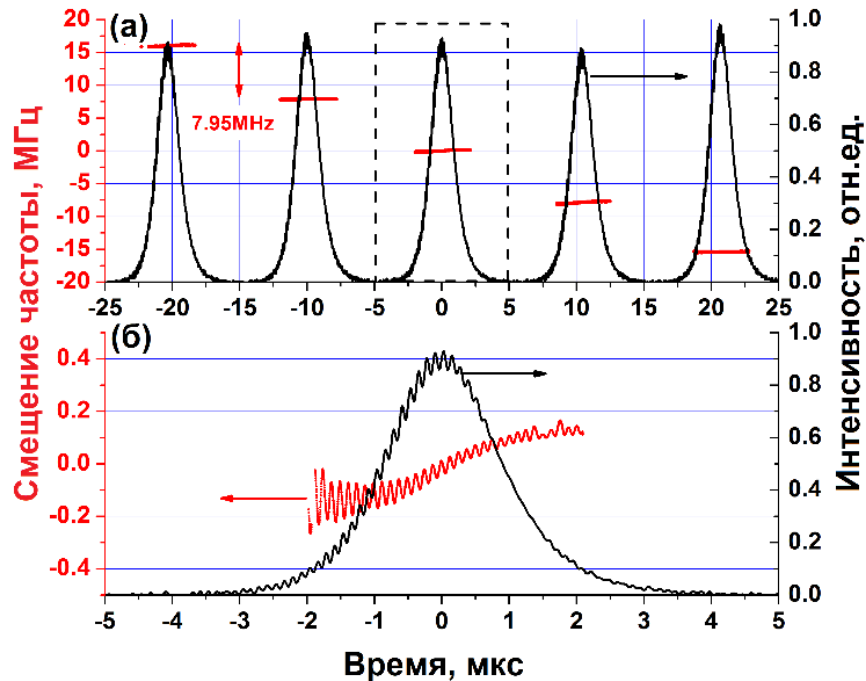


Рисунок 4.9. (а) Динамика интенсивности (чёрная кривая) и соответствующая динамика частоты (красная кривая); (б) увеличенный фрагмент области, выделенной пунктирной линией.

Для измерения ширины линии генерации с высоким спектральным разрешением следует применить технику гетеродинирования, что будет осуществлено в следующих подразделах.

4.2.3. Обсуждение результатов

Для исследуемой конфигурации лазера был продемонстрирован режим ССЧ. Спектральная динамика представляла собой периодическое увеличение длины волны излучения в диапазоне от 1915 до 1935 нм. Границы диапазона могли незначительно варьироваться от скана к скану, но не более чем на несколько нанометров. На основе данных, полученных с помощью ИМЦ, была рассчитана скорость сканирования для различных значений выходной мощности лазера (рисунок 4.10а). Скорость сканирования возрастает во всём

диапазоне мощностей по корневой зависимости. Максимальная достигнутая скорость составила ~ 12 нм/с. Для наглядности на том же графике представлено изменение частоты повторения импульсов при тех же значениях мощности; обе зависимости имеют схожий характер.

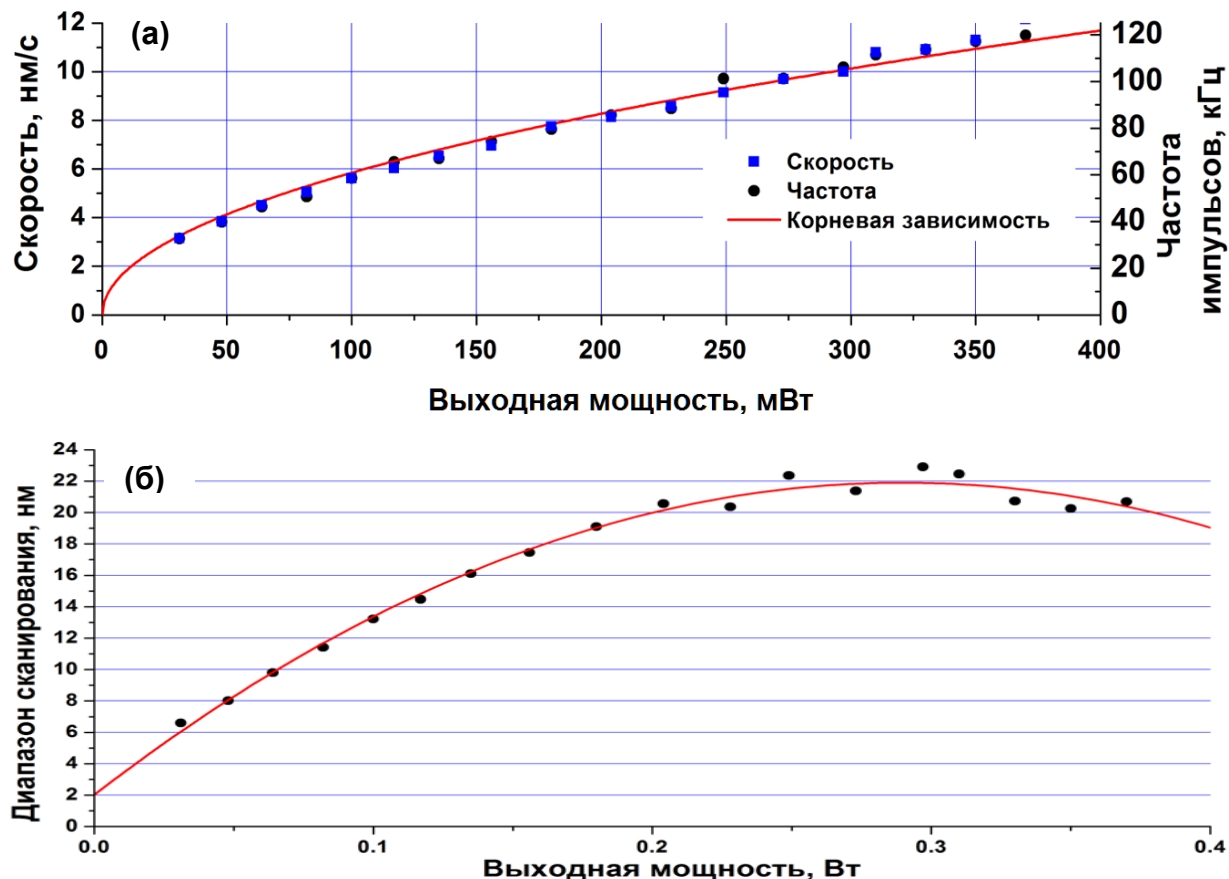


Рисунок 4.10. Зависимость (а) скорости, частоты следования импульсов и (б) диапазона сканирования от выходной мощности лазера.

Зависимость диапазона сканирования, измеренного с помощью спектрального фильтра, от выходной мощности лазера представлена на рисунке 4.10б. Диапазон сканирования увеличивается с ростом мощности вплоть до порогового значения 300 мВт, после чего начинает уменьшаться. Наибольший диапазон сканирования наблюдался в области мощностей от 250 до 300 мВт и превышал 20 нм. Максимальный зарегистрированный диапазон достигал 26 нм.

Режим ССЧ наблюдался для всех значений мощности накачки, начиная от пороговой (~ 300 мВт) и вплоть до ~ 1.3 Вт. Дальнейшее увеличение

мощности приводило к многомодовой широкополосной генерации, при которой ССЧ отсутствовало. Также следует отметить, что в динамике интенсивности иногда происходил переход между импульсным и непрерывным режимами работы лазера (рисунок 4.11а). Обратный переход мог происходить спонтанно либо при физическом воздействии на волокно (например, при изгибе или сдавливании). Спектр в непрерывном режиме представляет собой стабильный набор пиков (рисунок 4.11б). Радиочастотный спектр, в свою очередь, состоит из множества частот кратных ОСД, соответствующих продольным модам (рисунок 4.11в). Полученный результат свидетельствует о том, что излучение в непрерывном режиме является многочастотным. Дополнительные пики в спектре, разнесённые на частоту около 10 МГц, соответствуют слабому остаточному сигналу лазера накачки в выходном излучении. Подобное поведение ранее было продемонстрировано в иттербиевом ССЧ-лазере [113], а также в работе, посвящённой спектральному уширению в иттербиевых лазерах [160].

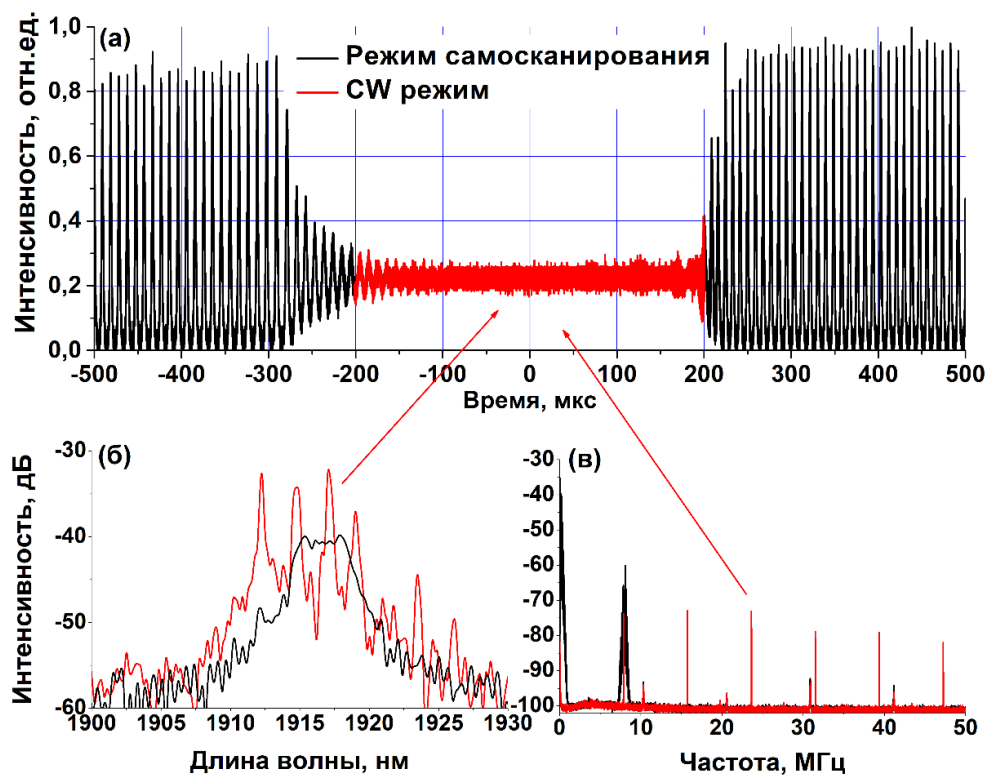


Рисунок 4.11. (а) Динамика интенсивности, (б) оптический и (в) радиочастотный спектр излучения в момент перехода между импульсным и непрерывным режимами генерации.

Рисунок (а) составлен из двух измерений, объединённых в точке 0.

Таким образом, был продемонстрирован тулиевый волоконный ССЧ-лазер с широким диапазоном сканирования. Лазер обладает следующими характеристиками:

- диапазон сканирования — до 26 нм, что на сегодняшний день является рекордным результатом для одночастотных ССЧ-лазеров;
- максимальная выходная мощность — более 400 мВт, что соответствует пиковой мощности ~2 Вт;
- выходной сигнал представляет собой регулярные импульсы со скачком частоты ~7.9 МГц. Каждый импульс состоит из одной продольной моды, а ширина линии генерации — менее 1 МГц.

Представленный лазер может найти применение в задачах газовой спектроскопии, что будет подробно продемонстрировано в следующих главах.

4.3. Тулиевый лазер с самосканированием частоты с возможностью управления спектральной динамикой

После завершения этапа исследования, связанного с определением характеристик лазера, была проведена оптимизация экспериментальной схемы с целью достижения наилучших параметров перестройки излучения. Для этого варьировались длины пассивных волокон в резонаторе, а также длина волны лазера накачки. В результате была получена конфигурация схемы, в которой режим ССЧ отличался от описанного ранее и не ограничивался только прямым сканированием. Более того, появилась возможность управлять спектральной динамикой источника излучения. Настоящий раздел посвящён детальному исследованию полученной конфигурации тулиевого волоконного ССЧ-лазера (конфигурация №2).

4.3.1. Описание лазера

На рисунке 4.12 представлена схема второго тулиевого волоконного лазера. Схема аналогична описанной в предыдущем разделе. Все элементы

лазера также выполнены на основе анизотропных волокон и компонентов. Основные изменения коснулись длины волны накачки и длин пассивных волокон, формирующих резонатор. В данной конфигурации использовался лазер накачки с длиной волны генерации 1570 нм (что было достигнуто путём замены выходной ВБР). Два отрезка пассивного волокна, l_H и l_T , были встроены в схему — перед волоконным кольцевым зеркалом (ВКЗ) и после активного волокна соответственно. Большая часть измерений проведена при следующих параметрах: длина активного волокна $l = 5$ м, длины пассивных волокон $l_H = 8$ м и $l_T = 0.36$ м. ОСД резонатора составляла ~ 5.5 МГц.

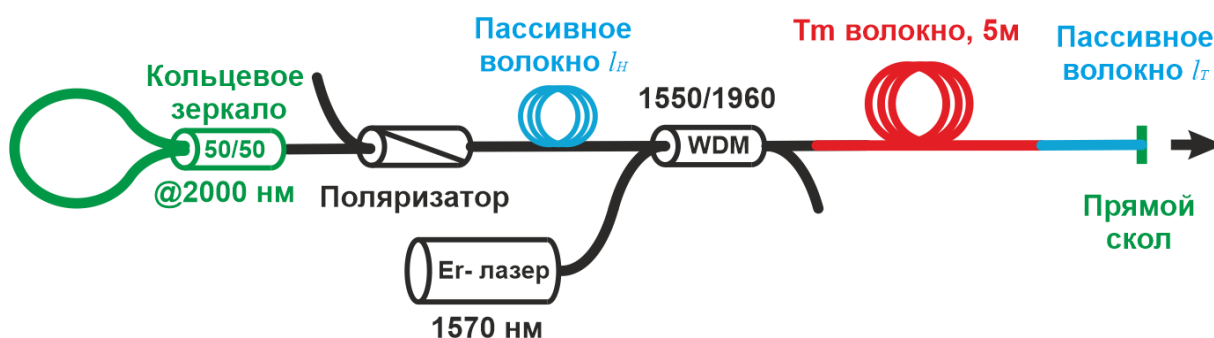


Рисунок 4.12. Схема волоконного тулиевого ССЧ-лазера (конфигурация №2).

4.3.2. Экспериментальные результаты

На рисунке 4.13 представлена выходная мощность тулиевого лазера №2. Порог генерации составил ~ 300 мВт, эффективность преобразования — $\sim 45\%$. Максимальная выходная мощность достигла 250 мВт.

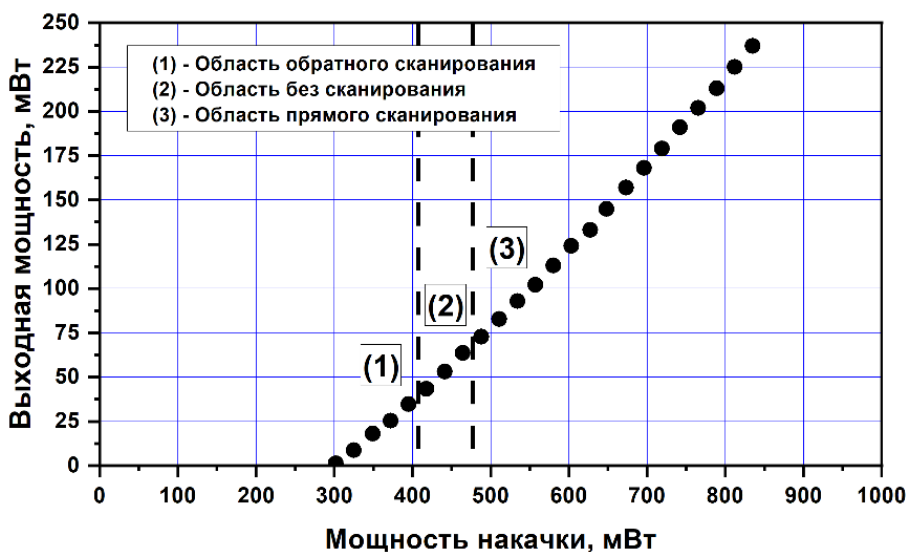


Рисунок 4.13. Выходная мощность тулиевого ССЧ-лазера (конфигурация №2).

На рисунке 4.14 представлены характерные динамики интенсивности для исследуемого лазера. Из графиков видно, что лазер работает в импульсном режиме. Однако характер импульсной генерации зависит от мощности накачки. В частности, при мощности до 470 мВт (рисунок 4.14а) генерация представляет собой последовательность импульсов со следующими особенностями: флуктуирующая амплитуда, наличие промодулированных и сдвоенных импульсов, нерегулярная частота повторения. При превышении мощности накачки 470 мВт динамика импульсов становится более регулярной (рисунок 4.14б). Характерная длительность импульсов не превышала 1 мкс и составляла ~ 0.5 мкс при мощности накачки 370 мВт и ~ 0.3 мкс при 530 мВт.

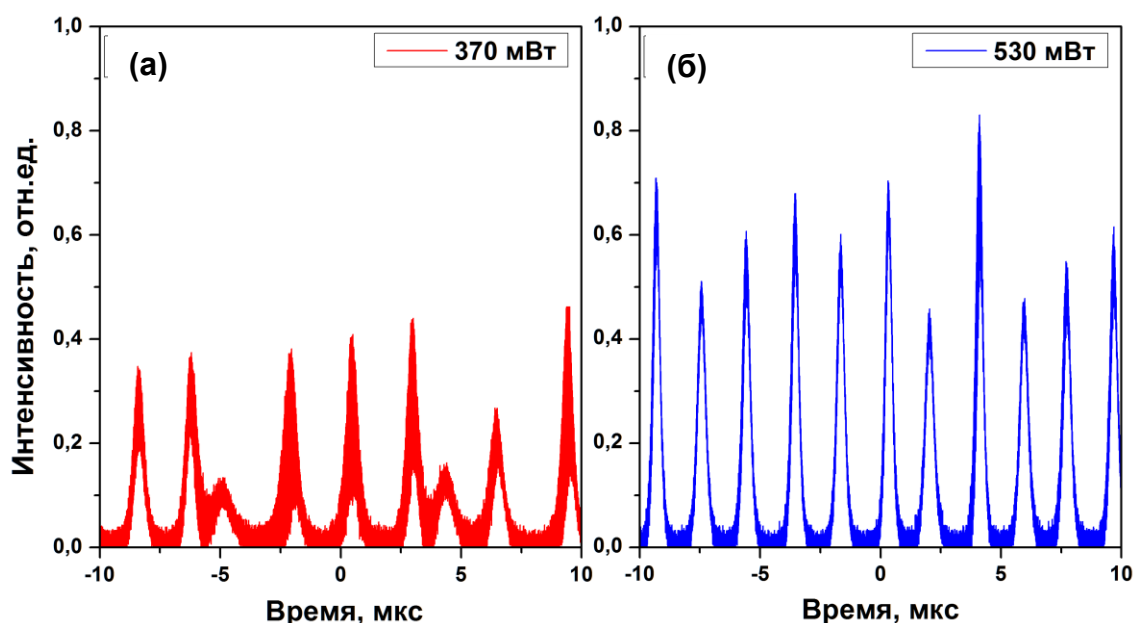


Рисунок 4.14. Динамика интенсивности лазерного излучения при мощности накачки 370 мВт (а) и 530 мВт (б).

На рисунке 4.15 представлены радиочастотные спектры выходного излучения. При изменении мощности накачки отчётливо различимы два режима работы тулиевого лазера: 1) многочастотный (с множеством продольных мод) в диапазоне мощностей 300–470 мВт; и 2) одночастотный (с одной продольной модой) в диапазоне 470–850 мВт, аналогично режиму генерации тулиевого лазера №1. Также представляли интерес измерения на

масштабах порядка ~ 50 кГц. Результаты измерений представлены на рисунке 4.16. Частоты выше 20 кГц соответствуют частоте повторения импульсов. Кроме того, в диапазоне мощностей накачки от 300 до 470 мВт в спектре присутствуют частоты порядка ~ 5 кГц.

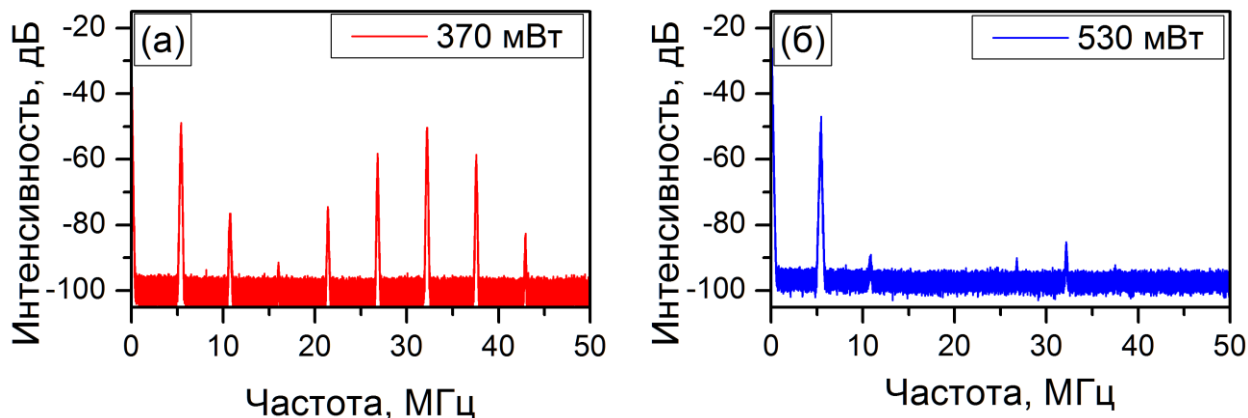


Рисунок 4.15. Радиочастотный спектр выходного излучения при разной мощности накачки: (а) 370 мВт и (б) 530 мВт

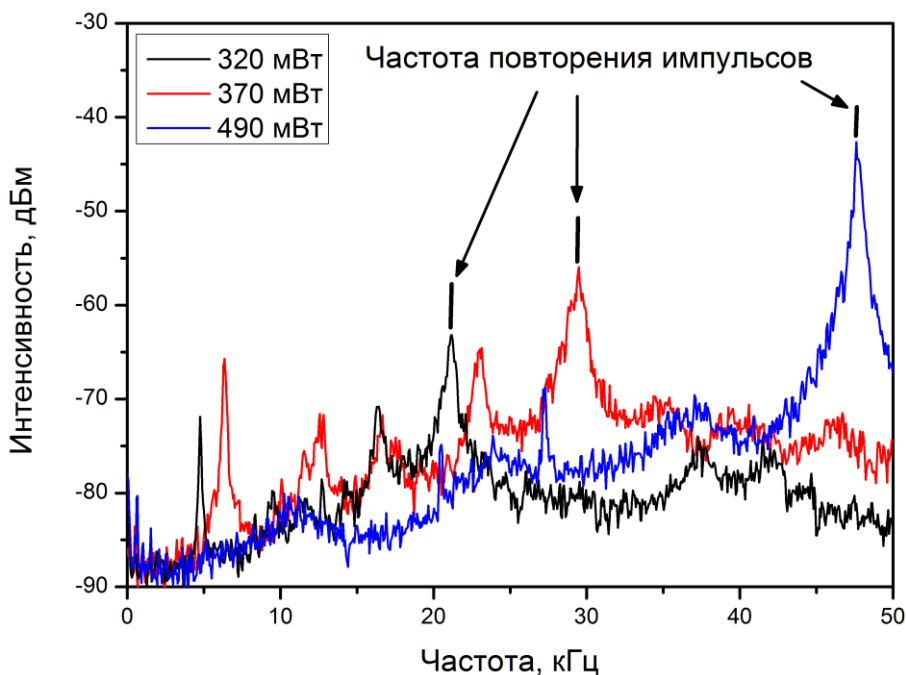


Рисунок 4.16. Радиочастотный спектр на масштабе ~ 50 кГц для разных значений мощности накачки: 320 мВт (чёрный), 370 мВт (красный), 490 мВт (синий)

Для более детального изучения режимов работы был исследован оптический спектр излучения лазера. На рисунках 4.17а и 4.17б представлены спектры выходного излучения, измеренные с помощью Фурье-спектрометра,

при мощности накачки ~ 300 мВт и ~ 470 мВт соответственно. Видно, что с ростом мощности накачки спектр излучения становится более широким.

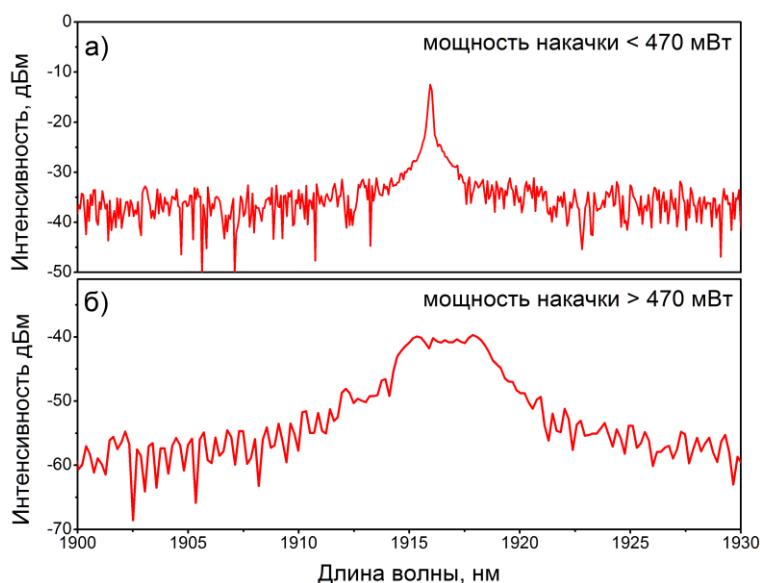


Рисунок 4.17. Спектр излучения при мощности накачки менее (а) и более (б) 470 мВт.

Чтобы определить наличие сканирования, центральная длина волны отслеживалась с помощью специальной функции спектроанализатора. Результаты детектирования положения пика представлены на рисунке 4.18. Первое, что было обнаружено после включения накачки и достижения пороговой мощности 300 мВт, — это режим с периодическим уменьшением длины волны во времени, т.е. обратное сканирование (рисунок 4.18а). При дальнейшем увеличении мощности скорость сканирования уменьшалась (рисунок 4.18б). При достижении мощности 420 мВт скорость сканирования снижалась настолько, что динамика спектра прекращалась — сканирование останавливалось (рисунок 4.18в). Причём имелась возможность останавливать сканирование в произвольные моменты времени и в любой точке обратного единичного цикла сканирования, диапазон которого находился в пределах от 1912 до 1923 нм. При увеличении мощности до 470 мВт лазер вновь начинал работать, но уже в режиме прямого сканирования — с периодическим увеличением длины волны во времени (рисунок 4.18г–д). С ростом мощности скорость сканирования увеличивалась. Диапазон сканирования при этом смещался в длинноволновую область и находился в пределах от 1915 до

1930 нм. После превышения 850 мВт режим сканирования терял стабильность.

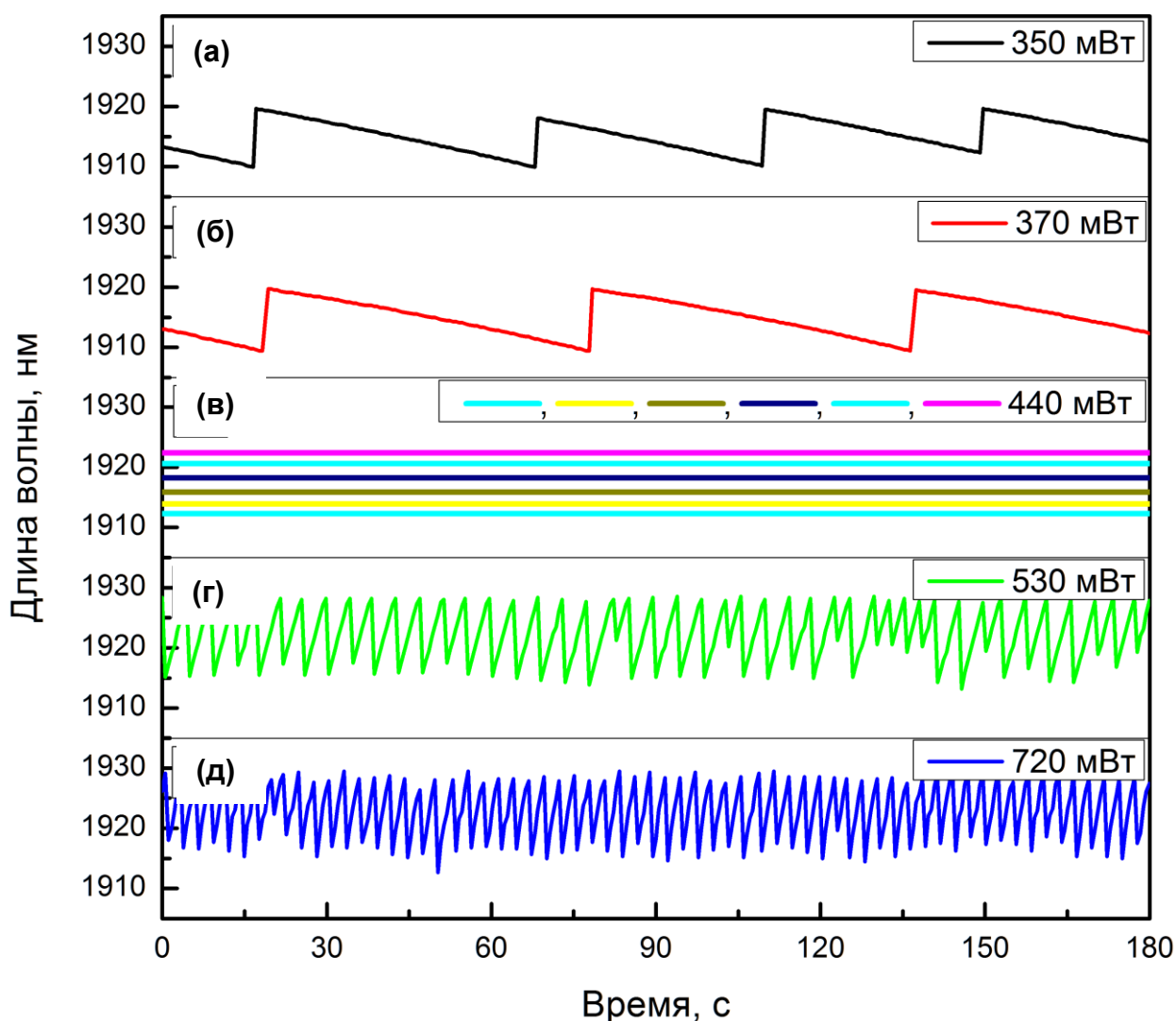


Рисунок 4.18. Динамика спектра для разных уровней мощности накачки: (а) 350, (б) 470, (в) 440, (г) 530 и (д) 720 мВт. 6 реализаций для остановки длины волны представлены на графике (в).

Выходное излучение также было проанализировано с помощью интерферометра (рисунок 4.19). На графике различимы три режима работы тулиевого лазера. В диапазонах мощностей, соответствующих обратному или прямому сканированию, наблюдается модуляция (рисунки 4.19а и 4.19в). В области с остановкой длины волны модуляция отсутствует (рисунок 4.23б).

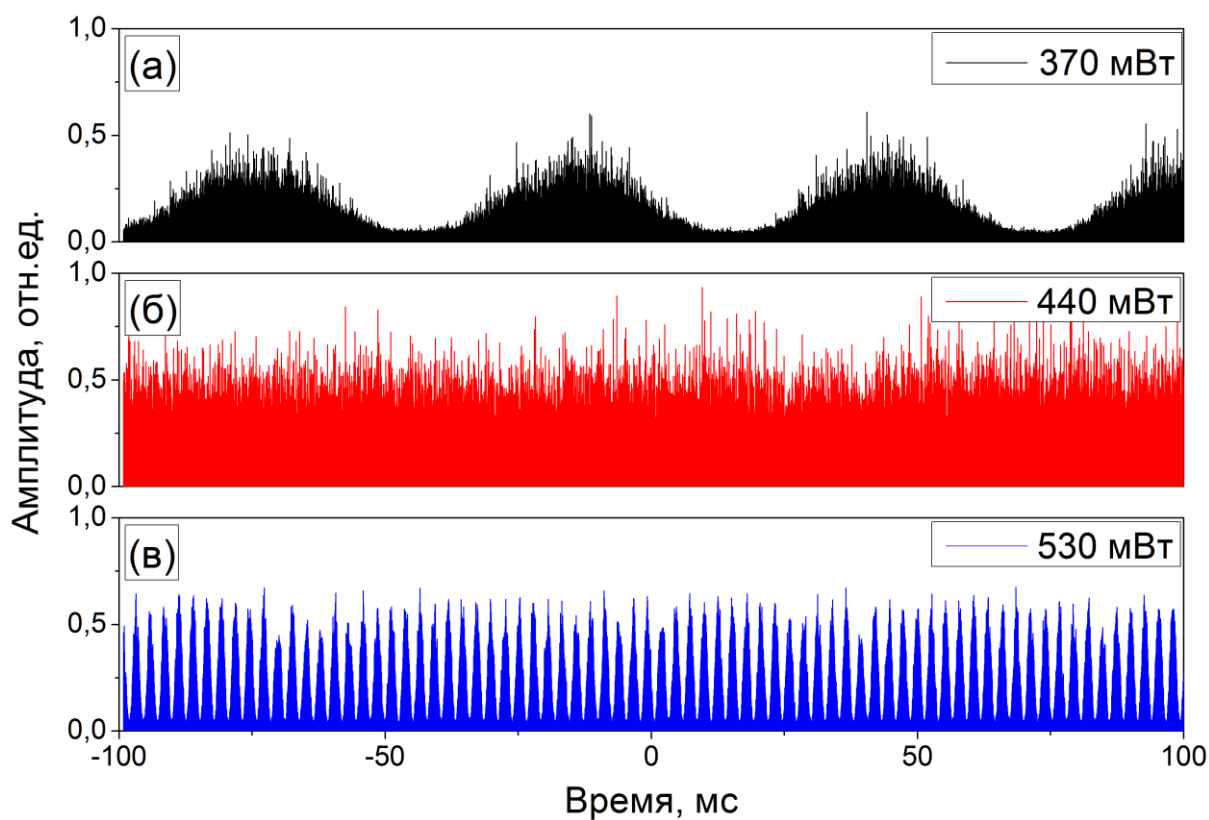


Рисунок 4.19. Сигнал, прошедший через ИМЦ, при разных мощностях накачки: (а) 370, (б) 440 и (в) 530 мВт

Далее каждый из режимов был проанализирован с помощью техники гетеродинирования. Результаты измерений для мощностей накачки 320, 440, 460 и 650 мВт представлены на рисунках 4.20, 4.21, 4.22а и 4.22б соответственно.

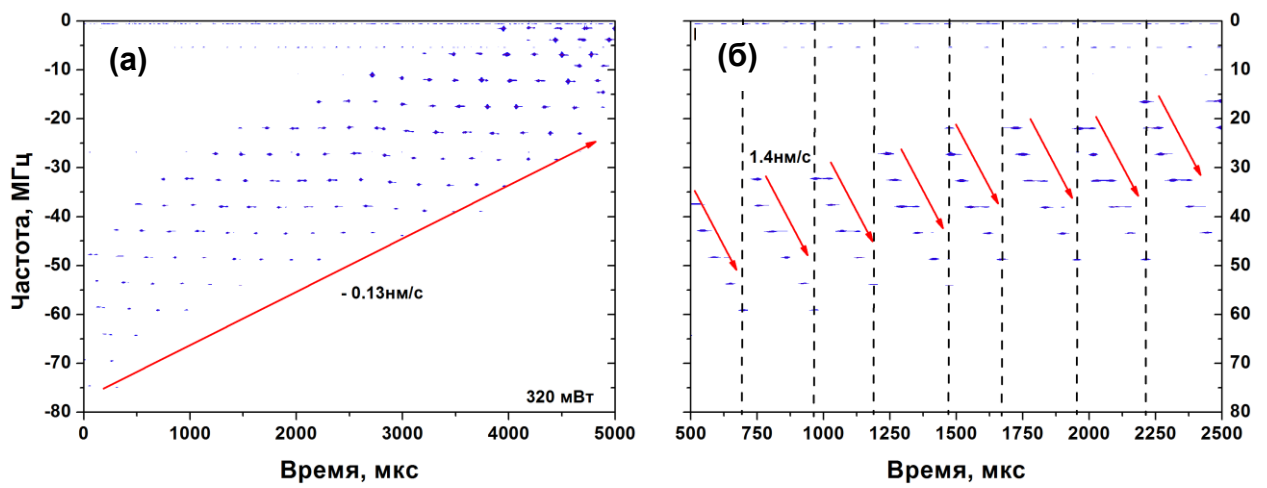


Рисунок 4.20. (а) Динамика частоты в режиме обратного сканирования при мощности накачки 320 мВт; (б) то же в увеличенном масштабе

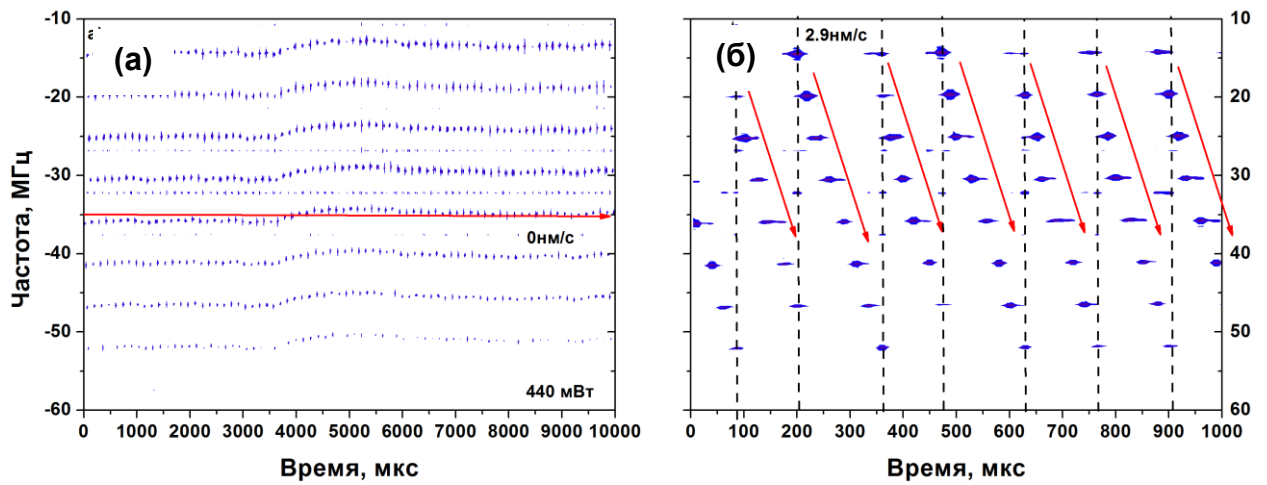


Рисунок 4.21. (а) Динамика частоты в режиме остановки длины волны при мощности накачки 440 мВт; (б) то же в увеличенном масштабе

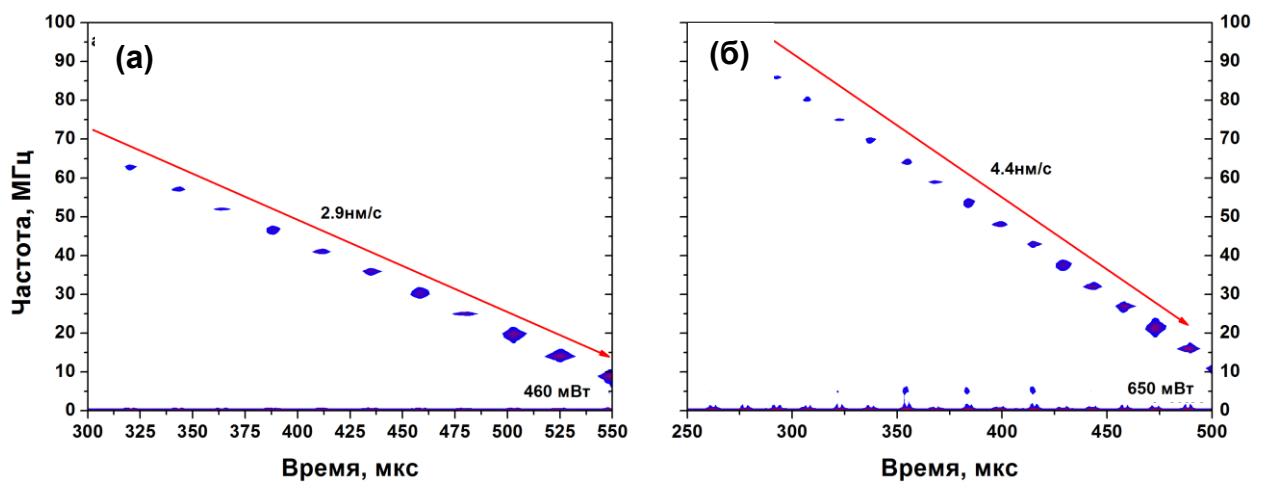


Рисунок 4.22. Динамика частоты в режиме прямого сканирования длины волны при мощностях накачки: (а) 470 мВт и (б) 650 мВт

4.3.3. Обсуждение результатов

Для исследуемой конфигурации тулиевого волоконного ССЧ-лазера (конфигурация №2) были продемонстрированы три режима работы:

1. Обратное сканирование при низкой мощности накачки (300–420 мВт);
2. Остановка длины волны при средней мощности накачки (420–470 мВт);
3. Прямое сканирование при высокой мощности накачки (470–850 мВт).

На основе анализа данных, измеренных с помощью ИМЦ, была получена информация о скорости сканирования (рисунок 4.23). Максимальная скорость сканирования составила ~ 5.5 нм/с. На графике также заметен резкий переход между режимом остановки длины волны и прямым сканированием при мощности накачки 470 мВт. Анализ результатов, полученных с помощью спектрального фильтра, показал, что средний диапазон сканирования составил ~ 10 нм, а максимальный (наблюдавшийся в режиме прямого сканирования) достиг ~ 15 нм.

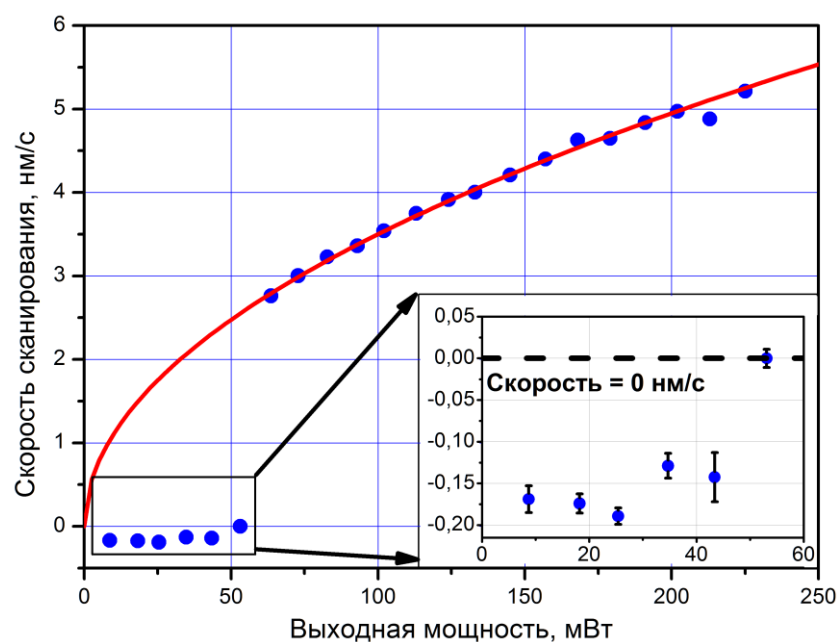


Рисунок 4.23. Скорость сканирования в зависимости от выходной мощности лазера. На вставке — увеличенная область для режимов обратного сканирования и остановки длины волны.

Обращаясь к результатам измерений радиочастотного спектра (рисунок 4.16а), можно заметить, что в случае обратного сканирования и

остановки длины волны спектры имеют одинаковую структуру. Это позволяет предположить, что режим остановки длины волны является предельным случаем обратного сканирования с малой скоростью перестройки. Действительно, результаты гетеродинирования (рисунок 4.20 и 4.21) подтверждают эту гипотезу. Более того, эксперименты по гетеродинированию показывают, что обратное сканирование и режим остановки длины волны представляют собой дрейф в коротковолновую область, состоящий из коротких прямых сканов. Данный дрейф является периодическим, что подтверждается радиочастотными спектрами (рисунок 4.16а). Скорость дрейфа (в среднем за большое количество импульсов) лежит в диапазоне от -0.13 до ~ 0 нм/с (рисунок 4.20а и 4.21а соответственно) в зависимости от мощности накачки, что согласуется с измерениями, выполненными с помощью анализатора оптических спектров и ИМЦ. Каждый короткий цикл сканирования состоит из 5–7 импульсов (рисунок 4.21б). Скачок частоты между соседними импульсами в одном коротком скане в большинстве случаев равен одной ОСД (~ 5.5 МГц).

Качественное описание процесса остановки длины волны представлено на рисунке 4.24. Как уже отмечалось, при мощности менее 420 мВт наблюдалось обратное сканирование. В некоторый момент времени можно было увеличить мощность накачки до 450 мВт — в этом случае происходила остановка длины волны, причём фиксированное значение определялось длиной волны в момент изменения мощности. 6 реализаций остановки длины волн показано на рисунке 4.18в. На временном интервале ~ 10 мин отклонение длины волны не превышало ~ 50 пм, что соответствует скорости дрейфа не более 2×10^{-4} нм/с. Следует отметить, что переход к режиму остановки был также возможен из режима прямого сканирования путём уменьшения мощности накачки. Однако из-за высокой скорости сканирования контроль длины волны в таком случае затруднён.

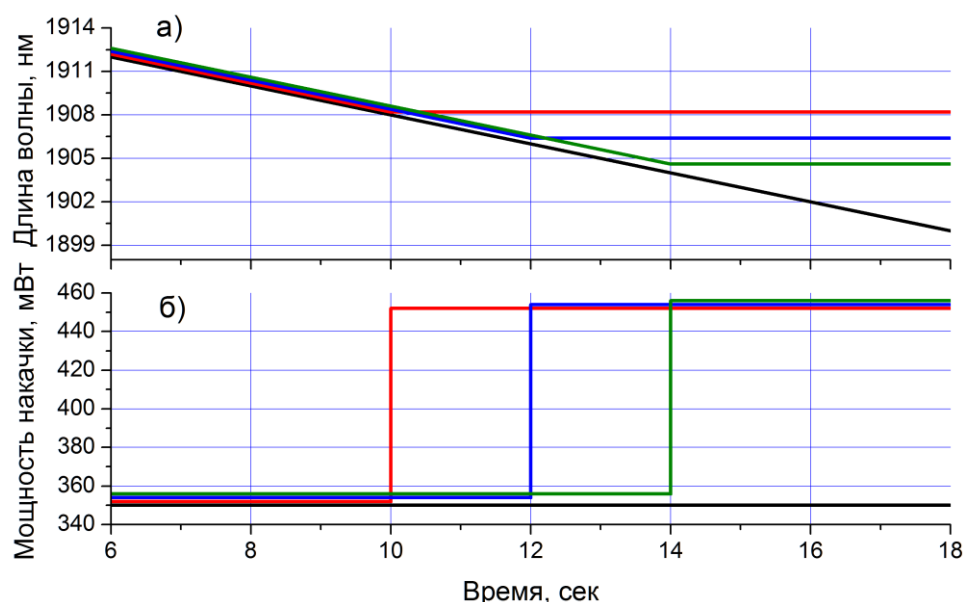


Рисунок 4.24. Демонстрация перехода из режима с обратным сканированием к режиму с остановкой длины волны. а) динамика центральной длины волны; б) одновременное изменение мощности лазера накачки.

При достижении некоторой критической мощности (что также наблюдалось при анализе скорости сканирования) происходит кардинальное изменение режима работы лазера. Результаты гетеродинирования (рисунок 4.22) показывают, что сканирование в этом случае состоит из одного длинного прямого скана. Диапазон сканирования может достигать 15 нм. Скачок частоты между импульсами составил одну ОСД. Скачок частоты в прямых сканах внутри дрейфа также равен одной ОСД.

Эксперименты по гетеродинированию также показали, что независимо от режима сканирования подавляющее большинство импульсов состоит из одной продольной моды, что подтверждается динамикой импульсов и радиочастотным спектром (рисунок 4.15б). Однако в некоторые моменты времени наблюдаются импульсы, состоящие из двух последовательных мод.

При мощности накачки ниже критической в высокочастотной области РЧ-спектра (на масштабах ~ 10 МГц) наблюдаются два максимума:

- 1) вблизи 0–5 МГц, соответствующий примесям соседних мод от соседних импульсов; и 2) вблизи 25–35 МГц, соответствующий скачку частоты между короткими сканами.

Анализ максимума огибающей РЧ-спектра показал, что скачок частоты между короткими сканами изменяется от 5,2 до 5,7 ОСД. При мощности накачки ниже критического значения в низкочастотной области РЧ-спектра (на масштабах ~ 10 кГц) также наблюдаются два максимума: 1) $\sim 25\text{--}40$ кГц — частота повторения единичных импульсов; и 2) $\sim 4\text{--}7$ кГц — частота повторения коротких циклов сканирования.

При мощности накачки выше критической низкочастотный пик исчезает, остаётся только пик в области 40–70 кГц. Частота повторения единичных импульсов корневым образом зависит от выходной мощности. Учитывая, что скачок частоты между соседними импульсами равен одной ОСД, мгновенная скорость сканирования также корневым образом зависит от выходной мощности.

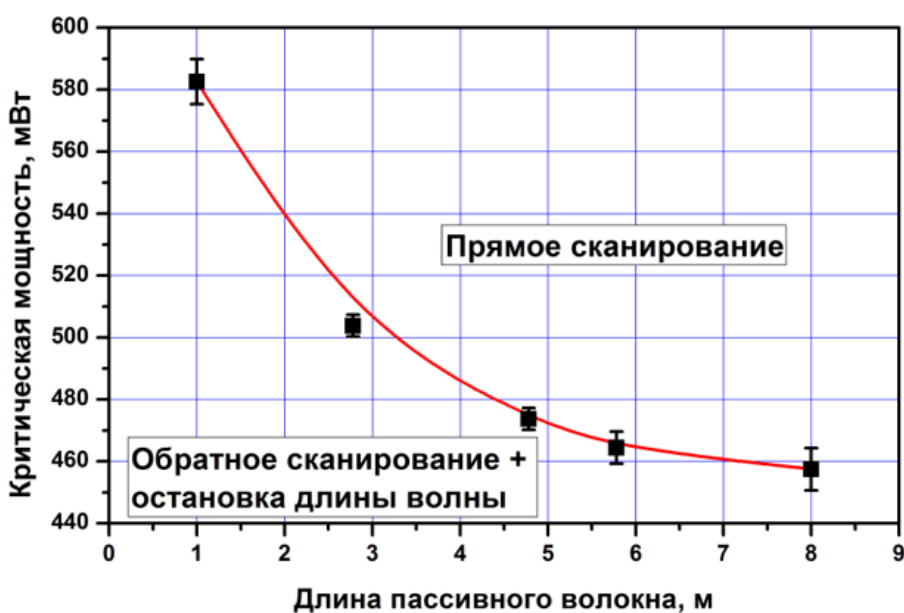


Рисунок 4.25. Зависимость критической мощности от длины пассивного волокна, соединённого с ВКЗ.

Дополнительно исследовалась зависимость критической мощности (при которой режим дрейфа сменяется режимом прямого сканирования) от параметров схемы. В частности, изучалось влияние длины резонатора. Для этого в схеме лазера изменялась длина пассивного волокна между ВКЗ и поляризационным делителем. Результаты измерений представлены на

рисунке 4.25. При уменьшении длины резонатора критическая мощность возрастала. При длине пассивного волокна менее 1 м сканирование не наблюдалось.

Также исследовалась температурная зависимость критической мощности. Эксперимент показал, что при повышении температуры активного волокна с 15 до 45 °С критическая мощность возрастает с 450 до 510 мВт (рисунок 4.26). Следует отметить, что режим сканирования достигался и без температурной стабилизации.

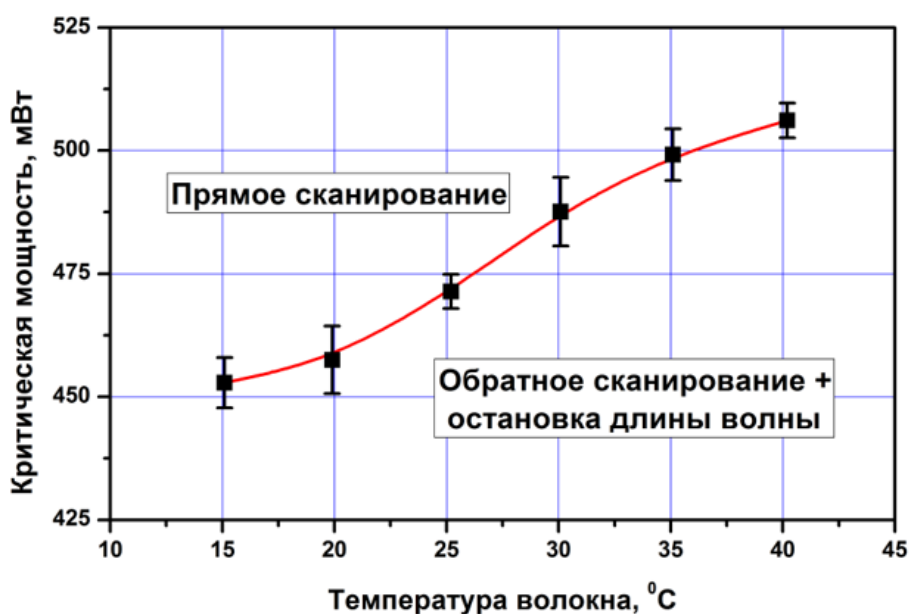


Рисунок 4.26. Зависимость критической мощности от температуры активного тулиевого волокна.

Эффект обратного сканирования наблюдался ранее [245]. Однако полученные результаты имеют следующие отличия. Во-первых, наблюдается значительное различие абсолютных значений скоростей сканирования в прямом и обратном направлениях. Во-вторых, в представленном лазере отсутствует смешанный режим (когда присутствуют оба направления сканирования). Взамен этого наблюдается режим остановки длины волны между обратным и прямым сканированием.

Модель, основанная на деформации спектров усиления [245], может объяснить наблюдаемую в наших экспериментах зависимость критической мощности от температуры. Известно, что максимум усиления, а также диапазон сканирования смещаются в длинноволновую область с ростом температуры [180]. Однако зависимость критической мощности от длины пассивного волокна (рисунок 4.25) не может быть объяснена в рамках предложенной модели [245], поскольку спектры усиления не зависят от общей длины резонатора. Следовательно, модель, описывающая направление сканирования, должна быть уточнена.

Рассмотрим возможные причины различных направлений сканирования. В рамках второй главы уже представлена модель на основе динамических решёток, которая показывает, что спектр усиления, связанный с динамической решёткой (т.е. зависимость коэффициента усиления для данной моды от её номера), определяется эффективной длиной активного волокна, а также его положением в резонаторе. В частности, одночастный или многочастотный режим определяется шириной пика отражения динамической решётки. При большом поглощении накачки $\alpha_p l_a \gg 1$ эффективную длину можно оценить как:

$$l_{\text{eff}} = \frac{1 - \exp(-\alpha_p l_a)}{\alpha_p} \approx \frac{1}{\alpha_p}.$$

Эффект насыщения поглощения при мощности накачки P приводит к уменьшению поглощения накачки:

$$\alpha_p^* \sim \frac{\alpha_p}{1 + P/P_s},$$

где $P_s \approx 80$ мВт — измеренная мощность насыщения накачки для используемого образца активного тулиевого волокна. Увеличение мощности накачки P от пороговой (~ 300 мВт) до максимальной (~ 800 мВт) приводит к уменьшению коэффициента поглощения накачки и, как следствие, к увеличению эффективной длины l_{eff} с 1.7 до 4 м. В обоих случаях l_{eff} меньше длины активного волокна $l_a = 5$ м. Таким образом, активную среду можно

условно разделить на прокачанную часть (где поглощается большая доля излучения) и непрокачанную. Насыщение поглощения накачки приводит к более равномерному распределению инверсии населённостей вдоль волокна и, следовательно, к увеличению доли прокачанной части активного волокна по отношению к непрокачанной. Это даёт несколько эффектов. Первый связан с модификацией контура усиления, как описано в [245]. Второй — с модификацией спектра динамических решёток при увеличении мощности накачки. Эти эффекты определяют ширину пика отражения динамической решётки и его положение относительно частоты излучения, формирующего решётку (положительное или отрицательное смещение).

Следует отметить, что в большинстве работ, посвящённых ССЧ, активная среда была полностью прокачана. Как видно из эксперимента, прямое сканирование наблюдается в случае наибольшей прокачки волокна. Ненасыщенное сильное поглощение в непрокачанной части может также приводить к так называемым решёткам поглощения. В ранее представленных моделях такие решётки не учитывались. Однако ряд работ показывает, что они также могут вносить вклад в спектральную селекцию [246]. В частности, они приводят к стабилизации одночастотного режима. Иными словами, эти решётки создают эффект, противоположный ССЧ.

Эти соображения согласуются с ранее полученными экспериментальными результатами. В частности, можно объяснить отсутствие обратного сканирования в тулиевом лазере с накачкой на длине волны 1540 нм. Известно, что коэффициент поглощения на длине волны 1540 нм меньше, чем на 1570 нм (~ 7 и ~ 12 дБ/м соответственно). Уменьшение коэффициента поглощения накачки ведёт к увеличению эффективной длины активного волокна (и уменьшению вклада решёток поглощения) и, как следствие, к снижению критической мощности. Можно предположить, что критическая мощность, разграничивающая прямое и обратное сканирование, в случае ранее представленной схемы лежит ниже порога генерации, что

схематично отображено на рисунке 4.27. Однако, стоит отметить, что это предположение явно не проверялось.

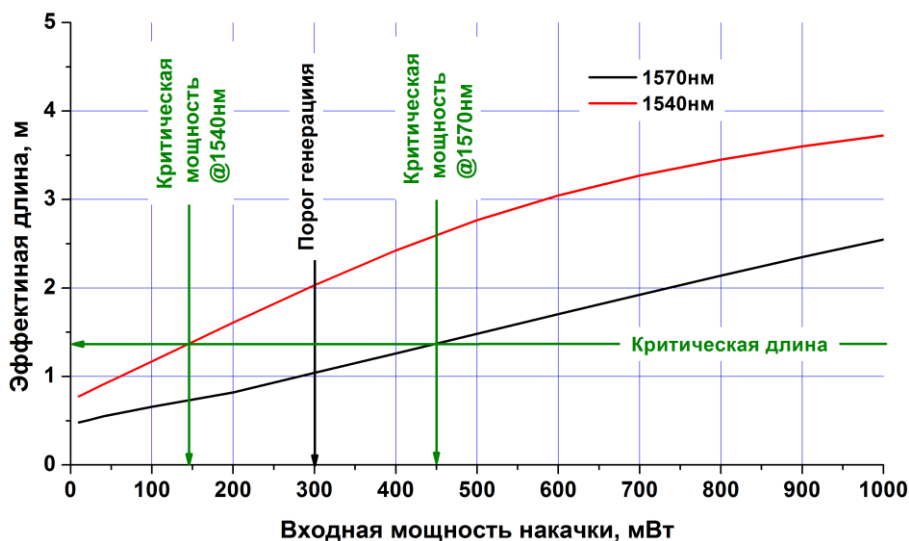


Рисунок 4.27. Качественное объяснение связи режима сканирования с длиной волны накачки.

Таким образом, был продемонстрирован тулиевый волоконный ССЧ-лазер, который обладал разнообразной спектральной динамикой в зависимости от мощности накачки. Лазер обладает тремя режимами сканирования: обратное сканирование (перестройка в коротковолновую область), прямое сканирование (перестройка в длинноволновую область) и остановка длины волны. Выбор режима осуществляется вручную регулировкой мощности накачки. Имеется возможность остановки длины волны в диапазоне от 1912 до 1923 нм; уход длины волны составляет менее 50 пм за время измерения 5 минут. На момент проведения эксперимента режим ССЧ-лазера с возможностью остановки длины волны был продемонстрирован впервые. Кроме того, лазер обладает следующими характеристиками: выходная мощность — до 250 мВт; максимальный диапазон сканирования — более 15 нм; ширина линии генерации в режиме прямого сканирования — менее 0,15 МГц.

4.4 Гольмиевый лазер с самосканированием частоты на основе изотропных волокон

4.4.1. Описание лазера

Схема гольмиевого лазера на основе изотропных волокон представлена на рисунке 4.28. В качестве активной среды использовалось одно из трех гольмиевых волокон с различными концентрациями активных ионов (производство Института общей физики им. Прохорова, Москва). Измеренные коэффициенты поглощения на длине волны 1125 нм составили $\sim 4,5$, ~ 14 и ~ 44 дБ/м; далее эти образцы условно обозначаются как Но№1, Но№2 и Но№3 соответственно. В ходе экспериментов для каждого типа волокна варьировалась его длина (Но№1 — до 6 м, Но№2 — до 4,7 м, Но№3 — до 1,25 м). Накачка осуществлялась иттербиевым волоконным лазером (длина волны 1125 нм, выходная мощность до 5 Вт) через спектрально-селективный разветвитель 1125/2100. Следует отметить, что используемая схема накачки принципиально отличается от примененной в работе [242], где для тех же целей использовался тулиевый волоконный лазер с генерацией в области 2 мкм. Резонатор лазера был сформирован двумя широкополосными зеркалами: одним на основе прямого скола волокна и другим — ВКЗ. Последнее изготавливалось из волоконного разветвителя 50/50 и контроллера поляризации. Существенным недостатком данной схемы являлась высокая чувствительность к внешним воздействиям. Режим работы мог измениться при перекладывании волокна. В связи с этим для каждой конфигурации лазера требовалась ручная подстройка положения контроллера поляризации. Кроме того, в одной и той же схеме при различных положениях контроллера поляризации наблюдались различные режимы генерации.



Рисунок 4.28. Схема волоконного гольмиевого ССЧ-лазера на основе изотропных волокна.

4.4.2. Экспериментальные результаты

Далее приведены результаты при различных типах и длинах активного волокна. В большинстве реализованных схем наблюдалось обратное сканирование длины волны. Наилучшие результаты были достигнуты при использовании высоколегированного волокна Но№3 при максимально доступной длине 1,25 м. В этой конфигурации удалось получить сканирование в диапазоне 7 нм в области 2,07 мкм (рисунок 4.29а). Динамика интенсивности представляет собой импульсный сигнал (рисунок 4.29б). Радиочастотный анализ показал наличие большого количества продольных мод, генерирующих одновременно. Выходная мощность достигала примерно 28 мВт при мощности накачки 5 Вт. При уменьшении длины волокна до 80 см режим сканирования сохранялся, однако наблюдались смещение рабочей области в коротковолновую сторону (до 2060 нм) и сужение диапазона сканирования до долей нанометра. При длине волокна 40 см режим сканирования реализовать не удалось.

В схеме со среднелегированным волокном Но№2 сканирование наблюдалось для длин волокна от 3 до 4,7 м (максимальная доступная длина). Спектральная динамика для длины волокна 4,7 м представлена на рисунке 4.30а: диапазон сканирования составляет около 4 нм в области 2060 нм. Выходная мощность в такой схеме достигала 350 мВт при максимальной мощности накачки. Уменьшение длины волокна до 3,6 м также приводит к смещению области сканирования в сторону 2050 нм и сужению

диапазона до ~ 3 нм (рисунок 4.30б). При длине активной среды менее 3 метров режим сканирования не наблюдался.

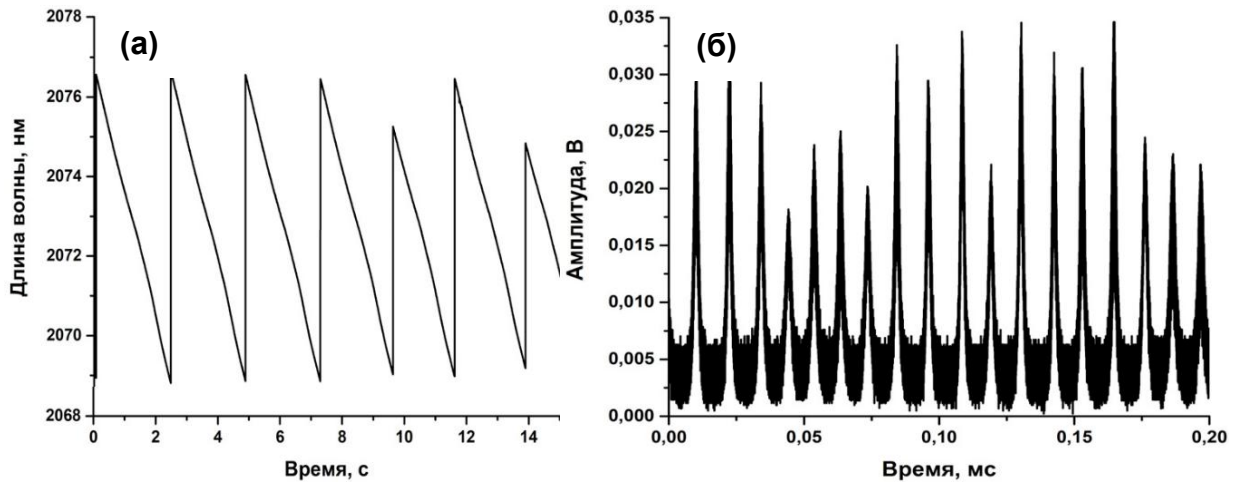


Рисунок 4.29. Динамика (а) длины волны и (б) интенсивности для схемы на основе волокна Но№3 длиной 1,25 м.

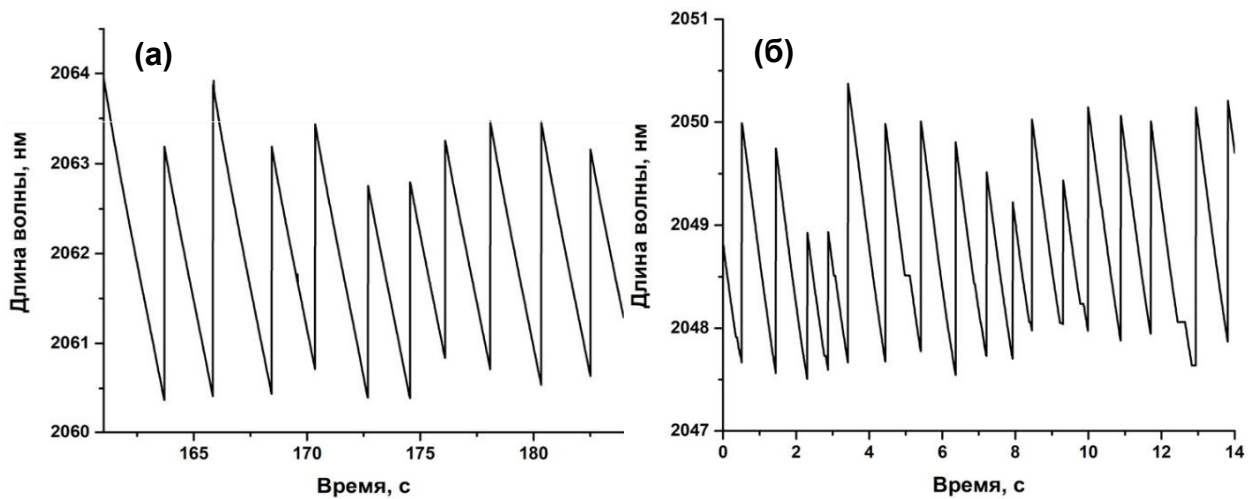


Рисунок 4.30. Динамика длины волны для схемы с волокном Но№2 длиной (а) 4,7 м и (б) 3,6 м.

Динамика интенсивности в этой схеме носила импульсный характер с непостоянной амплитудой, что в целом характерно для ССЧ-лазеров (рисунок 4.31а). Интересно отметить, что при некоторых положениях контроллера поляризации удавалось получить регулярную динамику интенсивности (рисунок 4.31б), представляющую ценность для практических применений. Однако в этом случае режим сканирования длины волны пропадал.

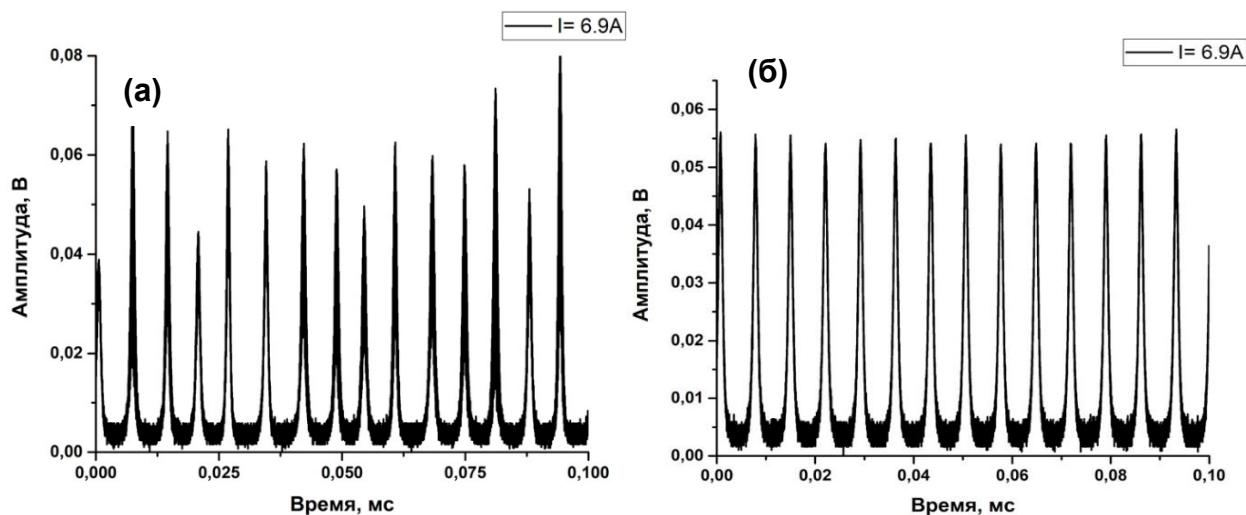


Рисунок 4.31. Динамика интенсивности для схемы с волокном Но№2 длиной 4,7 м (а) при наличии и (б) отсутствии режима ССЧ.

В схеме на основе слаболегированного волокна Но№1 режим сканирования длины волны не удалось получить даже при максимальной доступной длине волокна 6 метров. Наблюдалась динамика спектра, напоминающая медленный дрейф длины волны (рисунок 4.32а). Динамика интенсивности при этом представляет собой квазинепрерывный сигнал, выходной сигнал не содержит последовательных импульсов. Выходная мощность в этом случае достигала 1 Вт при максимальной мощности накачки.

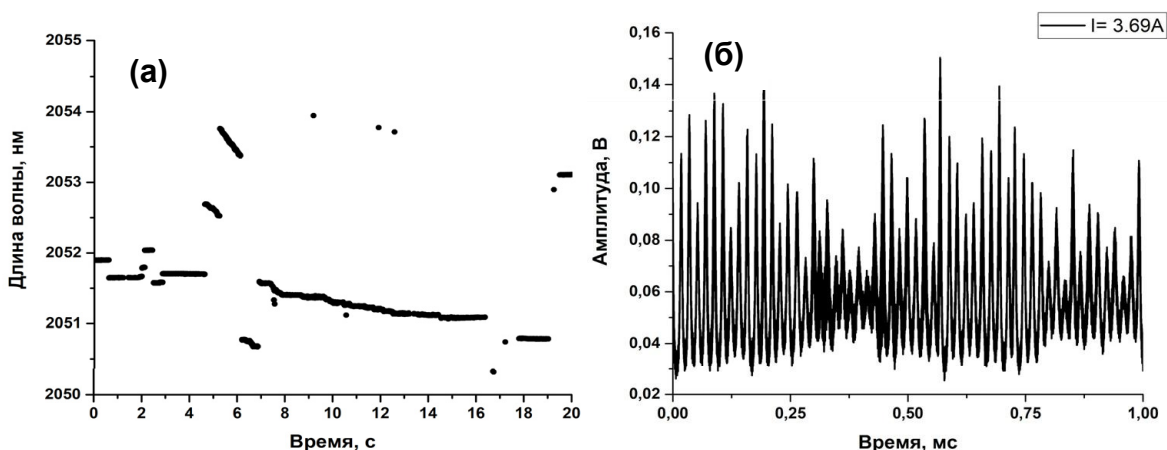


Рисунок 4.32. Динамика длины волны (а) и интенсивности (б) для схемы на основе волокна Но№1 длиной 6 м

4.4.3. Обсуждение результатов

Эксперименты показали, что для гольмиевых волокон с разной концентрацией активных ионов существует минимальная длина, при которой возможно наблюдение режима сканирования длины волны. Эти характерные длины составляют $\sim 0,8$ м для Но№3, ~ 3 м для Но№2 и более 6 м для Но№1 волокон, что соответствует интегральному поглощению 35, 42 и более 27 дБ соответственно. На основании этих данных можно предположить, что для реализации режима сканирования требуется достаточно большое интегральное поглощение излучения накачки — не менее ~ 35 –40 дБ. Такой результат может объясняться определяющим вкладом решеток поглощения в активной среде в процесс сканирования длины волны. В пользу этого свидетельствует, в частности, наблюдение сканирования в обратном направлении, аналогично результатам предыдущего. Эта гипотеза согласуется также с результатами, полученными в работе [242]: режим сканирования не наблюдался при интегральном поглощении 30 дБ, но был достигнут при поглощении 48 дБ.

Наилучшие результаты были получены на лазере с высоколегированным волокном Но№3: диапазон сканирования достигал 7 нм в области 2070 нм. Это значение почти в два раза превышает ранее полученные результаты [242].

Таким образом, увеличение концентрации гольмия приводит к уменьшению минимальной длины волокна, необходимой для достижения режима ССЧ, смещению области сканирования в длинноволновую область спектра и снижению выходной мощности излучения. К сожалению, в этой конфигурации, не удалось получить регулярную динамику интенсивности, соответствующую режиму одночастотного сканирования. Как правило, динамика интенсивности представляла собой либо нерегулярные импульсы, либо квазинепрерывный сигнал. Достижение регулярных импульсов приводило к ухудшению спектральной динамики. Сложность получения одночастотного режима сканирования может быть связана с использованием изотропных волокон. Кроме того, применение таких волокон приводит к

низкой стабильности работы лазера: режим сканирования нарушался при небольших механических или температурных воздействиях на схему. Также наблюдались различные режимы работы лазера при разных положениях контроллера поляризации в волоконном кольцевом зеркале, что свидетельствует о существенном влиянии поляризационного состояния излучения на работу лазера. Значительную часть подобных нестабильностей можно устранить, используя анизотропные волокна и элементы.

4.5 Гольмиевый лазер с самосканированием частоты на основе анизотропных волокон

4.5.1. Описание лазера

Схема волоконного ССЧ-лазера на основе гольмиевого волокна в конфигурации №2 представлена на рисунке 4.33. Для предотвращения влияния механических деформаций на выходное излучение используются анизотропные волокна и компоненты. Активной средой служит гольмиевое волокно (IXBlue, IXF-HDF-PM-8-125 HD) длиной 105 см с диаметром сердцевины 8 мкм и поглощением в сердцевине 66 дБ/м на длине волны накачки 1125 нм. Для ввода излучения накачки от иттербиевого волоконного лазера (1125 нм) в гольмиевое волокно используется широкополосный спектрально-селективный разветвитель 1310/1960. Резонатор гольмиевого волоконного лазера образован двумя элементами: с одной стороны — высокоотражающим ВКЗ на основе плавленного разветвителя 50/50 на 2 мкм, с другой — прямым сколом активного волокна, обеспечивающим отражение Френеля (~3,5%). Для выделения одной поляризации излучения используется поляризационный делитель пучка. Отсутствие мощности на втором порту делителя подтверждает линейную поляризацию генерируемого излучения. Дополнительный разветвитель 5/95, установленный в резонаторе, предназначен для характеристики спектра генерации. Экспериментально было установлено, что диапазон ССЧ может быть увеличен за счет добавления пассивного волокна длиной 7 м (Nufern PM1950), установленного между

поляризационным делителем и разветвителем 5/95. В этом случае общая длина резонатора возрастает до 13,9 м, что соответствует ОСД 7,25 МГц.

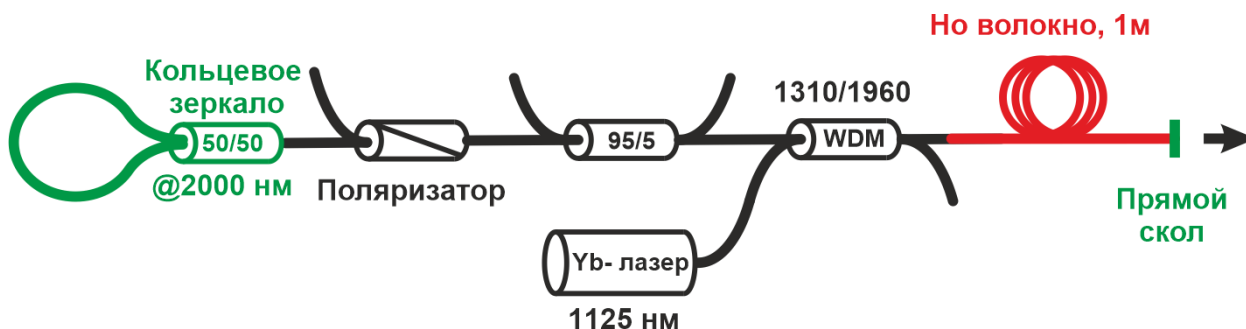


Рисунок 4.33. Схема гольмиевого ССЧ-лазера (конфигурация №2)

В процессе работы было обнаружено, что гольмиевое волокно сильно нагревается. Это связано с высоким поглощением накачки и значительного квантового дефекта между излучением накачки и лазерным излучением. Сильный неоднородный нагрев волокна приводит к нестабильности режима ССЧ. Для улучшения охлаждения и предотвращения неоднородного нагрева активное волокно помещалось в небольшой сосуд с водой с циркуляцией с помощью насоса.

4.5.2. Экспериментальные результаты

Лазер начинает генерировать излучение при мощности накачки 3.7 Вт. Выходная мощность линейно возрастает с дифференциальной эффективностью 7%, достигая 220 мВт при максимальной доступной мощности накачки 7 Вт. ССЧ наблюдается в диапазоне 2098–2108 нм при мощностях накачки от 4,4 до 7 Вт. Типичные динамики длины волны представлены на рисунке 4.34.

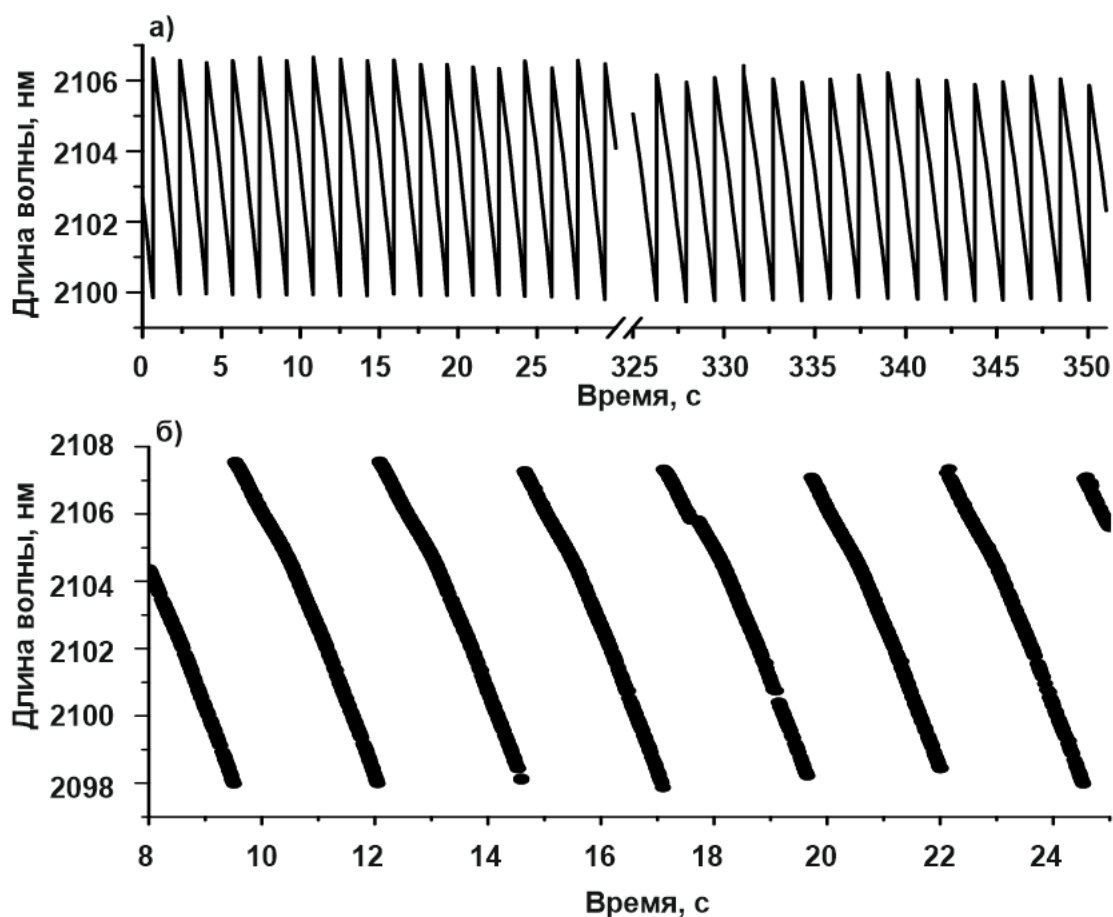


Рисунок 4.34. Динамика длины волны лазера при мощности (а) 180 мВт и (б) 150 мВт.

Диапазон сканирования зависит от мощности накачки (рисунок 4.35а) и достигает 10 нм (рисунок 4.34б). Следует отметить, что диапазон сканирования не превышал 7 нм (ССЧ наблюдается между 2101 и 2108 нм), если пассивное волокно длиной 7 м убрать из резонатора. Уменьшение длины активного волокна до 80 см также снижает максимальный диапазон сканирования до 7 нм.

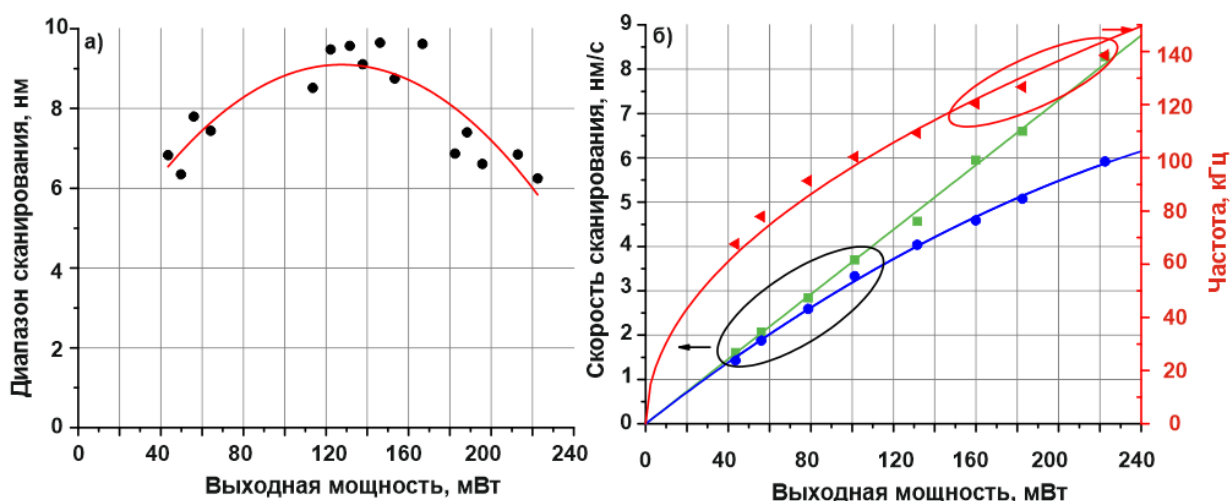


Рисунок 4.35. (а) Зависимость диапазона сканирования от выходной мощности. Красная линия — аппроксимация параболой. (б) Зависимости скорости сканирования при двух длинах волн (квадраты — 2100 нм, кружки — 2105 нм) и частоты релаксационных колебаний (треугольники) от выходной мощности. Зеленая и синяя линии — линейная и параболическая аппроксимации скорости сканирования для длин волн 2100 и 2105 нм соответственно. Красная линия — аппроксимация корневой зависимостью.

Увеличение частоты измерения длины волны до 1 кГц позволило обнаружить слабую нелинейность спектральной динамики. Нелинейность перестройки длины волны (рисунок 4.36а) хорошо видна на зависимости скорости сканирования от времени (рисунок 4.36б). Эта нелинейность проявляется как линейный рост абсолютной скорости сканирования (показан красной линией на рисунок 4.36б) и периодическая модуляция. Типичные зависимости скорости сканирования от выходной мощности, определенные по таким линейным трендам для двух характерных длин волн — 2100 и 2105 нм, показаны на рисунке 4.35б. Мгновенная скорость сканирования возрастает с мощностью от 2 до 8 нм/с (рисунок 4.36б), однако этот рост различается для разных длин волн.

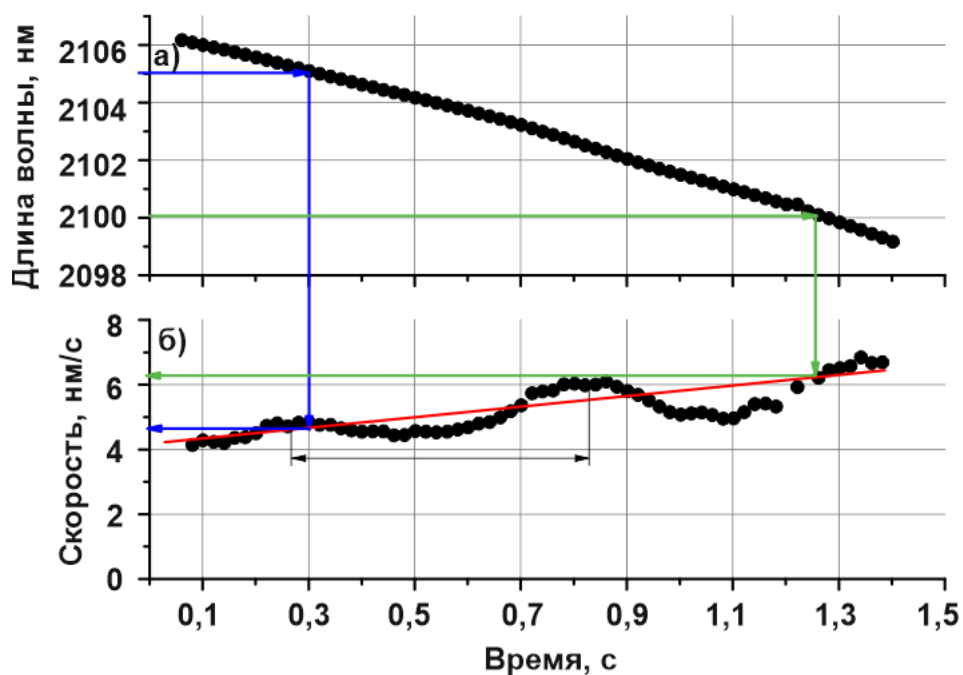


Рисунок 4.36. Динамика длины волны (а) и соответствующая мгновенная скорость сканирования (б) при выходной мощности 180 мВт. Красная линия — линейная аппроксимация скорости сканирования. Зеленая и синяя стрелки указывают скорость сканирования при характерных длинах волн 2100 и 2105 нм соответственно.

Динамика интенсивности также демонстрирует достаточно сложное поведение в процессе ССЧ (рисунок 4.37). В частности, амплитуда пика интенсивности увеличивается более чем в два раза при переходе лазерного излучения в коротковолновую область. Напротив, средняя мощность уменьшается на 20% в течение каждого сканирования. Такое поведение соответствует перераспределению энергии излучения во времени. Динамика интенсивности имеет квазинепрерывный характер с гармоническими колебаниями усредненной интенсивности в начале сканирования (~2107 нм) (рисунок 4.37б). Переход к импульсной динамике интенсивности с флуктуирующей частотой повторения наблюдается при переходе лазерного излучения в коротковолновую область (рисунок 4.37в).

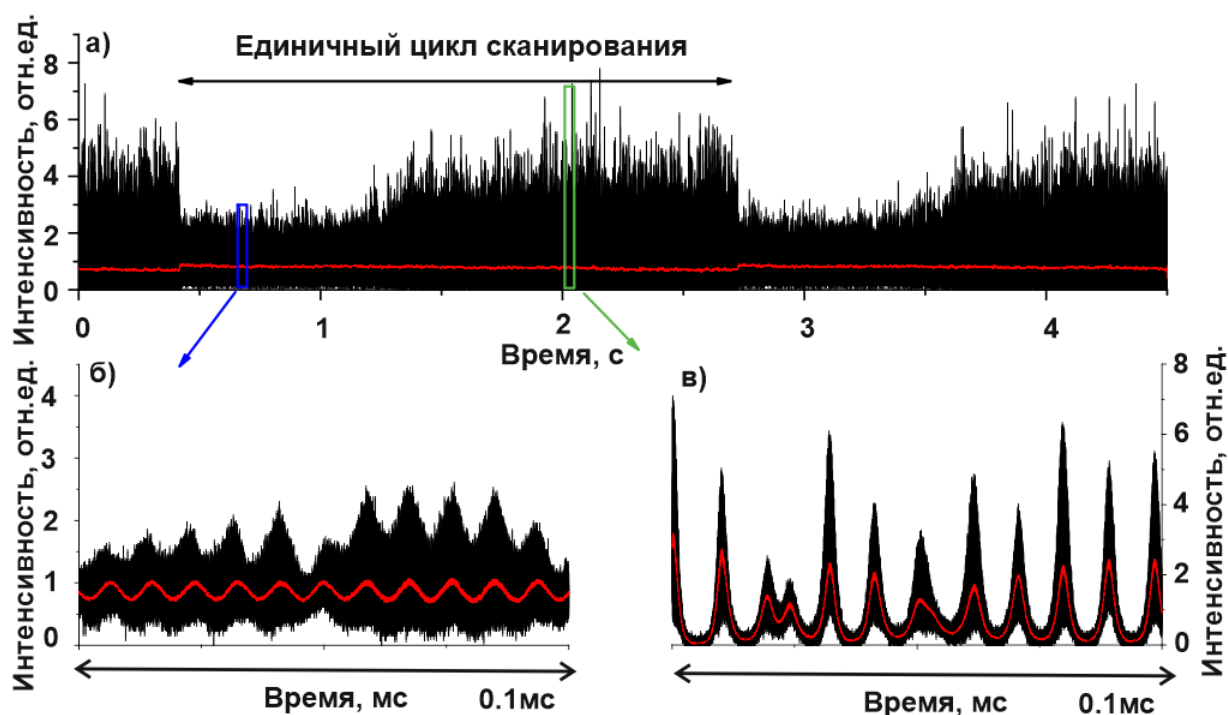


Рисунок 4.37. Динамика интенсивности излучения при выходной мощности 150 мВт в процессе двух циклов сканирования (а), в длинноволновой (б) и коротковолновой (в) областях.

Следует отметить, что частота в Фурье-спектре, соответствующая частоте повторения импульсов (в импульсном режиме) или частоте релаксационных колебаний (в квазинепрерывном режиме), не изменяется в пределах каждого отдельного сканирования. Частота увеличивается с ростом мощности (рисунок 4.35б). Анализ Фурье-спектра в высокочастотной области (до 200 МГц, рисунок 4.38) показывает ряд гармоник основной частоты резонатора 7,25 МГц, что свидетельствует о генерации достаточно большого числа мод (>10) одновременно.

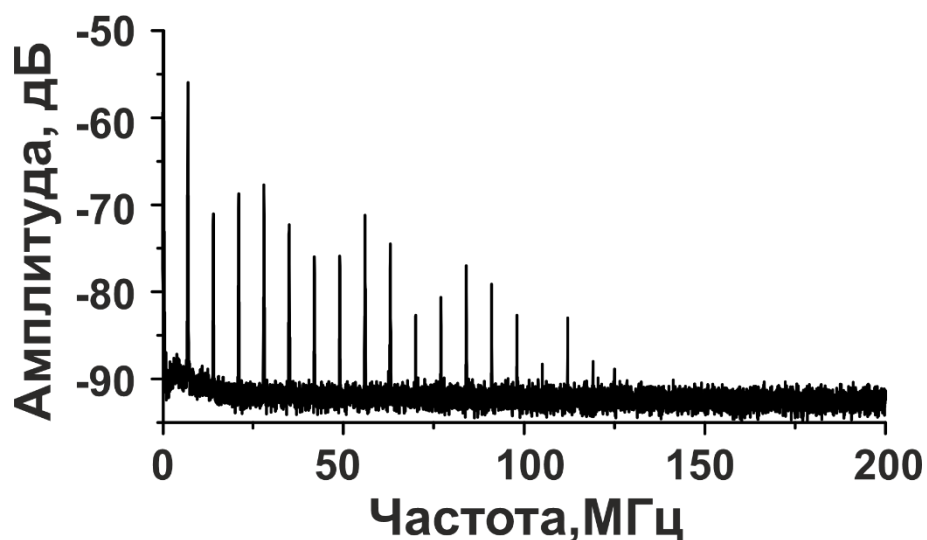


Рисунок 4.38. Высокочастотная часть радиочастотного спектра при выходной мощности лазера 150 мВт.

4.5.3. Обсуждение результатов

Эффект ССЧ в волоконных лазерах связан с формированием динамических решеток в активной среде. Скорость формирования как динамических, так и обычных ВБР определяется мощностью записывающего излучения. Долгое время считалось, что процесс ССЧ может реализовываться только в волоконных лазерах с большими амплитудами самоподдерживающихся пульсаций (см., например, [113]). В таких лазерах излучение между импульсами отсутствует, а оптическая частота каждого нового импульса полностью определяется свойствами динамической решетки, сформированной ранее в активной среде. Однако недавно процесс ССЧ, сопровождающийся квазинепрерывной динамикой интенсивности с неглубокой модуляцией выходной мощности, был продемонстрирован в волоконных лазерах, легированных эрбием [247], иттербием (глава 2) и висмутом (глава 3). В этих системах либо поглощение излучения накачки обладает сильной неоднородностью, и часть активного волокна действует как насыщающийся поглотитель [247], либо поглотитель размещен в резонаторе отдельно от активной среды [248]. Следует также отметить, что наличие квазинепрерывного режима генерации в гольмиевом волоконном лазере демонстрируется в данной работе впервые.

Учитывая зависимость частоты модуляции от квадратного корня, наблюдаемую в выходной мощности (рисунок 4.35б), можно утверждать, что модуляция (красная линия на рисунок 4.37б) соответствует релаксационным колебаниям в лазере. Сравним период модуляции со средним временем, необходимым для изменения оптической частоты лазера на одну ОСД (7,2 МГц). Анализ данных позволяет заключить, что для изменения оптической частоты требуется около трех периодов релаксационных колебаний. Важно отметить, что релаксационные колебания не наблюдались в квазинепрерывном режиме работы эрбиевого волоконного лазера [247] и не были необходимы для ССЧ в этом случае. Регулярная динамика интенсивности, зарегистрированная в работах [247, 248], упрощала идентификацию изменений оптической частоты. К сожалению, подобная регулярная динамика до сих пор не достигнута в описываемом гольмиевом ССЧ-лазере. По этой причине моменты времени, в которых происходит существенное изменение модового состава излучения, здесь четко не определены.

Впервые для волоконных ССЧ-лазеров в данной работе наблюдается регулярный переход динамики интенсивности от квазинепрерывного режима к самопульсациям. Этот процесс происходит в определенный момент времени в ходе каждого сканирования. Процесс изменения оптической частоты может быть описан иначе в импульсном режиме. Интенсивность лазерного излучения между импульсами падает почти до нуля. Однако даже в этом режиме для изменения оптической частоты на одну ОСД требуется от двух до трех периодов релаксационных колебаний. Этот результат свидетельствует о невозможности формирования достаточно сильной и узкополосной динамической решетки с помощью одного лазерного импульса. Более того, на радиочастотном спектре (рисунок 4.38) наблюдается одновременная генерация большого числа мод (более 10). Точное количество одновременно генерируемых мод неизвестно из-за ограничения полосы пропускания используемого фотодетектора (20,6 МГц). С другой стороны, спектр

генерации не является широким: амплитуда первой моды примерно на 10 дБ выше амплитуд ближайших мод. В результате генерируемое излучение формирует динамическую решетку с достаточной селективностью для получения узкополосной генерации и управления динамикой мод. Поскольку наблюдается ССЧ, оптическая частота каждого нового импульса тесно связана с предыдущей.

Следует также отметить, что скорость ССЧ возрастает на более коротких длинах волн в пределах каждого цикла, несмотря на небольшое снижение средней выходной мощности (красная линия на рисунке 4.37а). Это увеличение может быть следствием повышения эффективности формирования динамических решеток при поглощении гольмием на более коротких длинах волн. Наблюдаемая на рисунке 4.36б модуляция скорости ССЧ по длине волны может быть связана со спектральной фильтрацией, вызванной, например, паразитным фильтром Лио, возникающим из-за небольшого несоответствия осей поляризации в различных компонентах [249] (например, в активном и пассивном волокнах). Период модуляции составляет $\sim 2,7$ нм, что соответствует эффективной длине фильтра ~ 4 м. Упомянутая выше зависимость модуляции от выходной мощности и нагрева лазера подтверждает гипотезу о наличии фильтра Лио в резонаторе.

Описанная конструкция лазера обладает хорошей долговременной стабильностью режима ССЧ. Экспериментально установлено, что стабилизация работы лазера позволяет оптимизировать диапазон сканирования.

Таким образом, в данной работе продемонстрирована стабильная работа режима ССЧ в гольмиевом волоконном лазере с генерацией вблизи 2100 нм, не требующая предварительной настройки. Для стабилизации режима использованы анизотропные волокна и компоненты, а также методы водяного охлаждения активного волокна. Следует отметить, что сильный нагрев активного волокна обусловлен прежде всего большим квантовым дефектом между фотонами накачки (1125 нм) и лазерного излучения (2100 нм), а также

достаточно высоким уровнем легирования гольмием. Для уменьшения тепловых эффектов предпочтительнее использовать накачку тулиевым волоконным лазером (~1950 нм как в работах [242][244]) и более низкий уровень легирования гольмием. Снижение концентрации легирующей примеси потребует увеличения длины активного волокна для достижения режима ССЧ, что также приведет к возрастанию длины динамической решетки и, как следствие, к сужению спектральной полосы ее отражения. В этом случае можно ожидать реализации режима одночастотного ССЧ. Оптимизация параметров лазера (длины активного волокна и внутрирезонаторных потерь) позволяет увеличить диапазон сканирования до 10 нм в области 2100 нм.

4.6 Гольмиевый одночастотный лазер

4.6.1. Описание лазера

Схема гольмиевого одночастотного лазера представлена на рисунке 4.39. Лазерный резонатор состоит из двух основных частей: кольцевого участка, где происходит усиление излучения, и линейного участка с насыщающимся поглотителем, на котором формируется спектральный фильтр на основе динамической решетки. Данный фильтр обеспечивает генерацию в режиме одной продольной моды. Резонатор лазера выполнен на анизотропных волокнах и компонентах, что гарантирует согласование поляризационных состояний. Излучение накачки от иттербиевого волоконного лазера (длина волны 1125 нм, выходная мощность до 3 Вт) вводится в сердцевину гольмиевого волокна (IXblue IXF-HDF-PM-8-125) с длиной 3,4 метра с поглощением накачки в сердцевине 9 дБ/м на длине волны 1125 нм. Для ввода накачки используется широкополосный мультиплексор с разделением по длинам волн 1310/1960 (WDM). Однонаправленная генерация лазерного излучения обеспечивается циркулятором, второй порт которого соединен с линейной частью резонатора. Динамический фильтр формируется стоячей волной в насыщающемся поглотителе, который представляет собой отрезок сильнолегированного гольмиевого волокна (IXblue IXF-HDF-PM-8-

125-HD) длиной 28 см с высоким поглощением накачки в сердцевине — 66 дБ/м на длине волны 1125 нм. Стоячая волна возникает в результате отражения излучения от волоконно-оптического зеркала с коэффициентом отражения $\sim 25\%$ на длине волны 2,1 мкм. Для контроля характеристик лазерного излучения, измеряемых после активного волокна и после циркулятора, используются два дополнительных разветвителя с коэффициентом деления 5/95.

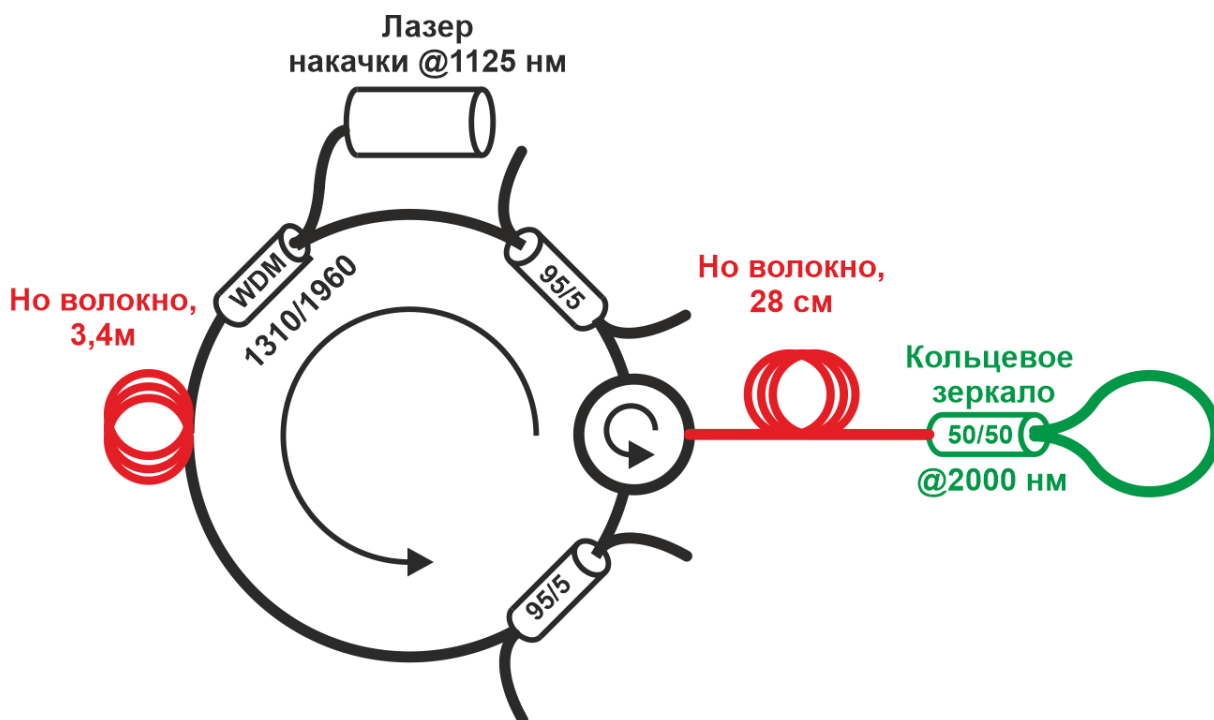


Рисунок 4.39. Схема гольмиевого одночастотного лазера с насыщающимся поглотителем.

Было проведено две серии экспериментов при различных температурных условиях насыщающегося поглотителя. В первой серии измерения выполнялись при комнатной температуре. Во второй серии насыщающийся поглотитель помещался внутрь открытого металлического ящика, стенки которого снаружи были покрыты теплоизоляционным материалом. Поглотитель охлаждался жидким азотом. Измерения в этом случае проводились после полного испарения жидкого азота.

4.6.2. Экспериментальные результаты

Зависимость выходной мощности от мощности накачки представлена на рисунке 4.40. На эту зависимость может влиять температура насыщающегося поглотителя. При комнатной температуре порог генерации составляет ~ 1 Вт, тогда как при охлаждении жидким азотом он снижается до 0,41 Вт. Дифференциальная эффективность генерации в обоих случаях составляет $\sim 0,15\%$. Более низкий порог генерации обеспечивает большую выходную мощность при максимальной доступной накачке: 4,3 и 3,3 мВт для температур жидкого азота и комнатной соответственно.

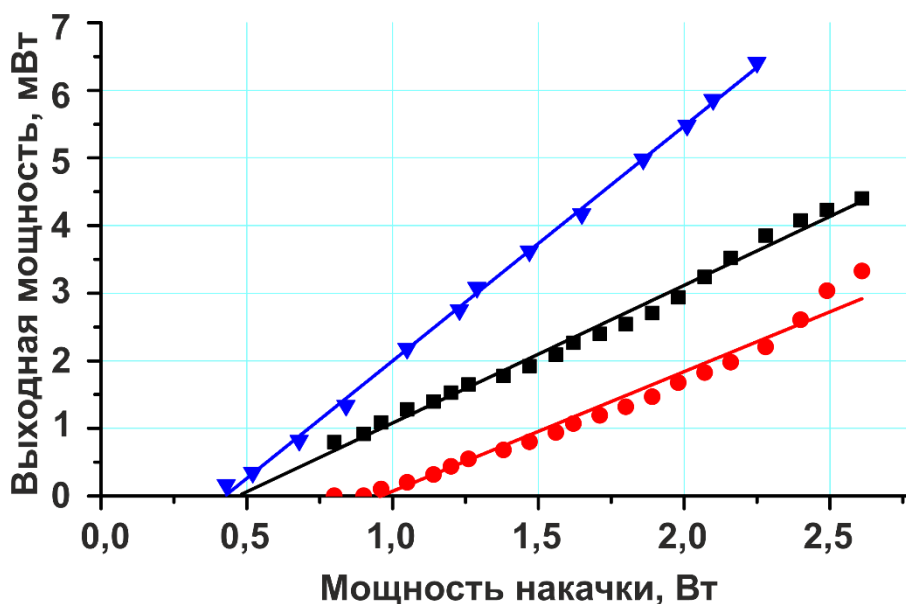


Рисунок 4.40. Зависимость выходной мощности от мощности накачки:

экспериментальные данные (точки) и линейная аппроксимация (линия) для различных конфигураций лазера (синий – без поглотителя, красный – с поглотителем при комнатной температуре, черный – с поглотителем при температуре жидкого азота)

Генерация возникает вблизи длины волны 2,1 мкм. Оптические спектры, измеренные с помощью анализатора оптических спектров (рисунок 4.41), состоят из одного пика с шириной ~ 130 пм в обоих температурных режимах. Это значение сопоставимо с аппаратной функцией анализатора (~ 100 пм). Основное различие между спектрами заключается в отношении оптического сигнала к шуму, составляющем 18,7 дБ при комнатной температуре и 30,7 дБ при температуре жидкого азота. Следует отметить, что центральная длина волны медленно дрейфует во времени в пределах 1 нм, что связано с широкой

спектральной полосой пропускания ВКЗ, используемого в качестве отражателя.

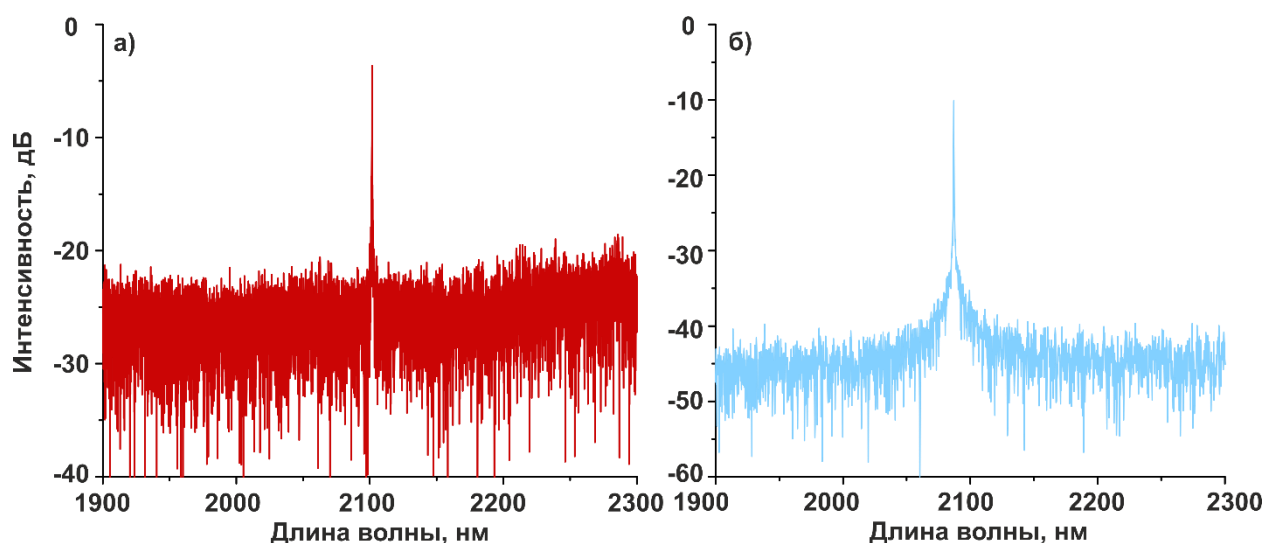


Рисунок 4.41. Оптический спектр лазерной генерации при мощности накачки 1,3 Вт при (а) комнатной температуре и (б) температуре жидкого азота.

При комнатной температуре лазер работает в импульсном режиме, соответствующем самоподдерживающимся релаксационным колебаниям (рисунок 4.42а). Импульсы обладают хорошей периодичностью, что подтверждается наличием выраженных пиков в низкочастотном радиочастотном спектре (рисунок 4.43а). Частота повторения импульсов увеличивается с ростом мощности накачки от 10 до 60 кГц. Длительность импульсов уменьшается с ростом выходной мощности от 3 до 1,2 мкс. Следует отметить, что наблюдаемая импульсная динамика интенсивности типична для пассивных лазеров с самомодуляцией добротности с насыщающимся поглотителем. Аналогичное импульсное поведение наблюдалось также в волоконных гольмиевых лазерах с РОС [234][250].

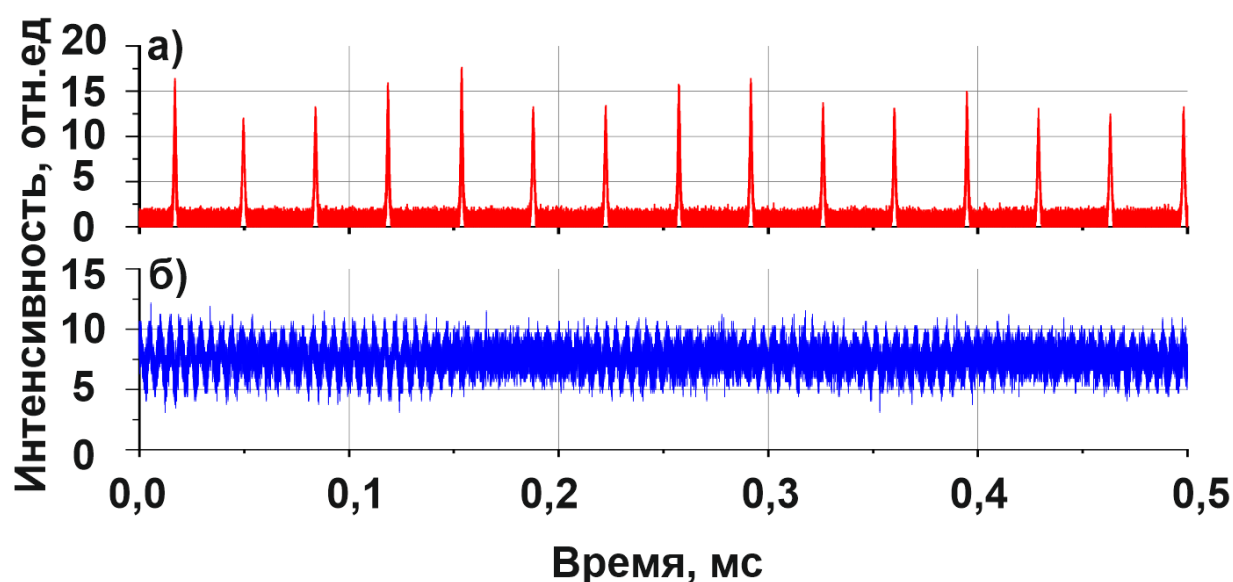


Рисунок 4.42. Динамика интенсивности лазерной генерации при мощности накачки 1,8 Вт при (а) комнатной температуре и (б) температуре жидкого азота.

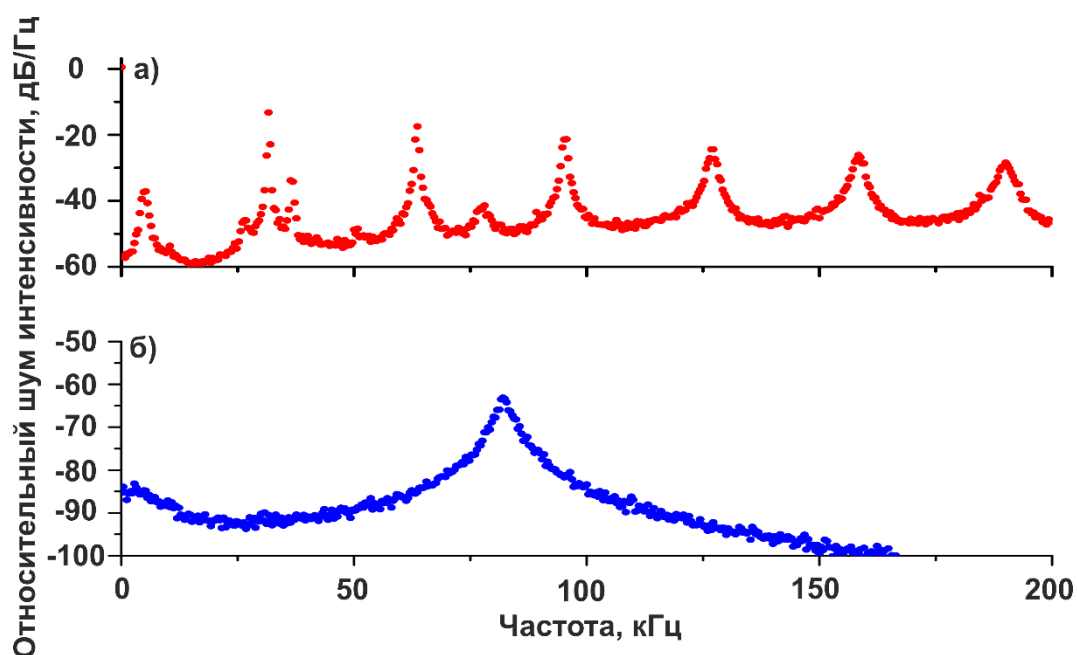


Рисунок 4.43. Низкочастотный радиочастотный спектр лазерной генерации при мощности накачки 1,8 Вт при (а) комнатной температуре и (б) температуре жидкого азота.

Несмотря на достаточно узкий оптический спектр при комнатной температуре, излучение состоит из нескольких продольных мод, на что указывает наличие узких пиков биений в высокочастотной части РЧ-спектра (рисунок 4.44а). Таким образом, лазер генерирует излучение в режиме $\sim 2-5$ продольных мод, несмотря на отсутствие стационарного узкополосного спектрального селектора (например, ВБР). Это может быть связано с

формированием узкополосных динамических решеток в насыщающемся поглотителе. Однако генерируемые моды не существуют постоянно, и в результате после длительного усреднения амплитуды пиков становятся довольно малыми, как показано на кривой «усредненный режим» на рисунке 4.44а. Кроме того, положения пиков также не являются постоянными. В режиме запоминания максимального значения (“Max Hold”) наблюдаются более широкие пики по сравнению с одиночными измерениями.

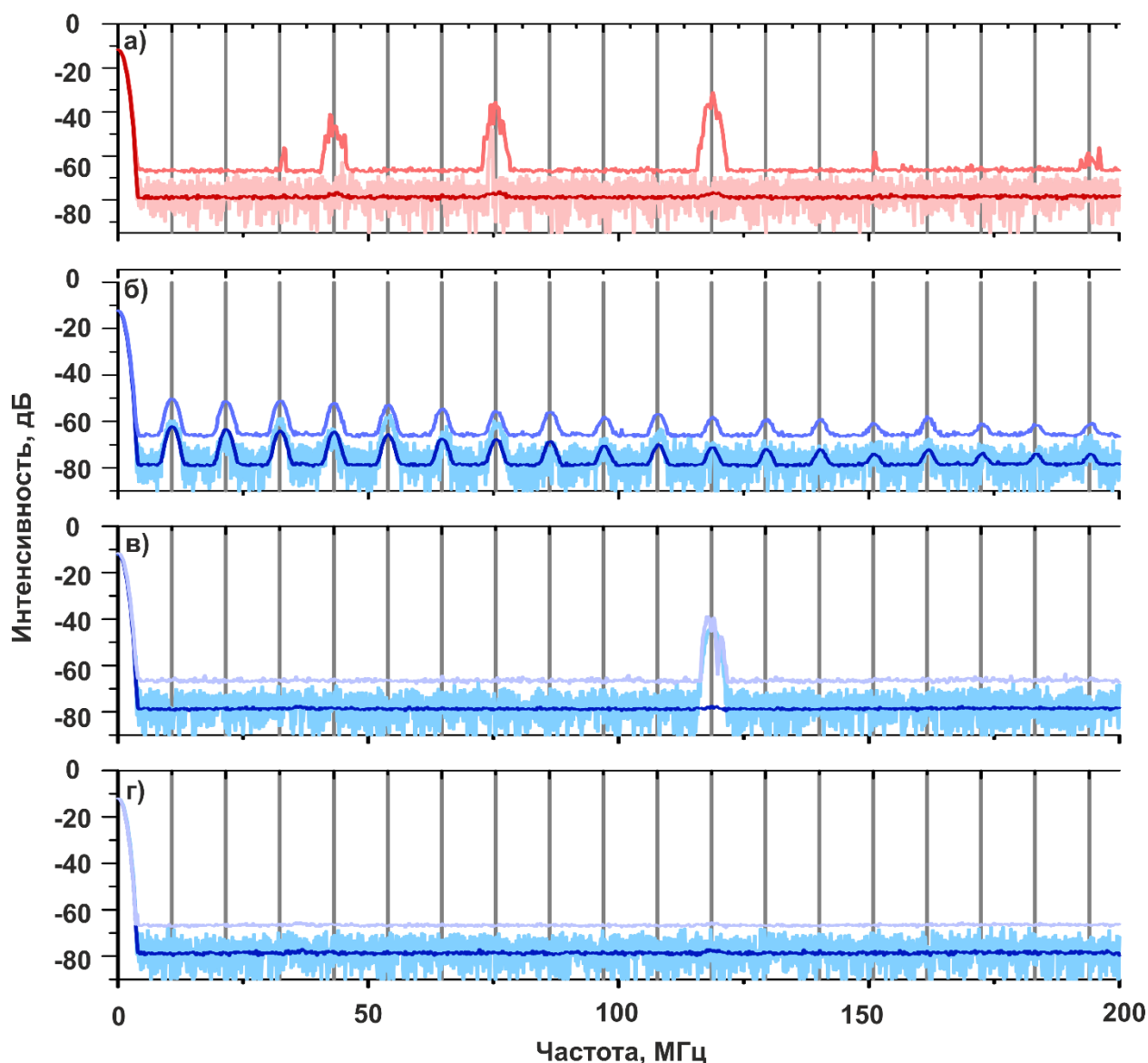


Рисунок 4.44. Высокочастотный радиочастотный спектр лазерной генерации при мощности накачки 1,8 Вт при (а) комнатной температуре и (б–г) температуре жидкого азота в различные моменты времени после заливки: фазы I, II и III соответственно. Показаны различные режимы измерений: одиночный измерение, усредненный режим и режим запоминания максимального значения.

Охлаждение насыщающегося поглотителя жидким азотом кардинально меняет поведение лазера. Главное отличие заключается в переходе к непрерывной динамике интенсивности (рисунок 4.42б). В этом режиме низкочастотный радиочастотный спектр состоит из одного пика на частоте релаксационных колебаний, амплитуда которого соответствует относительному шуму интенсивности. В процессе охлаждения и последующего пассивного нагрева высокочастотный радиочастотный спектр значительно изменяется во времени.

Динамику лазера при охлаждении можно разбить на три фазы. На начальном этапе, соответствующем заливке жидкого азота в ванну (фаза I), в радиочастотном спектре наблюдается множество пиков (рисунок 4.44б). Это соответствует многочастотной генерации. Следует отметить, что в этой фазе жидкий азот активно кипит, что приводит к сильным температурным и механическим продольным возмущениям. По мере испарения жидкого азота (фаза II) количество пиков в радиочастотном спектре уменьшается до одного-двух (рисунок 4.44в). Фаза III наступает в определенный момент в процессе повышения температуры. В этой фазе в радиочастотном спектре отсутствует какая-либо структура, соответствующая биениям соседних мод (рисунок 4.44г). Таким образом, последний случай соответствует генерации в режиме одной продольной моды. Измерения оптического спектра также демонстрируют генерацию одной узкой линии (рисунок 4.41б) с высоким отношением сигнал/шум 30,5 дБ.

Измерение интерференционного сигнала с помощью ИМЦ показало, что длина когерентности лазера меньше, чем разностью хода плеч 100 м. Следовательно, верхняя граница мгновенной ширины линии лазера может быть оценена как < 2 МГц.

4.6.3. Обсуждение результатов

Эксперименты показывают, что генерация непрерывного излучения в режиме одной продольной моды достигается при охлаждении насыщающегося поглотителя жидким азотом. Для получения непрерывной генерации в гольмиевом лазере можно сформулировать два возможных требования: 1) равномерное распределение температуры в поглотителе; 2) достаточно низкая абсолютная температура поглотителя. В первом случае охлаждение жидким азотом приводит к более равномерному распределению температуры в легированном гольмием поглощающем волокне, в результате чего в поглотителе формируется однородная динамическая решетка, ответственная за спектральную селекцию. Влияние равномерного распределения температуры в гольмиевом волокне на стабильность лазерного излучения уже рассматривалось в других работах, где гольмиевые волокна погружались в спирт [234] или циркулирующую воду как предыдущем подразделе.

Для проверки первого предположения была предпринята попытка обеспечить более равномерное рассеяние тепла. С этой целью поглотитель либо 1) погружался в спирт или воду, либо 2) помещался в специальную V-образную канавку длиной 30 см, выполненную на поверхности алюминиевой пластины и закрытую сверху другой алюминиевой пластиной. Эти подходы не привели к непрерывной генерации.

Также была предпринята попытка охлаждения насыщающегося поглотителя без достижения температуры жидкого азота. Для этого алюминиевая пластина с поглотителем охлаждалась слабым потоком жидкого азота, который не имел прямого контакта с поглотителем. В этом случае температура, измеренная термопарой на внешней поверхности верхней алюминиевой пластины, снижалась лишь примерно до -50°C . Однако ожидалось более эффективное рассеяние мощности и лучшая равномерность распределения температуры. Тем не менее, даже в этом случае непрерывной генерации не наблюдалось. Таким образом, можно заключить, что для

получения одночастотного режима в гольмиевом лазере требуется достаточно низкая температура.

Аналогичный эффект теплового переключения между импульсным и непрерывным режимами при охлаждении до температуры жидкого азота ранее наблюдался в сильно легированных эрбиевых волоконных лазерах [251]. Авторы теоретически показали, что этот эффект может быть объяснен ослаблением процесса апконверсии, ответственного за импульсный режим. Замедление апконверсии достигается за счет уменьшения числа фононов, способствующих преодолению энергетического несоответствия в этом процессе. При низких температурах число фононов уменьшается, и импульсная генерация прекращается. При более высокой температуре вероятность процессов апконверсии возрастает, что приводит к импульсному режиму работы. Ситуация с процессами апконверсии в насыщающемся поглотителе может быть иной, поскольку в этом случае отсутствует внешняя накачка. Тем не менее, отрицательное влияние процессов апконверсии теоретически продемонстрировано в сильнолегированных гольмиевых волоконных усилителях [252]. В результате можно предположить, что импульсный режим работы представленного лазера может быть связан с процессами апконверсии и может подавляться при достаточно низких температурах.

В данной работе впервые представлен одночастотный волоконный гольмиевый лазер, со спектральной селекцией на основе динамической решетки, расположенного в линейной части резонатора. Резонатор лазера выполнен на анизотропных компонентах для повышения стабильности и устойчивости к внешним механическим возмущениям. Показано, что состав продольных мод, а также динамика интенсивности сильно зависят от температуры поглотителя: при комнатной температуре наблюдается импульсный режим с несколькими продольными модами, тогда как при охлаждении жидким азотом — непрерывный режим с одной продольной модой. Охлаждение поглотителя также обеспечивает более высокую

выходную мощность по сравнению с комнатной температурой за счет снижения порога генерации. Полученное значение относительного шума интенсивности около -65 дБ/Гц примерно на 20 дБ выше соответствующего результата для гольмиевого волоконного лазера с РОС [234]. Более высокий уровень относительного шума интенсивности может быть связан с большей чувствительностью к быстрым внешним возмущениям (например, механическим колебаниям) из-за большой длины резонатора по сравнению со схемой РОС.

Выходная мощность лазера при охлаждении жидким азотом достигала 4,6 мВт. Однако некоторые выходные параметры, связанные с одночастотной генерацией, было трудно измерить при максимальной мощности накачки. Как показано выше, для получения непрерывной одночастотной генерации требуется охлаждение жидким азотом. Нагрев поглотителя значительно возрастает с увеличением мощности накачки, что сокращает период стабильной непрерывной одночастотной генерации. Поскольку измерение относительного шума интенсивности требует относительно много времени, для этих измерений использовалась более низкая мощность накачки. Тем не менее, следует отметить, что работа лазера при комнатной температуре (многочастотная генерация и импульсный режим) не сильно изменяется с ростом мощности накачки. В результате экспериментально подтвержденная выходная мощность одночастотной генерации составляет $\sim 1,6$ мВт при мощности накачки 1,32 Вт.

В ходе эксперимента наблюдались скачки частоты. Таким образом, временная стабильность одночастотной генерации (то есть генерация без скачков мод) в лазере оценивается примерно в 10 мс. Измеренная с помощью ИМЦ скорость дрейфа оценивается как ~ 600 МГц/с. Дрейф может быть связан с нагревом насыщающегося поглотителя после испарения жидкого азота. Прямые долговременные измерения длины волны с помощью измерителя длин волны демонстрируют сопоставимую скорость дрейфа (~ 500 МГц/с).

Следует отметить, что для уменьшения диапазона дрейфа оптической частоты можно использовать узкополосное зеркало (например, ВБР).

4.7. Результаты по главе

В результате работы было создано несколько конфигураций волоконных тулиевых ССЧ-лазеров с генерацией в области ~ 1.92 мкм, каждый из которых обладал своими уникальными характеристиками.

Во-первых, лазер с возможностью остановки длины волны излучения. Лазер обладал тремя режимами сканирования: обратное сканирование (перестройка в коротковолновую область), прямое сканирование (перестройка в длинноволновую область) и остановку длины волны. Выбор режима сканирования осуществлялся вручную, при помощи регулировки мощности лазера накачки. Имелась возможность остановки длины волны в диапазоне от 1912 до 1923 нм, уход длины волны составлял менее 50 пм за время измерения 5 минут. Режим работы ССЧ-лазера с возможностью остановки длины волны был продемонстрирован впервые. Помимо этого, лазер обладал следующими характеристиками: мощность выходного излучения достигала 250 мВт; максимальная область сканирования более 15 нм; скорость сканирования до 6 нм/с.

Во-вторых, одночастотный лазер с широким диапазоном сканирования в прямом направлении. Лазер обладал следующими характеристиками: диапазон сканирования составил более 20 нм (в некоторые моменты до 26 нм), что является наибольшим результатом для одночастотных ССЧ-лазеров; максимальная скорость сканирования ~ 12 нм/с; максимальная мощность выходного излучения достигала более 400 мВт, что соответствует ~ 2 Вт пиковой мощности; сигнал на выходе состоял из регулярных импульсов со скачком частоты ~ 8 МГц; ширина линии составила менее 1 МГц. Далее, в главе 6 продемонстрирована практическая ценность такого лазера для задач спектроскопии поглощения, в частности для анализа паров воды в атмосфере, измерение ОПО для спиновых ядерных изомеров воды.

Предложено качественное объяснение сложной спектральной динамики лазера с остановкой длины волны. При анализе эффекта ССЧ предлагается включать в расчет не только динамические решетки усиления и ПП, но и решетки поглощения, которые формируются в непрокаченной части активного волокна. Предложенная модель также объясняет отличие в режимах работы для лазеров с разной конфигурацией. Оно связано с разницей в поглощении накачки в активной среде. В связи с тем, что для схемы с только прямым сканированием волокно прокачивается недостаточно, режим обратного сканирования и остановки длины волны в нем не наблюдается.

Также было создано несколько конфигураций гольмиевых ССЧ-лазеров. Продемонстрирована стабильная работа гольмиевого ССЧ-лазера: диапазон сканирования составил 10 нм в области 2100 нм для схемы с анизотропным волокном и 7 нм в области 2070 нм для схемы с изотропным волокном. Установлено, что для наблюдения эффекта ССЧ в волоконном лазере на основе гольмиевого волокна требуется интегральное поглощение излучения накачки не менее 35 дБ. Для обеспечения стабильной работы гольмиевого лазера также применялись методы охлаждения активного волокна. Впервые показан регулярный переход режима генерации от квазинепрерывного к самопульсациям, происходящий в определённый момент в ходе каждого цикла сканирования.

Кроме того, динамические решётки были использованы не только для обеспечения режима ССЧ в гольмиевом лазере, но и для получения стабильной одночастотной генерации в области 2.1 мкм с шириной линии не более 2 МГц с использованием фильтрации на основе динамической решётки населённости.

Глава 5. Практическое применение разработанных лазеров

[117, 122, 125–130, 133, 134, 136, 137]

5.1. Особенности излучения в лазерах с динамической РОС для практических применений

В главах 2, 3 и 4 была показана возможность реализации режима одночастотного ССЧ в волоконных лазерах на основе иттербия, висмута и тулия. Такие лазеры генерируют последовательность одночастотных импульсов с шириной линии менее 1 МГц (оценка сверху), при этом частота между соседними импульсами изменяется на величину, равную ОСД резонатора, что составляет 1–10 МГц. Количество импульсов в последовательности может достигать одного миллиона, что соответствует диапазону перестройки в несколько десятков нанометров. Сам процесс ССЧ обеспечивается формированием высокоселективных динамических решёток усиления и ПП. Излучение каждого импульса является линейно поляризованным, что обусловлено эффективным формированием динамической решётки при взаимодействии двух встречных волн. Кроме того, последовательные моды демонстрируют фазовую синхронизацию, возникающую вследствие четырёхволнового взаимодействия. Излучение имеет импульсный характер, что потенциально обеспечивает высокие пиковые мощности — это свойство является следствием реализации режима самомодуляции добротности в резонаторе с низкой добротностью. В настоящей главе демонстрируется практическая ценность всех перечисленных достоинств ССЧ-лазеров.

5.2. Процедура обработки

В наиболее общем виде ССЧ-лазер применяется для спектральной характеристики различных сред и материалов (назовём их обобщённо «спектральный фильтр»), то есть для определения зависимости уровня

сигнала от частоты лазерного излучения. Важной составляющей практического использования такого лазера является методика обработки полученных данных.

Как показано в предыдущих разделах, рассмотренные ССЧ-лазеры работают в импульсном режиме, генерируя микросекундные импульсы. В большинстве описанных далее экспериментов использовался ССЧ-лазер, генерирующий последовательность одночастотных импульсов. В этом режиме каждый импульс соответствует одной продольной моде, а оптическая частота от импульса к импульсу изменяется на величину ОСД резонатора $\Delta\nu$. Спектральная ширина импульсов не превышает ~ 1 МГц. Таким образом, в ССЧ-лазере каждый временной импульс однозначно соответствует определённой оптической частоте. Иными словами, для восстановления длины волны импульса достаточно определить его относительный порядковый номер i в последовательности. Тогда относительная частота вычисляется как $\Delta\nu \cdot i$.

В первых экспериментах относительная частота определялась с помощью внешнего волоконного ИМЦ [253]. Данный подход позволяет использовать различные режимы работы ССЧ-лазера, не ограничиваясь только генерацией одночастотных импульсов. Однако недостатком этого метода является невысокая точность определения относительной длины волны, ограниченная величиной ОСД интерферометра и оцениваемая на уровне ~ 100 МГц. По этой причине используется второй подход – счет импульсов. Следует также отметить, что в этом случае роль такого интерферометра фактически выполняет сам лазерный резонатор.

Для некоторых приложений требуется знание абсолютной частоты генерации лазера. В этом случае необходим частотный репер. Очевидно, что спектральная ширина такого репера определяет точность восстановления абсолютного значения частоты. В проведённых экспериментах в качестве реперов использовались узкополосная ВБР, линии поглощения воды или одночастотный лазер, стабилизированный по газовой ячейке. В нескольких

работах для восстановления частоты применялся спектрометр, откалиброванный по газовым линиям поглощения. Однако точность восстановления в значительной степени определяется синхронизацией двух измерений во времени: полезного сигнала и сигнала длины волны.

Следует учитывать, что в ССЧ-лазере генерируемые импульсы обладают флуктуациями интенсивности. Для устранения влияния нестабильности мощности входного излучения необходима поимпульсная нормировка информационного сигнала на опорный. Обобщённая схема для характеристики спектрального фильтра представлена на рисунке 5.1.

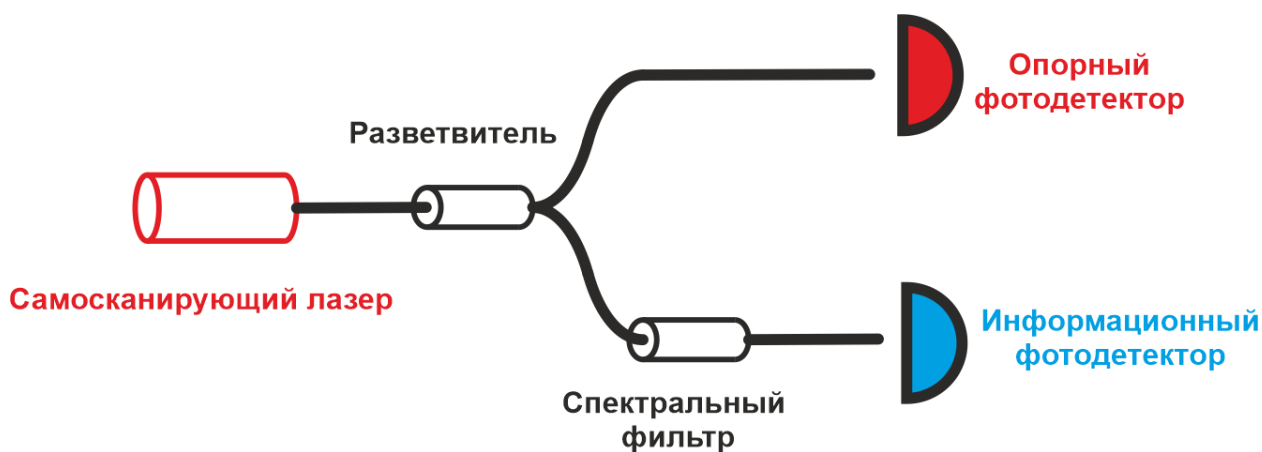


Рисунок 5.1. Схема поимпульсной нормировки полезного сигнала на опорный сигнал.

Обработка сигналов выполняется следующим образом. Сначала в сигнале опорного канала определяются положения импульсов во времени и их пиковые значения для каждого импульса (рисунок 5.2а). Затем, используя соответствующие временные положения, в информационном сигнале также вычисляются пиковые значения (рисунок 5.2б). Для каждого импульса в обоих сигналах вычисляется интеграл в окрестности вершины импульса, что фактически соответствует энергии импульса. После этого производится поимпульсное деление значений информационного сигнала на опорный. В результате описанной процедуры получается зависимость нормированной амплитуды сигналов от времени (рисунок 5.2в). Дальнейший анализ сигнала

проводится на основе зависимости нормированного сигнала от номера импульса (частоты лазера).

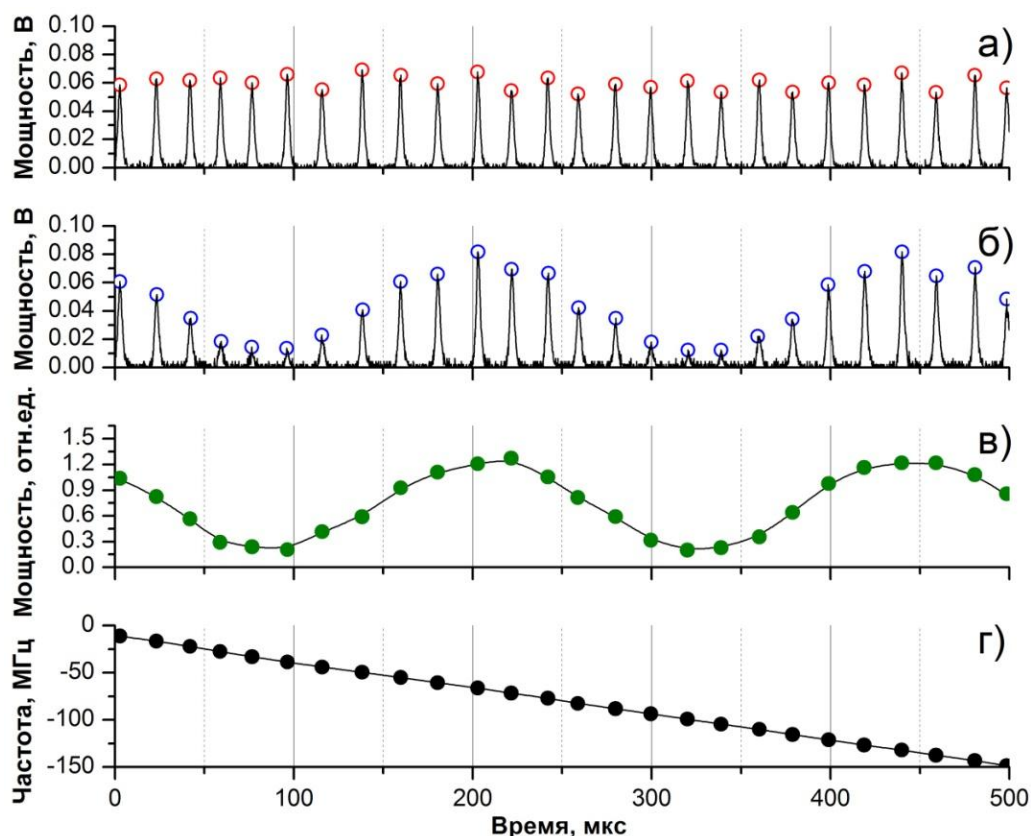


Рисунок 5.2. Качественная иллюстрация процесса обработки сигналов в ССЧ-лазере.

5.3. Измерение оптических свойств волоконно-оптических элементов

Простейшим применением любого источника перестраиваемого излучения является характеристика спектральных свойств оптических элементов. Волоконный ССЧ-лазер не является исключением. В одной из первых работ [253] уже была продемонстрирована возможность его использования в качестве спектрометра для опроса массива ВБР. Однако в указанной работе была задействована лишь возможность перестройки длины волны, тогда как другие ценные качества ССЧ-лазеров — такие как узкая ширина линии (как показано в предыдущих главах, менее 1 МГц), линейная поляризация выходного излучения и импульсный характер генерации — остались не востребуемыми.

В частности, узкая ширина линии обеспечивает высокое спектральное разрешение при решении спектральных задач. Линейная поляризация в

сочетании с перестройкой длины волны позволяет исследовать поляризационные свойства оптических элементов. Импульсный режим, в свою очередь, даёт возможность работать с нелинейными средами за счёт высокой пиковой мощности.

В настоящем разделе на примере трёх волоконно-оптических элементов — ВБР с фазовым сдвигом, длиннопериодной волоконной решётки и периодически полингованного волокна — демонстрируются возможности проведения высокоразрешающего спектрального и поляризационного анализа, в том числе в нелинейных средах (т. е. с использованием высоких мощностей излучения).

5.3.1. Измерение спектральных свойств ВБР

Простейший способ проверки разрешающей способности спектрометра — его применение для анализа узких спектральных структур. Хорошо известно, что ВБР с фазовым сдвигом может использоваться в качестве сверхузкого спектрального полосового фильтра [254] со спектральной шириной порядка нескольких мегагерц [255]. Таким образом, ВБР с π -сдвигом является удобным объектом для исследования характеристик ССЧ-лазера.

Перестраиваемые одночастотные лазеры часто применяются для спектральной характеристики подобных ВБР (см., например, [177][256]). Методы, основанные на использовании широкополосных источников и решёточных оптических анализаторов спектра, которые хорошо зарекомендовали себя при тестировании обычных ВБР, непригодны для ВБР с фазовым сдвигом из-за недостаточного разрешения (хуже 5 ГГц).

В настоящем разделе представлены результаты первой экспериментальной демонстрации метода высокоразрешающего определения характеристик ВБР с фазовым сдвигом, основанного на ССЧ-лазере. Проведённые измерения показывают, что данный метод позволяет разрешать спектральные структуры шириной менее 15 МГц.

5.3.1.1. Описание эксперимента

В работе в качестве источника зондирующего излучения используется волоконный иттербиевый ССЧ-лазер. Схема лазера (рисунок 5.3а) идеологически аналогична описанной в главе 2. Основное отличие заключается в том, что она выполнена на основе изотропных волокон. Для согласования поляризаций двух встречных волн в резонатор был добавлен контроллер поляризации. Ещё один контроллер поляризации введён в кольцевую часть ВКЗ на основе волоконного разветвителя 50/50 для настройки максимального коэффициента отражения. Дополнительно в лазер добавлены спектральные фильтры в виде спектрально-селективных разветвителей 1050/1100, позволяющих сдвинуть область генерации в более коротковолновую часть спектра. Длина резонатора такого лазера составила 16,3 м, что соответствует ОСД 6,3 МГц.

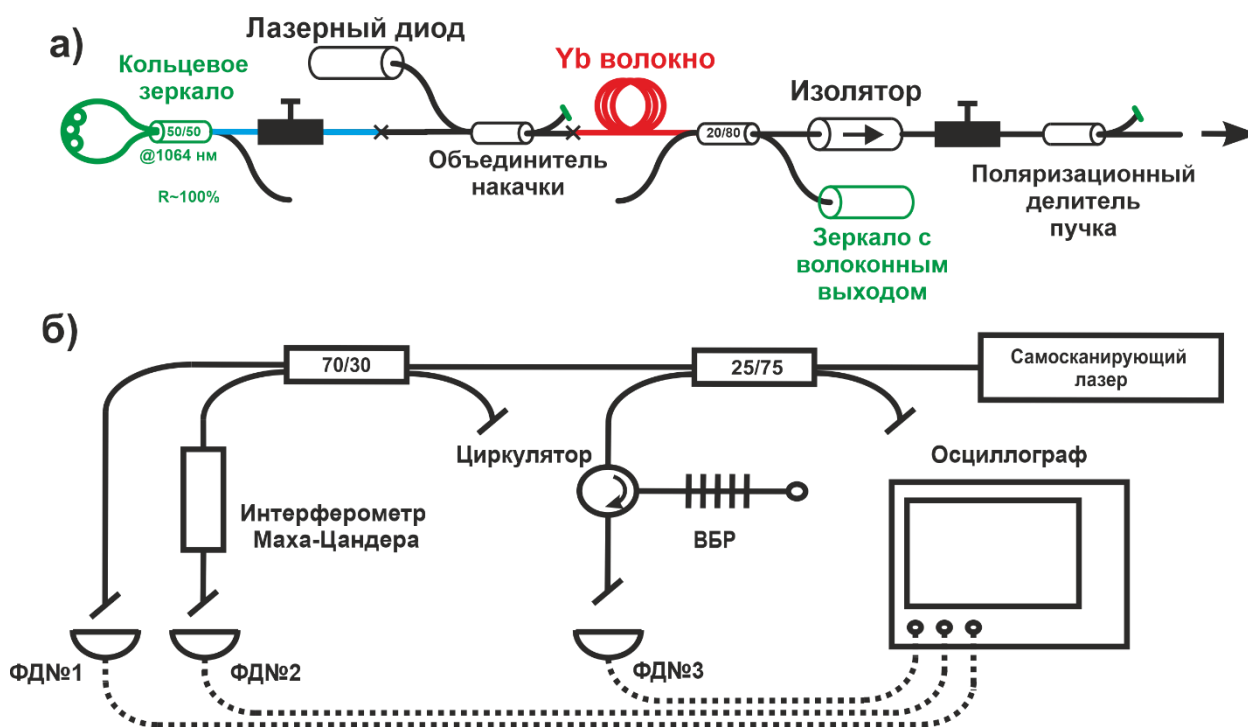


Рисунок 5.3. Экспериментальная установка: (а) ССЧ-лазер и (б) схема измерения спектра отражения ВБР.

Настройка внутрирезонаторных контроллеров поляризации позволила получить режим сканирования длины волны в диапазоне 1087–1095 нм со скоростью 0,24 нм/с с одновременной генерацией периодических групп

микросекундных импульсов (рисунок 5.4). Следует отметить, что количество импульсов в группе зависит от настройки контроллера поляризации в ВКЗ. Для примера на рисунке 5.4а показаны группы из четырёх и двух импульсов, повторяющиеся с периодами 110 мкс и 50 мкс соответственно. В ходе экспериментов также было обнаружено, что отдельные импульсы внутри группы различаются по состоянию поляризации. Установленные на выходе лазера дополнительный поляризатор и контроллер поляризации позволяют выделить из этой группы импульсы только с одной поляризацией (на рисунках отмечено красным и черным цветами).

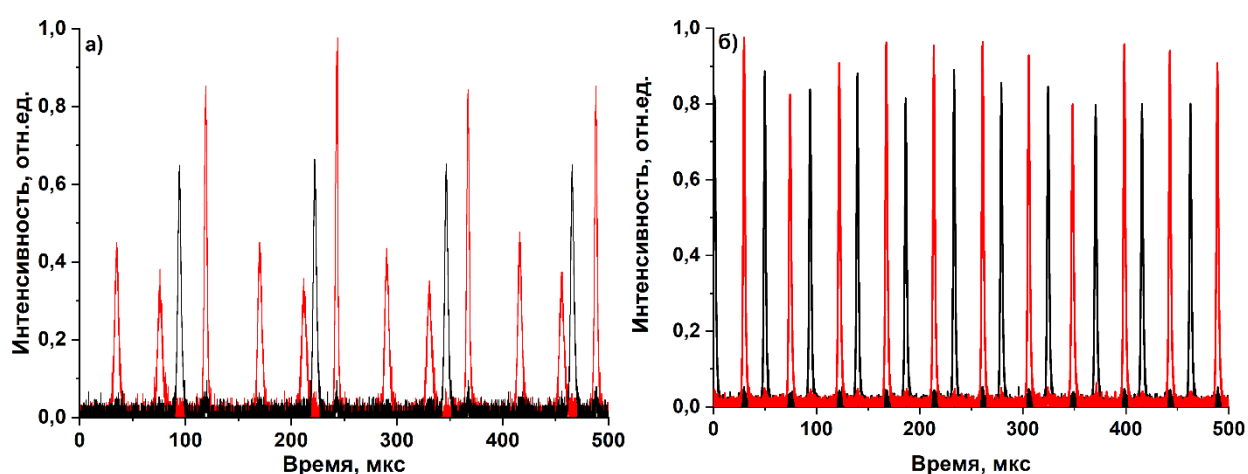


Рисунок 5.4. (а) и (б) две реализации динамика интенсивности генерации ССЧ-лазера при различных состояниях контроллера поляризации.

Для определения характеристик ВБР используются два волоконных разветвителя, разделяющих выходной сигнал лазера на три канала. ВБР подключена к первому каналу через циркулятор, а отражённая мощность измеряется фотодиодом PD1. Для тестирования используется ВБР с фазовым π -сдвигом (далее для упрощения — π -ВБР) с максимумом отражения на длине волны 1093 нм, записанная в анизотропном волокно [177] [256] Максимальная падающая мощность в нашем случае составляет 8,5 мВт. В некоторых экспериментах мощность, падающая на ВБР, уменьшалась до 1,7, 0,7 и 0,17 мВт с помощью набора разветвителей (20/80 и 10/90), подключаемых на входе циркулятора. Второй канал используется для мгновенного измерения частоты лазера (PD2). Излучение проходит через волоконный ИМЦ с ОСД

700 МГц. Третий канал служит для получения опорного сигнала (PD3). Все три сигнала детектируются быстрыми фотодетекторами с полосой пропускания 1 ГГц. Сигналы оцифровываются многоканальным осциллографом (Lecroy WavePro 725Zi-A) с полосой пропускания 2,5 ГГц.

5.3.1.2. Экспериментальные результаты

Было установлено, что отдельные импульсы внутри группы различаются также и по частотам генерации. Этот факт подтверждается сигналом после ИМЦ, полученной нормировкой сигнала, прошедшего через ИМЦ, на опорный (рисунок 5.5а). Интерферограмма представляет собой две сдвинутые синусоиды. Каждая точка графика соответствует одному импульсу. Измеренная разность частот между двумя поляризационными компонентами составляет около 180 МГц.

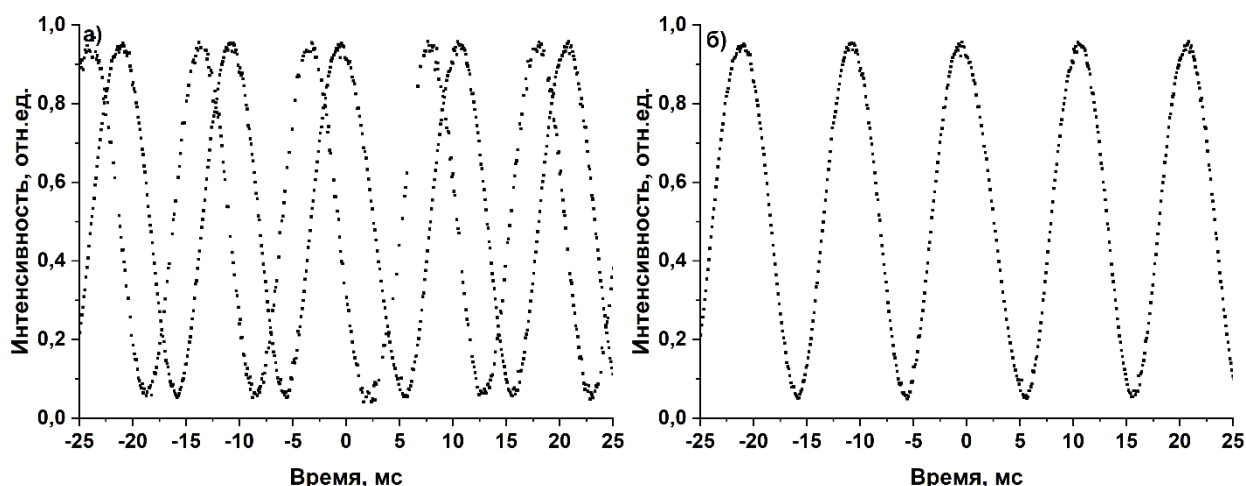


Рисунок 5.5. Нормированный сигнал ИМЦ для двух (а) и одной (б) поляризационной компоненты.

Правильная настройка выходного контроллера поляризации позволила выбрать одну поляризационную компоненту и получить одиночные импульсы с периодом следования 110 мкс. После такой настройки сигнал с ИМЦ представляет собой одиночную синусоиду (рисунок 5.5б). Длительность одиночного импульса составляет около 3,6–3,9 мкс (рисунок 5.4б). Сравнение скорости сканирования и частоты следования импульсов показало, что

изменение частоты от импульса к импульсу составляет примерно 6 МГц, что соответствует ОСД резонатора.

На рисунке 5.6 показаны измеренные спектры отражения тестируемой π -ВБР в широком диапазоне. Спектр состоит из двух пиков, соответствующих ортогональным поляризациям, центры которых разнесены на 0,24 нм. Установлено, что положения узких спектральных структур воспроизводятся в различных измерениях с точностью до 70 МГц во всём диапазоне 80 ГГц.

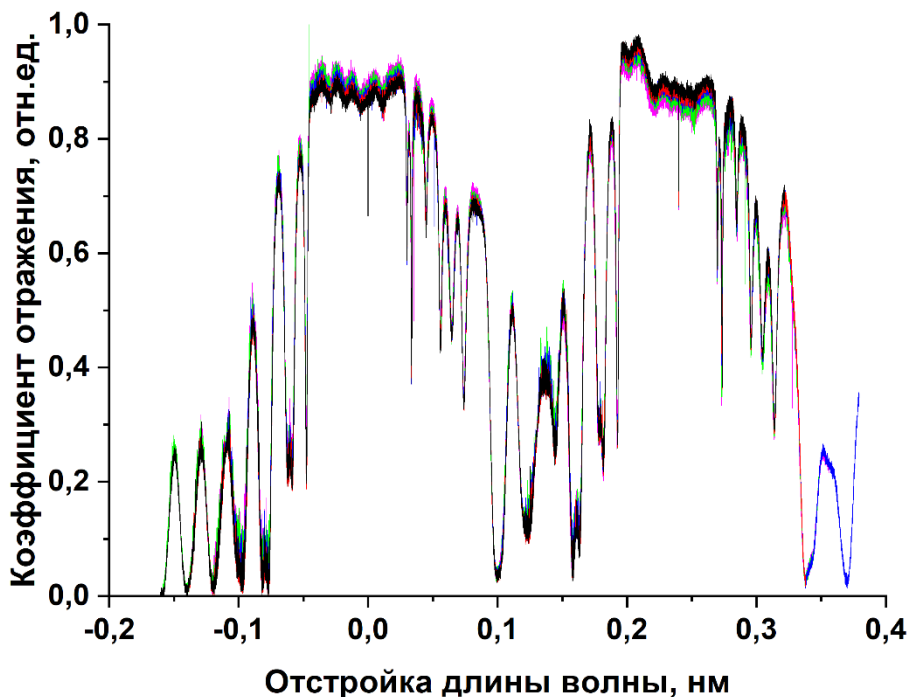


Рисунок 5.6. Спектр отражения π -ВБР, измеренный с помощью ССЧ-лазера в широком диапазоне. Результаты пяти измерений показаны разными цветами. Два одинаковых фрагмента спектра соответствуют двум поляризационным модам ВБР.

С помощью контроллера поляризации, установленного после поляризатора, можно выделить одну поляризационную составляющую в спектре отражения. На рисунке 5.7 представлены спектры для одной поляризационной моды ВБР. Нулевая отстройка выбрана в положении узкого резонанса π -сдвига. Спектры измерены при средней мощности падающего излучения 0,17; 0,7 и 8,5 мВт, что соответствует пиковой мощности 5, 20 и 250 мВт соответственно. Для каждого уровня мощности приведены результаты пяти последовательных измерений. Для определения нулевой

расстройки в каждой последовательности использовалась следующая процедура. Небольшой участок измеренного спектра вблизи узкой структуры аппроксимируется функцией Гаусса с постоянным уровнем смещения. Положение минимума отражения принимается за нулевую частотную отстройку. Постоянный уровень смещения соответствует 100%-му отражению для тестируемой ВБР с высоким коэффициентом отражения.

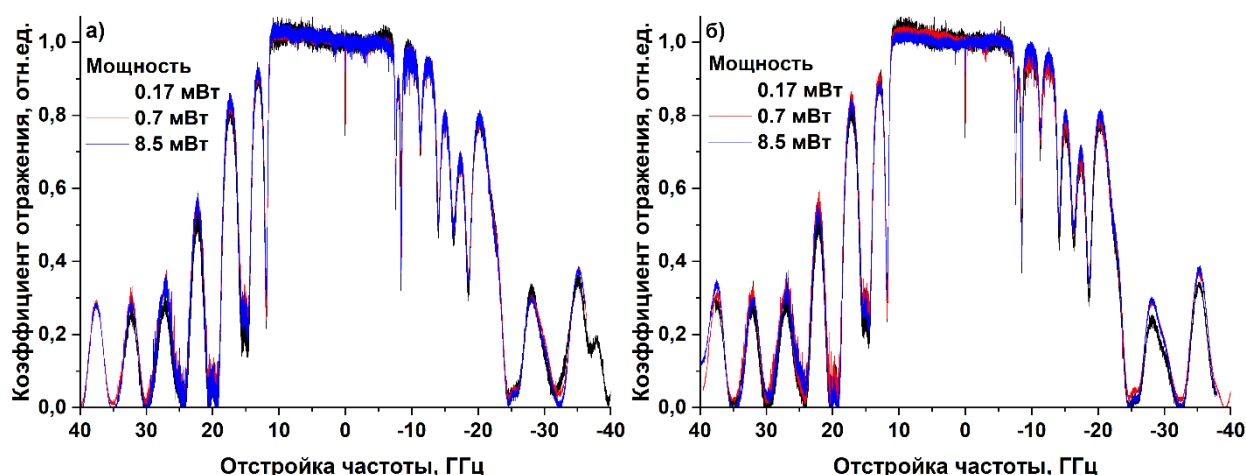


Рисунок 5.7. Спектр отражения π -ВБР при мощностях падающего излучения 0,17; 0,7 и 8,5 мВт для коротковолнового (а) и длинноволнового (б) поляризационных пиков.

5.3.1.3. Обсуждение результатов

Далее была подробно исследована узкая спектральная структура, соответствующая π -сдвигу в ВБР. На рисунке 5.8 представлены измеренные спектры отражения вблизи этого узкого резонанса при различных мощностях падающего излучения для двух поляризационных пиков ВБР. Видно, что узкая структура описывается всего пятью точками. Столь малое количество точек обусловлено тем, что частота изменяется от импульса к импульсу на величину, равную ОСД резонатора (6 МГц), что сопоставимо с шириной самой структуры π -сдвига.

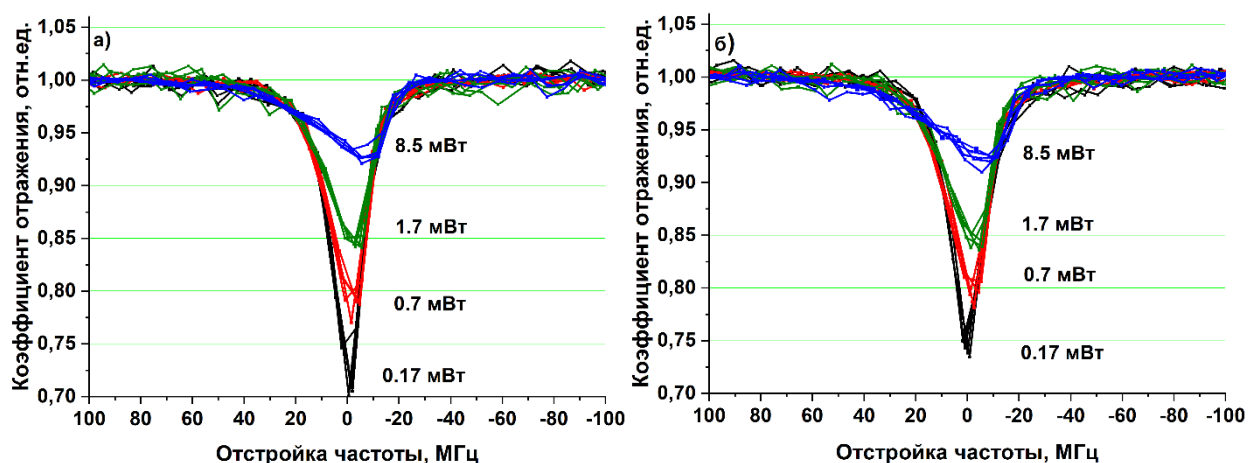


Рисунок 5.8. Спектр отражения в области структуры π -сдвига для коротковолновой (а) и длинноволновой (б) мод поляризации при различных мощностях падающего излучения.

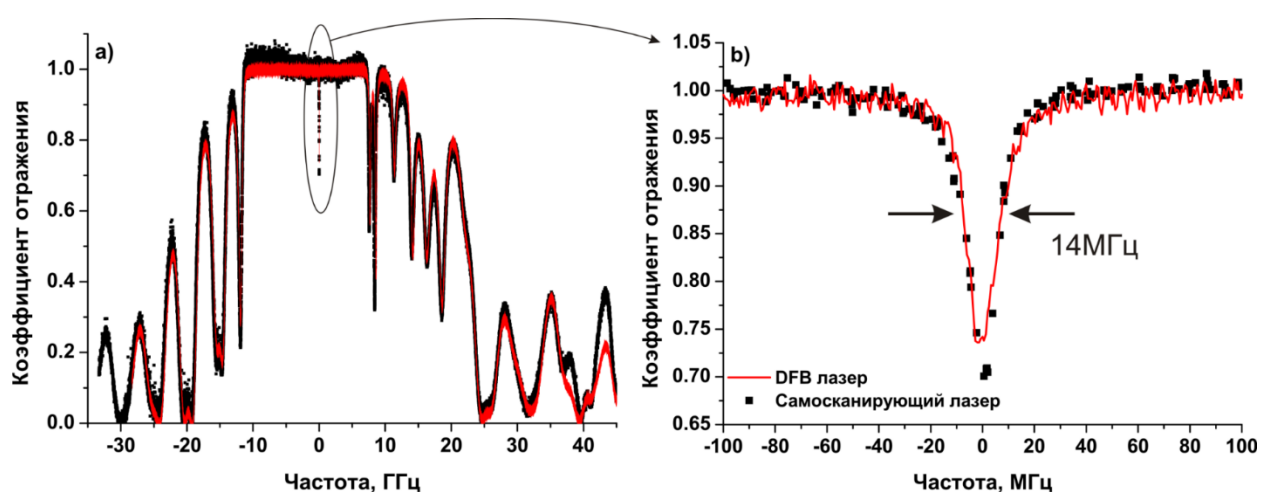


Рисунок 5.9. Спектр отражения π -ВБР, измеренный с помощью ССЧ-лазера при падающей мощности 0,17 мВт и одночастотного РОС-лазера [177][256] (сплошные линии) в широкой области спектра (а) и в узкой области структуры (б).

Обнаружено также, что глубина структуры незначительно различается для двух поляризационных мод ВБР: для коротковолнового пика глубина достигает 29% (рисунок 5.8а), а для длинноволнового — 27% (рисунок 5.8б). При увеличении мощности от 0,17 до 8,5 мВт наблюдается заметная деформация резонанса π -сдвига: его глубина уменьшается, а форма становится асимметричной. В то же время в остальных участках спектров (рисунок 5.7) с ростом мощности изменений не происходит. Подобное поведение ранее наблюдалось в других работах (см., например, [257][258]) и связывалось с нелинейными эффектами.

Спектр отражения π -ВБР ранее был измерен в работах [177][256] с помощью одночастотного волоконного лазера с РОС. Эти результаты были сравнены с нашими измерениями. На рисунке 5.9 представлено такое сравнение для коротковолновой поляризационной моды. Во избежание влияния нелинейных эффектов использовались данные для падающей мощности 0,17 мВт. Хорошее согласие наблюдается как в широком диапазоне частот (рисунок 5.9а), так и в узкой области структуры (рисунок 5.9б). Измеренная полная ширина структуры π -сдвига составляет 26% (13,7 МГц) для одночастотного РОС-лазера и 29% (14,5 МГц) для ССЧ-лазера.

5.3.1.4. Заключение

В данной работе впервые продемонстрировано применение ССЧ-лазера для высокоразрешающего спектрального анализа ВБР. С одной стороны, в течение каждого импульса он генерирует практически одночастотное излучение. Изменение частоты лазера для одной поляризационной компоненты равно ОСД лазера и составляет ~ 6 МГц. С другой стороны, лазер генерирует импульсы с различными поляризационными компонентами, частоты которых разнесены на 180 МГц. Выделение одной поляризационной компоненты позволило разрешить узкую (14 МГц) спектральную структуру в измеренном спектре ВБР.

Минимальное расстояние между точками измеряемого спектра (6 МГц) ограничено ОСД резонатора, однако количество точек может быть увеличено за счёт последовательных измерений. Установлено, что повторяемость результатов составляет около 70 МГц для диапазона сканирования 80 ГГц. Продemonстрировано хорошее согласие спектров, измеренных перестраиваемым одночастотным лазером и ССЧ-лазером. Экспериментально показано, что при увеличении падающей мощности (пиковая мощность более 20 мВт) возникает нелинейная деформация узкого резонанса ВБР.

5.3.2. Измерение поляризационных свойств

В качестве тестового образца для измерения поляризационных свойств была выбрана длиннопериодная решётка (ДПР), записанная фемтосекундным излучением в одномодовом волокне. Исходное волокно обладало свойством сохранения поляризации. Однако технология фемтосекундной записи может модифицировать эти свойства, поскольку формирует анизотропию ПП, что, в свою очередь, проявляется в поляризационных характеристиках самой решётки. Для характеристики таких свойств требуется поляризованное перестраиваемое по длине волны излучение. Именно этим требованиям и удовлетворяет ССЧ-лазер.

5.3.2.1. Описание эксперимента

Схема измерений представлена на рисунке 5.10. Для исследования поляризационных свойств ДПР использовался поляризованный одночастотный иттербиевый ССЧ-лазер в диапазоне 1042–1054 нм. Измерения состояния поляризации излучения выполнялись с помощью поляриметра Thorlabs PAX5710IR2-T. Длина волны лазера измерялась спектроанализатором HighFinesse LSA, работа которого была синхронизирована с поляриметром. Благодаря этому обеспечивалась возможность измерения зависимости состояния поляризации от длины волны. В экспериментах также проводилось сравнение поляризационных свойств образцов ДПР, изготовленных разными методами: записью пучком, прошедшим через щель, и поточечной записью.

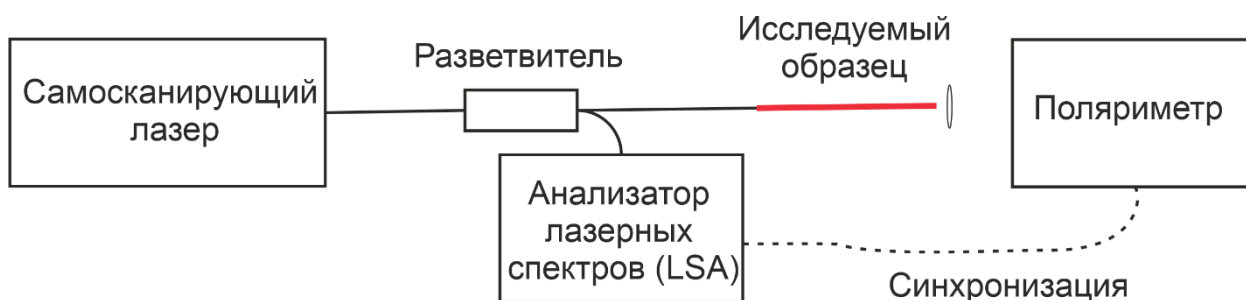


Рисунок 5.10. Схема экспериментальной установки для измерения поляризационных свойств ДПР.

5.3.2.2. Экспериментальные результаты

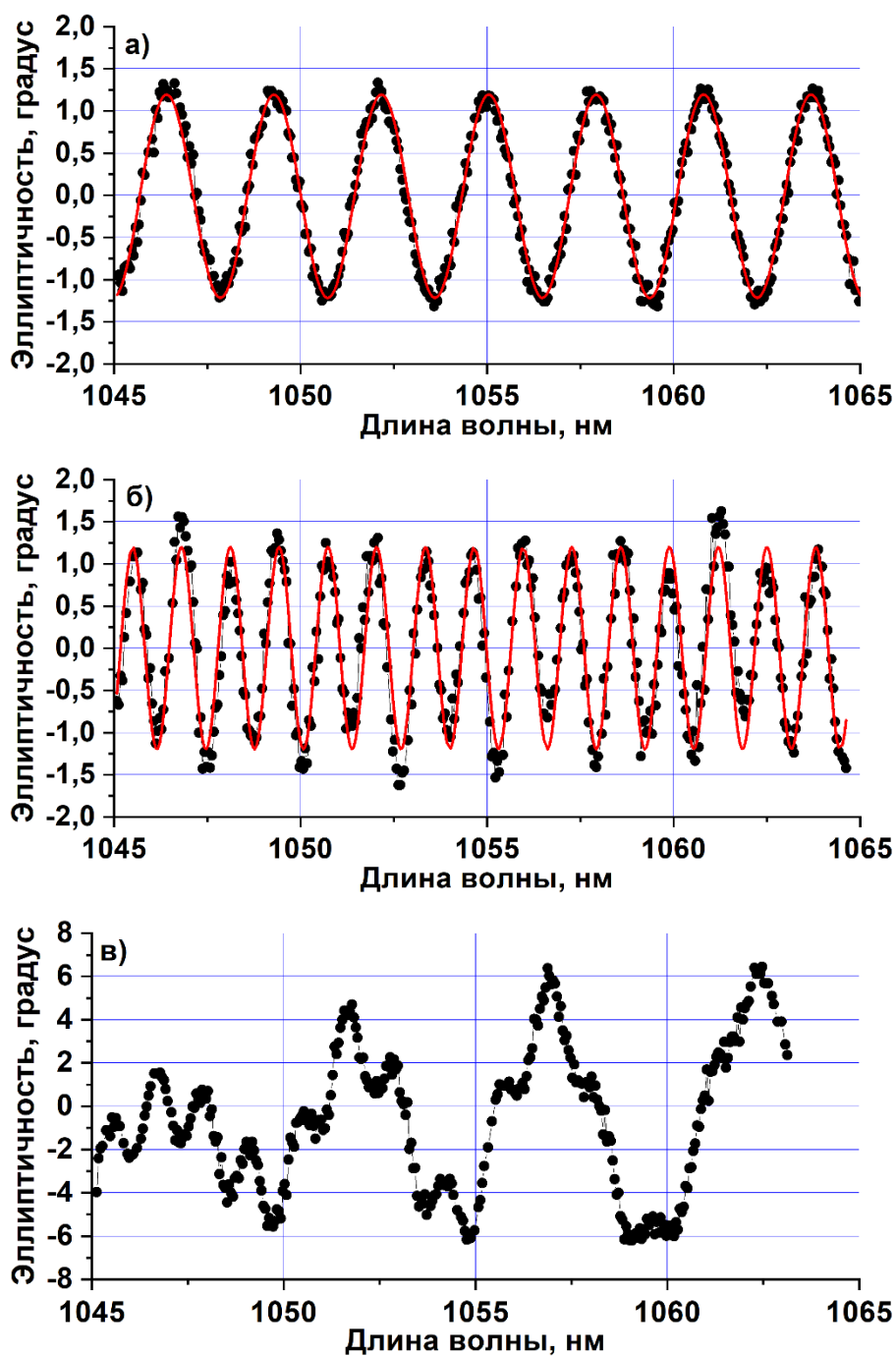


Рисунок 5.11. Зависимость эллиптичности излучения от длины волны для излучения ССЧ-лазера, прошедшего через: (а) волокно РМ980ХР, сваренное с волокном FUD-3561; (б) волокно РМ980ХР, сваренное с ДПР, записанной в волокне FUD-3561 пучком через щель; (в) волокно РМ980ХР, сваренное с ДПР, записанной в волокне FUD-3561 поточечным методом (точки – эксперимент, красная линия – аппроксимация синусом).

Хотя излучение самого лазера (без изолятора) имеет строго линейную поляризацию, после прохождения через выходной изолятор поляризация становится не строго линейной. На рисунке 5.11а представлена зависимость эллиптичности излучения, вышедшего из лазера и прошедшего через волоконный изолятор и выходное анизотропное волокно PM980XP. Также были измерены аналогичные зависимости эллиптичности излучения от длины волны для излучения, прошедшего через: 1) волокно PM980XP, сваренное с ДПР, записанной в волокне FUD-3561 пучком, прошедшим через щель (рисунок 5.11б) и волокно PM980XP, сваренное с ДПР, записанной в волокне FUD-3561 поточечным методом (рисунок 5.11в).

5.3.2.3. Обсуждение результатов

Спектральная модуляция эллиптичности связана с тем, что ось поляризации изолятора не совпадает с осью выходного волокна. В результате в выходном волокне возбуждаются две поляризационные моды, разность фаз между которыми зависит от длины волны. Согласно формализму матриц Джонса [259], линейно-поляризованное излучение с длиной волны λ , прошедшее через среду длиной l с двулучепреломлением δn и наклоном оптической оси α , приобретает эллиптичность, описываемую выражением:

$$\sin(2\chi) = \sin(2\alpha) \sin\left(\frac{2\pi \cdot \delta n \cdot l}{\lambda}\right)$$

Из этого уравнения следует, что максимальное значение эллиптичности определяется углом наклона оси α . Анализ результатов, представленных на рисунке 5.11а, показывает, что угол между осью выходного разветвителя и медленной осью волокна составляет примерно $1,2^\circ$, что хорошо согласуется с паспортными данными поляризующего разветвителя.

Обе ДПР были сформированы в волокне FUD-3561. Результаты для ДПР, записанной пучком со щелевой апертурой, представлены на рисунке 5.11б. Характер спектральной зависимости эллиптичности выходного сигнала для данной ДПР аналогичен наблюдаемому для анизотропного волокна.

Уменьшение периода модуляции синусоидальной кривой с 2,9 до 1,9 нм является следствием дополнительного суммарного двулучепреломления. Можно оценить двулучепреломление волокна FUD-3561 с ДПР как $\delta n = 3,6 \times 10^{-4}$ (длина биения составляет 2,9 мм), что хорошо согласуется с паспортными данными волокна.

Небольшое отклонение экспериментальных результатов от синусоидальной функции (менее 1°) указывает на слабое влияние записанной ДПР на двулучепреломление в анизотропном волокне. Иными словами, линейно поляризованное излучение, прошедшее через ДПР, является единственной причиной дополнительной эллиптичности, не превышающей 1° . Из этой оценки можно получить значение коэффициента сохранения поляризации [259] $-20 \log \tan \xi \approx 35$ дБ.

Наблюдаемая эллиптичность может быть связана с небольшим несовпадением осей двулучепреломления в FUD-3561 и ДПР. Неравномерность изменения ПП внутри сердцевины волокна и, как следствие, двулучепреломление также могут быть причиной ухудшения коэффициента сохранения поляризации. Хотя метод записи создаёт аксиально-симметричное изменение ПП, это изменение может быть неоднородным по амплитуде [260]. Относительно малая величина дополнительно наведённого двулучепреломления ($\delta n_{\text{ДПР}} \ll \delta n$) свидетельствует о его слабом влиянии на исходные внутренние напряжения в волокне.

Результаты для ДПР, записанной поточечным методом, принципиально отличаются: спектральная зависимость выходной эллиптичности не имеет вида синусоидальной кривой (рисунок 5.11в). Это означает, что в решётке такого типа не сохраняется состояние линейной поляризации, несмотря на использование анизотропного волокна в качестве основы.

5.3.2.4. Заключение

Показано, что ССЧ-лазер может быть использован для анализа поляризационных свойств волоконно-оптических элементов, например для

ДПР. В частности, измеренное с его помощью значение коэффициента сохранения поляризации для ДПР составило 35 дБ.

5.3.3. Измерение спектральных и поляризационных свойств нелинейных оптических элементов

Аналогом регулярной доменной структуры в объёмной нелинейной оптике являются периодически полингованные волокна (ППВ). Они позволяют создавать полностью волоконные схемы, избегая усложнений, связанных с использованием линз и коллиматоров в объёмных кристаллах. В такой структуре после прохождения доменов с полем волна нарастает, а в доменах без поля меняет только фазу, что в итоге даёт гармонику с удвоенной частотой, интенсивность которой значительно превышает предел для монодоменного кристалла.

Производство ППВ включает нагрев волокна с введёнными электродами, подачу высокого напряжения, охлаждение и извлечение электродов. В результате в волокне остаётся «вмороженное» поле, образованное выровненными по полю дипольными ионами щелочных металлов, которые присутствуют как примеси. Затем поле частично стирается УФ-излучением для создания периодической структуры.

Основная проблема этого метода — низкая точность стирания поля, из-за чего реальные размеры доменов могут отклоняться от заданных. Это, согласно условию квазисинхронизма, изменяет зависимость интенсивности выходного сигнала от длины волны. Поэтому готовые образцы ППВ необходимо характеризовать: измерять спектры генерации второй гармоники при разных длинах волн входного сигнала.

В данной работе впервые продемонстрирована возможность измерения спектров квазисинхронизма ППВ с помощью иттербиевого волоконного ССЧ-лазера.

5.3.3.1. Описание эксперимента

Для демонстрации измерения свойств ППВ был использован ССЧ-лазер с требуемой областью стабильной перестройки длины волны, линейной поляризацией выходного излучения и высокой средней выходной мощностью. Генерация лазера происходила в коротковолновой области спектра усиления иттербия, вблизи 1030 нм. Это было достигнуто за счёт использования короткого отрезка иттербиевого волокна (около 1,5 м) и внесения дополнительных потерь в длинноволновой области с помощью спектрально-селективных разветвителей. В результате был получен лазер с диапазоном сканирования 1028,5–1031 нм. Относительно высокая выходная мощность была обеспечена использованием внешнего волоконного усилителя, что позволило увеличить среднюю мощность излучения лазера с 30 мВт до 1 Вт. В работе исследовались два образца ППВ: ППВ-1 длиной 26 см и ППВ-2 длиной 15 см.

После создания лазера с перестройкой в требуемой области и наблюдения зелёного свечения (вторая гармоника) возникла задача измерения спектров квазисинхронизма. Идея метода заключается в получении зависимостей интенсивности и длины волны от времени с последующим их сопоставлением для построения искомой зависимости интенсивности от длины волны (рисунок 5.12). Для измерения временной зависимости интенсивности второй гармоники использовался кремниевый фотодиод Thorlabs PAN5710VIS с широким динамическим диапазоном и встроенным аналого-цифровым преобразователем. Относительно невысокое быстродействие фотоприёмника приводило к интегрированию импульсов, так что наблюдался практически непрерывный сигнал. С учётом скорости работы фотоприёмника и скорости самосканирования частоты лазера итоговое спектральное разрешение составило около 0,01 нм. Привязка к длине волны выполнялась с помощью анализатора лазерных спектров (LSA, HighFinesse/Angstrom) с точностью менее 0,02 нм. Сопоставление обеих зависимостей позволило получить искомый спектр квазисинхронизма.

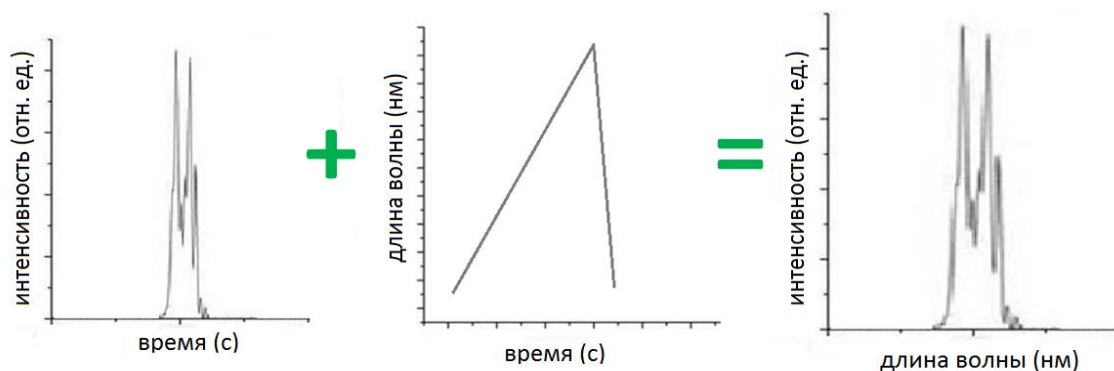


Рисунок 5.12. Идея метода измерения спектра квазисинхронизма.

5.3.3.2. Экспериментальные результаты

Кривые квазисинхронизма измерялись при различных состояниях контроллера поляризации, установленного на выходе ССЧ-лазера (рисунок 5.13). Кроме того, проводились измерения при вводе излучения с противоположной стороны образца ППВ-2, однако принципиальных различий обнаружено не было.

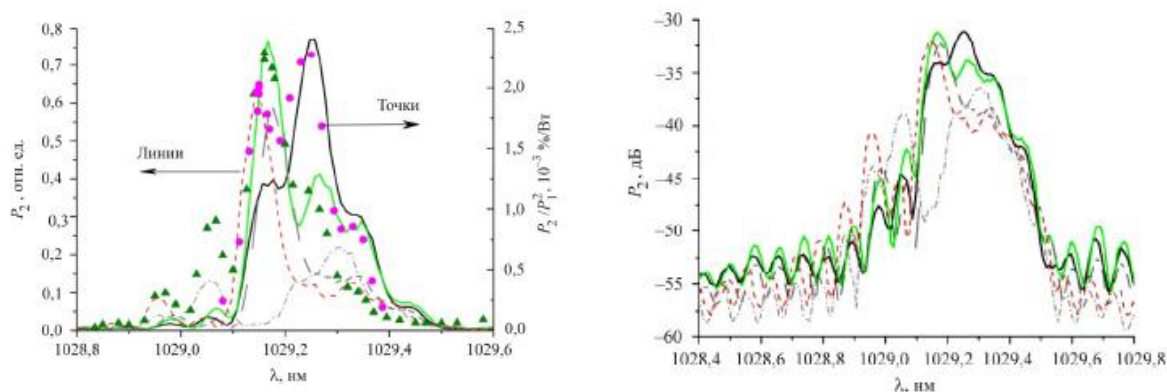


Рисунок 5.13. Кривые синхронизма для разных поляризаций, измеренные с помощью одночастотного перестраиваемого (точки) и ССЧ (линии) лазеров в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах.

Кривые квазисинхронизма, полученные с помощью ССЧ-лазера, представлены на рисунке 5.13б в логарифмическом масштабе. На всех кривых наблюдается модуляция с периодом около 0,085 нм. Как видно из рисунка 5.13а, положение точек, измеренных с помощью одночастотного перестраиваемого лазера при настройке поляризации на максимум мощности второй гармоники в каждой точке, близко к положению огибающей, которую

можно провести для серии линий, зарегистрированных ССЧ-лазером при нескольких фиксированных положениях контроллера поляризации.

Таким образом, результаты измерений кривых синхронизма с использованием разных типов источников хорошо согласуются между собой, и можно отметить существование близких по амплитуде максимумов на длинах волн 1029,15 и 1029,27 нм.

5.3.3.3. Обсуждение результатов

Наличие нескольких различных кривых квазисинхронизма и разное положение максимумов при генерации второй гармоники (ГВГ) в нелинейном образце объясняется зависимостью процесса удвоения частоты от поляризации взаимодействующих волн. В процессе ГВГ могут участвовать волны основной частоты как с одинаковой, так и с различной поляризациями. Кроме того, волна второй гармоники также может иметь два возможных направления поляризации.

Существует два типа квазисинхронизма при удвоении частоты: с одинаковой и с различной поляризациями взаимодействующих волн основной частоты. При этом в ППВ возможны три типа взаимодействий с ненулевой эффективностью ГВГ. Обозначив поляризационные оси как X и Y , эти взаимодействия можно описать как: $Y + Y \rightarrow X$, $X + X \rightarrow X$ и $X + Y \rightarrow Y$. Положения максимумов синхронизма для разных типов взаимодействия различаются из-за двулучепреломления, а их амплитуды — из-за зависимости тензора $\chi^{(2)}$ от поляризации. Двулучепреломление в ППВ зависит от геометрии волокна и возникающих внутренних напряжений относительно осей X и Y . Поэтому для разных образцов положение максимумов второй гармоники и их последовательность могут различаться. В нашем случае основные резонансы кривых квазисинхронизма для различных поляризаций частично перекрываются, но остаются достаточно различимыми на рисунке 5.13.

5.3.3.4. Заключение

В данной работе разработан и апробирован метод получения спектров квазисинхронизма периодически полингovaných волокон с использованием ССЧ-лазера. Достоверность метода подтверждена сравнением с результатами, полученными с помощью перестраиваемого лазера. Продемонстрирована связь между поляризацией входного сигнала и формой спектра квазисинхронизма. Для двух исследованных образцов ППВ были получены соответствующие спектры квазисинхронизма.

5.4. Спектроскопия газов

В предыдущем разделе была продемонстрирована возможность спектрального анализа на примере ВБР с фазовым сдвигом. В настоящем разделе показана возможность высокоразрешающего спектрального анализа с использованием ССЧ-лазера на примере газовой среды. Для этого был проведён эксперимент по измерению спектральных линий поглощения водяного пара в воздухе с помощью тулиевого ССЧ-лазера. Данный выбор обусловлен тем, что в спектральном диапазоне перестройки лазера (1,92 мкм) находятся относительно интенсивные линии поглощения воды.

На первом этапе был выполнен качественный эксперимент, подтвердивший возможность достижения высокого спектрального разрешения. Следующим шагом стали количественные измерения, которые, в частности, позволили определить соотношение орто- и пара-молекул воды в воздухе.

5.4.1. Измерение свойств атмосферного воздуха

5.4.1.1. Описание эксперимента

Схема измерений представлена на рисунке 5.14. В эксперименте использовался лазер, описанный в главе 4. Такой выбор обусловлен его более стабильной работой в режиме прямого сканирования и широким диапазоном перестройки, превышающим 20 нм. Для проведения измерений выходной

пучок лазера коллимировался линзой и направлялся вдоль воздушной трассы длиной 40 см, заполненной комнатным лабораторным воздухом. Прошедшее излучение регистрировалось фотодетектором Thorlabs InGaAs Biased DET10D/M, после чего сигнал оцифровывался с помощью быстрого осциллографа LeCroy WavePro 725Zi-A. Мощность лазера накачки выбиралась таким образом, чтобы обеспечить максимальный диапазон сканирования.

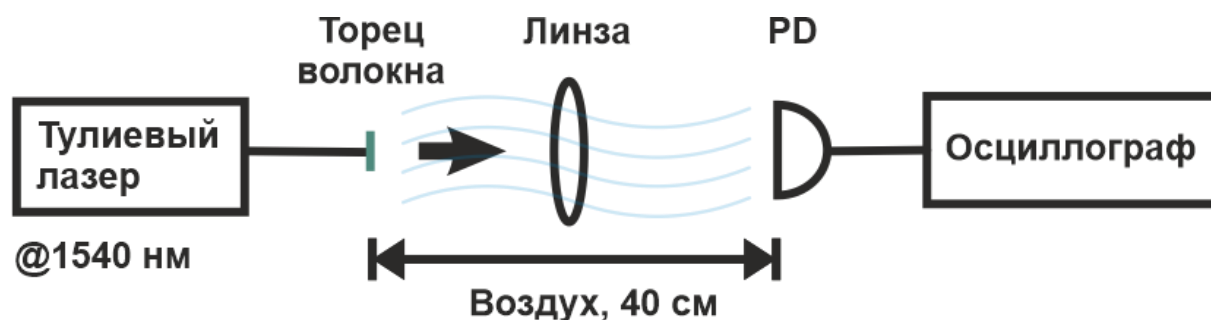


Рисунок 5.14. Схема для анализа содержания воды в атмосфере.

Для анализа сигнала использовалась методика, описанная выше. С целью уменьшения шума полученный спектр сглаживался по 100 точкам, соответствующим максимальным амплитудам импульсов. При установлении соответствия между относительной и оптической частотой использовались два параметра: скачок частоты между импульсами (7,879 МГц в соответствии с экспериментом), отвечающий за растяжение или сжатие спектра, и начальная частота, определяющая смещение спектра как целого. Начальная координата задавалась таким образом, чтобы расстояние между линиями в измеренном спектре соответствовало известным данным из базы HITRAN [261]. В результате был получен спектр пропускания водяного пара, измеренный по интенсивности прошедшего через воздух излучения.

5.4.1.2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Результаты измерения линий поглощения воды представлены на рисунке 5.15. Экспериментальные данные сравнивались с результатами моделирования, выполненного с использованием базы данных HITRAN (параметры симуляции: H₂O — 1,19%, CO₂ — 0,033%, O₃ — 0,000002%, N₂O

— 0,000031%, CO — 0,000015%, CH₄ — 0,00017%, O₂ — 20,900001%, N₂ — 77,876781%; температура 300 К, давление 1 атм.). Наблюдается хорошее согласие между экспериментом и моделированием. Среднеквадратическое отклонение положений отдельных линий поглощения для измеренного и смоделированного спектров составляет около 0,003 см⁻¹ (~100 МГц), а максимальное отклонение не превышает 0,008 см⁻¹ для диапазона сканирования более 70 см⁻¹.

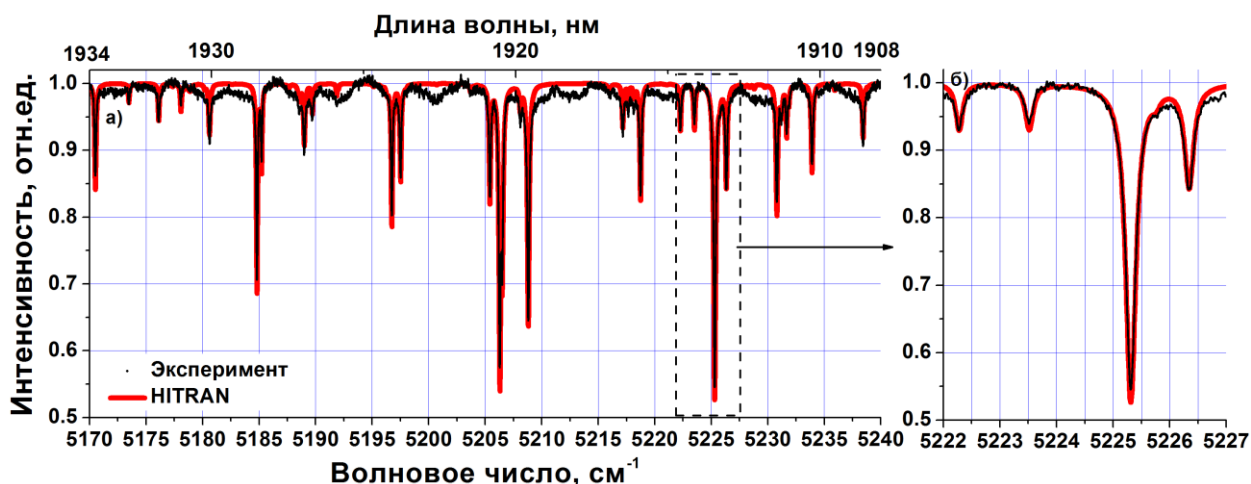


Рисунок 5.15. Линия поглощения воды для сигнала, прошедшего через 40 см воздуха (чёрная линия), в сравнении с данными моделирования HITRAN (красная линия).

Можно предположить, что наблюдаемое отклонение связано главным образом с большой шириной линий поглощения (~0,1 см⁻¹). Для корректного определения линейности перестройки частоты ширина линий поглощения должна составлять около 0,0005 см⁻¹, что сопоставимо с изменением частоты от импульса к импульсу. Различие между экспериментом и моделированием вблизи максимума пропускания (~1) обусловлено небольшой модуляцией мощности ССЧ-лазера. Для устранения наблюдаемых колебаний и улучшения видимости слабых линий поглощения необходима нормировка прошедшего сигнала на пиковую мощность лазера.

5.4.1.4. Заключение

Таким образом, продемонстрирована применимость тулиевого ССЧ-лазера для задач спектроскопии поглощения, в частности для анализа паров воды в атмосфере.

5.4.2. Детектирование ядерных спиновых изомеров молекул воды

Благодаря высокой научной и практической значимости молекула воды является одним из наиболее изученных объектов. Тем не менее, некоторые её свойства, например свойства ядерных спиновых изомеров, остаются недостаточно исследованными. Молекулы воды существуют в природе в виде двух ядерных спиновых изомеров, различающихся значением полного спина ядер водорода [262]: орто- и пара-молекулы с симметричным и антисимметричным спиновым состоянием соответственно. При комнатной температуре в равновесных условиях отношение концентраций орто- и пара-молекул воды (орто/пара-отношение, ОПО) с высокой точностью равно трём.

Исследование свойств ядерных спиновых изомеров является актуальной задачей для различных областей науки и техники. Например, в спектроскопии ядерного магнитного резонанса (ЯМР) полезный сигнал даёт только орто-вода, тогда как пара-вода не вносит вклада из-за нулевого суммарного спина ядер водорода. В астрофизике измерение ОПО позволяет определять физические условия в межзвёздной среде [263].

Исследования спиновых изомеров опираются на методы их обогащения и измерения ОПО, что, в свою очередь, требует методов детектирования изомеров воды. Состояние ядерного спина воды не может быть обнаружено непосредственно в нормальных температурных условиях, когда заселено много вращательных состояний. В этих условиях распространённость орто- и пара-изомеров воды определяется через заселённости их вращательных уровней. С этой целью проводятся измерения поглощения на вращательных переходах воды с использованием непрерывных микроволновых источников [264] и терагерцового спектрометра временного разрешения [265]. Методы

детектирования, основанные на орто- и пара-поглощении воды в ближней инфракрасной области с помощью диодных лазеров, рассмотрены в работе [266]. Недостатками существующих методов являются ограниченное быстроедействие и сложность оптических схем.

Тулиевый ССЧ-лазер, в свою очередь, обладает рядом преимуществ для измерения ОПО, а именно: перестройка длины волны в области 1,91 мкм, где молекулы воды имеют сильное поглощение в комбинационной полосе $\nu_2 + \nu_3$; узкополосное излучение; отсутствие необходимости в контроле длины волны; высокая скорость перестройки.

Данный раздел посвящён разработке спектрометра на основе тулиевого ССЧ-лазера для детектирования изомеров воды и измерения отношения их концентраций.

5.4.2.1. Описание эксперимента

Схема спектрометра представлена на рисунке 5.16. В его основе лежит тулиевый волоконный лазер, описанный в главе 4. Диапазон сканирования лазера — 1905–1918 нм, ширина линии лазера — 150 кГц. Длина резонатора лазера равна 10,9 м, что соответствует ОСД $\approx 9,2$ МГц. Коэффициент пропускания ВКЗ, выполненного на основе волоконного разветвителя 60/40, составляет 5%. Излучение мощностью около 1 мВт, проходящее через ВКЗ, использовалось для спектральных измерений. Для этого излучение разделялось на опорный и активный каналы с помощью разветвителя 50/50 на длину волны 2000 нм. Исследуемые пары воды содержались в герметичной стеклянной кювете с аппендиксом, заполненным жидкой водой. Перед проведением эксперимента кювета и вода в ней тщательно обезгаживались. Давление насыщенных водяных паров (23 мбар) соответствовало температуре кюветы 21°C. Оптический путь внутри и вне кюветы составил 84 мм и ~20 мм соответственно.

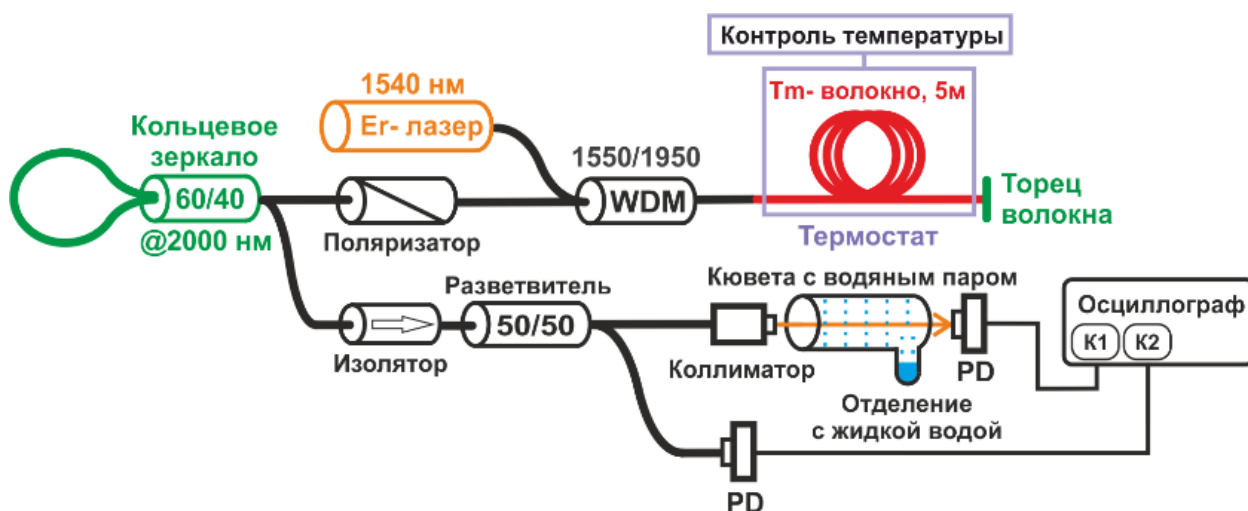


Рисунок 5.16. Схема спектрометра на основе тулиевого ССЧ-лазера.

Для получения ОПО сначала измерялся спектр пропускания излучения, прошедшего через водяной пар. В активном канале луч коллимировался с помощью коллиматора Thorlabs RC04FC-P01 и направлялся в кювету. Мощность в опорном и активном каналах регистрировалась фотодетекторами Thorlabs DET10DM, после чего сигнал поступал на осциллограф LeCroy WavePro725Zi-A. Интенсивности опорного и активного лучей измерялись в течение 2 с при частоте дискретизации 5 МГц. Измерение в течение двух секунд соответствовало диапазону ССЧ 14 нм при скорости 7 нм/с. Для учёта небольшого поглощения излучения в воздухе вне кюветы вода в аппендиксе замораживалась с помощью жидкого азота, после чего спектр измерялся дополнительно и учитывался при последующем анализе.

Для восстановления спектра пропускания воздуха использовалась описанная ранее методика: вычислялось отношение сигналов активного и опорного каналов с последующей поимпульсной нормировкой. Для сопоставления относительной и оптической частот использовались линии поглощения воды из базы данных HITRAN.

5.4.2.2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В результате измерения и обработки активного и опорного сигналов, был получен сырой спектр поглощения воды в ячейке $t_{raw}(\nu)$, показанный на

рисунке 5.17 красной линией. Полученный спектр имеет узкие провалы, которые возникли из-за поглощения излучения водяными парами в кювете.

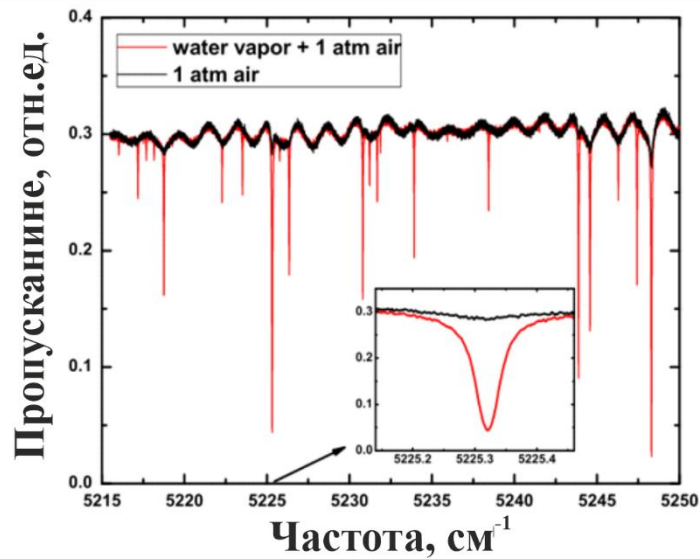


Рисунок 5.17. Спектры пропускания воды. Черная линия — вода в кювете заморожена жидким азотом. Красная линия – в кювете присутствуют насыщенные водяные пары.

Для устранения фоновых шумов был измерен спектр поглощения без водяного пара в кювете $t'_{raw}(\nu)$. Для этого аппендикс с жидкостью замораживался при помощи жидкого азота, в результате чего водяной пар в кювете не давал вклад в итоговое поглощение. Результат измерения представлен на рисунке 5.17 черной линией. На графике видны остаточные провалы меньшей глубины и большей ширины. Эти провалы возникают при прохождении зондирующего луча через лабораторный воздух вне кюветы.

Таким образом, оптическая плотность водяного пара в кювете $\tau(\nu)$ может быть найдена как:

$$\tau(\nu) = -\ln(t_{raw}(\nu)/t'_{raw}(\nu)) \quad (1)$$

Оптическая плотность воды представлена на рисунке 5.18. Полученный график содержит информацию о количественном отношении орто- и пара-изомеров воды в кювете. Шумовая линия вблизи нуля обладает гораздо меньшими флуктуациями нежели для оригинальных спектров поглощения воды. Наблюдаемые линии поглощения воды с хорошей точностью соответствуют спектрам из базы данных HITRAN, что отчётливо видно на

вставке к рисунку 5.18. Ширины измеренных линий определяются давлением, доплеровским уширением, и уширением, связанным с методами измерения. Доплеровская ширина для исследуемых линий равна $\Delta\nu_D=290$ МГц (полуширина на уровне $1/e$). Экспериментально измеренные ширины линий находятся в диапазоне от 320 до 450 МГц (полуширина на полувысоте, HWHM).

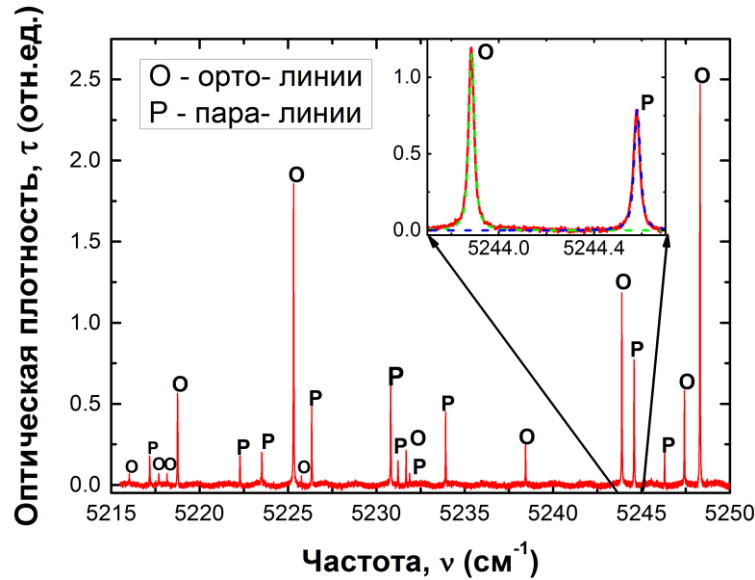


Рисунок 5.18. (а) Оптическая плотность воды (красным). Вставка: расчетные и экспериментальные оптические плотности для орто- (зеленым) и пара- линий (синим)

При обработке спектров поглощения воды было принято, что все наблюдаемые линии поглощения имеют профиль Фойхта $V(\nu)$, который может быть найден следующим образом:

$$\tau_i(\nu) = n \cdot \tau'_i(\nu_i) \cdot V(\nu - \nu_i),$$

$$V(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} L(\nu - \nu_1) \cdot D(\nu_1) d\nu_1.$$

Здесь ν_i — центральная частота i -й линии поглощения, n — общая плотность молекул воды в ячейке, $\tau'_i(\nu_i)$ — оптическая плотность в центре i -й линии поглощения. Значения $\tau'_i(\nu_i)$ взяты из базы данных HITRAN. Профиль Фойхта в уравнении представляет собой свёртку лоренцевского $L(\nu)$ и доплеровского $D(\nu)$ профилей. Лоренцевская ширина для каждой линии

поглощения также заимствована из базы данных HITRAN для водяного пара при давлении 23 мбар.

Оптические плотности линий позволяют рассчитать теоретические спектры для последующего сравнения с экспериментальными данными. Для определения плотностей орто- и пара-изомеров воды в кювете необходимо разделить спектр поглощения на орто- и пара-составляющие:

$$\tau_{\text{theor}}(\nu) = n_1 \sum_{i \in \text{ortho}} \tau'_i(\nu_i) V(\nu - \nu_i) + n_2 \sum_{i \in \text{para}} \tau'_i(\nu_i) V(\nu - \nu_i),$$

где n_1 и n_2 — подгоночные параметры, определяемые в процессе аппроксимации теоретического спектра $\tau_{\text{theor}}(\nu)$ к экспериментальному $\tau(\nu)$.

Выбор орто- и пара-линий поглощения из базы данных HITRAN не представляет затруднений. Орто-вода характеризуется линиями с нечётными значениями суммы ($K_a + K_c$) в основном электронном и колебательном состояниях, тогда как пара-вода — с чётными значениями. Здесь K_a и K_c — вращательные квантовые числа в основном колебательном состоянии молекулы H_2O .

Параметры $\tau'_i(\nu_i)$, используемые для построения теоретических спектров $\tau_{\text{theor}}(\nu)$, взяты из табличных данных HITRAN в предположении, что поглощающий газ находится в состоянии теплового равновесия. При тепловом равновесии концентрации спиновых изомеров воды определяются статистическими суммами орто- (Z_{ortho}) и пара- (Z_{para}) состояний. Соответственно, плотности орто- и пара-изомеров воды в кювете задаются выражениями:

$$n_{\text{ortho}} = n_1 \frac{Z_{\text{ortho}}}{Z_{\text{ortho}} + Z_{\text{para}}}, n_{\text{para}} = n_2 \frac{Z_{\text{para}}}{Z_{\text{ortho}} + Z_{\text{para}}}.$$

Отношение статистических сумм для ядерных спиновых изомеров воды при комнатной температуре с высокой точностью равно отношению вырождений ядерных спинов: $Z_{\text{ortho}}/Z_{\text{para}} = 3$ [263]. Следовательно,

$$n_{\text{ortho}} = \frac{3}{4}n_1, n_{\text{para}} = \frac{1}{4}n_2, \frac{n_{\text{ortho}}}{n_{\text{para}}} = 3 \frac{n_1}{n_2}.$$

Именно эти соотношения позволяют определить орто-пара-отношение (ОПО) воды на основе экспериментальных значений плотностей n_1 и n_2 . Результаты серии измерений ОПО воды представлены на рисунке 5.19. Все значения получены при одинаковых физических условиях с временным интервалом между измерениями 1 минута. Измеренное значение ОПО составило $3,06 \pm 0,02$. Стабильность работы спектрометра во времени можно оценить по разбросу измеренных значений ОПО воды, полученных при одинаковых условиях; этот разброс не превышает $2 \times 10^{-3} \text{ мин}^{-1}$.

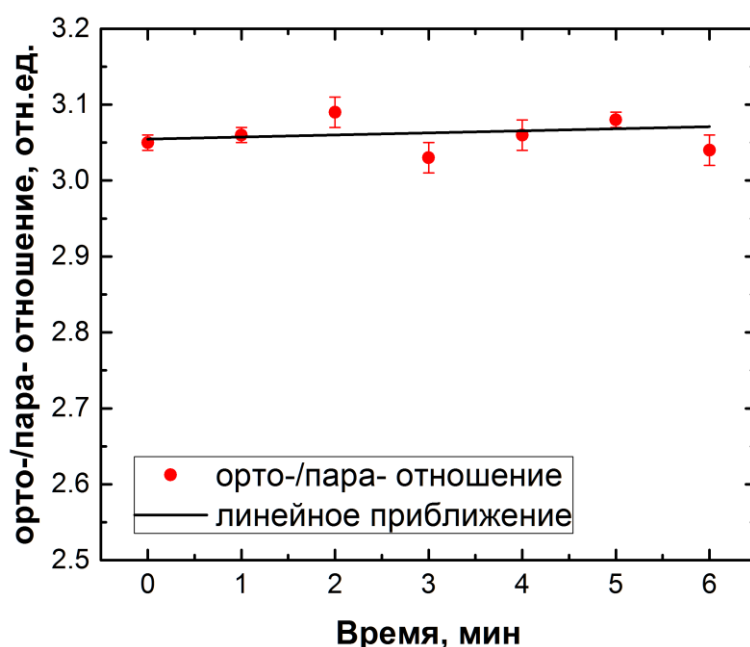


Рисунок 5.19. ОПО для серии измерений.

Измеренное значение орто-пара-отношения (ОПО) спиновых изомеров воды оказалось приблизительно на 2% выше теоретического значения, равного 3 и определяемого соотношением статистических весов орто- и параядерных состояний молекулы H_2O . Стоит отметить, что в работе [265] с использованием терагерцового спектрометра было получено значение ОПО, равное $3,03 \pm 0,03$, что также несколько превышает теоретическое значение 3. Для проверки возможного вклада поглощения водяными кластерами в

измеряемую оптическую плотность был проведён дополнительный анализ [267]. Однако этот вклад оказался слишком мал, чтобы объяснить наблюдаемое отклонение ОПО от теоретического предсказания. Таким образом, обнаруженная аномалия требует дальнейших исследований.

5.4.2.4. Заключение

На основе тулиевого ССЧ-лазера разработан спектрометр, применённый для измерения орто/пара-отношения (ОПО) воды по линиям поглощения в колебательной полосе $\nu_2 + \nu_3$ вблизи 1,91 мкм. Частоты зарегистрированных линий поглощения воды хорошо согласуются с данными базы HITRAN. Измеренное значение ОПО составило $3,06 \pm 0,02$.

К преимуществам созданного спектрометра следует отнести широкий диапазон сканирования (около 35 см^{-1}), высокое спектральное разрешение (порядка 10^{-5} см^{-1}) и высокую скорость измерений (до одного измерения в секунду). Кроме того, спектрометр демонстрирует высокую временную стабильность измерения ОПО, которая составляет $\leq 2 \cdot 10^{-3} \text{ мин}^{-1}$. Данная характеристика важна для использования спектрометра в экспериментах по обогащению и конверсии изомеров воды.

Разработанный спектрометр обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами детектирования ОПО воды [264–266]. Во-первых, относительно большой диапазон сканирования позволяет задействовать множество орто- и пара-линий поглощения воды, что повышает точность измерений. Во-вторых, спектрометр обеспечивает высокую скорость измерений — до одного измерения в секунду. Диапазон сканирования может варьироваться для включения или исключения тех или иных линий поглощения. Ещё одно преимущество связано с особенностями тулиевого ССЧ-лазера: он формирует выходной пучок высокого качества, а частотная перестройка происходит за счёт физических процессов внутри самого лазера, благодаря чему отпадает необходимость в дополнительных спектрально-селективных оптических элементах.

5.5. Анализатор лазерных спектров

В предыдущих разделах спектральный анализ применялся к оптическим элементам и газовым средам. Однако он также необходим и для самих источников излучения. Оптический спектр — одна из важнейших характеристик лазерного излучения. К настоящему времени предложено и разработано множество методов спектральных измерений.

Наиболее распространённым спектральным инструментом является анализатор оптического спектра на основе дифракционной решётки со спектральным разрешением порядка 1 ГГц [187]. Спектральный диапазон измерения такого прибора может достигать нескольких сотен терагерц. Более высокое разрешение обеспечивает гетеродинный метод [268], в котором оптический спектральный анализ сводится к радиочастотному путём анализа биений между исследуемым и пробным излучением. Спектральное разрешение при этом определяется свойствами пробного излучения и может быть улучшено до уровня килогерц. Однако в классической гетеродинной технике спектральный диапазон ограничен полосой пропускания фотоприёмников, не превышающей нескольких десятков гигагерц. Для сверхширокополосных оптических систем применяют перестраиваемый одночастотный источник пробного излучения, что позволяет расширить диапазон измерений до нескольких десятков терагерц. Более того, специальные модификации гетеродинного метода дают возможность анализировать спектральную эволюцию в наносекундном масштабе времени [118].

Анализатор спектров высокого разрешения на основе вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ) был предложен и продемонстрирован более десяти лет назад [269, 270]. В таком анализаторе узкополосная волна накачки и исследуемый сигнал распространяются встречно вдоль оптического волокна. Сигнал усиливается за счёт ВРМБ-процесса в относительно узкой полосе, когда разность частот между накачкой

и сигналом соответствует бриллюэновскому сдвигу волокна. Спектр исследуемого сигнала восстанавливается по зависимости усиления от частоты накачки. Полоса ВРМБ-усиления (порядка нескольких десятков мегагерц) определяет спектральное разрешение метода. Для повышения разрешения до десятков килогерц применяются специальные приёмы [271]. Спектральный диапазон измерений в ВРМБ-анализаторе ограничен диапазоном перестройки лазера накачки и достигает ~ 10 ТГц.

Узкополосный лазер с широким диапазоном перестройки является ключевым элементом как гетеродинных анализаторов, так и анализаторов на основе ВРМБ-процесса. Такие источники достаточно сложны и, как следствие, дороги. Альтернативой может служить волоконный ССЧ-лазер.

Настоящий раздел посвящён первой экспериментальной демонстрации полностью волоконного анализатора лазерных спектров высокого разрешения, работающего на основе ВРМБ-усиления. Ключевым элементом предложенного анализатора является лазер ССЧ, не содержащий элементов перестройки частоты. Анализатор был апробирован для измерения спектров как широкополосных, так и одночастотных лазеров.

5.5.1. Описание эксперимента

Схема анализатора на основе ВРМБ состоит из ССЧ-лазера и ВРМБ-усилителя (рисунок 5.20). Схема иттербиевого ССЧ-лазера аналогична схеме, описанной в главе 2. При рабочей мощности накачки 2 Вт лазер генерирует в режиме одночастотного ССЧ с диапазоном сканирования длин волн 1050–1070 нм со скоростью ~ 1 нм/сек. Частота лазера изменяется между импульсами на одну величину ОСД резонатора 5.7 МГц. Следует отметить, что мгновенная ширина линии лазера (около 1 МГц) значительно уже ширины полосы профиля усиления ВРМБ, что обеспечивает эффективность этого процесса. Средняя и пиковая мощности, измеренные на выходе лазера, составляют ~ 100 и ~ 400 мВт соответственно.

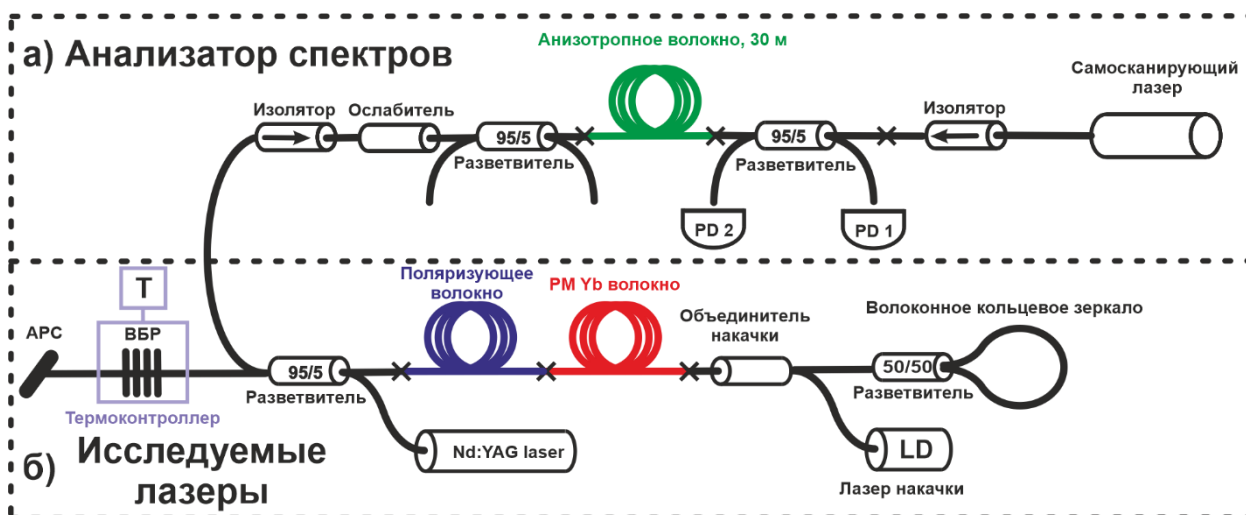


Рисунок 5.20. Схемы (а) анализатора спектров на основе ССЧ-лазера и (б) исследуемых лазеров.

Схема ВРМБ-усилителя состоит из двух разветвителей 95/5 и анизотропного волокна (Nufern, PM980XP, бриллюэновский сдвиг частоты около 15.9 ГГц на длине волны 1.06 мкм) длиной 30 метров (рисунок 5.20а). Настраиваемый ослабитель используется для управления уровнем мощности анализируемого источника излучения. Первый входной конец используется для ССЧ-лазера (далее, будем называть его накачкой ВРМБ-усилителя), а второй — для анализируемых источников. Лазер накачки и анализируемый лазер линейно поляризованы вдоль медленной оси анизотропного волокна, чтобы максимизировать ВРМБ-усиление. Сигнал лазера накачки и усиленное излучение детектируются двумя быстрыми детекторами с полосой пропускания 5 ГГц (Thorlabs, DET08CFC/M), а затем оцифровываются осциллографом (LeCroy, WavePro 725Zi-A).

В качестве анализируемых источников использовалось два типа лазеров. Первый лазер представляет собой самодельный волоконный иттербиевый лазер с линейной поляризацией (рисунок 5.20б). В качестве усиливающей среды в резонаторе лазера используется иттербиевое волокно (Nufern PM-YDF-5/130) длиной 9 метров. Накачка волокна осуществляется через объединитель накачки многомодовым лазерным диодом с мощностью накачки до 18 Вт. Резонатор лазера образован ВКЗ и малоотражающей выходной ВБР

с коэффициентом отражения $\sim 27\%$, на центральной длине волны 1064 нм с шириной полосы отражения на полувысоте 70 пм. ВБР помещается в термостат для управления длиной волны отражения. Поляризующее волокно длиной 2 метра (NB-1060-Z 7/125) используется для поляризационной селекции. Вторым анализируемым источником представляет собой коммерчески доступный одночастотный Nd:YAG-лазер с линейной поляризацией и волоконным выходом (Mephisto, InnoLight) с центральной длиной волны 1064 нм и шириной линии ~ 1 кГц. Второй лазер используется для измерения аппаратной функции реализованного анализатора.

Теперь рассмотрим принцип получения спектров с помощью спектроанализатора на основе процесса ВРМБ. Пусть непрерывное узкополосное излучение накачки мощностью I_p и длиной волны λ_p вводится в пассивное волокно общей длиной L в точке $z = 0$. Сигнал от исследуемого лазера начальной мощностью $I_s(\lambda)$ подаётся с противоположного конца волокна ($z = L$). В волокне происходит усиление сигнала на стоксовой длине волны $\lambda_B = \lambda_p + \delta\lambda_B$ в пределах полосы ВРМБ-усиления. Для упрощения исходный анализируемый сигнал можно разделить на две спектральные компоненты — резонансную и нерезонансную:

$$I_s(L, \lambda) = I_s(L, \lambda_B) + I_s(L, \lambda \neq \lambda_B).$$

Следует отметить, что нерезонансная компонента может быть сравнима с резонансной в случае, когда ширина исходного спектра соизмерима с шириной полосы бриллюэновского усиления. Если пренебречь потерями на распространение вследствие малой длины волокна, то входная ($z = L$) и выходная ($z = 0$) резонансные части сигнала связаны соотношением [272]:

$$I_s(L) = I_p(0) b_0 \frac{1 - b_0}{G(L) - b_0},$$

где

$$G(L) = \exp[(1 - b_0)g_0L], g_0 = g_B I_p,$$

а $b_0 = I_s(0)/I_p(0)$ является мерой эффективности ВРМБ-процесса и показывает, какая доля входной мощности накачки $I_p(0)$ преобразуется в

мощность стоксовой волны $I_s(0)$; g_0 — усиление слабого сигнала при ВРМБ, g_B — пиковое значение коэффициента ВРМБ-усиления.

Связь между входным и выходным резонансными сигналами существенно упрощается в случае низкой эффективности ВРМБ ($b_0 \ll 1$):

$$I_s(0) = I_s(L) \exp[g_B I_p L].$$

Тогда измеренный выходной сигнал можно представить в виде линейной комбинации резонансной и нерезонансной составляющих:

$$I_s(0, \lambda) = I_s(0, \lambda_B) + I_s(0, \lambda \neq \lambda_B) = I_s(L, \lambda_B) \exp[g_B I_p L] + I_s(L, \lambda \neq \lambda_B).$$

Неусиленные спектральные компоненты, находящиеся за пределами окна ВРМБ-усиления, распространяются вместе с усиленными и тем самым ухудшают динамический диапазон измерений. Это обстоятельство усложняет регистрацию слабой спектральной составляющей при наличии интенсивной соседней компоненты на близкой частоте. Неусиленный сигнал может быть либо подавлен, либо учтён при последующей обработке. Одним из способов его подавления является метод поляризационного затягивания (англ. *polarization pulling*) [271]. Данный метод основан на том, что состояние поляризации усиленного сигнала в стандартных слабодвулучепреломляющих волокнах при определённых условиях отличается от состояния поляризации неусиленного сигнала. Для его реализации необходим выходной поляризатор и точная настройка состояний поляризации волн накачки и сигнала.

В настоящей работе предлагается учитывать неусиленный сигнал на этапе обработки данных. Для этого дополнительно измеряется сигнал при выключенной накачке ($I_p = 0$):

$$\tilde{I}_s(0, \lambda) = I_s(L, \lambda_B) + I_s(L, \lambda \neq \lambda_B).$$

Тогда разность двух измерений

$$I_s(0, \lambda) - \tilde{I}_s(0, \lambda) = I_s(L, \lambda_p) (\exp[g_B I_p L] - 1)$$

оказывается пропорциональной мощности сигнальной волны на резонансной длине волны λ_B . Таким образом, перестраивая длину волны накачки и измеряя прирост мощности прошедшего сигнала, можно восстановить спектральный

состав исследуемого излучения. Следует, однако, отметить, что при высокой эффективности ВРМБ-процесса ($b_0 \sim 1$) восстановление спектра сигнала значительно усложняется.

5.5.2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На первом этапе сигналы измерялись с помощью быстрых фотодетекторов, имеющих полосу пропускания около 5 ГГц, при стандартном нагрузочном сопротивлении 50 Ом (рисунки 5.21а–в). Выходные сигналы оказались достаточно зашумлёнными из-за флуктуаций пиковой мощности лазера накачки и первого исследуемого лазера (рисунок 5.21б). Поскольку полоса пропускания усиления ВРМБ составляет около 20 МГц, а ОСД первого исследуемого лазера (длина резонатора около 20 м) равна примерно 5 МГц, каждый импульс накачки усиливает одновременно несколько продольных мод исследуемого лазера. Более того, динамика мод может быть весьма сложной (см., например, [273]). В результате усиленный сигнал представляет собой совокупность множества узкополосных пиков, возникающих вследствие интерференции продольных мод со случайными фазами (рисунок 5.21в).

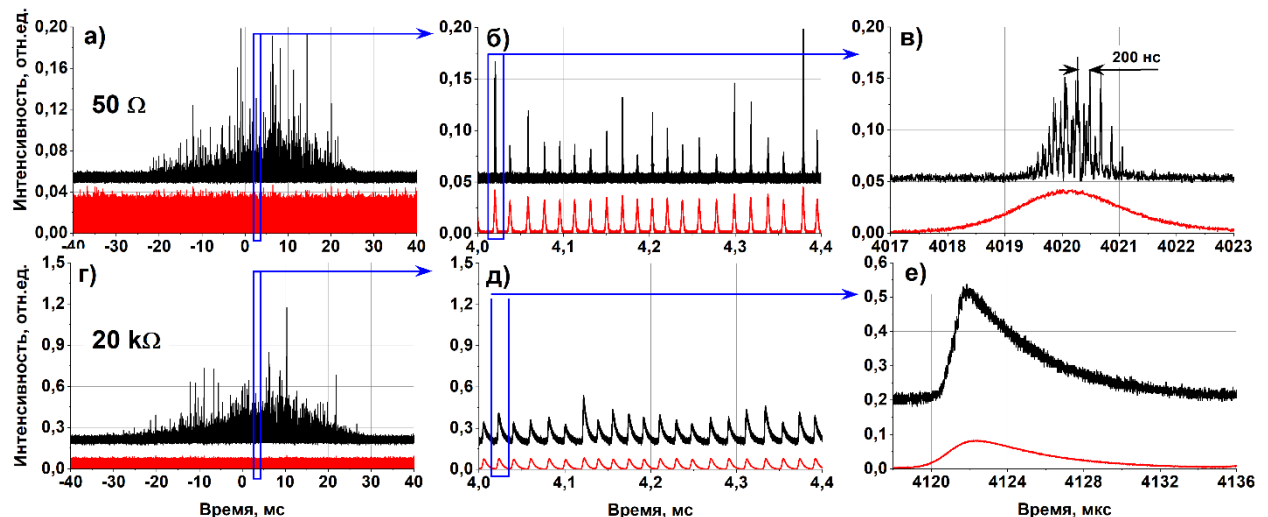


Рисунок 5.21. Сигналы исследуемого лазера (чёрный) и накачки (красный) при сопротивлении нагрузки 50 Ом (а–в) и 20 кОм (г–е) в разных масштабах времени.

Из-за небольшого числа взаимодействующих мод, попадающих в окно ВРМБ-усиления, на рисунке 5.21в можно наблюдать регулярную структуру с

периодом около 200 нс, что соответствует времени двойного прохода резонатора исследуемого лазера. Усиленный сигнал содержит важную информацию о модовой динамике такого лазера. Однако в этой задаче требуются усреднённые спектры. Для сглаживания этих флуктуаций полоса пропускания детектора была уменьшена путём добавления дополнительного нагрузочного резистора. Время спада детектора было ограничено приблизительно до 5 мкс. Следует отметить, что это время не должно превышать период повторения импульсов накачки от ССЧ-лазера, который составляет около 8–20 мкс.

Сигналы, измеренные при оптимальном сопротивлении нагрузки около 20 кОм (что соответствует полосе пропускания детектора около 10 МГц), представлены на рисунках 5.21г–е. В этом случае, с одной стороны, уровень шумов сигнала оказывается ниже по сравнению со случаем сопротивления 50 Ом. С другой стороны, сигнал между импульсами накачки все еще падает до нуля (рисунок 5.21д), что позволяет измерить уровень неусиленного сигнала в отсутствие накачки.

Как было отмечено выше, для исследуемого излучения необходимо поддерживать эффективность ВРМБ-усиления на низком уровне. В ходе экспериментов мощность перестраиваемого лазера накачки фиксировалась, а мощность исследуемого лазера варьировалась. При достаточно высоком уровне мощности сигнального лазера наблюдался эффект истощения накачки. Предварительные эксперименты также показали, что при мощности накачки около 100 мВт наблюдается линейный рост выходной мощности по отношению к входной мощности сигнала, когда уровень мощности исследуемого лазера не превышает 0,5 мВт. Следует также отметить, что это значение зависит от пиковой мощности накачки и длины волокна.

После выбора полосы пропускания детектора и подходящего уровня мощности сигнального лазера были одновременно измерены спектры двух лазерных источников: широкополосного иттербиевого волоконного лазера и одночастотного Nd:YAG лазера. Для исключения вклада неусиленного

излучения в полезный сигнал была применена следующая процедура. Одновременно регистрировались временные зависимости мощности лазера накачки и усиливаемого излучения. По первой зависимости определялись моменты времени, соответствующие максимальному (накачка включена) и минимальному (накачка выключена) уровням мощности накачки. Используя эти временные метки, для второй зависимости находили прирост мощности сигнала, вычитая уровень сигнала при включённой накачке из уровня сигнала при выключенной накачке.

Следует отметить, что каждая точка в полученных данных соответствует одночастотному излучению накачки, а изменение частоты между соседними точками равно ОСД резонатора лазера, составляющей около 5,67 МГц. Положение пика одночастотного Nd:YAG лазера принималось за нулевую отстройку частоты. Для уменьшения шума в спектре иттербиевого волоконного лазера применялось дополнительное усреднение по пяти измерениям. В завершение спектр нормировался на полную мощность выходного сигнала.

Типичный спектр двух лазеров, измеренный с помощью реализованного анализатора на основе ВРМБ, представлен на рисунке 5.22 красными линиями. Для сравнения спектр был измерен с помощью оптического спектроанализатора (Yokogawa AQ6370) при максимальном спектральном разрешении около 2 ГГц (толстая чёрная линия на рисунке 5.22). Из рисунка 5.22 видно, что спектры качественно согласуются друг с другом. Большая часть мощности сосредоточена в пределах относительно широкой линии иттербиевого исследуемого лазера. Оба типа анализаторов демонстрируют схожую форму спектральной линии, однако форма линии, измеренная с помощью ВРМБ-анализатора, является более симметричной из-за более узкой аппаратной функции последнего.

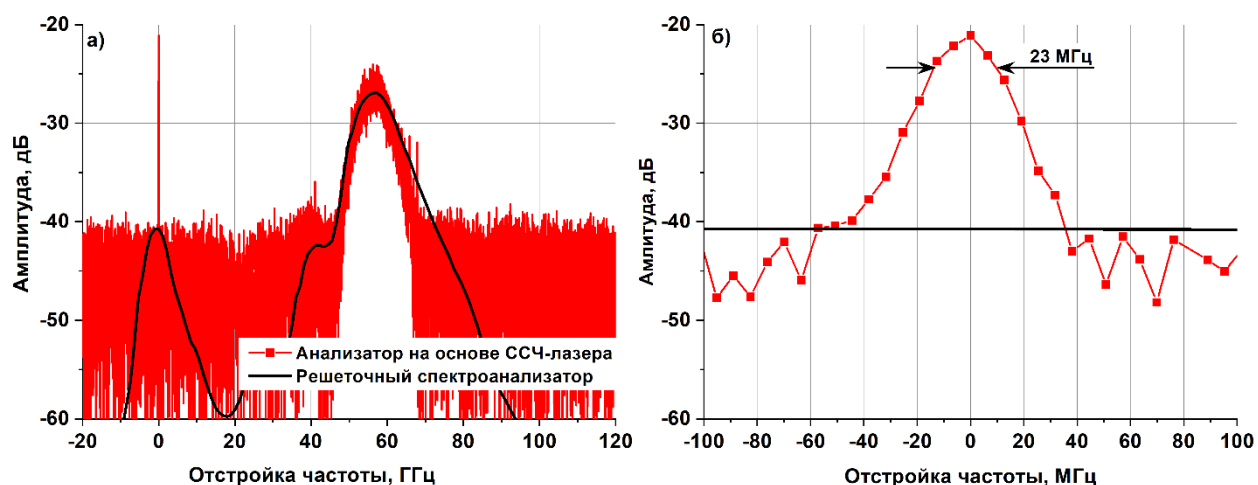


Рисунок 5.22. Спектры излучения одночастотного и широкополосного лазеров, зарегистрированные с помощью анализатора на основе ССЧ-лазера (красная линия с точками) и решёточного спектроанализатора (сплошная черная линия) в (а) широком и (б) узком спектральном диапазоне.

Nd:YAG лазер, генерирующий вблизи нулевой отстройки, имеет спектральную ширину линии около 1 кГц. Оба типа анализаторов в данном случае отображают свою собственную аппаратную функцию. Интеграл от аппаратной функции соответствует мощности, генерируемой Nd:YAG лазером. Следовательно, отношение амплитуд пиков (около 20 дБ) обратно пропорционально отношению ширин аппаратных функций анализаторов. Этот вывод согласуется с измеренным значением спектральной ширины линии ВРМБ-усилителя, которое составило 23 ± 1 МГц (рисунок 5.22б)

Уровень шума ВРМБ-анализатора оказался выше, чем у решеточного анализатора. Отношение сигнал/шум для реализованного анализатора с ССЧ-лазером оценивается в 20 дБ. Дополнительное усреднение по соседним спектральным точкам и/или применение любых методов сглаживания позволяют снизить уровень шума, однако это приводит к ухудшению спектрального разрешения.

5.5.3. Заключение

В данном разделе продемонстрирована полностью волоконная схема измерения оптического спектра, основанная на процессе ВРМБ и ССЧ-лазере.

Разрешение предложенного анализатора составляет 23 ± 1 МГц, и оно может быть улучшено путём выбора другого типа оптического волокна с меньшей шириной полосы бриллюэновского усиления. Диапазон измерений продемонстрированного анализатора является достаточно широким (~ 5 ТГц) и может быть расширен как минимум до 7,5 ТГц [180].

Поскольку общая длина волокна в спектроанализаторе составляла около 30 метров, коэффициент усиления был невысоким, и, как следствие, отношение сигнал/шум также оказалось довольно низким (~ 20 дБ). Кроме того, использовались стандартные фотодетекторы с достаточно высоким собственным уровнем шума. Обычно в подобных схемах на основе ВРМБ применяются одномодовые волокна длиной в несколько километров, благодаря чему динамический диапазон таких анализаторов может достигать 60 дБ. Следовательно, для увеличения динамического диапазона предложенной схемы необходима оптимизация длины волокна, а также схемы детектирования.

Линейно-поляризованное излучение накачки и полностью анизотропная схема устраняют необходимость в использовании контроллеров поляризации для согласования поляризационных состояний взаимодействующих волн. Продemonстрированный анализатор на основе ВРМБ работает в спектральном диапазоне 1 мкм, который определяется спектральным диапазоном ССЧ-лазера. Аналогичный анализатор оптического спектра может быть создан и для других спектральных диапазонов с использованием ССЧ-лазеров других типов, например висмутового, тулиевого или гольмиевого волоконных лазеров, рассмотренных в предыдущих главах.

5.6. Оптическая рефлектометрия частотной области

Оптическая рефлектометрия является ключевой технологией для распределенных измерений различных физических параметров (например, температуры или механических деформаций) [14]. Чаще всего, принцип работы распределенных волоконных систем основан на методах импульсной

оптической рефлектометрии временной области (optical time domain reflectometry (OTDR) в англоязычной литературе), для которой в измеряемую линию вводится короткий лазерный импульс излучения. Величина временной задержки между моментом ввода импульса и временем прихода отклика (оптического “эха”) на него пропорциональна координате вдоль волокна, в которой произошел акт рассеяния/отражения. Результатом таких измерений является рефлектограмма – зависимость параметра рассеяния/отражения от временной задержки (или координаты). Пространственное разрешение в этом случае определяется длительностью зондирующего импульса и, как правило, составляет порядка 1 метра. Уменьшение длительности импульса негативным образом сказывается на регистрируемом сигнале. По этой причине разрабатываются различные методы улучшения пространственного разрешения, позволяющие сохранить отношение сигнал-шум: детектирование с помощью счетчиков единичных фотонов [274], кодирование зондирующего сигнала [275], деконволюция сигнала рассеяния [276]. Принципиально другим подходом в задаче распределённых измерений, позволяющим получить субмиллиметровое пространственное разрешение является когерентная оптическая частотная рефлектометрия (optical frequency domain reflectometry, OFDR) в англоязычной литературе) [277]. Принцип работы OFDR основан на анализе сигнала интерференции между исходным сигналом и рассеянным в волоконной линии при частотном сканировании зондирующего излучения перестраиваемого лазера. Полученный при сканировании частоты интерференционный сигнал содержит информацию о величине и точном положении отражающих событий в волоконной сенсорной линии, которая далее может быть извлечена с помощью Фурье-анализа. В этом случае пространственная координата отражателей, расположенных вдоль исследуемой линии, пропорциональна частотной координате максимумов Фурье-спектра от измеренного в процессе перестройки оптической частоты интерференционного сигнала. Метод OFDR является оптимальным при

решении задач, требующих сочетания высокой скорости, чувствительности и разрешения при анализе коротких и промежуточных длин линий передачи.

В схеме OFDR излучение перестраиваемого источника поступает в интерферометр, содержащий исследуемую волоконную линию. На выходе интерферометра наблюдается сигнал интерференции между сигналами отражения/рассеяния в линии и опорным сигналом интерферометра. Период модуляции сигнала определяется удаленностью отражателя от источника, а глубина модуляции определяется величиной отражения. Таким образом, OFDR предоставляет объединенную информацию о пространственных и спектральных характеристиках тестируемых линий.

Ключевым элементом OFDR является перестраиваемый по частоте зондирующий лазер, который должен иметь относительно большую длину когерентности по сравнению с дистанцией измерения. Пространственное разрешение

$$\delta l = \frac{c}{2n\Delta\nu}$$

определяется диапазоном перестройки $\Delta\nu$ источника зондирующего излучения [15, 277], где n — ПП волокна, c — скорость света. Максимальная длина измерительной линии [277][15]

$$L_{max} = \frac{c}{4n\delta\nu}$$

ограничена частотой дискретизации $\delta\nu$ частоты перестраиваемого источника. Это связано с проявлением эффекта стробирования, когда шаг оцифровки становится больше частоты модуляции оцифровываемого сигнала, растущей с увеличением разности плеч интерферометра.

Метод OFDR оптимален для решения задач, требующих сочетания высокой чувствительности и разрешения при анализе коротких и промежуточных тестовых линий. Метод OFDR требует высококогерентного лазерного источника, оптическая частота которого перестраивается во времени линейным образом. Как правило, для корректировки перестройки частоты с целью достижения ее линейности используют внешний

интерферометр [15]. Пространственное разрешение в этом случае обратно пропорционально диапазону перестройки зондирующего лазера и может достигать уровня десятков микрон [15].

Ранее в [131] в качестве источника зондирующего излучения для схемы OFDR было предложено использовать ССЧ-лазер. Важной особенностью лазера является то, что перестройка оптической частоты происходит только за счет формирования непосредственно в процессе генерации лазера динамических фильтров на основе решеток инверсной населенности без применения каких-либо внешних фильтров. В таких лазерах оптическая частота изменяется ступенчатым образом от импульса к импульсу на фиксированную величину, определяемую длиной резонатора. Таким образом, линейность перестройки в ССЧ-лазерах достигается априори и не требует корректировки с помощью внешнего интерферометра. Позднее в [132] на примере массива из 28 ВБР была продемонстрирована возможность применения разработанного устройства для квази-распределенного измерения температуры. В этом случае каждая ВБР выступала точечным датчиком температуры. В [132] также отмечалось, что применение подобных искусственных структур ПП в виде ВБР было обусловлено необходимостью превышения уровня обратного сигнала над уровнем шумов в системе измерений (~ -85 дБ/мм). Однако известно, что в OFDR схемах уровни измеряемых сигналов отражения могут быть существенно меньше [278]. В частности, замороженные в волокно неоднородности ПП (приводящие к величине обратного рэлеевского рассеяния на уровне ~ -105 дБ/мм) могут быть использованы для задач распределенных измерений наравне с широко распространёнными ВБР.

5.6.1. Распределенные измерения температуры в волокне

Целью настоящей работы является демонстрация OFDR на основе ССЧ-лазера для задачи распределенных измерений в обычном одномодовом волокне без использования волоконных ВБР. В частности, для достижения

этой цели решалась задача увеличения чувствительности OFDR до уровня, позволяющего проводить измерения обратного рэлеевского рассеяния в обычном одномодовом волокне.

5.6.1.1. Описание эксперимента

Схема OFDR представлена на рисунке 5.23. Ключевым элементом схемы является волоконный иттербиевый ССЧ-лазер, аналогичный представленному в главе 2. При мощности накачки 2 Вт лазер работает в режиме ССЧ в области 1060–1080 нм со скоростью порядка 1 нм/сек. Динамика интенсивности лазера состоит из периодических микросекундных одночастотных импульсов со спектральной шириной не более ~1 МГц. Частота излучения лазера изменяется между импульсами на величину одной ОСД резонатора и составляет ~5.7 МГц.

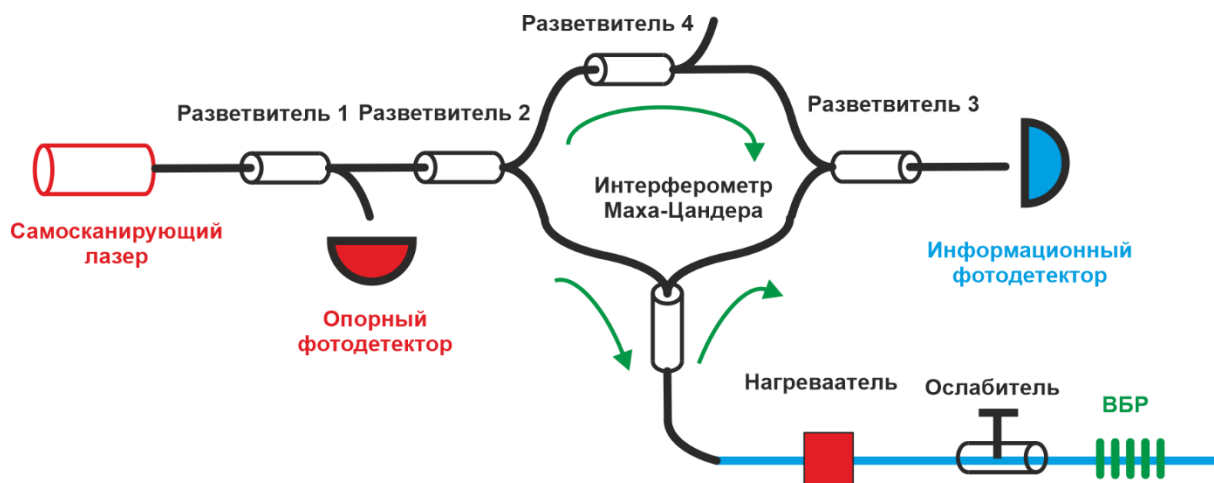


Рисунок 5.23. Схема измерительной системы, состоящей из ССЧ-лазера и ИМЦ в одно, из плеч которого вставлена ТВЛ.

Далее 10% лазерного излучения идет через разветвитель 10/90 на фотодетектор для формирования опорного канала, а основная часть проходит через ИМЦ, одно из плеч которого содержит тестируемую волоконную линию (ТВЛ). Интерферометр образован тремя волоконными разветвителями, формирующими опорное и измерительное плечи. Разветвитель №1 делит лазерное излучение между измерительным и опорным плечами соответственно. При этом в измерительное плечо идет большая часть оптической мощности. Разветвитель №2 использовался для ввода

зондирующего излучения в ТВЛ и вывода отраженного (а также рассеянного на неоднородностях) сигнала обратно. Разветвитель №3 служил для смешивания опорного сигнала и сигнала, отраженного в ТВЛ. В опорный канал был добавлен дополнительный отрезок пассивного волокна длиной 2.6 метра, для компенсации разницы длин оптических плеч на входе в ТВЛ. Также был добавлен разветвитель №4, для дополнительного уменьшения мощности в опорном плече с целью уменьшения разности уровней мощности между опорными и отраженным сигналами. Оптимизация ИМЦ с целью увеличения чувствительности схемы к малым рассеянными сигналам описана в [279]. Как результат оптимизации чувствительность системы улучшилась до уровня ~ -120 дБ/мм, что позволяет измерять сигнал рэлеевского рассеяния. В проводимых экспериментах ТВЛ состояла из следующих последовательно расположенных элементов: отрезка пассивного волокна длиной ~ 1.5 м, переменного ослабителя с волоконными входом и выходом, ВБР с центральной длиной волны отражения 1063 нм и FC/APC пигтейла, установленного для подавления френелевского отражения.

Опорный сигнал лазера и сигнал, прошедший через ИМЦ, регистрировались двумя быстрыми фотодетекторами с полосой пропускания 1 ГГц (Thorlabs, DET01CFC) и оцифровывались осциллографом в течение 15 секунд. При скорости сканирования ~ 1 нм/сек спектральный диапазон составляет 15 нм или ~ 4 ТГц. Для канала с ТВЛ параллельно к осциллографу подключалось дополнительное переменное сопротивление. Величина дополнительного сопротивления выбиралась таким образом, чтобы сигналы с фотодетекторов в опорном канале и с выхода ИМЦ имели близкие амплитуды при полностью закрытом ослабителе. Для полученных данных проводилась поимпульсная нормировка сигналов. Как уже отмечалось выше для ССЧ-лазера один импульс во временной области соответствует определенной оптической частоте. Далее рассчитывалась рефлектограмма для ТВЛ как амплитуда быстрого преобразования Фурье (БПФ), вычисленная по

зависимости сигнала с выхода ИМЦ, нормированного на значение в опорном канале, от номера импульса.

5.6.1.2. Экспериментальные результаты их обсуждения

На рисунке 5.24а представлен пример рефлектограммы для ТВЛ, включающей отрезок пассивного волокна, части которого находится при температуре нагревателя (красный участок) и комнаты (синий участок), за которым установлены переменный ослабитель и ВБР (синий участок). На рисунках 5.24б-д отдельные области рефлектограммы представлены для нагреваемого участка (красный), участка при комнатной температуре (синий), а также ослабителя (черный) и ВБР (зеленый) соответственно. Максимальная длина линии на рефлектограмме составила 8.7 метров, что определялось скачком оптической частоты при перестройке ССЧ-лазера. Можно отметить следующие особенности рефлектограммы. После ослабителя наблюдается существенное (~10 дБ) изменение уровня сигнала. Это связано с относительно большими оптическими потерями на ослабителе. Необходимость внесения этих потерь была обусловлена высоким уровнем сигнала отражения от ВБР, находящейся в конце ТВЛ. Также стоит отметить, что уровень сигнала вдоль ТВЛ после ослабителя не меняется даже после окончания линии (фиолетовая стрелка на рисунке 5.24). Следовательно, этот уровень обусловлен шумами системы. Это также означает, что уровень сигнала, наблюдаемый в ТВЛ до ослабителя, превышает уровень шумов и соответствует рассеянию Рэлея.

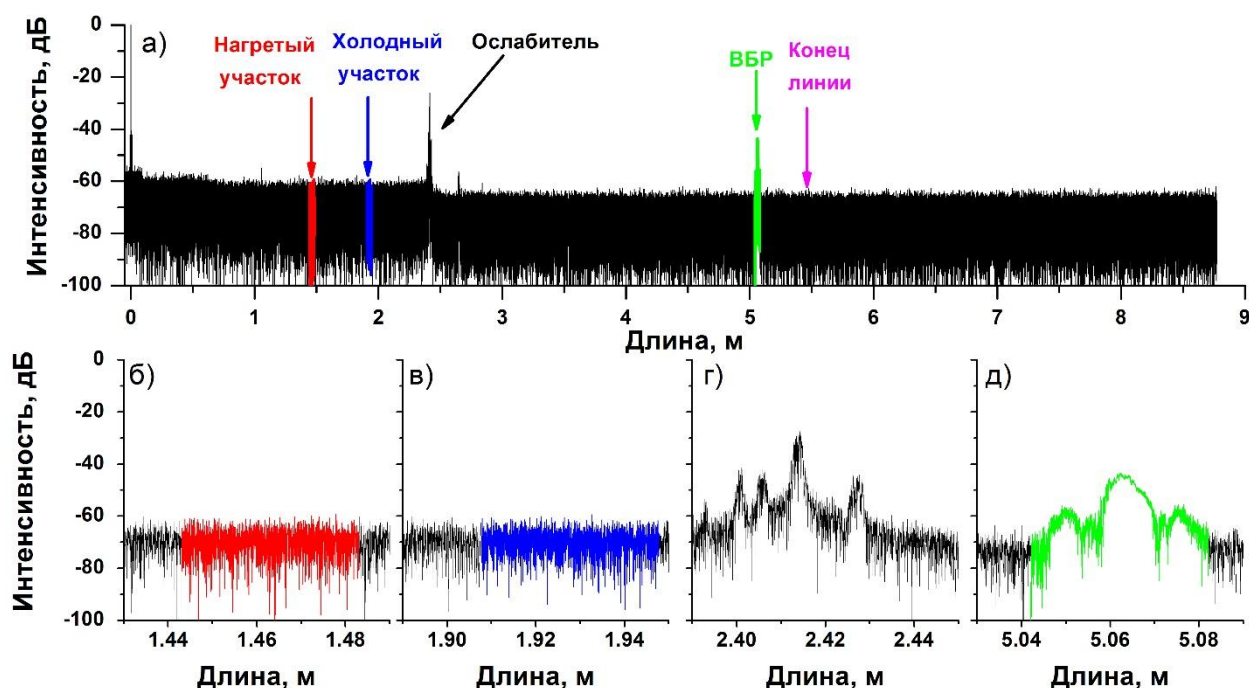


Рисунок 5.24. Пример рефлектограммы для ТВЛ, состоящей из отрезка пассивного волокна (части которого находятся при температуре нагревателя (красный участок) и комнаты (синий участок)), переменного ослабителя (черный участок) и ВБР (зеленый участок).

По аналогии с обычной ВБР спектр отражения/рассеяния куска волокна также сдвигается при изменении локальной температуры [280], что связано с термооптическим эффектом и эффектом теплового расширения. В случае с обычной ВБР смещение спектра можно просто наблюдать, анализируя длину волны, соответствующую максимуму отражения. Само отражение является следствием интерференции многих волн отраженных от штрихов ВБР. В случае пассивного волокна “штрихи” ПП являются случайными как по периоду, так и по амплитуде. Это приводит к тому, что спектр отражения становится широкополосным, а, кроме того, имеет сильно изрезанную структуру [280], для которой не характерно наличие одного явного максимума отражения. Измерение смещения для сильно изрезанного спектра, возникающее при изменении температуры, представляет более сложную задачу, чем для более плавного спектра ВБР, поэтому в этом случае удобно применить корреляционный анализ [280].

Далее, схематически приведем последовательность действий (рисунок 5.25). В корреляционном анализе сравнивают два сигнала, измеренных при комнатной температуре (красный) и в нагретом состоянии (зеленый). Изначально оба сигнала содержат информацию обо всей ТВЛ во временной/спектральной области (рисунок 5.25а). Для обоих сигналов строятся рефлектограммы ТВЛ с помощью процедуры БПФ (рисунок 5.25б). Пример полученной в эксперименте рефлектограммы представлен на рисунке 5.24. Затем, на рефлектограмме выбираются интересующие участки ТВЛ, например, в области которых осуществляется нагрев (рисунок 5.25в). К выбранным интервалам применяется обратное БПФ. При этом нужно обратить внимание, что входными данными для обратного БПФ является участок вектора комплексных значений, полученных в результате прямого БПФ (т.е. с учетом фазы сигналов). Результатом процедуры является спектр интерференционной картины, соответствующий выбранному отрезку ТВЛ (рисунок 5.25г). Такой спектр можно ассоциировать со спектром отражения/рассеяния изучаемой структуры. Пример экспериментально полученного спектра, соответствующего отрезку нагреваемого пассивного волокна представлен на рисунке 5.26. Далее производится корреляционный анализ спектров, измеренных при комнатной температуре (опорный спектр) и после нагрева (измерительный спектр). Положение пика корреляции (рисунок 5.25д), вычисленного для этих двух спектров, является мерой их относительного сдвига. Также стоит отметить, что смещение пика корреляции может быть вызвано как внешними воздействиями, так и изменением спектральной области сканирования лазера [281]. Для исключения последнего фактора положение пика корректировалось по смещению пика корреляции, рассчитанного для отрезка волокна, поддерживаемого при постоянной температуре.

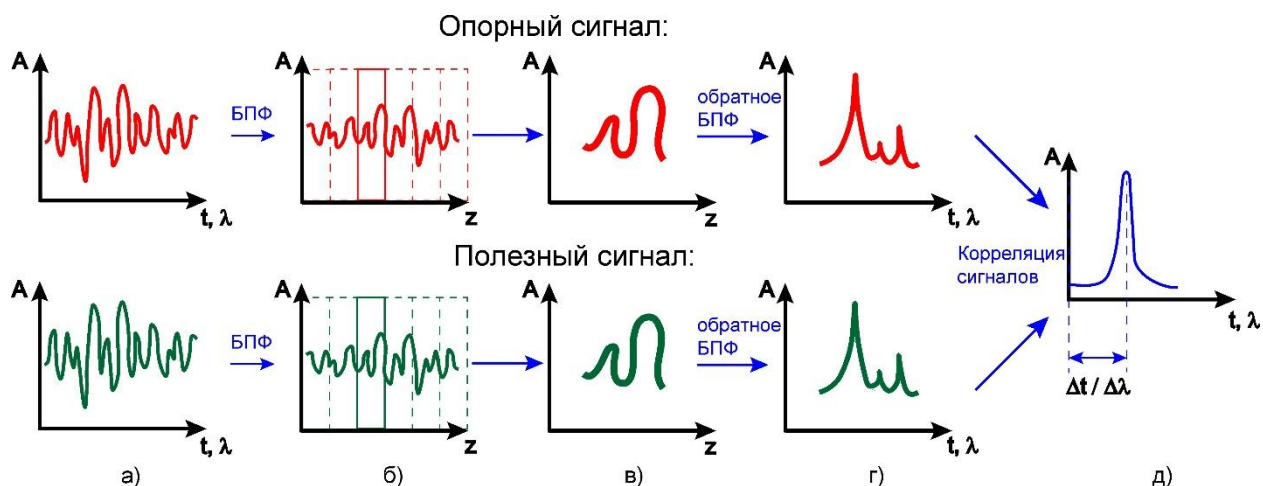


Рисунок 5.25. Схематическое изображение последовательности действий для извлечения смещения спектра рассеяния.

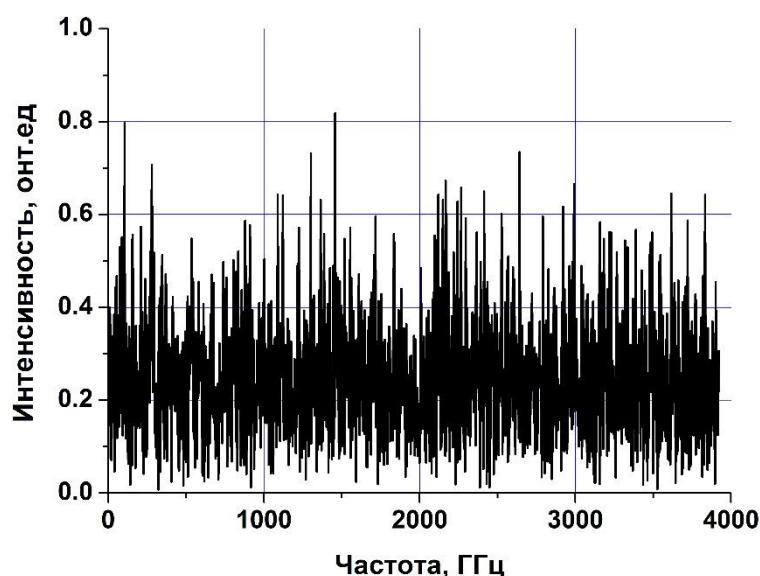


Рисунок 5.26. Пример спектра рассеяния для отрезка пассивного волокна длиной 4 см, восстановленного с помощью обратного БПФ.

Далее участок волокна длиной 4 см нагревался от комнатной температуры (27°C) до 100°C. Корреляционные функции, рассчитанные для нескольких температур, представлены на рисунке 5.27а. Можно видеть, что при нагреве происходит увеличение смещения пика корреляции относительно нулевого значения. Зависимость положения пика корреляции от температуры представлена на рисунке 5.27б, где по оси абсцисс отложена разность температур нагретого волокна по отношению к комнатной, а по оси ординат —

соответствующая величина смещения пика корреляции в ГГц. Зависимость имеет линейный вид с наклоном ~ 1.95 ГГц/°C.

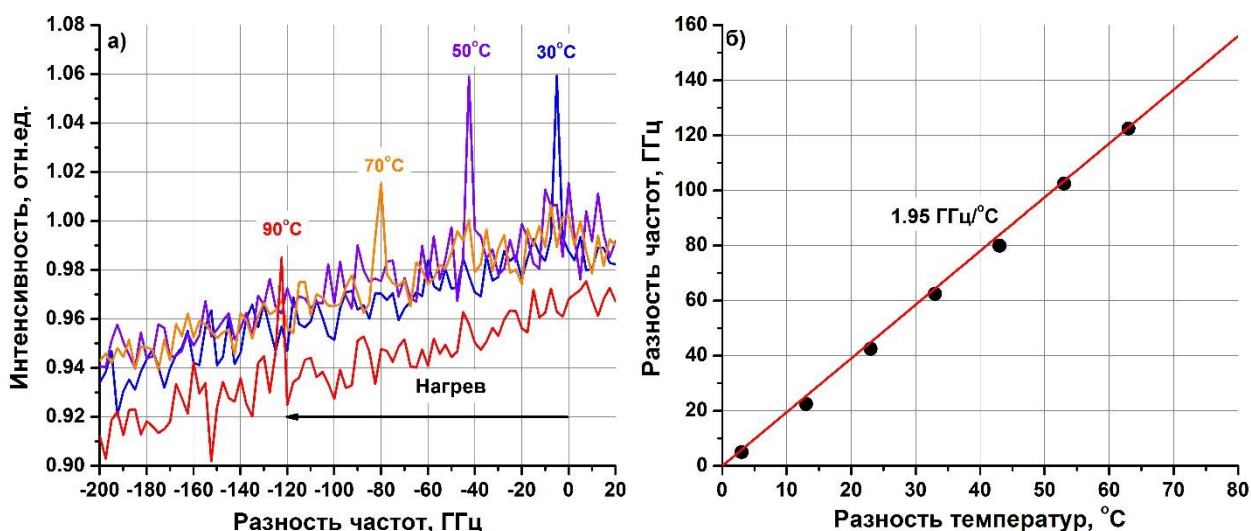


Рисунок 5.27. (а) Функции корреляции для разных температур нагретого участка волокна длиной 4 см. (б) Зависимость положения пика корреляции от температуры.

5.6.1.3. Заключение

Таким образом, в настоящем разделе продемонстрирована возможность измерения локальной (на масштабах нескольких см) температуры с помощью OFDR метода и рэлеевского рассеяния света на замороженных неоднородностях в пассивном волокне. Для этого производился корреляционный анализ локальных спектров отражения/рассеяния по аналогии с техниками, применяемыми для ВБР. Пространственное разрешение в экспериментах (~ 4 см) определялось выбираемой при обработке данных шириной пространственного окна. Стоит отметить, что ширина окна может быть уменьшена, но при этом уменьшится и точность определения положения пика в функции корреляции из-за ухудшения спектрального разрешения. В частности, это приведет к росту ошибки измерения температуры. Например, для длины нагретого участка 1.25 см спектральное разрешение составляет ~ 8 ГГц, что с учетом температурного отклика дает разрешение по температуре ~ 4 °C. Для используемого пространственного окна 4 см, температурное разрешение можно оценить как ~ 1 °C. Одновременного улучшения пространственного и спектрального разрешения

можно добиться за счет увеличения числа точек в спектре: за счет увеличения диапазона сканирования. В настоящей работе диапазон сканирования составил примерно 15 нм (~ 4 ТГц), что соответствует $\sim 7 \cdot 10^5$ точкам в спектре с шагом частотной сетки 5.7 МГц. Используемый диапазон сканирования ~ 15 нм, по порядку близок к максимально продемонстрированному 25 нм [141] для иттербиевой среды, поэтому в перспективе можно ожидать получения температурного разрешения ~ 1 °С для меньшего пространственного окна 2 см.

Кроме того, максимальная длина опрашиваемой линии, которая в настоящей работе составила ~ 9 метров, определяется дискретизацией измерений (скачком частоты при перестройки тестирующего лазера). При пространственном разрешении 4 см отрезок волокна эквивалентен измерению в 225 точках. Скачок частоты может быть уменьшен при удлинении резонатора. В главе 3 продемонстрирован скачок частоты ~ 1 МГц для висмутового лазера длиной 100 метров. Это позволит в перспективе увеличить длину тестируемой линии и с одновременным увеличением количества опрашиваемых отрезков в тестируемой линии в 6 раз.

Отметим, что для корректировки нестабильности диапазона сканирования использовались реперный отрезок волокна, находящийся при постоянной температуре. Для этих целей также можно использовать спектральные положения ВБР, как было в работе [132], или подходы по стабилизации диапазона сканирования [281]. В настоящей работе также был проверен подход с использованием эталонной ВБР, который показал аналогичные результаты. По этой причине можно заключить, что наличие ВБР в предложенной схеме является необязательным.

5.6.2 Вибро-дальнометрия

Измерения физических параметров оптическими методами играют важную роль в науке и технике [282]. Их ключевое преимущество — бесконтактность, позволяющая определять расстояния, смещения, скорость и

вибрации объектов. Наиболее прямой метод измерения расстояния (особенно для удалённых объектов) — время пролёта импульсного излучения [283]. Пространственное разрешение здесь ограничено длительностью импульса. Применение этого подхода к дистанциям менее 1 м значительно усложняет систему из-за необходимости в высокочастотных модуляторах и детекторах [284]. Например, в работе [283] использовался малошумящий сверхпроводящий однофотонный детектор для достижения сантиметрового разрешения на дистанциях около 1 км.

Альтернативой служат интерферометрические методы и их модификации, позволяющие измерять субволновые смещения объектов [284–287]. В них применяют либо источники с низкой когерентностью (требуют точного согласования плеч), либо высококогерентные широкоперестраиваемые (такой подстройки не требуется). Интерферометрические датчики на низкокогерентных источниках со сканированием опорного положения (интерферометрия белого света) успешно коммерциализованы благодаря доступности источников [287]. Второй подход с быстро перестраиваемым лазером позволяет получать поперечные изображения с высоким разрешением (например, 13,5 мкм [288]). Ещё один интерферометрический метод измерения смещения — интерферометрия со смешением мод на основе миниатюрных полупроводниковых лазеров [289, 290].

Скорость и/или вибрации объекта можно вычислить на основе измерений расстояния, если смещением за время измерений можно пренебречь. Кроме того, скорость измеряется напрямую по доплеровскому сдвигу частоты $\Delta\nu_D/\nu_0 = 2V/c$ [283, 284]. Измерения доплеровского сдвига также позволяют получать информацию о вибрациях [283, 284, 291], поскольку скорость — производная координаты по времени. Сегодня доплеровские виброметры уже применяются для рутинного контроля качества при массовом производстве.

Рассеяние когерентного лазерного пучка оптически шероховатыми поверхностями создаёт спекл-структуры, которые могут существенно влиять

на измерения [283, 289]. Метод пространственной фильтрации спекл-структуры применяется для обнаружения перемещений [292]. Существуют также методы измерения вибраций на основе анализа спекл-структур [293].

Среди множества работ выделяются методы для одновременного определения расстояния и скорости [294, 295]. Для этого используют интерферометрические системы с перестраиваемыми лазерами, в которых оптическая частота сканируется в прямом и обратном направлении. Например, лидар с частотной модуляцией непрерывного излучения [296] одновременно измеряет распределения расстояния, скорости и частоты вибраций с разрешением 15 мм и 19 мм/с соответственно; предел обнаружения амплитуды вибрации составил 2,5 мм.

Настоящая работа посвящена демонстрации возможности применения ССЧ-лазера для одновременного измерения положения и вибраций удаленного объекта (вибро-дальномер). В нашей работе также используется интерферометрический метод для измерения расстояний, но вместо скорости измеряется амплитуда и частота малых вибраций.

5.6.2.1. Описание эксперимента

Схема предлагаемого лазерного дальномера-виброметра показана на рисунке 5.28. Концептуально схема вибро-дальномера аналогична рефлектометру частотной области, представленному в предыдущем разделе. Источником зондирующего излучения служит линейно поляризованный иттербиевый волоконный ССЧ-лазер в диапазоне $\sim 1056\text{--}1074$ нм, аналогичный представленному в главе 2. Изменение оптической частоты от импульса к импульсу $\delta\nu = 5,5$ МГц. В частности, это означает, что максимальная дальность измерения будет составлять $z_{\max} \sim 13,64$ м для используемого лазера. Волоконный ИМЦ используется для измерения расстояния до исследуемой цели, а также её вибраций (периодических изменений разности оптических путей). Интерферометр образован двумя волоконными разветвителями 10/90 одного типа — на входе и на выходе.

Большая часть мощности зондирующего лазера направляется в измерительное плечо. В опорное плечо установлен дополнительный разветвитель 5/95 для уменьшения мощности и улучшения видности интерференции на выходе интерферометра при перестройке лазера. Разветвитель 50/50 и коллиматор вставлены в измерительное плечо для вывода зондирующего излучения из волоконной части интерферометра и приёма его части обратно после рассеяния на цели. Эффективное фокусное расстояние и числовая апертура волоконного коллиматора (F220APC-1064, Thorlabs) составляют 11,17 мм и 0,25 соответственно.

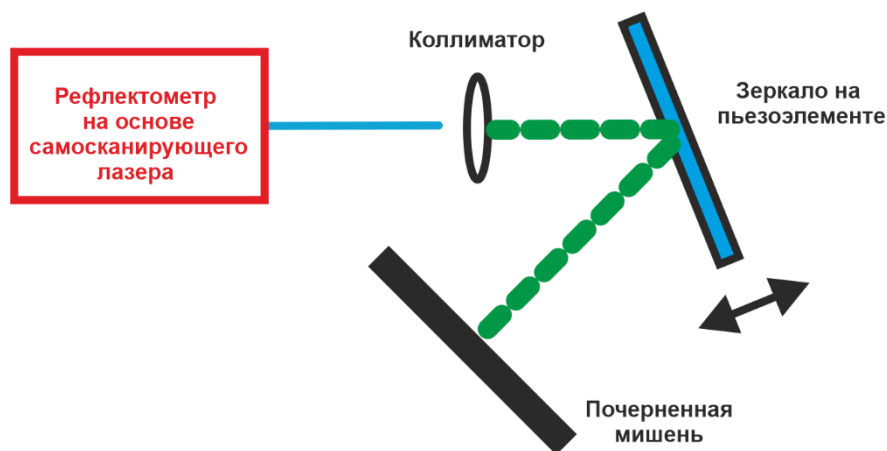


Рисунок 5.28. Схема лазерного вибро-дальномера на основе ССЧ-лазера.

Сигналы детектируются двумя быстрыми InGaAs фотодетекторами с полосой пропускания ~ 1 ГГц и оцифровываются с частотой 5 МГц с помощью осциллографа (LeCroy, WavePro 725Zi-A). Отметим, что средняя выходная мощность лазера постоянна при фиксированной накачке, однако средняя пиковая мощность генерируемых импульсов постепенно изменяется вместе с длиной волны. Это приводит к соответствующему дрейфу среднего периода повторения импульсов τ_{rep} от 22 до 25 мкс в течение полного сканирования длины волны от 1056 до 1074 нм. Чтобы поддерживать период повторения вблизи заданного значения для разных экспериментов, время измерения τ_{meas} было ограничено 2 или 4 секундами, при этом все измерения проводятся примерно на одной и той же длине волны в пределах соответствующих диапазонов перестройки 2 или 4 нм. В этих условиях средний период

повторения импульсов $\tau_{\text{геп}}$ изменяется в более узком интервале — от 23 до 23,5 мкс. Поэтому далее для простоты можно считать, что импульсы строго эквидистантны как в частотной, так и во временной области с дискретными шагами $\delta\nu$ и $\tau_{\text{геп}}$ соответственно.

Амплитуда интерференционного сигнала изменяется при перестройке лазера по гармоническому закону. Период гармонической модуляции связан с разностью плеч интерферометра и содержит информацию о положении отражателей в исследуемой линии. Измеренный интерференционный сигнал поимпульсно нормализуется к входному сигналу для построения зависимости нормированной функции передачи.

$$F(\nu_i) = F_0 - F_1 \cos\left(\frac{4\pi L \nu_i}{c}\right),$$

где $F_0 = k_1 k_2 + (1 - k_1)(1 - k_2)b^2$ и $F_1 = 2b\sqrt{k_1 k_2 (1 - k_1)(1 - k_2)}$, b — коэффициент передачи, описывающий потери при обратном вводе излучения из воздушного промежутка в волокно в измерительном плече. Оптическая частота лазера $\nu_i = c/\lambda + i\delta\nu$, i — номер импульса, c — скорость света. Следует отметить, что L — это оптическая длина пути между точкой, соответствующей нулевой разности плеч ИМЦ, и целью.

Из уравнения видно, что частота осцилляций функции передачи $F(\nu_i)$ относительно перестройки оптической частоты ν_i равна разности времен задержки в плечах ИМЦ $2L/c$. Чтобы найти местоположение точек отражения в измерительной линии применяется БПФ к нормированному интерференционному сигналу. Пример интерференционного сигнала и результат БПФ для одного тестового отражателя показан качественно на рисунке 5.29а (левая и правая части соответственно).

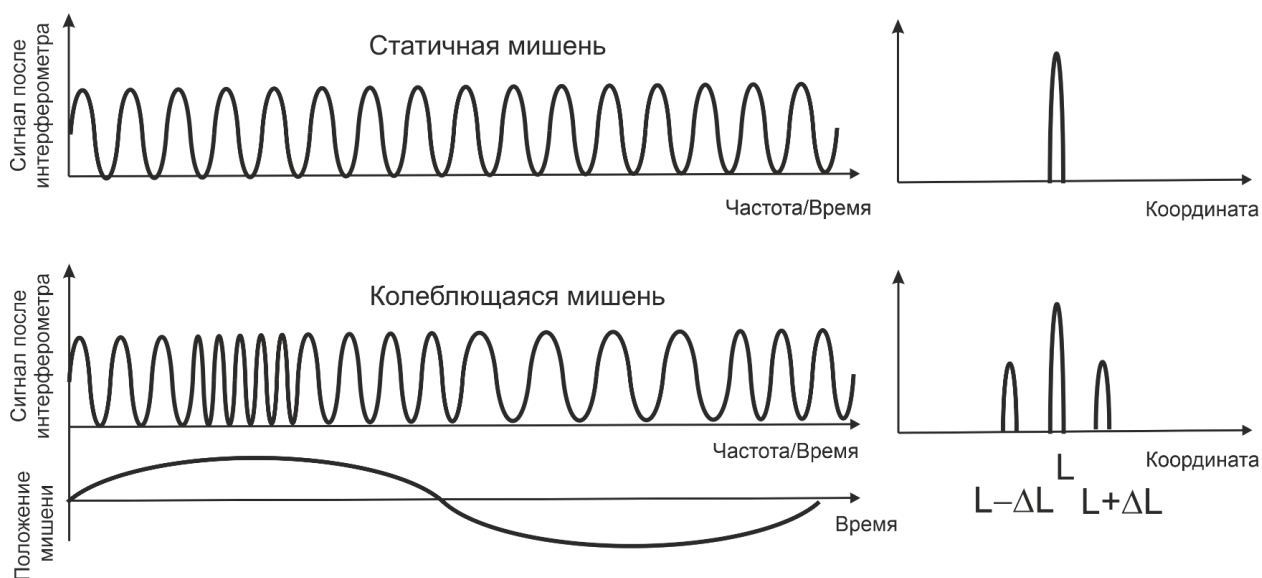


Рисунок 5.29. Интерференционный сигнал на выходе ИМЦ (слева) и соответствующая рефлектограмма (справа) для неподвижной (а) и вибрирующей (б) цели.

Элемент массива БПФ с номером i связан с продольной координатой в измерительной линии z_i в соответствии со свойствами БПФ следующим образом: $z_i = (c \cdot i) / (2N\delta\nu)$, где N — количество точек в измеряемом массиве. В результате операции получается рефлектограмма — зависимость интенсивности отраженного сигнала от продольной координаты.

В качестве цели в экспериментах по измерению дальности и вибраций использовалась чёрная анодированная полированная алюминиевая поверхность стандартного зеркального держателя. Для модуляции оптического пути применялось поворотное зеркало, установленное на пьезоэлектрическом преобразователе (рисунок 5.28). Амплитуда вибрации зеркала была откалибрована с помощью сканирующего ИФП, в котором это же зеркало использовалось как составная часть. Для возбуждения вибраций на зеркало подавалось синусоидальное управляющее напряжение с генератора сигналов (DG 4162, Rigol).

Пропускание ИФП периодически изменяется с расстоянием между зеркалами, причём период равен половине длины волны. В наших экспериментах с одночастотным Nd:YAG лазером этот период составляет 532 нм. Частота вибраций варьировалась в диапазоне 1–1500 Гц. С помощью

фотодетектора и осциллографа измерялось напряжение, необходимое для изменения пропускания интерферометра на один период при каждой частоте вибрации. Калибровочная кривая, показывающая зависимость напряжения от частоты вибрации, представлена на рисунке 5.30 (чёрные квадраты). Из этих данных также рассчитана обратная величина — продольное смещение на единицу напряжения (синяя кривая на рисунке 5.30). На кривой отчётливо виден резкий рост амплитуды вблизи частоты ~ 1 кГц, что соответствует механическому резонансу системы зеркало–держатель. Следует отметить, что амплитуда модуляции оптического пути в наших экспериментах вдвое больше, поскольку вибрирует поворотное зеркало, а не сама цель. Дальнейшие эксперименты проводятся при следующих параметрах вибрации поворотного зеркала: частота модуляции от 2 Гц до 5 кГц, амплитуда напряжения — до 6 В.

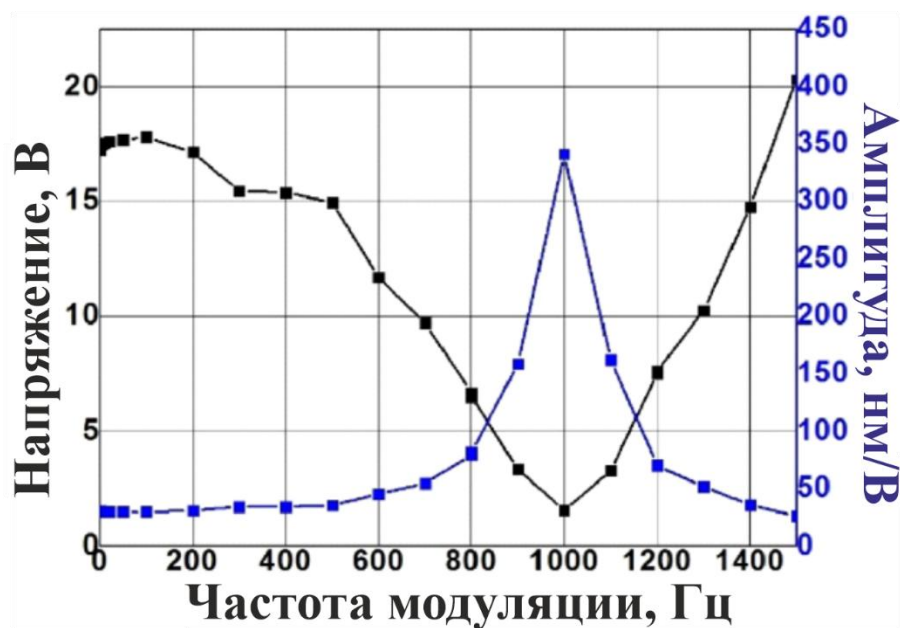


Рисунок 5.30. Зависимость напряжения полудлины волны (чёрный график) и эффективности вибрации зеркала (синий график) от частоты модуляции.

Рассмотрим случай, когда цель вибрирует в продольном направлении. Эти вибрации приводят к модуляции оптического пути в измерительном плече ИМЦ. Функция передачи ИМЦ в случае гармонической модуляции положения цели с частотой f и амплитудой A : $dL(t_i) = A \cdot \cos(2\pi f t_i)$, принимает вид:

$$F(\nu_i) = F_0 - F_1 \cos \left[\frac{4\pi\nu_i}{c} (L + dL(t_i)) \right].$$

Чтобы предсказать результат БПФ этой функции, удобно снова предположить, что оптическая частота изменяется строго линейно во времени: $\nu_i = c/\lambda + \delta\nu \cdot t_i/\tau_{rep}$, где τ_{rep} — период времени между измерениями (период повторения импульсов для ССЧ-лазера). Из уравнения видно, что передаваемый интерференционный сигнал модулируется на частоте $f_0 = 2L\delta\nu/(c\tau_{rep})$ во времени, если вибрации отсутствуют ($A = 0$).

С другой стороны, известно, что в спектре Фурье появляются слабые боковые полосы, расположенные вблизи основной частоты модуляции f_0 и отделенные от нее частотой модуляции оптического пути f , если амплитуда модуляции A относительно мала. Таким образом, БПФ последнего выражения при малой амплитуде A приводит к трем пикам в частотном пространстве: центральному на частоте f_0 , соответствующему отражению от цели, и паре симметрично расположенных дополнительных пиков, отделенных от основного на частоту f , соответствующих вибрациям. Для пространственной координаты, соответствующей рефлектограмме, расстояние между центральным и боковыми пиками равно:

$$\Delta L = \pm \frac{c\tau_{rep}f}{2\delta\nu}.$$

Также известно, что количество боковых пиков, соответствующих гармоникам частоты вибрации mf ($m = 1, 2, \dots$), увеличивается с амплитудой вибрации A [297]. Соответствующие местоположения пиков в рефлектограмме: $L \pm m\Delta L$ (правый график на рисунке 5.29b).

5.6.2.2. Экспериментальные результаты их обсуждение

На первом этапе проводились измерения зависимости сигнала от частоты вибрации при фиксированной амплитуде. На рисунке 5.31 показаны примеры рефлектограмм, полученных при фиксированной амплитуде

вибрации поворотного зеркала (около 30 нм) на частотах модуляции 2, 400, 1400 и 5000 Гц.

Продольная координата рефлектограмм соответствует оптической длине nL , где ПП $n = n_{air} = 1$ для воздуха и $n = n_{fib} = 1,45$ для волокна. Первый пик на расстоянии $z_0 \sim 1,4$ м обусловлен отражением от разъема FC/APC, установленного в коллиматоре. Следовательно, геометрическая разность длин плеч ИМЦ до коллиматора составляет $\sim 1,4/n_{fib} = 0,96$ м. Фактически это значение определяет начало воздушного участка измерительной линии, на котором расположены цель и вибрирующее поворотное зеркало. Таким образом, максимальное расстояние, измеряемое в воздушном пространстве с использованием данных волоконно-оптических компонентов, оценивается как $z_{max} \sim 12,24$ м.

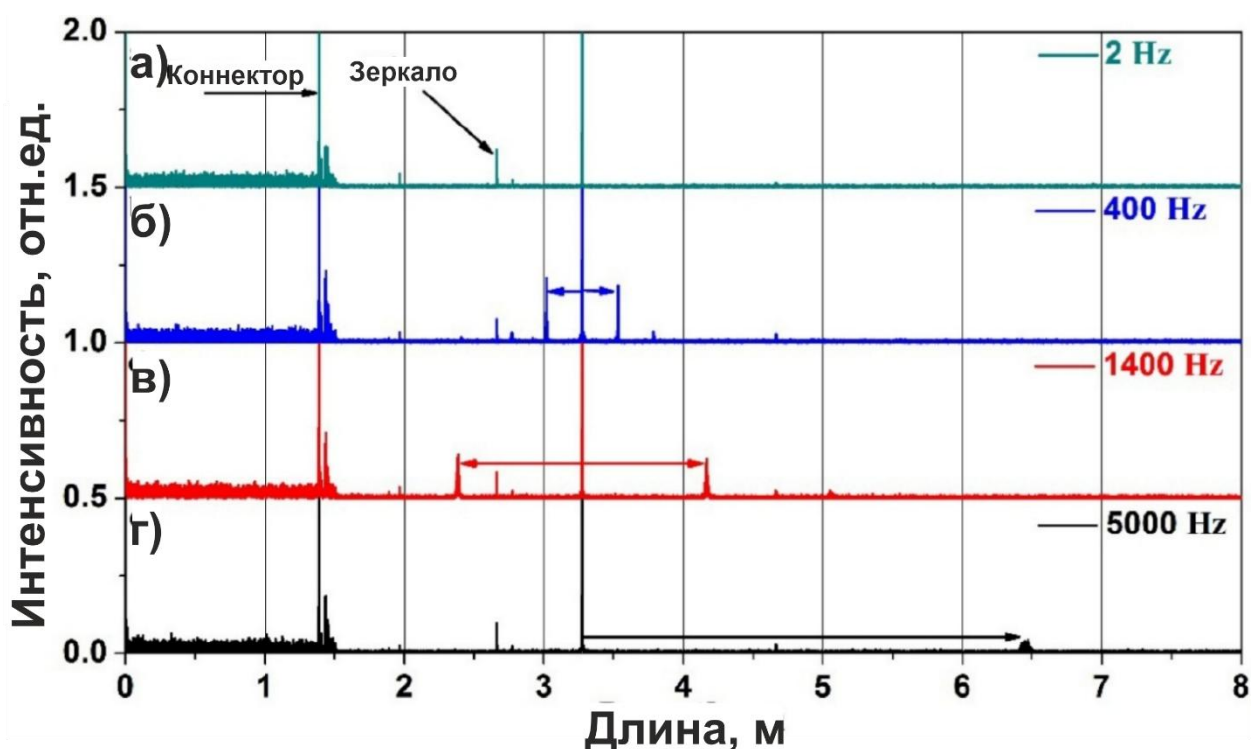


Рисунок 5.31. Примеры рефлектограмм, измеренных при различных частотах вибрации:

(а) 2, (б) 400, (в) 1400 и (г) 5000 Гц.

Следует отметить, что на рефлектограммах также обозначены положения пиков, соответствующих поворотному зеркалу и цели, — на расстояниях 2,66 и 3,27 м соответственно. Последний пик (от цели) в

дальнейшем называется центральным. Когда поворотное зеркало начинает вибрировать, на рефлектограмме появляются дополнительные пики, симметрично расположенные относительно центрального. Важно подчеркнуть, что в отличие от центрального пика эти дополнительные пики не соответствуют реальным физическим объектам (зеркалам, коллиматорам и т. д.) — они описывают колебания оптического пути до цели. Положения боковых пиков указаны на рисунках 5.31б–г стрелками, направленными от центрального. Детальное представление центрального и правого бокового пиков приведено на рисунке 5.32. Из рисунка 5.31 видно, что расстояние до боковых пиков возрастает с увеличением частоты вибрации. При этом на частоте 2 Гц расстояние до боковых пиков ($\sim 1,2$ мм) оказывается сравнимо с шириной самих пиков, поэтому на рисунке 5.32а центральный и оба боковых пика показаны на одном графике. Аналогичные рефлектограммы были измерены и на других частотах вибраций в диапазоне от 2 Гц до 5 кГц. Наблюдается линейное увеличение расстояния между центральным и боковыми пиками с ростом частоты вибрации (рисунок 5.33а). Следует также отметить, что на частотах выше 3 кГц левый боковой пик разрешается плохо из-за возросшего уровня шума в области рефлектограммы, соответствующей волоконной части измерительного плеча интерферометра. Данный недостаток может быть устранён правильным выбором длин волокон в плечах ИМЦ.

На низких частотах вибрации боковые пики сливаются с центральным и становятся неразрешимыми, если период вибрации становится сравнимым с временем измерения τ_{meas} (2 секунды в этих экспериментах) или меньше его. Поэтому частота вибрации в наших экспериментах поддерживалась на относительно высоком уровне $f \geq 2$ Гц ($f \gg 1/\tau_{\text{meas}} = 0,5$ Гц).

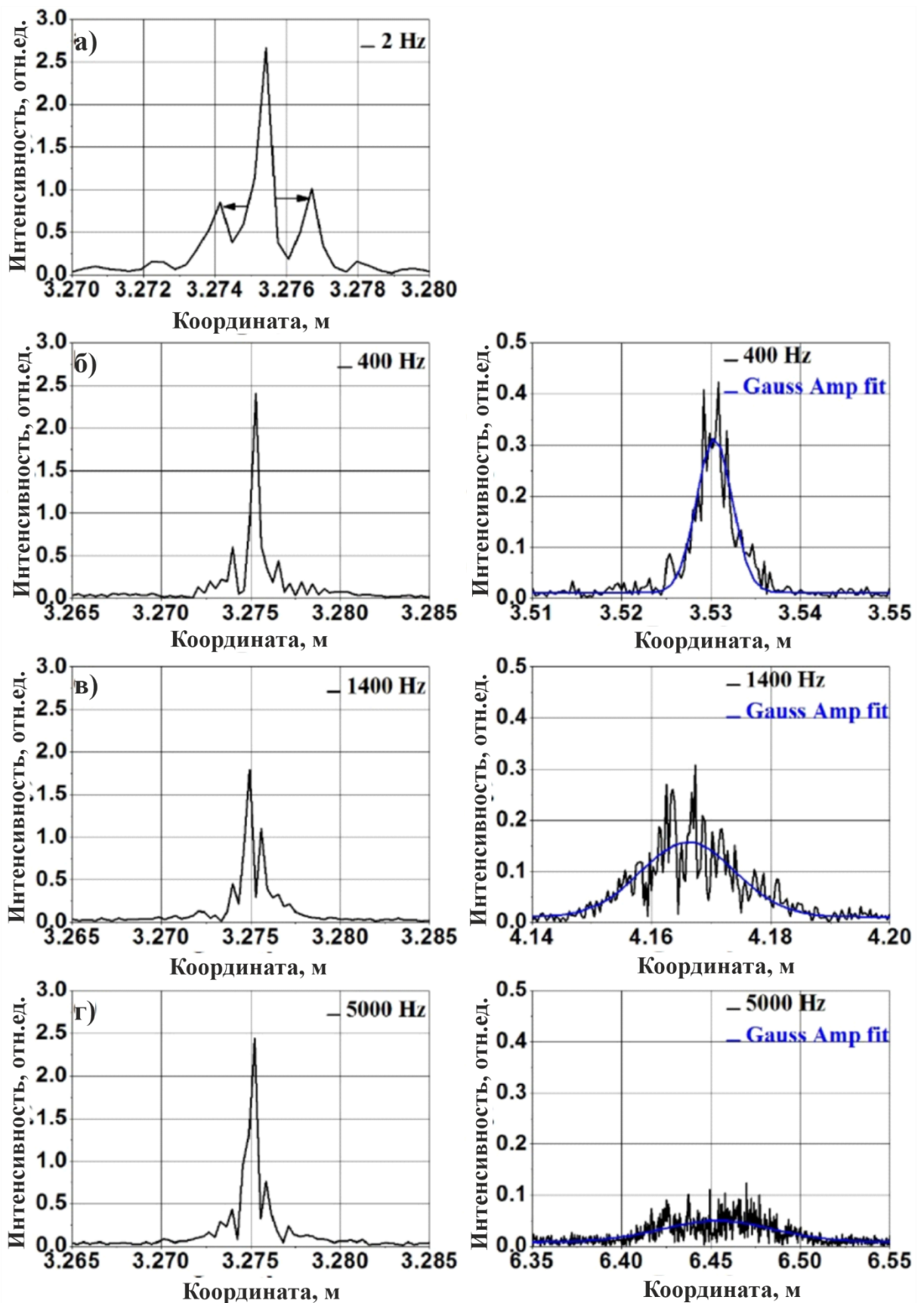


Рисунок 5.32. Центральный и правый боковые пики на рефлектограмме при частотах модуляции (а) 2, (б) 400, (в) 1400, (г) 5000 Гц показаны в левой и правой колонках соответственно.

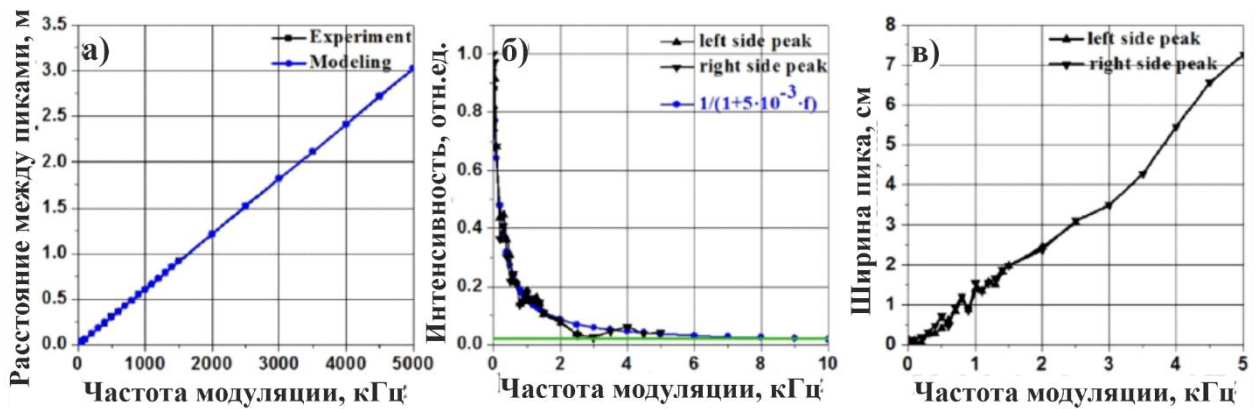


Рисунок 5.33. Зависимости (а) расстояния до боковых пиков, (б) амплитуды и (в) ширины боковых пиков от частоты модуляции

Из рефлектограмм видно, что с ростом частоты вибрации боковые пики становятся всё более неоднородными и приобретают многопиковую структуру (правая колонка на рисунке 5.32). Для качественного анализа изменения ширины и формы боковые пики были аппроксимированы функцией Гаусса (синие кривые на рисунке 5.32). Зависимость параметров аппроксимации от частоты вибрации представлена на рисунках 5.33б и 5.33в — для амплитуды и ширины боковых пиков соответственно. Ширина боковых пиков возрастает практически линейно с увеличением частоты модуляции (рисунок 5.33в).

Далее была измерена серия рефлектограмм при постоянной частоте вибрации 100 Гц с амплитудой вибрации, изменяющейся от 0,5 до 6 В (что соответствует изменению амплитуды модуляции оптического пути от 30 до 350 нм). На рисунках 5.34а и 5.34б показаны примеры рефлектограмм вблизи положения целевой точки, расположенной на расстоянии $\sim 3,286$ м, для максимальной и минимальной амплитуд вибрации соответственно. Центральный пик на рисунках 5.34а и 5.34б соответствует отражению от цели. Рисунок 5.34б демонстрирует, что увеличение амплитуды вибрации приводит к увеличению количества боковых пиков, в то время как расстояние между пиками (соответствующее частоте вибрации) остается неизменным.

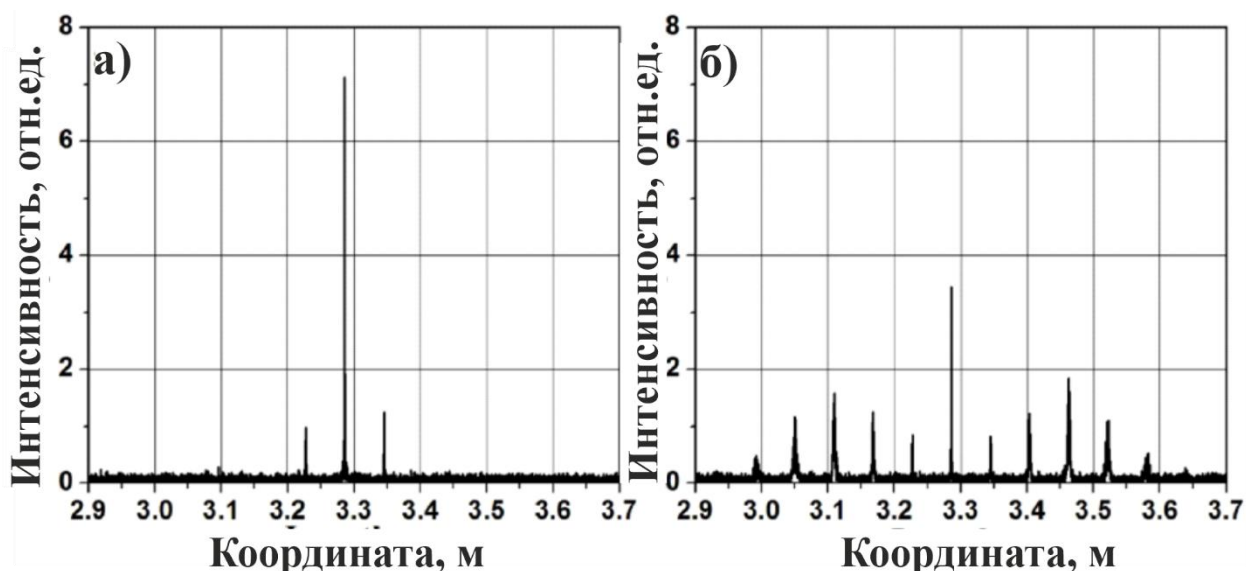


Рисунок 5.34. Рефлектограммы при частоте 100 Гц и напряжении модуляции (а) 0,5 В и (б) 6 В.

Зависимость амплитуды центрального I_0 и ближайшего бокового I_s пиков от амплитуды вибрации A показана на рисунках 5.35а и 5.35б соответственно. Такое поведение центральной и боковых компонент хорошо известно из теории систем связи [297], где подробно рассмотрены эффекты частотной и фазовой модуляции сигнала с несущей частотой. В случае виброметра половина разности плеч ИМЦ L соответствует несущей частоте, а удвоенное значение волнового вектора $4\pi\nu_i/c$ перестраиваемого лазера — временной координате. Изменение фазы в интерферометре $(4\pi\nu_i/c)dL$, вызванное вибрациями, соответствует фазовой модуляции. Амплитуду модуляции можно описывать с помощью индекса $M = (4\pi\nu_i/c)A$. Оптическая частота ν_i в выражении для M зависит от времени, но может быть заменена на среднюю ν_0 , поскольку диапазон перестройки на несколько порядков уже среднего значения.

Из теории [297] следует, что амплитуда боковых пиков в зависимости от индекса M описывается функциями Бесселя $J_j(M)$, где целое j соответствует номеру боковой компоненты ($j=0$ — центральный пик). Функции Бесселя нулевого $J_0(M)$ и первого $J_1(M)$ порядка имеют первые нули (при $M>0$) в точках $M \approx 2,4$ и $3,83$ соответственно. Эти два нуля соответствуют двум минимумам,

наблюдаемым на экспериментальных кривых (рисунки 5.35а и 5.35б) для интенсивностей центрального и первого бокового пиков.

Положения первых максимумов функций Бесселя также известны: $M = 0$ и $M \approx 1,84$ для $J_0(M)$ и $J_1(M)$ соответственно. Основываясь на этих данных, можно оценить амплитуду вибраций, соответствующую первому максимуму первого бокового пика, используя среднюю длину волны генерации $\lambda_0 = 1064$ нм: $A_{\max 1} \approx 1,84 \cdot \lambda_0 / 4\pi \approx 155$ нм. Эта оценка показывает: 1) схема очень чувствительна к вибрациям; 2) положение первого максимума хорошо согласуется с экспериментальными результатами (верхняя ось на рисунке 5.35б).

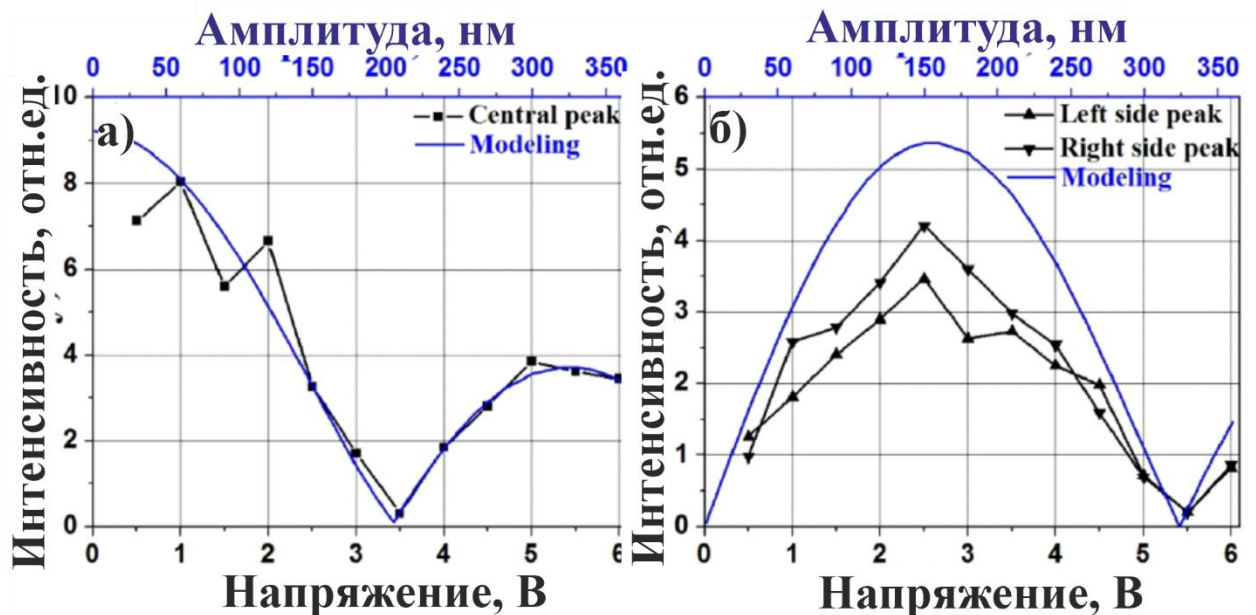


Рисунок 5.35. Зависимость амплитуды центрального (а) и бокового (б) пиков от амплитуды напряжения модуляции при фиксированной частоте модуляции 100 Гц.

5.6.2.3. Заключение

Таким образом, предложенная система на основе иттербиевого ССЧ-лазера позволяет измерять не только расстояния до отдельных элементов в оптической линии, но и вибрации, проявляющиеся в виде флуктуаций оптического пути. Ключевым элементом системы является ССЧ-лазер, не требующий спектрально-селективных перестраиваемых элементов и драйверов для перестройки длины волны.

В работе подробно описана методика извлечения амплитуды флуктуаций оптического пути и частоты вибрации оптических элементов. Уровень чувствительности ~ 5 нм может быть оценён по амплитудам вибрационных пиков, чётко различимых над уровнем шума на рисунке 5.33а при амплитудах вибрации 30 нм. Экспериментально продемонстрированы измерения частот вибраций в диапазоне от 2 Гц до 5 кГц. Максимальная измеряемая частота вибраций ограничена нестабильностью параметров ССЧ-лазера во временной области и может быть грубо оценена как $\sim 7,5$ кГц.

Полученные результаты показывают, что характеристики вибро-дальномера сравнимы с аналогичными системами. Например, чувствительность частотно-модулированного лидара (2,5 нм) в работе [296] сопоставима с полученной в данном исследовании (~ 5 нм). В то же время пространственное разрешение в предложенной системе (500 мкм) значительно лучше, чем в работе [296] (15 мм). Пространственное разрешение около 1 мм на дистанциях в несколько метров также продемонстрировано в системах на основе интерферометрии со смещением мод [289].

Преимуществами предложенной системы являются простота конструкции перестраиваемого зондирующего лазера и высокое пространственное разрешение. В данной работе продемонстрировано разрешение ~ 500 мкм. Максимальное измеряемое расстояние 13,64 м, продемонстрированное с самосканирующим лазером, ограничено величиной скачка частоты $\sim 5,5$ МГц между последовательными импульсами. Возможность уменьшения скачка частоты до ~ 1 МГц была показана в разделе 3, что потенциально позволяет увеличить максимальную дальность до цели в виброметре-дальномере до ~ 75 м. В этом случае также может потребоваться увеличение выходной мощности источника.

5.7. Фурье-синтез коротких импульсов

Свойства лазерного излучения определяются схемой генерации, ключевыми элементами которой являются усиливающая среда и оптический

резонатор, обеспечивающий положительную обратную связь. Структура продольных мод резонатора задаёт спектральные и временные характеристики излучения. Простейший случай — одночастотное излучение — обеспечивает постоянную интенсивность и одночастотный спектр. Обычные непрерывные лазеры генерируют множество продольных мод с постоянной интенсивностью в большом временном масштабе, при этом кратковременные флуктуации возникают из-за некогерентного суммирования мод. В длинных волоконных лазерах число мод может достигать миллионов [298].

Синхронизация мод (когерентное суммирование) приводит к генерации последовательности импульсов с частотой следования и длительностью, обратно пропорциональными ОСД резонатора и ширине спектра соответственно, что позволяет получать ультракороткие (фс) импульсы [299]. Традиционные методы основаны на амплитудной модуляции с частотой обхода резонатора [299, 300]. Альтернативный подход — прямая синхронизация мод в частотной области (FDML) [301] — использует частотную модуляцию, формируя узкополосное непрерывное излучение с линейным чирпом, сжимаемым во внешнем волокне. Это позволяет получать импульсы длительностью 68 пс и энергией 0,14 нДж [301] с усилением до 5,6 нДж. Однако FDML уступает лучшим методам временной синхронизации мод (например, чирпированным диссипативным солитонам [302]), хотя и предлагает новый принцип генерации длинных чирпированных импульсов с низкой пиковой мощностью. Технические ограничения FDML включают некомпенсированную дисперсию высокого порядка, узкую полосу пропускания (50 пм), низкую точность частоты возбуждения перестраиваемого фильтра (10^{-7}) и низкие частоты повторения (<1 МГц) [301].

Ещё одна альтернатива — прямой Фурье-синтез импульсов путём когерентного сложения излучения нескольких одночастотных источников [303], что позволяет формировать произвольные амплитудные и фазовые профили. Однако ограниченное число независимых источников (5 в работе [303]) делает этот метод пригодным лишь для высоких частот повторения

(~100 ГГц), но не для МГц-диапазона, типичного для мощных сверхбыстрых лазерных систем [302–305].

Вместо использования нескольких независимых лазеров предлагается применять один многочастотный лазер. Последовательно получая во времени (с периодом T) отдельные моды резонатора, можно сформировать последовательность одночастотных импульсов с фазовой синхронизацией и сдвигом частоты между импульсами, равным ОСД резонатора. Такая чирпированная последовательность может быть когерентно объединена во внешнем кольцевом резонаторе после компенсации задержек, что даёт короткую последовательность импульсов с частотой повторения и длительностью, определяемой числом объединённых мод. Важно, что отдельные моды можно обрабатывать независимо, поскольку они разделены во времени.

В данном разделе в качестве демонстрации практической ценности ССЧ-лазера показана возможность получения коротких импульсов путём когерентного сложения последовательных одночастотных импульсов. Ключевыми характеристиками лазера здесь выступают детерминированный частотный сдвиг и фиксированная фаза между последовательными импульсами.

5.7.1. Описание эксперимента

Первым этапом предлагаемого подхода является получение отдельных мод резонатора многомодового лазера. Хотя конечной целью является генерация последовательности мод с помощью внешнего драйвера, на этапе проверки принципа можно использовать внутренние механизмы генерации одномодовых импульсов. Такое излучение генерируется, например, в ССЧ-лазере (рисунок 5.36). Сам лазер подробно описан в главе 2. В частности, было показано, что небольшого перекрытия импульсов во времени достаточно для синхронизации их фазы за счёт нелинейного эффекта четырехволнового смешения. При увеличении мощности накачки период импульса уменьшается,

при этом длительность импульса практически постоянна (1,5-2,0 мкс). Поскольку длительность импульса значительно превышает время обхода резонатора лазера (около 100 нс), импульсы можно рассматривать как квазинепрерывное излучение с узким одномодовым спектром. Частота излучения смещается от импульса к импульсу на одну ОСД резонатора. Общий диапазон перестройки составляет 1045 – 1065 нм. Выходная мощность на выходе составляет 1,5 Вт при накачке лазерным диодом мощностью 10,5 Вт. Затем выходное излучение лазера вводится во внешний резонатор через волоконный разветвитель 96/4. Время прохождения резонатора, сформированного из катушки волокна SMF-28e, составляет 5,5 мкс и примерно равно периоду повторения лазерных импульсов при мощности накачки 6,7 Вт. Результат когерентного объединения извлекается из резонатора через разветвитель 91/9. Для компенсации оптических потерь в резонатор был вставлен волоконный иттербиевый усилитель. Суммарные потери были примерно равны 0.5 и 2 дБ с усилителем и без соответственно. Дополнительный контроллер поляризации используется для согласования состояния поляризации различных мод.

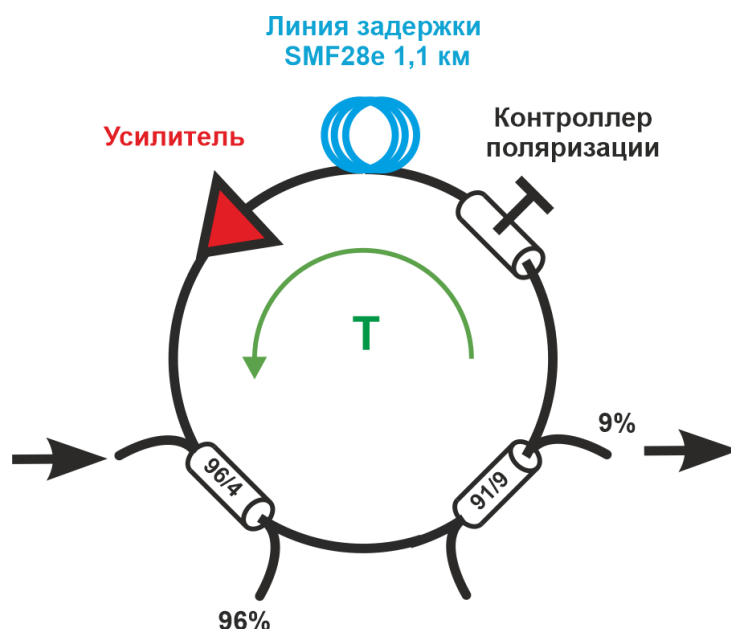


Рисунок 5.36. Экспериментальная схема.

5.7.2.2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Чирпированная последовательность импульсов может быть сжата с помощью дисперсионных элементов по аналогии с чирпированными импульсами. Для этого требуется волокно с типичным значением аномальной дисперсии длиной в миллиарды километров. Вместо этого был использован кольцевой резонатор длиной 1,1 км, изготовленный из обычного одномодового волокна с нормальной дисперсией (рисунок 5.36). Роль резонатора заключается в обеспечении временного согласования между последовательными модами импульсов. Сигналы на входе и выходе кольцевого резонатора показаны на рисунке 5.37. Микросекундные входные импульсы модулируются на выходе с периодом 110 нс в соответствии с ОСД резонатора. Полуширина коротких импульсов τ снижается с 22 до 6 нс после частичной компенсации потерь в кольцевом резонаторе (рисунок 5.37в). Число мод, участвующих в когерентном объединении импульсов, можно оценить как $N \sim (\tau \Delta\nu)^{-1} \sim 18$. Это примерно соответствует отношению пиковой мощности к средней мощности ~ 10 . Обратите внимание, что амплитуда объединенного сигнала не является постоянной (рисунок 5.37а), что указывает на изменение когерентного объединения. Это явление можно связать с несоответствием периода импульса и времени обхода резонатора.

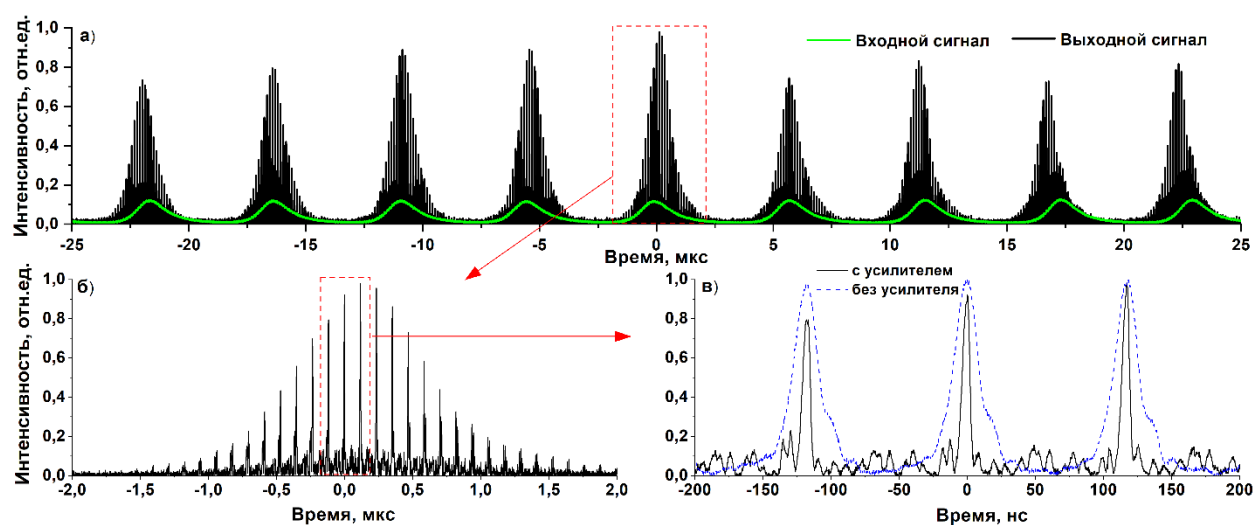


Рисунок 5.37. Импульсы на входных и выходных портах кольцевого резонатора в разных временных масштабах (а-с), с внутрирезонаторным усилителем и без него.

5.7.3. Заключение

В этом разделе был продемонстрирован новый подход к получению мод резонатора лазера в виде периодической последовательности одномодовых импульсов с фазовой синхронизацией. Поскольку период находится в микросекундном диапазоне, фазами и амплитудами отдельных режимов можно манипулировать внешним образом, прежде чем они будут когерентно объединены, обеспечивая синтез сигналов произвольной формы и масштабирование мощности. Это новый подход, отличающийся от традиционной внутрирезонаторной синхронизации мод многомодовых лазеров [306], Фурье-синхронизации мод перестраиваемых лазеров [301] и синтеза Фурье нескольких независимых источников [303]. В проведенном эксперименте оказалось возможным объединить 18 последовательных мод, что уже в 4 раза больше, чем в [303]. Ограниченное число мод обусловлено главным образом импульсными флуктуациями в ССЧ-лазере.

Внедрение активных методов генерации и стабилизации модовых импульсов (например, описанных в работе [307]) открывает возможность когерентного сложения всех продольных мод резонатора. В нашем случае, при диапазоне перестройки 20 нм и ОСД 9 МГц, их общее число достигает $\sim 700\,000$, что в перспективе позволяет выйти на фемтосекундный уровень длительности импульсов. После устранения внутрирезонаторных ограничений ключевым фактором, лимитирующим стабильность, становятся низкочастотные флуктуации внешнего резонатора в секундном диапазоне, требующие внедрения дополнительных систем активной компенсации. Дальнейшее развитие данной концепции, как ожидается, не только расширит возможности фундаментальных исследований, но и послужит драйвером для создания новых технологических приложений.

5.8. Результаты по главе

В начале главы уже отмечалось, что ССЧ-лазер обладает рядом важных особенностей, востребованных в различных приложениях: дискретная

перестройка длины волны, высокая когерентность, линейная поляризация выходного излучения, возможность достижения высокой пиковой мощности и синхронизация фаз. Также было показано, что режим одночастотного сканирования частоты может быть реализован в диапазоне от 1 до 2,1 мкм с использованием различных активных сред.

Одним из ключевых параметров перестраиваемых лазеров, включая с ССЧ, является диапазон перестройки. В исследованных образцах этот диапазон составлял от 9 до 26 нм, что является значительной величиной по сравнению с другими типами перестраиваемых лазеров. Впрочем, на практике далеко не всегда требуются столь широкие диапазоны. Например, для характеристики ВБР или лазерных спектров достаточно диапазона порядка 1 нм. Тем не менее, широкий диапазон критически важен для газового анализа и распределённых измерений. Анализ газов в широком спектральном интервале существенно повышает точность измерений благодаря охвату большего числа спектральных линий (см., например, измерение ОПО изомеров молекул воды). Увеличение диапазона сканирования положительно сказывается на пространственном разрешении при распределённом анализе. При достигнутых значениях 9–25 нм (что соответствует 1,5–5 ТГц в частотной области) пространственное разрешение (пространственная дискретизация) лежит в диапазоне 20–70 мкм, чего достаточно для характеристики большинства волоконных и интегрально-оптических компонентов. Стоит также отметить, что сканирование может быть реализовано в различных спектральных диапазонах путём выбора легирующих добавок, а управление диапазоном — с помощью введения спектрально-селективных элементов. В частности, таким образом удалось получить длинноволновую (1090 нм) и коротковолновую (1030 нм) генерацию при анализе π -ВБР и планарных световодов соответственно. Дальнейшее расширение спектрального диапазона работы лазера возможно за счёт других легирующих примесей или нелинейного преобразования частоты (например, посредством вынужденного комбинационного рассеяния).

Наряду с диапазоном сканирования важной спектральной характеристикой является шаг перестройки частоты (скачок частоты). В большинстве задач спектрального анализа дискретизация по спектру определяется именно шагом между импульсами лазера и составляет 1–10 МГц (за исключением анализаторов лазерных спектров на основе ВРМБ, где определяющую роль играет ширина спектра ВРМБ-усиления). В ряде случаев этот параметр можно интерпретировать как спектральное разрешение. Однако следует учитывать, что, если спектральная характеристика анализируемого объекта окажется меньше этого шага, она может остаться незафиксированной. Это отличает такой подход от спектрометров иного принципа действия, где происходит просто размытие сигнала. В продемонстрированных задачах (π -ВБР и газовый анализ) анализируемые линии были сопоставимы с шагом перестройки лазера, поэтому спектральное разрешение в этих случаях определялось именно скачком частоты. Таким образом, «стандартный» ССЧ-лазер пригоден для задач спектрального анализа с шириной линий не менее ~ 10 МГц. Кроме того, шаг частоты влияет на характеристики измерительных систем на основе частотной рефлектометрии: он определяет максимальную дальность анализа — чем меньше шаг, тем протяжённее анализируемая линия. Типичные значения максимальной длины составляют около 5–10 метров в волокне и в 1,5 раза больше в воздухе. Стоит отметить, что эта длина напрямую связана с длиной резонатора ССЧ-лазера. На примере висмутового лазера в главе 3 показано, что шаг частоты можно уменьшить (сохраняя режим работы) за счёт удлинения резонатора. В таком случае шаг может составлять менее 1 МГц, что позволяет анализировать спектральные линии шириной около 2 МГц и проводить распределённые измерения на трассах до ~ 50 м.

Важно также подчеркнуть детерминированность шага частоты между соседними импульсами, несмотря на относительно высокий джиттер их периода. Это свойство важно для спектрального анализа, так как позволяет измерять относительное изменение частоты простым счётом количества импульсов. Иными словами, лазер обладает естественной «линейкой» частот.

Хотя аналогичную функцию могут выполнять внешние спектральные «линейки» в виде интерферометров, это снижает точность определения относительной частоты. Гораздо более значимым свойство дискретности частот оказывается в задачах распределённых измерений и Фурье-синтеза. Действительно, неэквидистантность соседних частот сделала бы невозможным БПФ от спектра или сложение частот. Следует отметить, что систематические исследования стабильности шага частоты пока не проводились, и этот вопрос требует дополнительного изучения. Однако можно предположить, что данный параметр во многом определяется стабильностью лазерной схемы к внешним воздействиям, таким как температура или акустические колебания.

Наконец, такая спектральная характеристика, как мгновенная ширина линии (или когерентность), также играет ключевую роль в рассмотренных задачах. Особенно это важно для распределённых измерений (интерферометрическая схема), Фурье-синтеза (интерференция большого числа мод) и анализа лазерных спектров (из-за ширины спектра усиления ВРМБ). Проведённые исследования показали, что каждый импульс имеет частотный чирп величиной не более 1 МГц, что обусловлено изменением ПП резонатора за время генерации импульса. Эта величина является, по сути, верхней оценкой мгновенной ширины лазерной линии, так как представляет собой её дрейф. С другой стороны, корректное измерение ширины линии затруднительно из-за конечного времени жизни излучения — вступает в силу принцип неопределённости. Поэтому сделанную оценку ширины линии для рассмотренных в диссертации лазеров ~1 МГц можно считать корректной.

Поляризация лазерного излучения также оказывается ключевой во многих приложениях. Получаемое поляризованное излучение является естественным следствием основных принципов эффекта ССЧ. При деполяризованном излучении не происходило бы формирования стоячей волны в резонаторе и, как следствие, динамической решётки. Согласование поляризации внутри резонатора достигается настройкой контроллера

поляризации, как это было показано в задаче характеристики π -ВБР. При этом возможно сканирование сразу по двум поляризационным компонентам. Однако гораздо более простым представляется использование компонентов с сохранением поляризации. В этом случае настройка резонатора не требуется, и лазер работает в режиме «включил и работает». Линейное состояние поляризации особенно необходимо в интерферометрических задачах. Поляризованное излучение в сочетании с возможностью перестройки длины волны открывает путь к анализу поляризационных свойств оптических элементов (например, для двулучепреломляющих элементов).

Динамика интенсивности продемонстрированных лазерных схем является импульсной. Из-за большой скважности (отношение периода следования к длительности импульса составляет 4–10) лазер большую часть времени накапливает энергию, а не генерирует. С одной стороны, это усложняет его практическое применение. С другой стороны, импульсный характер позволяет получать относительно высокие пиковые мощности выходного излучения — на уровне нескольких сотен милливатт. В ряде задач (где эффективность преобразования входного сигнала в выходной относительно высока, $\sim 10^{-4}$ – 10^0) этого достаточно для детектирования полезного сигнала стандартными фотоприёмниками с уровнем шума менее 1 мкВт. При недостаточном коэффициенте преобразования мощность лазера можно увеличить с помощью внешних волоконных усилителей — такой подход использовался, например, для характеристики нелинейных оптических элементов, таких как планарные световоды. Альтернативным способом улучшения качества измеряемого сигнала может служить снижение уровня шумов посредством многократного усреднения. Однако для этого требуется стабилизация диапазона сканирования и введение дополнительного частотного репера — например, линий поглощения газов или внешнего стабилизированного источника (как в задаче анализа лазерных спектров).

И последняя особенность — синфазность последовательных мод — важна для Фурье-синтеза коротких импульсов. На данный момент

продемонстрирована принципиальная возможность сложения 18 последовательных мод. Однако это количество ограничено прежде всего флуктуациями в длинном внешнем резонаторе, связанными с большим периодом следования. Измерение фазовых свойств требует дальнейших исследований.

В таблице 1 отмечены те свойства ССЧ-лазера, которые оказались необходимыми в задачах, представленных в данной главе.

Таблица 1. Свойства ССЧ-лазера, которые были необходимы в продемонстрированных задачах.

Достоинство/ Приложение	Перестройка длины волны	Возможность получения необходимых линий генерации	Фиксиро- ванный дискрет	Когерентность	Поляризован- ное излучение	Высокая мощность	Синхронизация фаз
π -ВБР	✓	✓	✗	✗	✓	✗	✗
ДПР	✓	✓	✗	✗	✓	✗	✗
ППВ	✓	✓	✗	✓	✓	✓	✗
Газоанализ	✓	✓	✓	✓	✗	✓	✗
Анализ лазерных спектров	✓	✓	✗	✓	✓	✗	✗
Распределен- ные измерения в волокне	✓	✗	✓	✓	✓	✓	✗
Вибро- дальнометрия	✓	✗	✓	✓	✓	✓	✗
Фурье-синтез	✓	✗	✓	✓	✓	✗	✓

Все перечисленные выше особенности могут быть реализованы в простой схеме, не требующей специальных активных элементов, что является дополнительным преимуществом. Однако обратной стороной такого подхода становится усложнение на этапах детектирования и обработки сигналов. Как уже отмечалось, лазерные импульсы характеризуются большой скважностью и нестабильной временной периодичностью. Попытки улучшить стабильность на данный момент не увенчались успехом: при внешней стабилизации частоты

следования импульсов режим ССЧ разрушается. Поэтому приходится прибегать к прямому детектированию импульсного сигнала, что требует использования быстродействующих фотоприёмников и АЦП (с частотой $\sim 2\text{--}10$ МГц), способных сохранять большие объёмы данных за время сканирования (несколько десятков миллионов точек при длительности сканирования 10 секунд) с их последующей обработкой. При этом значительная часть данных (75–90 %) не несёт полезной информации из-за высокой скважности. Одним из решений для повышения эффективности детектирования является достижение перекрытия соседних импульсов. Подобный режим был реализован в иттербиевом и висмутовом лазерах.

Таким образом, можно заключить, что ССЧ-лазер с генерацией одночастотных импульсов сочетает в себе множество ценных и практически востребованных свойств, которые находят применение в широком круге прикладных задач.

Заключение

Приведем основные результаты работы:

1. Экспериментально показано, что в линейном резонаторе волоконного лазера с динамической распределенной обратной связью реализуется универсальный механизм генерации — режим самосканирования частоты. Процесс развивается циклично. Сначала происходит генерация стоячей волны на одной частоте, что приводит к насыщению усиления и записи динамических решеток (усиления и показателя преломления), обладающих высокой спектральной селективностью. Затем эти динамические решетки при генерации нового импульса релаксационных колебаний индуцируют генерацию стоячей волны на сдвинутой частоте. Демонстрация эффективности механизма выполнена на четырех активных средах, охватывающих широкий спектральный диапазон — от 1,06 до 2,1 мкм. В коротковолновой части (иттербиевое волокно, 1,06 мкм) и длинноволновой (тулиевое, 1,92 мкм) достигнуты рекордные перестройки 25 и 26 нм соответственно. Для висмутового (1,46 мкм) и гольмиевого (2,06 мкм) волокон перестройка составила по 9 нм.
2. Экспериментально установлено, что оптимизация положения активного волокна в линейном резонаторе волоконного лазера с динамической распределенной обратной связью обеспечивает переход в режим одночастотного самосканирования частоты. В данном режиме каждый генерируемый импульс представляет собой излучение на одной продольной моде резонатора (модовый импульс), при этом перестройка частоты между соседними модовыми импульсами происходит дискретно, с шагом, кратным области свободной дисперсии резонатора, и составляет от 1 до 10 МГц. В пределах длительности одиночного модового импульса частотный сдвиг не превышает 1 МГц. Режим реализован в иттербиевом, висмутовом и тулиевом волоконных лазерах.

3. Экспериментально установлено, что в лазерах с динамической распределенной обратной связью на основе иттербиевого и висмутового активных волокон достигим режим одночастотного самосканирования частоты с квазинепрерывной динамикой интенсивности. Отличительной чертой данного режима выступает частичное временное перекрытие соседних модовых импульсов, излучаемых на различных частотах, при сохранении их фазовой корреляции. При этом вариации относительной фазы между импульсами не превышают $0,2\pi$. Предложено объяснение наблюдаемой фазовой скоррелированности, основанное на эффекте четырехволнового взаимодействия в активной среде.

4. В висмутовом волоконном лазере с линейным резонатором и динамической распределенной обратной связью за счет применения длинного (60 м) слаболегированного активного волокна достигнут режим одночастотного самосканирования с квазинепрерывной спектральной динамикой. Характерной особенностью режима является то, что шаг перестройки между соседними модовыми импульсами (1,1 МГц) становится соизмеримым со сдвигом частоты за время генерации одного модового импульса ($\sim 0,9$ МГц). Такое соотношение параметров позволяет существенно уменьшить разрывы (до $\sim 20\%$) в спектральной перестройке.

5. Экспериментально показано, что в тулиевом волоконном лазере с линейным резонатором и динамической распределённой обратной связью возможны три режима генерации: прямое самосканирование частоты, обратное самосканирование частоты и стабилизация оптической частоты (дрейф не более 50 пм за 5 минут). Переключение между режимами осуществляется вариацией мощности накачки. Выявлено, что режим обратного самосканирования частоты обусловлен смещением центральной длины волны последовательности коротких циклов сканирования (~ 50 МГц) относительно направления прямого самосканирования частоты.

6. В эксперименте реализована безмодовая лазерная генерация на длине волны 1,42 мкм в висмутовом волоконном лазере со случайной распределенной обратной связью в полукрытом резонаторе. Благодаря применению длинного (150 м) слаболегированного активного волокна функции обратной связи и усиления совмещены в одном волоконном световоде. Спектральная ширина генерации такого лазера в 2–3 раза уже, чем у эквивалентного лазера с резонатором Фабри–Перо. Показано, что основными механизмами уширения спектра являются фазовые самомодуляция и кросс-модуляция.

7. Экспериментально установлено, что волоконный лазер с самосканированием частоты в режиме генерации последовательности одночастотных импульсов может быть эффективно использован в следующих областях:

- спектральная характеристика волоконно-оптических элементов, лазерных спектров и газовых сред со спектральным разрешением до 5 МГц;
- распределённые измерения температуры в оптическом волокне с температурным разрешением 1°С и пространственным разрешением 4 см;
- вибродальнометрия с чувствительностью к вибрации удалённой мишени до 5 нм при частоте вибрации до 7,5 кГц на расстоянии до 13 м;
- Фурье-синтез коротких импульсов с длительностью импульсов до 6 нс.

В числе наиболее значимых прикладных результатов следует выделить создание макета когерентного рефлектометра частотной области, в котором в качестве перестраиваемого источника использован иттербиевый волоконный лазер с эффектом самосканирования частоты – COBRA (Coherent Optical Backscatter Reflectometric Analyzer). Предложенное техническое решение защищено патентом [156].

Таким образом, поставленные во введении задачи были достигнуты.

Завершая изложение, автор считает своим приятным долгом поблагодарить всех, кто способствовал выполнению этой работы. Прежде всего, это научный консультант С.И. Каблуков и заведующий лабораторией волоконной оптики С.А. Бабин, чья всесторонняя поддержка была неоценима. Сердечная признательность — заведующему лабораторией фотоники Е.В. Подивилкову за теоретический фундамент исследования и А.А. Фотиади за плодотворные дискуссии по физике процессов.

Искренняя благодарность адресована всем соавторам: Е.И. Петиной (Донцовой), Е.А. Злобиной (Евменовой), Д.А. Кривошеиной, Н.Н. Смолянинову, Д.В. Чуркину, М.А. Мелькумову, А.А. Вольфу, А.В. Достовалову, В.А. Камынину, М.И. Скворцову, Ю.А. Тимиртдинову, П.Л. Чаповскому, В.Ф. Хопину и Е.М. Дианову. Отдельное спасибо моим ученикам — Н.Р. Поддубровскому, А.Ю. Ткаченко, А.Д. Владимирской, А.Е. Бударных и Р.В. Дробышеву, а также ученикам С.И. Каблукова Е.А. Кашириной и А.М. Воликовой — за их непосредственное участие в экспериментах и активную помощь.

Благодарю всех сотрудников лабораторий №17 и №18 Института автоматики и электрометрии СО РАН — как нынешних, так и покинувших их — за творческую атмосферу и неизменное содействие. И самая глубокая, самая тёплая признательность — моей семье: супруге и детям. Их поддержка и вера в меня были главной опорой на всём пути!

Литература

- [1] *Kurkov A. S., and Dianov E. M. Moderate-power cw fibre lasers // Quantum Electronics — 2004. — vol. 34, no. 10. — p. 881–900*
- [2] *Wang Z., Zhang B., Liu J., Song Y., and Zhang H. Recent developments in mid-infrared fiber lasers: Status and challenges // Optics & Laser Technology — 2020. — vol. 132, no. — p. 106497*
- [3] *Addanki S., Amiri I. S., and Yupapin P. Review of optical fibers-introduction and applications in fiber lasers // Results in Physics — 2018. — vol. 10, no. — p. 743–750*
- [4] *Wandera C. Fiber Lasers in Material Processing in Fiber Laser, InTech, 2016. — p. 440*
- [5] *Thomy C., Seefeld T., and Vollertsen F. High-Power Fibre Lasers – Application Potentials for Welding of Steel and Aluminium Sheet Material // Advanced Materials Research — 2005. — vol. 6–8, no. — p. 171–178*
- [6] *Agrawal G. P. Fiber-Optic Communication Systems, Wiley, 2010. — p. 626*
- [7] *Nicholson J. W., Grimes A., Zhu B., Jin C., Sudarshanam V. S., Hariharan A., and DiGiovanni D. J. High-Power Fiber Lasers for Free-Space Optical Communication Uplinks // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics — 2026. — vol. 32, no. 1: Advances in Free Space Laser. — p. 1–10*
- [8] *Kikuchi K. Fundamentals of Coherent Optical Fiber Communications // Journal of Lightwave Technology — 2016. — vol. 34, no. 1. — p. 157–179*
- [9] *Ren S., Yan Y., Li Y., Li C., Han D., Zhu X., Wang M., and Su X. Deterministic entanglement-assisted quantum communication over 20 km fiber channel // Light: Science & Applications — 2026. — vol. 15, no. 1. — p. 83*
- [10] *Fu S., Shi W., Feng Y., Zhang L., Yang Z., Xu S., Zhu X., Norwood R. A., and Peyghambarian N. Review of recent progress on single-frequency fiber lasers // Journal of the Optical Society of America B — 2017. — vol. 34, no. 3. — p. A49*

- [11] *Lee B.* Review of the present status of optical fiber sensors // *Optical Fiber Technology* — 2003. — vol. 9, no. 2. — p. 57–79
- [12] *Chen J., Liu B., and Zhang H.* Review of fiber Bragg grating sensor technology // *Frontiers of Optoelectronics in China* — 2011. — vol. 4, no. 2. — p. 204–212
- [13] *Laffont G., Roussel N., Maurin L., Boussoir J., Clogenson B., Auger L., Magne S., and Ferdinand P.* Wavelength tunable fiber ring laser for high-speed interrogation of fiber Bragg grating sensors
- [14] *Hartog A. H.* An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors, CRC Press, 2017. — p. 470
- [15] *Soller B. J., Gifford D. K., Wolfe M. S., and Froggatt M. E.* High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies // *Optics Express* — 2005. — vol. 13, no. 2. — p. 666
- [16] *He Z., and Liu Q.* Optical Fiber Distributed Acoustic Sensors: A Review // *Journal of Lightwave Technology* — 2021. — vol. 39, no. 12. — p. 3671–3686
- [17] *Hu D. J. J., Humbert G., Dong H., Zhang H., Hao J., and Sun Q.* Review of Specialty Fiber Based Brillouin Optical Time Domain Analysis Technology // *Photonics* — 2021. — vol. 8, no. 10. — p. 421
- [18] *Kashyap R.* Fiber Bragg Gratings, Elsevier, 2009. — p. 632
- [19] *Othonos A., Kalli K., and Kohnke G. E.* Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing // *Physics Today* — 2000. — vol. 53, no. 5. — p. 61–62
- [20] *Vasil'ev S. A., Medvedkov O. I., Korolev I. G., Bozhkov A. S., Kurkov A. S., and Dianov E. M.* Fibre gratings and their applications // *Quantum Electronics* — 2005. — vol. 35, no. 12. — p. 1085–1103
- [21] *Mihailov S. J., Grobnc D., and Smelser C. W.* Efficient grating writing through fibre coating with femtosecond IR radiation and phase mask // *Electronics Letters* — 2007. — vol. 43, no. 8. — p. 442–443
- [22] *Dostovalov A. V., Wolf A. A., Parygin A. V., Zyubin V. E., and Babin S. A.*

- Femtosecond point-by-point inscription of Bragg gratings by drawing a coated fiber through ferrule // *Optics Express* — 2016. — vol. 24, no. 15. — p. 16232
- [23] *Loranger S., Lambin-Iezzi V., and Kashyap R.* Reproducible ultra-long FBGs in phase corrected non-uniform fibers // *Optica* — 2017. — vol. 4, no. 9. — p. 1143
- [24] *Shi J., Alam S., and Ibsen M.* Sub-watt threshold, kilohertz-linewidth Raman distributed-feedback fiber laser // *Optics Letters* — 2012. — vol. 37, no. 9. — p. 1544
- [25] *Popov S. M., Butov O. V., Bazakutsa A. P., Vyatkin M. Y., Chamorovskii Y. K., and Fotiadi A. A.* Random lasing in a short Er-doped artificial Rayleigh fiber // *Results in Physics* — 2020. — vol. 16, no. — p. 102868
- [26] *Skvortsov M. I., Abdullina S. R., Podivilov E. V., Vlasov A. A., Kharasov D. R., Fomiryakov E. A., Nikitin S. P., Treshchikov V. N., and Babin S. A.* Extreme Narrowing of the Distributed Feedback Fiber Laser Linewidth Due to the Rayleigh Backscattering in a Single-Mode Fiber: Model and Experimental Test // *Photonics* — 2022. — vol. 9, no. 8. — p. 590
- [27] *Wang X., Chen D., Li H., She L., and Wu Q.* Random fiber laser based on artificially controlled backscattering fibers // *Applied Optics* — 2018. — vol. 57, no. 2. — p. 258
- [28] *Turitsyn S. K., Babin S. A., El-Taher A. E., Harper P., Churkin D. V., Kablukov S. I., Ania-Castañón J. D., Karalekas V., and Podivilov E. V.* Random distributed feedback fibre laser // *Nature Photonics* — 2010. — vol. 4, no. 4. — p. 231–235
- [29] *Turitsyn S. K., Babin S. A., Churkin D. V., Vatnik I. D., Nikulin M., and Podivilov E. V.* Random distributed feedback fibre lasers // *Physics Reports* — 2014. — vol. 542, no. 2. — p. 133–193
- [30] *Churkin D. V., Sugavanam S., Vatnik I. D., Wang Z., Podivilov E. V., Babin S. A., Rao Y., and Turitsyn S. K.* Recent advances in fundamentals and applications of random fiber lasers // *Advances in Optics and Photonics* —

2015. — vol. 7, no. 3. — p. 516
- [31] Du X., Zhang H., Xiao H., Ma P., Wang X., Zhou P., and Liu Z. High-power random distributed feedback fiber laser: From science to application // *Annalen der Physik* — 2016. — vol. 528, no. 9–10. — p. 649–662
- [32] Du X., Zhang H., Wang X., Zhou P., and Liu Z. Short cavity-length random fiber laser with record power and ultrahigh efficiency // *Optics Letters* — 2016. — vol. 41, no. 3. — p. 571
- [33] Zlobina E. A., Kablukov S. I., and Babin S. A. Linearly polarized random fiber laser with ultimate efficiency // *Optics Letters* — 2015. — vol. 40, no. 17. — p. 4074
- [34] Babin S. A., Zlobina E. A., Kablukov S. I., and Podivilov E. V. High-order random Raman lasing in a PM fiber with ultimate efficiency and narrow bandwidth // *Scientific Reports* — 2016. — vol. 6, no. 1. — p. 22625
- [35] Lou Z., Xu J., Huang L., Zhang H., Leng J., Xiao H., and Zhou P. Linearly-polarized random distributed feedback Raman fiber laser with record power // *Laser Physics Letters* — 2017. — vol. 14, no. 5. — p. 055102
- [36] Eichler H. J., and Hermerschmidt A. Light-Induced Dynamic Gratings and Photorefractive Materials and Their Applications 1, Springer-Verlag, 2006. — p. 426
- [37] Sjodin T., Petek H., and Dai H.-L. Ultrafast Carrier Dynamics in Silicon: A Two-Color Transient Reflection Grating Study on 111 Surface // *Physical Review Letters* — 1998. — vol. 81, no. 25. — p. 5664–5667
- [38] Sudzius M., Aleksiejunas R., Jarasiunas K., Verstraeten D., and Launay J. C. Investigation of nonequilibrium carrier transport in vanadium-doped CdTe and CdZnTe crystals using the time-resolved four-wave mixing technique // *Semiconductor Science and Technology* — 2003. — vol. 18, no. 4. — p. 367–376
- [39] Barker P. F., Grinstead J. H., and Miles R. B. Single-pulse temperature measurement in supersonic air flow with predissociated laser-induced thermal gratings // *Optics Communications* — 1999. — vol. 168, no. 1–4. —

p. 177–182

- [40] *Jazbinšek M., Drevenšek Olenik I., Zgonik M., Fontecchio A. K., and Crawford G. P.* Characterization of holographic polymer dispersed liquid crystal transmission gratings // *Journal of Applied Physics* — 2001. — vol. 90, no. 8. — p. 3831–3837
- [41] *Escuti M. J., Qi J., and Crawford G. P.* Two-dimensional tunable photonic crystal formed in a liquid-crystal/polymer composite: Threshold behavior and morphology // *Applied Physics Letters* — 2003. — vol. 83, no. 7. — p. 1331–1333
- [42] *Одулов, С.Г., Соскин, М.С. Хижняк А. И.* Лазеры на динамических решетках: Оптические генераторы на четырехволновой смешении, Наука, 1999. — p. 272
- [43] *Cronin-Golomb M., and Yariv A.* Self-induced frequency scanning and distributed Bragg reflection in semiconductor lasers with phase-conjugate feedback // *Optics Letters* — 1986. — vol. 11, no. 7. — p. 455
- [44] *Feinberg J., and Bacher G. D.* Self-scanning of a continuous-wave dye laser having a phase-conjugating resonator cavity // *Optics Letters* — 1984. — vol. 9, no. 9. — p. 420
- [45] *Santagiustina M., Chin S., Primerov N., Ursini L., and Thévenaz L.* All-optical signal processing using dynamic Brillouin gratings // *Scientific Reports* — 2013. — vol. 3, no. 1. — p. 1594
- [46] *Sancho J., Primerov N., Chin S., Antman Y., Zadok A., Sales S., and Thévenaz L.* Tunable and reconfigurable multi-tap microwave photonic filter based on dynamic Brillouin gratings in fibers // *Optics Express* — 2012. — vol. 20, no. 6. — p. 6157
- [47] *Guo J.-J., Li M., Deng Y., Huang N., Liu J., and Zhu N.* Multichannel optical filters with an ultranarrow bandwidth based on sampled Brillouin dynamic gratings // *Optics Express* — 2014. — vol. 22, no. 4. — p. 4290
- [48] *Chin S., and Thévenaz L.* Tunable photonic delay lines in optical fibers // *Laser & Photonics Reviews* — 2012. — vol. 6, no. 6. — p. 724–738

- [49] *Antman Y., Yaron L., Langer T., Tur M., Levanon N., and Zadok A.* Experimental demonstration of localized Brillouin gratings with low off-peak reflectivity established by perfect Golomb codes // *Optics Letters* — 2013. — vol. 38, no. 22. — p. 4701
- [50] *Dong Y., Chen L., and Bao X.* Truly distributed birefringence measurement of polarization-maintaining fibers based on transient Brillouin grating // *Optics Letters* — 2010. — vol. 35, no. 2. — p. 193
- [51] *Li A., Hu Q., Chen X., Kim B. Y., and Shieh W.* Characterization of distributed modal birefringence in a few-mode fiber based on Brillouin dynamic grating // *Optics Letters* — 2014. — vol. 39, no. 11. — p. 3153
- [52] *Song K.-Y., Chin S., Primerov N., and Thevenaz L.* Time-domain distributed sensor with 1 cm spatial resolution based on Brillouin dynamic gratings
- [53] *Sanghoon Chin, Primerov N., and Thevenaz L.* Sub-Centimeter Spatial Resolution in Distributed Fiber Sensing Based on Dynamic Brillouin Grating in Optical Fibers // *IEEE Sensors Journal* — 2012. — vol. 12, no. 1. — p. 189–194
- [54] *Dong Y., Teng L., Tong P., Jiang T., Zhang H., Zhu T., Chen L., Bao X., and Lu Z.* High-sensitivity distributed transverse load sensor with an elliptical-core fiber based on Brillouin dynamic gratings // *Optics Letters* — 2015. — vol. 40, no. 21. — p. 5003
- [55] *Teng L., Zhang H., Dong Y., Zhou D., Jiang T., Gao W., Lu Z., Chen L., and Bao X.* Temperature-compensated distributed hydrostatic pressure sensor with a thin-diameter polarization-maintaining photonic crystal fiber based on Brillouin dynamic gratings // *Optics Letters* — 2016. — vol. 41, no. 18. — p. 4413
- [56] *Bergman A., Langer T., and Tur M.* Phase-based, high spatial resolution and distributed, static and dynamic strain sensing using Brillouin dynamic gratings in optical fibers // *Optics Express* — 2017. — vol. 25, no. 5. — p. 5376
- [57] *Song K. Y., Zou W., He Z., and Hotate K.* All-optical dynamic grating

- generation based on Brillouin scattering in polarization-maintaining fiber // *Optics Letters* — 2008. — vol. 33, no. 9. — p. 926
- [58] *Song K. Y.* Operation of Brillouin dynamic grating in single-mode optical fibers // *Optics Letters* — 2011. — vol. 36, no. 23. — p. 4686
- [59] *Bergman A., and Tur M.* Brillouin Dynamic Gratings—A Practical Form of Brillouin Enhanced Four Wave Mixing in Waveguides: The First Decade and Beyond // *Sensors* — 2018. — vol. 18, no. 9. — p. 2863
- [60] *Stepanov S.* Dynamic population gratings in rare-earth-doped optical fibres // *Journal of Physics D: Applied Physics* — 2008. — vol. 41, no. 22. — p. 224002
- [61] *Desurvire E.* Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications, John Wiley & Sons, 1994. — p. 770
- [62] *Friskén S. J.* Transient Bragg reflection gratings in erbium-doped fiber amplifiers // *Optics Letters* — 1992. — vol. 17, no. 24. — p. 1776
- [63] *Fischer B., Zyskind J. L., DiGiovanni D. J., and Sulhoff J. W.* Nonlinear wave mixing and induced gratings in erbium-doped fiber amplifiers // *Optics Letters* — 1993. — vol. 18, no. 24. — p. 2108
- [64] *Fischer B., Zyskind J. L., Sulhoff J. W., and DiGiovanni D. J.* Nonlinear four-wave mixing in erbium-doped fibre amplifiers // *Electronics Letters* — 1993. — vol. 29, no. 21. — p. 1858–1859
- [65] *Barmenkov Y., Kir'yanov A., and Andres M.* Dynamic Bragg gratings induced in erbium-doped fiber at phase-Modulated beams' coupling // *IEEE Journal of Quantum Electronics* — 2005. — vol. 41, no. 9. — p. 1176–1180
- [66] *Barmenkov Y. O., Kir'yanov A. V., and Andrés M. V.* Resonant and thermal changes of refractive index in a heavily doped erbium fiber pumped at wavelength 980nm // *Applied Physics Letters* — 2004. — vol. 85, no. 13. — p. 2466–2468
- [67] *Antipov O. L., Bredikhin D. V., Eremeykin O. N., Savikin A. P., Ivakin E. V., and Sukhadolau A. V.* Electronic mechanism for refractive-index changes in intensively pumped Yb:YAG laser crystals // *Optics Letters* — 2006. — vol.

31, no. 6. — p. 763

- [68] Antipov O. L., Kuzhelev A. S., Chausov D. V., and Zinov'ev A. P. Dynamics of refractive-index changes in a Nd:YAG laser crystal under excitation of Nd^{3+} ions // *Journal of the Optical Society of America B* — 1999. — vol. 16, no. 7. — p. 1072
- [69] Antipov O. L., Eremeykin O. N., Savikin A. P., Vorob'ev V. A., Bredikhin D. V., and Kuznetsov M. S. Electronic changes of refractive index in intensively pumped Nd:YAG laser crystals // *IEEE Journal of Quantum Electronics* — 2003. — vol. 39, no. 7. — p. 910–918
- [70] Antipov O. L., Kuzhelev A. S., Luk'yanov A. Y., and Zinov'ev A. P. Changes in the refractive index of an Nd:YAG laser crystal on excitation of the Nd^{3+} ions // *Quantum Electronics* — 1998. — vol. 28, no. 10. — p. 867–874
- [71] Stepanov S., Fotiadi A., and Mégret P. Effective recording of dynamic phase gratings in Yb-doped fibers with saturable absorption at 1064nm // *Optics Express* — 2007. — vol. 15, no. 14. — p. 8832
- [72] Fotiadi A. A., Zakharov N., Antipov O. L., and Mégret P. All-fiber coherent combining of Er-doped amplifiers through refractive index control in Yb-doped fibers // *Optics Letters* — 2009. — vol. 34, no. 22. — p. 3574
- [73] Fotiadi A. A., Antipov O. L., and Mégret P. Dynamics of pump-induced refractive index changes in single-mode Yb-doped optical fibers // *Optics Express* — 2008. — vol. 16, no. 17. — p. 12658
- [74] Stepanov S., Hernández E., and Plata M. Two-wave mixing by means of dynamic Bragg gratings recorded by saturation of absorption in erbium-doped fibers // *Optics Letters* — 2004. — vol. 29, no. 12. — p. 1327
- [75] Stepanov S., Plata Sanchez M., and Hernández Hernández E. Spectral dependence of two-wave mixing efficiency in saturable erbium-doped fibers // *Journal of the Optical Society of America B* — 2017. — vol. 34, no. 10. — p. 2089
- [76] Stepanov S., and Cota F. P. Transient two-wave mixing in a linear configuration of an adaptive interferometer based on Er-doped fiber with

- saturable absorption // *Optics Letters* — 2007. — vol. 32, no. 17. — p. 2532
- [77] *García Casillas D. S. S. and P. S. M.* Linearizing response of adaptive interferometer based on dynamic grating in erbium-doped fiber with saturable absorption // *Rev. Mex. Fis.* — 2007. — vol. 53, no. — p. 144–7
- [78] *Stepanov S., and Hernández E. H.* Detection of dynamic population gratings in erbium-doped optical fibers by means of transient fluorescence excited by oscillating interference pattern // *Journal of the Optical Society of America B* — 2007. — vol. 24, no. 6. — p. 1262
- [79] *Casillas D. G., and Stepanov S.* Polarization insensitive homodyne detection of optical phase modulation by two-wave mixing in saturable Er-doped fiber // *Optics Communications* — 2010. — vol. 283, no. 6. — p. 1134–1137
- [80] *Fan X., He Z., and Hotate K.* Novel Distributed Fiber-Optic Strain Sensor by Localizing Dynamic Grating in Polarization-Maintaining Erbium-Doped Fiber: Proposal and Theoretical Analysis // *Japanese Journal of Applied Physics* — 2005. — vol. 44, no. 2R. — p. 1101
- [81] *Fan X., He Z., Mizuno Y., and Hotate K.* Bandwidth-adjustable dynamic grating in erbium-doped fiber by synthesis of optical coherence function // *Optics Express* — 2005. — vol. 13, no. 15. — p. 5756
- [82] *Havstad S. A., Fischer B., Willner A. E., and Wickham M. G.* Loop-mirror filters based on saturable-gain or -absorber gratings // *Optics Letters* — 1999. — vol. 24, no. 21. — p. 1466
- [83] *Horowitz M., Daisy R., Fischer B., and Zyskind J.* Narrow-linewidth, singlemode erbium-doped fiber laser with intracavity wave mixing in saturable absorber // *Electronics Letters* — 1994. — vol. 30, no. 8. — p. 648–649
- [84] *Huang S., Feng Y., Dong J., Shirakawa A., Musha M., and Ueda K.* 1083 nm single frequency ytterbium doped fiber laser // *Laser Physics Letters* — 2005. — vol. 2, no. 10. — p. 498–501
- [85] *Shenghong Huang, Guanshi Qin, Yan Feng, Shirakawa A., Musha M., and Ueda K.-I.* Single-frequency fiber laser from linear cavity with loop mirror

- filter and dual-cascaded FBGs // *IEEE Photonics Technology Letters* — 2005. — vol. 17, no. 6. — p. 1169–1171
- [86] Horowitz M., Daisy R., Fischer B., and Zyskind J. L. Linewidth-narrowing mechanism in lasers by nonlinear wave mixing // *Optics Letters* — 1994. — vol. 19, no. 18. — p. 1406
- [87] Cheng Y., Kringlebotn J. T., Loh W. H., Laming R. I., and Payne D. N. Stable single-frequency traveling-wave fiber loop laser with integral saturable-absorber-based tracking narrow-band filter // *Optics Letters* — 1995. — vol. 20, no. 8. — p. 875
- [88] Song Y. W., Havstad S. A., Starodubov D., Xie Y., Willner A. E., and Feinberg J. 40-nm-wide tunable fiber ring laser with single-mode operation using a highly stretchable FBG // *IEEE Photonics Technology Letters* — 2001. — vol. 13, no. 11. — p. 1167–1169
- [89] Wang K., Wen Z., Chen H., Lu B., and Bai J. Single-frequency all-polarization-maintaining ytterbium-doped bidirectional fiber laser // *Optics Letters* — 2021. — vol. 46, no. 2. — p. 404
- [90] Rodriguez-Cobo L., Perez-Herrera R. A., Quintela M. A., Ruiz-Lombera R., Lopez-Amo M., and Lopez-Higuera J. M. Virtual FBGs Using Saturable Absorbers for Sensing with Fiber Lasers // *Sensors* — 2018. — vol. 18, no. 11. — p. 3593
- [91] Kim H. S., Kim S. K., and Kim B. Y. Longitudinal mode control in few-mode erbium-doped fiber lasers // *Optics Letters* — 1996. — vol. 21, no. 15. — p. 1144
- [92] Paschotta R., Nilsson J., Reekie L., Trooper A. C., and Hanna D. C. Single-frequency ytterbium-doped fiber laser stabilized by spatial hole burning // *Optics Letters* — 1997. — vol. 22, no. 1. — p. 40
- [93] Poozesh R., Madanipour K., and Parvin P. Single-frequency gain-switched ytterbium-doped fiber laser at 1017 nm based on dynamic self-induced grating in a saturable absorber // *Optics Letters* — 2019. — vol. 44, no. 1. — p. 122

- [94] Zhou Meng, Stewart G., and Whitenett G. Stable single-mode operation of a narrow-linewidth, linearly polarized, erbium-fiber ring laser using a saturable absorber // *Journal of Lightwave Technology* — 2006. — vol. 24, no. 5. — p. 2179–2183
- [95] Oh J. M., and Lee D. Strong Optical Bistability in a Simple<tex>\$L\$</tex>-Band Tunable Erbium-Doped Fiber Ring Laser // *IEEE Journal of Quantum Electronics* — 2004. — vol. 40, no. 4. — p. 374–377
- [96] Zhang K., and Kang J. U. C-band wavelength-swept single-longitudinalmode erbium-doped fiber ring laser // *Optics Express* — 2008. — vol. 16, no. 18. — p. 14173
- [97] Yin F., Yang S., Chen H., Chen M., and Xie S. Tunable single-longitudinal-mode Ytterbium all fiber laser with saturable-absorber-based auto-tracking filter // *Optics Communications* — 2012. — vol. 285, no. 10–11. — p. 2702–2706
- [98] Shi C., Fu S., Shi G., Shi W., Sheng Q., and Yao J. Thulium doped silica fiber laser operating in single-longitudinal-mode at a wavelength above 2 μm
- [99] Ou P., Jia Y., Cao B., Zhang C., Hu S., and Di Feng Narrow-linewidth single-polarization frequency-modulated Er-doped fiber ring laser // *Chinese Optics Letters* — 2008. — vol. 6, no. 11. — p. 845–847
- [100] Hughes T. P., and Young K. M. Mode Sequences in Ruby Laser Emission // *Nature* — 1962. — vol. 196, no. 4852. — p. 332–334
- [101] Evtuhov V., and Siegman A. E. A “Twisted-Mode” Technique for Obtaining Axially Uniform Energy Density in a Laser Cavity // *Applied Optics* — 1965. — vol. 4, no. 1. — p. 142
- [102] Sorbello G., Taccheo S., Della Valle G., Laporta P., Cianci E., Foglietti V., Jiang S., and Peyghambarian N. Twisted-mode single-frequency Er–Yb waveguide laser at 1.5 μm // *Optical and Quantum Electronics* — 2003. — vol. 35, no. 7. — p. 669–674
- [103] Mo S., Huang X., Xu S., Li C., Yang C., Feng Z., Zhang W., Chen D., and

- Yang Z. 600-Hz linewidth short-linear-cavity fiber laser // *Optics Letters* — 2014. — vol. 39, no. 20. — p. 5818
- [104] Chang D. I., Guy M. J., Chernikov S. V., Taylor J. R., and Kong H. J. Single-frequency erbium fibre laser using the twisted-modetechnique // *Electronics Letters* — 1996. — vol. 32, no. 19. — p. 1786–1787
- [105] Danielmeyer H. G., and Nilsen W. G. Spontaneous single-frequency output from a spatially homogeneous Nd:YAG laser // *Applied Physics Letters* — 1970. — vol. 16, no. 3. — p. 124–126
- [106] Danielmeyer H. G., and Turner E. H. Electro-optic elimination of spatial hole burning in lasers // *Applied Physics Letters* — 1970. — vol. 17, no. 12. — p. 519–521
- [107] Sabert H. Tunable narrow-band Nd³⁺ fiber laser // *Applied Physics Letters* — 1991. — vol. 59, no. 17. — p. 2067–2069
- [108] Antsiferov V. V., Pivtsov V. S., Ugozhaev V. D., and Folin K. G. Spike structure of the emission of solid-state lasers // *Soviet Journal of Quantum Electronics* — 1973. — vol. 3, no. 3. — p. 211–215
- [109] Abitan H., Bohr H., and Pedersen C. F. Fiber ring laser with a feedback mirror // *Applied Optics* — 2005. — vol. 44, no. 36. — p. 7802
- [110] Peterka P., Maria J., Dussardier B., Slavík R., Honzátko P., and Kubeček V. Long-period fiber grating as wavelength selective element in double-clad Yb-doped fiber-ring lasers // *Laser Physics Letters* — 2009. — vol. 6, no. 10. — p. 732–736
- [111] Peterka P., Navrátil P., Maria J., Dussardier B., Slavík R., Honzátko P., and Kubeček V. Self-induced laser line sweeping in double-clad Yb-doped fiber-ring lasers // *Laser Physics Letters* — 2012. — vol. 9, no. 6. — p. 445–450
- [112] Kir'yanov A. V., and Il'ichev N. N. Self-induced laser line sweeping in an ytterbium fiber laser with non-resonant Fabry-Perot cavity // *Laser Physics Letters* — 2011. — vol. 8, no. 4. — p. 305–312
- [113] Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., and Babin S. A. Broad-range self-sweeping of a narrow-line self-pulsing Yb-doped fiber laser // *Optics*

- Express* — 2011. — vol. 19, no. 18. — p. 17632
- [114] *Poddubrovskii N. R., Drobyshev R. V., Lobach I. A., and Kablukov S. I.* Fiber Lasers Based on Dynamic Population Gratings in Rare-Earth-Doped Optical Fibers // *Photonics* — 2022. — vol. 9, no. 9. — p. 613
- [115] *Lobach I., Kablukov S., Skvortsov M., Podivilov E., Melkumov M., Babin S., and Dianov E.* Narrowband random lasing in a Bismuth-doped active fiber // *Scientific Reports* — 2016. — vol. 6, no. 1. — p. 30083
- [116] *Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., and Babin S. A.* Self-scanned single-frequency operation of a fiber laser driven by a self-induced phase grating // *Laser Physics Letters* — 2014. — vol. 11, no. 4. — p. 045103
- [117] *Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., Fotiadi A. A., and Babin S. A.* Fourier synthesis with single-mode pulses from a multimode laser // *Optics Letters* — 2015. — vol. 40, no. 15. — p. 3671
- [118] *Sugavanam S., Fabbri S., Le S. T., Lobach I., Kablukov S., Khorev S., and Churkin D.* Real-time high-resolution heterodyne-based measurements of spectral dynamics in fibre lasers // *Scientific Reports* — 2016. — vol. 6, no. 1. — p. 23152
- [119] *Lobach I. A., Kablukov S. I., Melkumov M. A., Khopin V. F., Babin S. A., and Dianov E. M.* Single-frequency Bismuth-doped fiber laser with quasi-continuous self-sweeping // *Optics Express* — 2015. — vol. 23, no. 19. — p. 24833
- [120] *Budarnykh A. E., Lobach I. A., and Kablukov S. I.* Self-sweeping Tm-doped fiber laser with wavelength stopping // *Laser Physics Letters* — 2019. — vol. 16, no. 2. — p. 025108
- [121] *Budarnykh A. E., Vladimirskaia A. D., Lobach I. A., and Kablukov S. I.* High-resolution analysis of the wavelength stopping effect in a self-sweeping fiber laser // *Laser Physics Letters* — 2019. — vol. 16, no. 8. — p. 085104
- [122] *Budarnykh A. E., Vladimirskaia A. D., Lobach I. A., and Kablukov S. I.* Broad-range self-sweeping single-frequency linearly polarized Tm-doped fiber laser // *Optics Letters* — 2018. — vol. 43, no. 21. — p. 5307

- [123] *Vladimirskaya A. D., Kamynin V. A., Lobach I. A., and Kablukov S. I.* Robust operation of linearly polarized broad-range self-sweeping Ho-doped fiber laser // *Laser Physics Letters* — 2021. — vol. 18, no. 7. — p. 075101
- [124] *Vladimirskaya A. D., Kamynin V. A., Lobach I. A., and Kablukov S. I.* Continuous-wave single-frequency holmium-doped fiber laser based on saturable absorber // *Laser Physics* — 2023. — vol. 33, no. 4. — p. 045102
- [125] *Lobach I. A., and Kablukov S. I.* Application of a Self-Sweeping Yb-Doped Fiber Laser for High-Resolution Characterization of Phase-Shifted FBGs // *Journal of Lightwave Technology* — 2013. — vol. 31, no. 18. — p. 2982–2987
- [126] *Wolf A. A., Dostovalov A. V., Lobach I. A., and Babin S. A.* Femtosecond Laser Inscription of Long-Period Fiber Gratings in a Polarization-Maintaining Fiber // *Journal of Lightwave Technology* — 2015. — vol. 33, no. 24. — p. 5178–5183
- [127] *Dontsova E. I., Kablukov S. I., Lobach I. A., Dostovalov A. V., Babin S. A., Gladyshev A. V., Dianov E. M., Corbary C., Ibsen M., and Kazansky P. G.* Extracavity and external cavity second-harmonic generation in a periodically poled silica fibre // *Quantum Electronics* — 2016. — vol. 46, no. 11. — p. 989–994
- [128] *Budarnykh A. E., Lobach I. A., Kablukov S. I., and Chapovsky P. L.* Detection of nuclear spin isomers of water molecules using self-scanning Tm-doped fiber laser // *Laser Physics Letters* — 2020. — vol. 17, no. 6. — p. 065702
- [129] *Tkachenko A. Y., Lobach I. A., and Kablukov S. I.* All-fiber Brillouin optical spectrum analyzer based on self-sweeping fiber laser // *Optics Express* — 2017. — vol. 25, no. 15. — p. 17600
- [130] *Krivosheina D. A., Tkachenko A. Y., Lobach I. A., and Kablukov S. I.* Coherent Optical Frequency Reflectometer Based on a Self-sweeping Fiber Laser for Distributed Measurements // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* — 2023. — vol. 50, no. S3. — p. S305–S313

- [131] Tkachenko A. Y., Lobach I. A., and Kablukov S. I. Coherent optical frequency-domain reflectometer based on a fibre laser with frequency self-scanning // *Quantum Electronics* — 2019. — vol. 49, no. 12. — p. 1121–1126
- [132] Tkachenko A. Y., Smolyaninov N. N., Skvortsov M. I., Lobach I. A., and Kablukov S. I. A Coherent Optical Frequency-Domain Reflectometer Based on a Self-Sweeping Fiber Laser for Sensing Applications // *Instruments and Experimental Techniques* — 2020. — vol. 63, no. 4. — p. 532–537
- [133] Ткаченко А. Ю., Лобач И. А., and Каблуков С. И. Когерентная оптическая частотная рефлектометрия на основе волоконного самосканирующего лазера: текущее состояние и перспективы развития (обзор) // *Приборы и техника эксперимента* — 2023. — vol. no. 5. — p. 24–31
- [134] Volikova A. M., Lobach I. A., and Kablukov S. I. Laser vibrometer-rangefinder based on self-sweeping fiber laser // *Optics Express* — 2022. — vol. 30, no. 12. — p. 22025
- [135] Владимирская А. Д., Скворцов М. И., Вольф А. А., Камынин В. А., Лобач И. А., and Каблуков С. . Влияние концентрации ионов гольмия на эффект самосканирования длины волны в гольмиевом волоконном лазере // *Прикладная фотоника* — 2020. — vol. 7, no. 4. — p. 76–85
- [136] Донцова Е. И., Лобач И. А., Достовалов А. В., and Каблуков С. И. Исследование поляризационных свойств генерации второй гармоники в световодах с периодически наведенной квадратичной нелинейностью // *Прикладная фотоника* — 2015. — vol. 2, no. 4. — p. 342–357
- [137] Воликова А. М., Смолянинов Н. Н., Лобач И. А., and Каблуков С. И. Дальномер на основе иттербиевого волоконного лазера с самосканированием длины волны // *Прикладная фотоника* — 2020. — vol. 7, no. 3. — p. 90–101
- [138] Lobach I. A., Babin S. I., Podivilov E. V., and Kablukov S. A. All-fiber broad-range self-sweeping Yb-doped fiber laser // *Proc. SPIE 8237, Fiber Lasers*

- IX: Technology, Systems, and Applications, 82371C* — 2012. — vol. no. — p. 82371C
- [139] Budarnykh A. E., Lobach I. A., and Kablukov S. I. Optical Frequency Domain Reflectometer for Spatial-Resolved Gas Sensing // *IEEE 24th International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM)* — 2023. — vol. no. — p. 930–933
- [140] Бударных А. Е., Лобач И. А., and Каблуков С. И. Частотный рефлектометр на основе тулиевого волоконного самосканирующего лазера для задач газоанализа // *Материалы X Международного семинара по волоконным лазерам* — 2022. — vol. no. — p. 172–173
- [141] Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., and Babin S. A. Single-frequency self-sweeping fiber lasers // *Fifth Russian-Chinese Workshop and School for Young Scientists on Laser Physics and Photonics* — 2015. — vol. no. — p. 71–73
- [142] Lobach I., Budarnykh A., Vladimirskaia A., and Kablukov S. Broad-range self-sweeping single-frequency Tm-doped fiber laser for sensing applications // *Optoelectronic Devices and Integration VII* — 2018. — vol. no. — p. 29
- [143] Tkachenko A. Y., Lobach I. A., and Kablukov S. I. Brillouin optical spectrum analyzer with modulated pump // *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)* — 2017. — vol. no. — p. 1–1
- [144] Tkachenko A. Y., Lobach I. A., and Kablukov S. I. Brillouin optical spectrum analyzer based on self-sweeping fiber laser // *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS)* — 2017. — vol. no. — p. 2316–2320
- [145] Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., Fotiadi A. A., and Babin S. A. Pulse Coherence in Self-sweeping Fiber Laser // *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* — 2015. — vol. no. — p. STh4L.4
- [146] Budarnykh A., Lobach I., and Kablukov S. 2 μm self-sweeping fiber laser oscillator for LIDAR applications // *Proc. SPIE 12321, Advanced Sensor Systems and Applications XII* — 2022. — vol. no. — p. 123210P

- [147] Budarnykh A., Lobach I. A., and Smolyaninov N. Automatic control of the tuning parameters of a self-sweeping Tm-doped fiber laser // *Proc. SPIE 11901, Advanced Sensor Systems and Applications XI* — 2021. — vol. no. — p. 119010M
- [148] Budarnykh A., Vladimirskaia A., Skvortsov M., Wolf A., Lobach I. A., and Kablukov S. Tm-doped fiber laser with control of spectral dynamics // *Proc. SPIE 11028, Optical Sensors* — 2019. — vol. no. — p. 110282T
- [149] Vladimirskaia A. D., Skvorsov M. I., Wolf A. A., Kaminin V. A., Lobach I. A., and Kablukov S. I. Ho-doped fiber laser with wavelength self-sweeping near 2.06 μm for CO₂ spectroscopy // *International Conference Laser Optics (ICLO)* — 2020. — vol. no. — p. 1–1
- [150] Vladimirskaia A. D., Kamynin V. A., and Lobach I. A. Single-Frequency Holmium-Doped Fiber Laser with Saturable Absorber // *EEE 23rd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM)* — 2022. — vol. no. — p. 360–363
- [151] Vladimirskaia A. D., Lobach I. A., and Kablukov S. I. Broad-range self-sweeping linearly polarized Ho-doped fiber laser // *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* — 2021. — vol. no. — p. JW1A.121
- [152] Vladimirskaia A., Lobach I. A., Kablukov S. I., and Kamynin V. A. Broad-range self-sweeping Ho-doped fiber laser for N₂O spectroscopy tasks // *Proc. SPIE 11901, Advanced Sensor Systems and Applications XI* — 2021. — vol. no. — p. 119010H
- [153] Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., Fotiadi A. A., and Babin S. A. Coherent Combining Of Single-Mode Pulses In A Ring Cavity // *European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference* — 2015. — vol. no. — p. paper CJ_P_16
- [154] Lobach I. A., Kablukov S. I., Melkumov M. A., Khopin V. F., Babin S. A., and Dianov E. M. All-fiber Bismuth doped self-sweeping laser // *24th International Laser Physics Workshop (LPHYS'15)* — 2015. — vol. no. — p. 8.3.3

- [155] *Lobach I. A., Khalipskaya A. B., Kablukov S. I., and Podivilov E. V.* Self-sweeping Yb-doped fiber laser as a source for high-resolution characterization of phase-shifted FBGs // *22th International Laser Physics Workshop (LPHYS'13)* — 2013. — vol. no. — p. 8.1.4
- [156] *Лобач И. А., and Каблуков С. И.* Способ измерения параметров неоднородностей показателя преломления вдоль оптического волокна и оптический рефлектометр частотной области // *Патент RU 2 797 693 C1* — 2023. — vol. 16, no. — p.
- [157] *Бабин С. А., Каблуков С. И., and Лобач И. А.* Волоконный источник однонаправленного одночастотного поляризованного лазерного излучения с пассивным сканированием частоты (варианты). // *Патент RU 2 566 385 C1* — 2015. — vol. 30, no. — p.
- [158] *Владимирская А. Д., Поддубровский Н. Р., Лобач И. А., and Каблуков С. И.* Волоконный кольцевой источник лазерного излучения с пассивным сканированием частоты // *Патент RU 2 801 639 C1* — 2023. — vol. 23, no. — p.
- [159] *Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E., Kablukov S. I., and Podivilov E. V.* Turbulence-induced square-root broadening of the Raman fiber laser output spectrum // *Optics Letters* — 2008. — vol. 33, no. 6. — p. 633
- [160] *Kablukov S. I., Zlobina E. A., Podivilov E. V., and Babin S. A.* Output spectrum of Yb-doped fiber lasers // *Optics Letters* — 2012. — vol. 37, no. 13. — p. 2508
- [161] *Turitsyn S. K., Ania-Castañón J. D., Babin S. A., Karalekas V., Harper P., Churkin D., Kablukov S. I., El-Taher A. E., Podivilov E. V., and Mezentsev V. K.* 270-km Ultralong Raman Fiber Laser // *Physical Review Letters* — 2009. — vol. 103, no. 13. — p. 133901
- [162] *Lupei A.* Optical phonons effects on RE³⁺ lineshapes in YAG // *Optical Materials* — 2001. — vol. 16, no. 1–2. — p. 153–162
- [163] *Auzel F., Balda R., and Fernandez J.* Homogeneous line width of rare-earth-doped glasses for levels in a Stark level ladder: A new simple rule // *Journal*

- of Luminescence* — 2007. — vol. 122–123, no. — p. 453–455
- [164] *P.C. Becker, N.A. Olsson J. R. S. Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*, Academic Press, 1999. — p. 460
- [165] *Tachibana M., Laming R. I., Morkel P. R., and Payne D. N. Gain cross saturation and spectral hole burning in wideband erbium-doped fiber amplifiers // Optics Letters* — 1991. — vol. 16, no. 19. — p. 1499
- [166] *Peretti R., Jacquier B., Boivin D., Burov E., and Jurdyc A.-M. Inhomogeneous Gain Saturation in EDF: Experiment and Modeling // Journal of Lightwave Technology* — 2011. — vol. 29, no. 10. — p. 1445–1452
- [167] *Desurvire E. Study of the complex atomic susceptibility of erbium-doped fiber amplifiers // Journal of Lightwave Technology* — 1990. — vol. 8, no. 10. — p. 1517–1527
- [168] *Desurvire E., Zyskind J. L., and Simpson J. R. Spectral gain hole-burning at 1.53 μm in erbium-doped fiber amplifiers // IEEE Photonics Technology Letters* — 1990. — vol. 2, no. 4. — p. 246–248
- [169] *Zyskind J. L., Desurvire E., Sulhoff J. W., and Di Giovanni D. J. Determination of homogeneous linewidth by spectral gain hole-burning in an erbium-doped fiber amplifier with GeO/SiO_2 core // IEEE Photonics Technology Letters* — 1990. — vol. 2, no. 12. — p. 869–871
- [170] *Roy F., Bayart D., Heerdt C., Le Sauze A., and Baniel P. Spectral hole burning measurement thulium-doped fiber amplifiers // Optics Letters* — 2002. — vol. 27, no. 1. — p. 10
- [171] *Schawlow A. L., and Townes C. H. Infrared and Optical Masers // Physical Review* — 1958. — vol. 112, no. 6. — p. 1940–1949
- [172] *Khanin Y. I. Fundamentals of Laser Dynamics*, Cambridge International Science, 2004. — p. 376
- [173] *Morkel P. R., Cowle G., and Payne D. N. Single-Frequency Operation of a Travelling-Wave*
- [174] *Sun J., Yuan X., Zhang X., and Huang D. Single-longitudinal-mode fiber ring*

- laser using fiber grating-based Fabry–Perot filters and variable saturable absorbers // *Optics Communications* — 2006. — vol. 267, no. 1. — p. 177–181
- [175] Zyskind J. L., Mizrahi V., DiGiovanni D. J., and Sulhoff J. W. Short single frequency erbium-doped fibre laser // *Electronics Letters* — 1992. — vol. 28, no. 15. — p. 1385–1387
- [176] Zhang Y., Guan B.-O., and Tam H.-Y. Ultra-short distributed Bragg reflector fiber laser for sensing applications // *Optics Express* — 2009. — vol. 17, no. 12. — p. 10050
- [177] Nikulin M. A., Churin D. E., Vlasov A. A., and Podivilov E. V. Distributed feedback ytterbium fiber laser: experiment and analytical model // *Journal of the Optical Society of America B* — 2010. — vol. 27, no. 7. — p. 1414
- [178] Skvortsov M. I., Wolf A. A., Vlasov A. A., Proskurina K. V., Dostovalov A. V., Egorova O. N., Galagan B. I., Sverchkov S. E., Denker B. I., Semjonov S. L., and Babin S. A. Ultrashort-Cavity DFB Laser Based on Er³⁺-Heavily-Doped Phosphosilicate Fiber // *OSA Advanced Photonics Congress* — 2020. — p. SoTu3H.4
- [179] Shigapov A., Seregin E., Likhachev M., and Gromova Y. Ultra-Short Single-Frequency DFB Yb-Doped Fiber Laser // *Optica Laser Congress Congress* — 2025. — p. JW2A.43
- [180] Lobach I. A., Yu Tkachenko A., and Kablukov S. I. Optimization and control of the sweeping range in an Yb-doped self-sweeping fiber laser // *Laser Physics Letters* — 2016. — vol. 13, no. 4. — p. 045104
- [181] Tkachenko A. Y., Vladimirskaia A. D., Lobach I. A., and Kablukov S. I. Michelson mode selector for spectral range stabilization in a self-sweeping fiber laser // *Optics Letters* — 2018. — vol. 43, no. 7. — p. 1558
- [182] Govind P. Agrawal *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Elsevier, 2008. — p. 528
- [183] Fotiadi A. A., Korobko D. A., Zolotovskii I. O., and Taylor J. R. Brillouin-like amplification in rare-earth-doped optical fibers // *Optics Express* —

2021. — vol. 29, no. 24. — p. 40345
- [184] Годунов С. К., and Рябенский В. С. Разностные схемы (введение в теорию), Наука, 1977. — p. 440
- [185] Роуч П. Вычислительная гидродинамика, МИР, 1980. — p. 616
- [186] Drobyshev R. V., Lobach I. A., Podivilov E. V., and Kablukov S. I. Spectral characterization technique of self-organized distributed feedback in a self-sweeping fiber laser // *Optics Express* — 2019. — vol. 27, no. 15. — p. 21335
- [187] Rongqing Hui M. O. Fiber Optic Measurement Techniques, Elsevier, 2009. — p. 672
- [188] Владимирская А. Д., Скворцов М. И., Вольф А. А., Лобач И. А. Каблуков С. И. Одночастотный волоконный тулиевый лазер с распределённой обратной связью // *Автометрия* — 2020. — vol. 56, no. 4. — p. 103–110
- [189] Lee H., and Agrawal G. P. Impact of Self-Phase Modulation on Instabilities in Fiber Lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics* — 2010. — vol. 46, no. 12. — p. 1732–1738
- [190] Yahel E., Hess O., and Hardy A. A. Modeling and optimization of high-power Nd/sup 3+/-Yb/sup 3+/- codoped fiber lasers // *Journal of Lightwave Technology* — 2006. — vol. 24, no. 3. — p. 1601–1609
- [191] Pask H. M., Carman R. J., Hanna D. C., Tropper A. C., Mackechnie C. J., Barber P. R., and Dawes J. M. Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 μm region // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* — 1995. — vol. 1, no. 1. — p. 2–13
- [192] Barnard C., Myslinski P., Chrostowski J., and Kavehrad M. Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics* — 1994. — vol. 30, no. 8. — p. 1817–1830
- [193] Turitsyna E. G., Smirnov S. V., Sugavanam S., Tarasov N., Shu X., Babin S. A., Podivilov E. V., Churkin D. V., Falkovich G., and Turitsyn S. K. The laminar–turbulent transition in a fibre laser // *Nature Photonics* — 2013. — vol. 7, no. 10. — p. 783–786

- [194] Crotti C., Deloison F., Alahyane F., Aptel F., Kowalczyk L., Legeais J.-M., Peyrot D. A., Savoldelli M., and Plamann K. Wavelength Optimization in Femtosecond Laser Corneal Surgery // *Investigative Ophthalmology & Visual Science* — 2013. — vol. 54, no. 5. — p. 3340
- [195] Chong S. P., Merkle C. W., Cooke D. F., Zhang T., Radhakrishnan H., Krubitzer L., and Srinivasan V. J. Noninvasive, in vivo imaging of subcortical mouse brain regions with 17 μm optical coherence tomography // *Optics Letters* — 2015. — vol. 40, no. 21. — p. 4911
- [196] Peiris S., Madamopoulos N., Antoniadis N., Richards D., Ummy M. A., and Dorsinville R. Engineering an Extended Gain Bandwidth Hybrid Raman—Optical Parametric Amplifier for Next Generation CWDM PON // *Journal of Lightwave Technology* — 2014. — vol. 32, no. 5. — p. 939–946
- [197] Denker B. I., Galagan B. I., Iskhakova L. D., Sverchkov S. E., and Dianov E. M. Infrared luminescent properties of tin-silicate oxide glass // *Applied Physics B* — 2015. — vol. 120, no. 1. — p. 13–15
- [198] Dianov E. M., Dvoyrin V. V., Mashinsky V. M., Umnikov A. A., Yashkov M. V., and Gur'yanov A. N. CW bismuth fibre laser // *Quantum Electronics* — 2005. — vol. 35, no. 12. — p. 1083–1084
- [199] Murata K., Fujimoto Y., Kanabe T., Fujita H., and Nakatsuka M. Bi-doped SiO₂ as a new laser material for an intense laser // *Fusion Engineering and Design* — 1999. — vol. 44, no. 1–4. — p. 437–439
- [200] Sharonov M. Y., Bykov A. B., Petricevic V., and Alfano R. R. Spectroscopic study of optical centers formed in Bi-, Pb-, Sb-, Sn-, Te-, and In-doped germanate glasses // *Optics Letters* — 2008. — vol. 33, no. 18. — p. 2131
- [201] Dianov E. M. Bismuth-doped optical fibers: a challenging active medium for near-IR lasers and optical amplifiers // *Light: Science & Applications* — 2012. — vol. 1, no. 5. — p. e12–e12
- [202] Bufetov I. A., Melkumov M. A., Firstov S. V., Riumkin K. E., Shubin A. V., Khopin V. F., Guryanov A. N., and Dianov E. M. Bi-Doped Optical Fibers and Fiber Lasers // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*

- 2014. — vol. 20, no. 5. — p. 111–125
- [203] *Shubin A. V., Bufetov I. A., Melkumov M. A., Firstov S. V., Medvedkov O. I., Khopin V. F., Guryanov A. N., and Dianov E. M.* Bismuth-doped silica-based fiber lasers operating between 1389 and 1538 nm with output power of up to 22 W // *Optics Letters* — 2012. — vol. 37, no. 13. — p. 2589
- [204] *Kablukov S. I., Babin S. A., Churkin D. V., Denisov A. V., and Kharenko D. S.* Frequency doubling of a broadband Raman fiber laser to 655 nm // *Optics Express* — 2009. — vol. 17, no. 8. — p. 5980
- [205] *Kelleher E. J. R., Travers J. C., Golant K. M., Popov S. V., and Taylor J. R.* Narrow Linewidth Bismuth-Doped All-Fiber Ring Laser // *IEEE Photonics Technology Letters* — 2010. — vol. 22, no. 11. — p. 793–795
- [206] *Lobach I. A., Drobyshev R. V., Fotiadi A. A., Podivilov E. V., Kablukov S. I., and Babin S. A.* Open-cavity fiber laser with distributed feedback based on externally or self-induced dynamic gratings // *Optics Letters* — 2017. — vol. 42, no. 20. — p. 4207
- [207] *Fotiadi A. A., and Kiyan R. V.* Cooperative stimulated Brillouin and Rayleigh backscattering process in optical fiber // *Optics Letters* — 1998. — vol. 23, no. 23. — p. 1805
- [208] *Cao H.* Random Lasers: Development, Features and Applications // *Optics and Photonics News* — 2005. — vol. 16, no. 1. — p. 24
- [209] *Fotiadi A. A.* An incoherent fibre laser // *Nature Photonics* — 2010. — vol. 4, no. 4. — p. 204–205
- [210] *Scholle K., Heumann E., and Huber G.* Single mode Tm and Tm,Ho:LuAG lasers for LIDAR applications // *Laser Physics Letters* — 2004. — vol. 1, no. 6. — p. 285–290
- [211] *Platt U., and Stutz J.* Differential Absorption Spectroscopy
- [212] *Werle P., Slemr F., Maurer K., Kormann R., Mücke R., and Jänker B.* Near- and mid-infrared laser-optical sensors for gas analysis // *Optics and Lasers in Engineering* — 2002. — vol. 37, no. 2–3. — p. 101–114
- [213] *Li J., Yu Z., Du Z., Ji Y., and Liu C.* Standoff Chemical Detection Using

- Laser Absorption Spectroscopy: A Review // *Remote Sensing* — 2020. — vol. 12, no. 17. — p. 2771
- [214] *Anderson T. R., Hawkins E., and Jones P. D.* CO₂, the greenhouse effect and global warming: from the pioneering work of Arrhenius and Callendar to today's Earth System Models // *Endeavour* — 2016. — vol. 40, no. 3. — p. 178–187
- [215] *Scholle K., Lamrini S., Koopmann P., and Fuhrberg P.* 2 μ m Laser Sources and Their Possible Applications
- [216] *De Young R., and Barnes N.* Profiling atmospheric water vapor using a fiber laser lidar system // *Applied Optics* — 2010. — vol. 49, no. 4. — p. 562
- [217] *Barnes N. P., Walsh B. M., Reichle D. J., and DeYoung R. J.* Tm: fiber lasers for remote sensing // *Optical Materials* — 2009. — vol. 31, no. 7. — p. 1061–1064
- [218] *Thompson R. L., Lassaletta L., Patra P. K., Wilson C., Wells K. C., Gressent A., Koffi E. N., Chipperfield M. P., Winiwarter W., Davidson E. A., Tian H., and Canadell J. G.* Acceleration of global N₂O emissions seen from two decades of atmospheric inversion // *Nature Climate Change* — 2019. — vol. 9, no. 12. — p. 993–998
- [219] *Kopyeva M. S., Filatova S. A., Kamynin V. A., Trikshev A. I., Kozlikina E. I., Astashov V. V., Loschenov V. B., and Tsvetkov V. B.* Ex Vivo Exposure to Soft Biological Tissues by the 2- μ m All-Fiber Ultrafast Holmium Laser System // *Applied Sciences* — 2022. — vol. 12, no. 8. — p. 3825
- [220] *Kopyeva M. S., Filatova S. A., Kamynin V. A., Trikshev A. I., Kozlikina E. I., Astashov V. V., Loschenov V. B., and Tsvetkov V. B.* Ex-Vivo Exposure on Biological Tissues in the 2- μ m Spectral Range with an All-Fiber Continuous-Wave Holmium Laser // *Photonics* — 2021. — vol. 9, no. 1. — p. 20
- [221] *Gottlob C., Kopchok G. E., Peng S., Tabbara M., Cavaye D., and White R. A.* Holmium:YAG laser ablation of human intervertebral disc: Preliminary evaluation // *Lasers in Surgery and Medicine* — 1992. — vol. 12, no. 1. — p. 86–91

- [222] *Traxer O., and Keller E. X.* Thulium fiber laser: the new player for kidney stone treatment? A comparison with Holmium:YAG laser // *World Journal of Urology* — 2020. — vol. 38, no. 8. — p. 1883–1894
- [223] *Graham D., Evans D., Alpert L., Klein P., Evans D., Opekun A., and Boutton T.* Campylobacter pylori detected noninvasively by the 13c-urea breath test // *The Lancet* — 1987. — vol. 329, no. 8543. — p. 1174–1177
- [224] *Peterka P., Kasik I., Dhar A., Dussardier B., and Blanc W.* Theoretical modeling of fiber laser at 810 nm based on thulium-doped silica fibers with enhanced 3H_4 level lifetime // *Optics Express* — 2011. — vol. 19, no. 3. — p. 2773
- [225] *Simakov N., Li Z., Jung Y., Daniel J. M. O., Barua P., Shardlow P. C., Liang S., Sahu J. K., Hemming A., Clarkson W. A., Alam S.-U., and Richardson D. J.* High gain holmium-doped fibre amplifiers // *Optics Express* — 2016. — vol. 24, no. 13. — p. 13946
- [226] *Edvardsen A. W., and Holmen L. G.* Kinetics of pair-induced quenching in holmium-doped optical fibers // *Optics Express* — 2024. — vol. 32, no. 8. — p. 13166
- [227] *Geng J., Wu J., Jiang S., and Yu J.* Efficient operation of diode-pumped single-frequency thulium-doped fiber lasers near 2 μm // *Optics Letters* — 2007. — vol. 32, no. 4. — p. 355
- [228] *Yang C., Chen D., Xu S., Deng H., Lin W., Zhao Q., Zhang Y., Zhou K., Feng Z., Qian Q., and Yang Z.* Short all Tm-doped germanate glass fiber MOPA single-frequency laser at 195 μm // *Optics Express* — 2016. — vol. 24, no. 10. — p. 10956
- [229] *Pearson L., Kim J. W., Zhang Z., Ibsen M., Sahu J. K., and Clarkson W. A.* High-power linearly-polarized single-frequency thulium-doped fiber master-oscillator power-amplifier // *Optics Express* — 2010. — vol. 18, no. 2. — p. 1607
- [230] *Agger S., Povlsen J. H., and Varming P.* Single-frequency thulium-doped distributed-feedback fiber laser // *Optics Letters* — 2004. — vol. 29, no. 13.

— p. 1503

- [231] Zhang Z., Shen D. Y., Boyland A. J., Sahu J. K., Clarkson W. A., and Ibsen M. High-power Tm-doped fiber distributed-feedback laser at 1943 nm // *Optics Letters* — 2008. — vol. 33, no. 18. — p. 2059
- [232] Wu J., Yao Z., Zong J., Chavez-Pirson A., Peyghambarian N., and Yu J. Single frequency fiber laser at 2.05 μm based on Ho-doped germanate glass fiber // *Proc. SPIE 7195, Fiber Lasers VI: Technology, Systems, and Applications* — 2009. — p. 71951K
- [233] Hudson D. D., Williams R. J., Withford M. J., and Jackson S. D. Single-frequency fiber laser operating at 29 μm // *Optics Letters* — 2013. — vol. 38, no. 14. — p. 2388
- [234] Wolf A. A., Skvortsov M. I., Kamynin V. A., Zhlyukova I. V., Abdullina S. R., Dostovalov A. V., Tsvetkov V. B., and Babin S. A. All-fiber holmium distributed feedback laser at 207 μm // *Optics Letters* — 2019. — vol. 44, no. 15. — p. 3781
- [235] Geng J., Wang Q., Wang J., Jiang S., and Hsu K. All-fiber wavelength-swept laser near 2 μm // *Optics Letters* — 2011. — vol. 36, no. 19. — p. 3771
- [236] Tao M., Tao B., Hu Z., Feng G., Ye X., and Zhao J. Development of a 2 μm Tm-doped fiber laser for hyperspectral absorption spectroscopy applications // *Optics Express* — 2017. — vol. 25, no. 26. — p. 32386
- [237] Hanna D. C., Percival R. M., Smart R. G., and Tropper A. C. Efficient and tunable operation of a Tm-doped fibre laser // *Optics Communications* — 1990. — vol. 75, no. 3–4. — p. 283–286
- [238] Kamynin V. A., Kablukov S. I., Raspopin K. S., Antipov S. O., Kurkov A. S., Medvedkov O. I., and Marakulin A. V. All-fiber Ho-doped laser tunable in the range of 2.045 – 2.1 μm // *Laser Physics Letters* — 2012. — vol. 9, no. 12. — p. 893–895
- [239] Pal A., Sen R., Bremer K., Yao S., Lewis E., Sun T., and Grattan K. T. V. “All-fiber” tunable laser in the 2 μm region, designed for CO₂ detection // *Applied Optics* — 2012. — vol. 51, no. 29. — p. 7011

- [240] *Chengzheng Guo C. G., Deyuan Shen D. S., Jingyu Long J. L., and Fei Wang F. W.* High-power and widely tunable Tm-doped fiber laser at 2 μm // *Chinese Optics Letters* — 2012. — vol. 10, no. 9. — p. 091406–091408
- [241] *Simakov N., Hemming A., Clarkson W. A., Haub J., and Carter A.* A cladding-pumped, tunable holmium doped fiber laser // *Optics Express* — 2013. — vol. 21, no. 23. — p. 28415
- [242] *Aubrecht J., Peterka P., Koška P., Podrazký O., Todorov F., Honzátka P., and Kašík I.* Self-swept holmium fiber laser near 2100 nm // *Optics Express* — 2017. — vol. 25, no. 4. — p. 4120
- [243] *Wang X., Zhou P., Wang X., Xiao H., and Si L.* Tm-Ho co-doped all-fiber broad-range self-sweeping laser around 19 μm // *Optics Express* — 2013. — vol. 21, no. 14. — p. 16290
- [244] *Aubrecht J., Peterka P., Koška P., Honzátka P., Jelínek M., Kamrádek M., Frank M., Kubeček V., and Kašík I.* Spontaneous laser-line sweeping in Ho-doped fiber laser // *Proc. SPIE 10083, Fiber Lasers XIV: Technology and Systems* — 2017. — p. 100831V
- [245] *Navratil P., Peterka P., Honzátka P., and Kubecek V.* Reverse spontaneous laser line sweeping in ytterbium fiber laser // *Laser Physics Letters* — 2017. — vol. 14, no. 3. — p. 035102
- [246] *Chen J., Zhao Y., Zhu Y., Liu S., and Ju Y.* Narrow Line-Width Ytterbium-Doped Fiber Ring Laser Based on Saturated Absorber // *IEEE Photonics Technology Letters* — 2017. — vol. 29, no. 5. — p. 439–441
- [247] *Kashirina E. K., Lobach I. A., and Kablukov S. I.* Dual-longitudinal-mode CW self-sweeping operation in Er-doped fiber laser // *Optics Letters* — 2020. — vol. 45, no. 24. — p. 6659
- [248] *Wen Z., Wang K., Chen H., Lu B., and Bai J.* Self-sweeping ytterbium-doped fiber laser based on a fiber saturable absorber // *Applied Physics Express* — 2021. — vol. 14, no. 1. — p. 012005
- [249] *Drobyshev R. V., Lobach I. A., and Kablukov S. I.* Narrow-linewidth self-sweeping fiber laser with scanning range control by a tunable Lyot filter //

- Laser Physics* — 2019. — vol. 29, no. 10. — p. 105104
- [250] Kurkov A. S., Sholokhov E. M., Marakulin A. V., and Minashina L. A. Effect of active-ion concentration on holmium fibre laser efficiency // *Quantum Electronics* — 2010. — vol. 40, no. 5. — p. 386–388
- [251] Smirnov A. M., Bazakutsa A. P., Chamorovskiy Y. K., Nechepurenko I. A., Dorofeenko A. V., and Butov O. V. Thermal Switching of Lasing Regimes in Heavily Doped Er 3+ Fiber Lasers // *ACS Photonics* — 2018. — vol. 5, no. 12. — p. 5038–5046
- [252] Khamis M. A., and Alabbasi Z. Influence of upconversion transition process on the performance of inband pumped holmium-doped silica fiber amplifiers // *The European Physical Journal D* — 2021. — vol. 75, no. 1. — p. 12
- [253] Лобач И. А., and Ткаченко А. Ю. Устройство опроса волоконных сенсоров на базе волоконного лазера с самосканированием частоты // *Прикладная фотоника* — 2016. — vol. 3, no. 1. — p. 1–13
- [254] Agrawal G. P., and Radic S. Phase-shifted fiber Bragg gratings and their application for wavelength demultiplexing // *IEEE Photonics Technology Letters* — 1994. — vol. 6, no. 8. — p. 995–997
- [255] Poulin M., Painchaud Y., Aubé M., Ayotte S., Latrasse C., Brochu G., Pelletier F., Morin M., Guy M., and Cliche J.-F. Ultra-narrowband fiber Bragg gratings for laser linewidth reduction and RF filtering // *Proc. SPIE 7579, Laser Resonators and Beam Control* — 2010. — p. 75791C
- [256] Vlasov A., Churin D., and Babin S. Specifics of Bragg gratings inscription and characterization in polarization-maintaining Yb-doped fiber for DFB lasers // *Laser Physics* — 2010. — vol. 20, no. 12. — p. 2045–2049
- [257] Radic S., George N., and Agrawal G. P. Theory of low-threshold optical switching in nonlinear phase-shifted periodic structures // *Journal of the Optical Society of America B* — 1995. — vol. 12, no. 4. — p. 671
- [258] Kabakova I. V., de Sterke C. M., and Eggleton B. J. Bistable switching and reshaping of optical pulses in a Bragg grating cavity // *Journal of the Optical Society of America B* — 2010. — vol. 27, no. 12. — p. 2648

- [259] *Collett E.* Field Guide to Polarization, SPIE Press, 2005. — p. 134
- [260] *Nolte S., Will M., Burghoff J., and Tuennermann A.* Femtosecond waveguide writing: a new avenue to three-dimensional integrated optics // *Applied Physics A: Materials Science & Processing* — 2003. — vol. 77, no. 1. — p. 109–111
- [261] <http://hitran.iao.ru>
- [262] *Ландау Л. Д. Л. Е. М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория, Наука, 1974. — p. 752
- [263] *Hama T., Kouchi A., and Watanabe N.* Statistical ortho-to-para ratio of water desorbed from ice at 10 kelvin // *Science* — 2016. — vol. 351, no. 6268. — p. 65–67
- [264] *Tikhonov V. I., and Volkov A. A.* Separation of Water into Its Ortho and Para Isomers // *Science* — 2002. — vol. 296, no. 5577. — p. 2363–2363
- [265] *Mamrashev A. A., Maximov L. V., Nikolaev N. A., and Chapovsky P. L.* Detection of Nuclear Spin Isomers of Water Molecules by Terahertz Time-Domain Spectroscopy // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* — 2018. — vol. 8, no. 1. — p. 13–18
- [266] *Stepanov E. V., Zyryanov P. V., and Milyaev V. A.* Laser analysis of the relative content of ortho- and para-water molecules for the diagnostics of spin-selective processes in gaseous media // *Physics of Wave Phenomena* — 2010. — vol. 18, no. 1. — p. 33–43
- [267] *Lechevallier L., Vasilchenko S., Grilli R., Mondelain D., Romanini D., and Campargue A.* The water vapor self-continuum absorption in the infrared atmospheric windows: New laser measurements near 3.3 μm and 2.0 μm // *Atmospheric Measurement Techniques* — 2017. — vol. no. — p.
- [268] *Protopopov V. V.* Laser Heterodyning, Springer Berlin Heidelberg, 2009. — p. 355
- [269] *Domingo J. M. S., Pelayo J., Villuendas F., Heras C. D., and Pellejer E.* Very high resolution optical spectrometry by stimulated Brillouin scattering // *IEEE Photonics Technology Letters* — 2005. — vol. 17, no. 4. — p. 855–

- [270] *Schneider T.* Wavelength and line width measurement of optical sources with femtometre resolution // *Electronics Letters* — 2005. — vol. 41, no. 22. — p. 1234–1235
- [271] *Preussler S., and Schneider T.* Attometer resolution spectral analysis based on polarization pulling assisted Brillouin scattering merged with heterodyne detection // *Optics Express* — 2015. — vol. 23, no. 20. — p. 26879
- [272] *Agrawal G. P.* Nonlinear Fiber Optics, Academic Press, 2007. — p. 529
- [273] *Bednyakova A. E., Gorbunov O. A., Politko M. O., Kablukov S. I., Smirnov S. V., Churkin D. V., Fedoruk M. P., and Babin S. A.* Generation dynamics of the narrowband Yb-doped fiber laser // *Optics Express* — 2013. — vol. 21, no. 7. — p. 8177
- [274] *Legré M., Thew R., Zbinden H., and Gisin N.* High resolution optical time domain reflectometer based on 1.55 μ m up-conversion photon-counting module // *Optics Express* — 2007. — vol. 15, no. 13. — p. 8237
- [275] *Jones M. D.* Using simplex codes to improve OTDR sensitivity // *IEEE Photonics Technology Letters* — 1993. — vol. 5, no. 7. — p. 822–824
- [276] *Bahrampour A. R., and Maasoumi F.* Resolution enhancement in long pulse OTDR for application in structural health monitoring // *Optical Fiber Technology* — 2010. — vol. 16, no. 4. — p. 240–249
- [277] *MacDonald R. I.* Frequency domain optical reflectometer // *Applied Optics* — 1981. — vol. 20, no. 10. — p. 1840
- [278] *Loranger S., Gagné M., Lambin-Iezzi V., and Kashyap R.* Rayleigh scatter based order of magnitude increase in distributed temperature and strain sensing by simple UV exposure of optical fibre // *Scientific Reports* — 2015. — vol. 5, no. 1. — p. 11177
- [279] *Krivosheina D. A., Tkachenko A. Y., Lobach I. A., and Kablukov S. I.* Sensivity Optimization for a Coherent Optical Frequency-Domain Reflectometer Based on a Self-Sweeping Fiber Laser // *IEEE 23rd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and*

- Materials (EDM)* — 2022. — vol. no. — p. 352–355
- [280] *Rizzolo S., Périsset J., Boukenter A., Ouerdane Y., Marin E., Macé J.-R., Cannas M., and Girard S.* Real time monitoring of water level and temperature in storage fuel pools through optical fibre sensors // *Scientific Reports* — 2017. — vol. 7, no. 1. — p. 8766
- [281] *Tkachenko A. Y., Lobach I. A., Podivilov E. V., and Kablukov S. I.* Fibre loop mirror with FBGs for the scanning range stabilisation in a fibre self-sweeping laser // *Quantum Electronics* — 2018. — vol. 48, no. 12. — p. 1132–1137
- [282] *Bosch T.* Laser ranging: a critical review of usual techniques for distance measurement // *Optical Engineering* — 2001. — vol. 40, no. 1. — p. 10
- [283] *McCarthy A., Krichel N. J., Gemmell N. R., Ren X., Tanner M. G., Dorenbos S. N., Zwiller V., Hadfield R. H., and Buller G. S.* Kilometer-range, high resolution depth imaging via 1560 nm wavelength single-photon detection // *Optics Express* — 2013. — vol. 21, no. 7. — p. 8904
- [284] *Berkovic G., and Shafir E.* Optical methods for distance and displacement measurements // *Advances in Optics and Photonics* — 2012. — vol. 4, no. 4. — p. 441
- [285] *Dale J., Hughes B., Lancaster A. J., Lewis A. J., Reichold A. J. H., and Warden M. S.* Multi-channel absolute distance measurement system with sub ppm-accuracy and 20 m range using frequency scanning interferometry and gas absorption cells // *Optics Express* — 2014. — vol. 22, no. 20. — p. 24869
- [286] *Pollinger F., Meiners-Hagen K., Wedde M., and Abou-Zeid A.* Diode-laser-based high-precision absolute distance interferometer of 20 m range // *Applied Optics* — 2009. — vol. 48, no. 32. — p. 6188
- [287] *Fercher A. F., Mengedocht K., and Werner W.* Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light // *Optics Letters* — 1988. — vol. 13, no. 3. — p. 186
- [288] *Yun S., Tearney G., de Boer J., Iftimia N., and Bouma B.* High-speed optical frequency-domain imaging // *Optics Express* — 2003. — vol. 11, no. 22. —

p. 2953

- [289] *Bosch T.* Optical feedback interferometry for sensing application // *Optical Engineering* — 2001. — vol. 40, no. 1. — p. 20
- [290] *Taimre T., Nikolić M., Bertling K., Lim Y. L., Bosch T., and Rakić A. D.* Laser feedback interferometry: a tutorial on the self-mixing effect for coherent sensing // *Advances in Optics and Photonics* — 2015. — vol. 7, no. 3. — p. 570
- [291] *Rothberg S. J., Allen M. S., Castellini P., Di Maio D., Dirckx J. J. J., Ewins D. J., Halkon B. J., Muyshondt P., Paone N., Ryan T., Steger H., Tomasini E. P., Vanlanduit S., and Vignola J. F.* An international review of laser Doppler vibrometry: Making light work of vibration measurement // *Optics and Lasers in Engineering* — 2017. — vol. 99, no. — p. 11–22
- [292] *Schnell U., Piot J., and Dändliker R.* Detection of movement with laser speckle patterns: statistical properties // *Journal of the Optical Society of America A* — 1998. — vol. 15, no. 1. — p. 207
- [293] *Veber A. A., Lyashedko A., Sholokhov E., Trikshev A., Kurkov A., Pyrkov Y., Veber A. E., Seregin V., and Tsvetkov V.* Laser vibrometry based on analysis of the speckle pattern from a remote object // *Applied Physics B* — 2011. — vol. 105, no. 3. — p. 613–617
- [294] *Beheim G., and Fritsch K.* Range finding using frequency-modulated laser diode // *Applied Optics* — 1986. — vol. 25, no. 9. — p. 1439
- [295] *Berkovic E. S. and G.* Compact fibre optic probe for simultaneous distance and velocity determination // *Measurement Science and Technology* — 2001 — vol. no.12 — p. 943-947
- [296] *Suyama S., Ito H., Kurahashi R., Abe H., and Baba T.* Doppler velocimeter and vibrometer FMCW LiDAR with Si photonic crystal beam scanner // *Optics Express* — 2021. — vol. 29, no. 19. — p. 30727
- [297] *Simon Haykin M. M.* Communication Systems, Wiley, 2009. — p. 448
- [298] *Babin S. A., Karalekas V., Podivilov E. V., Mezentssev V. K., Harper P., Ania-Castañón J. D., and Turitsyn S. K.* Turbulent broadening of optical spectra in

- ultralong Raman fiber lasers // *Physical Review A* — 2008. — vol. 77, no. 3. — p. 033803
- [299] *Renninger W. H., Chong A., and Wise F. W.* Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers // *Physical Review A* — 2008. — vol. 77, no. 2. — p. 023814
- [300] *Hirata S., Akatsuka T., Ohtake Y., and Morinaga A.* Sub-hertz-linewidth diode laser stabilized to an ultralow-drift high-finesse optical cavity // *Applied Physics Express* — 2014. — vol. 7, no. 2. — p. 022705
- [301] *Eigenwillig C. M., Wieser W., Todor S., Biedermann B. R., Klein T., Jirauschek C., and Huber R.* Picosecond pulses from wavelength-swept continuous-wave Fourier domain mode-locked lasers // *Nature Communications* — 2013. — vol. 4, no. 1. — p. 1848
- [302] *Grelu P., and Akhmediev N.* Dissipative solitons for mode-locked lasers // *Nature Photonics* — 2012. — vol. 6, no. 2. — p. 84–92
- [303] *Wu D. S., Richardson D. J., and Slavík R.* Optical Fourier synthesis of high-repetition-rate pulses // *Optica* — 2015. — vol. 2, no. 1. — p. 18
- [304] *Jauregui C., Limpert J., and Tünnermann A.* High-power fibre lasers // *Nature Photonics* — 2013. — vol. 7, no. 11. — p. 861–867
- [305] *Jiang Z., Huang C.-B., Leaird D. E., and Weiner A. M.* Optical arbitrary waveform processing of more than 100 spectral comb lines // *Nature Photonics* — 2007. — vol. 1, no. 8. — p. 463–467
- [306] *Haus H. A.* Mode-locking of lasers // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* — 2000. — vol. 6, no. 6. — p. 1173–1185
- [307] *Lai N. D., Brunel M., Bretenaker F., and Le Floch A.* Stabilization of the repetition rate of passively Q-switched diode-pumped solid-state lasers // *Applied Physics Letters* — 2001. — vol. 79, no. 8. — p. 1073–1075

Приложение А. Аналитическая модель волоконного лазера с динамической РОС на основе инкремента роста

Аналитическая модель разработана членом-корреспондентом РАН, д.ф.-м.н. Е.В. Подивиловым и приведена с его согласия.

Обратимся к изначальной системе уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial A^+}{\partial t} + \frac{\partial A^+}{\partial z} = & \left(\frac{G_0}{2} + \frac{\delta G}{2} (1 + i\kappa) \right) E^+ + \frac{G_m}{4} (1 + i\kappa) A^- \\ & + (1 + i\kappa) \sum_{old} \frac{G_{m'}}{4} e^{+i2(k_{m'} - k_m)z} A^- \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial A^-}{\partial t} - \frac{\partial A^-}{\partial z} = & \left(\frac{G_0}{2} + \frac{\delta G}{2} (1 + i\kappa) \right) A^- + \frac{G_m}{4} (1 + i\kappa) A^+ \\ & + (1 + i\kappa) \sum_{old} \frac{G_{m'}}{4} e^{-i2(k_{m'} - k_m)z} A^+ \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial z} = \left(\frac{I_s}{P_s} \frac{\omega_p}{\omega_0} G_0 - \alpha_p \right) P \quad (3)$$

$$\tau_0 \frac{\partial G_0}{\partial t} = \left(W_p \frac{P}{P_s} + W_s \frac{I_0}{I_s} \right) - G_0 \left(1 + \frac{I_0}{I_s} + \frac{P}{P_s} \right) - \left(G_m \frac{A_m^- A_m^{+*}}{I_s} + G_m^* \frac{A_m^+ A_m^{-*}}{I_s} \right) \quad (4)$$

$$\tau_0 \frac{\partial G_m}{\partial t} = - \left(G_m \left(1 + \frac{I_0}{I_s} + \frac{P}{P_s} \right) + (G_0 - W_s) \frac{A_m^+ A_m^{-*}}{I_s} \right) \quad (5)$$

и сделаем несколько предположений, которые позволят упростить систему:

- Накачка P есть только с одной стороны, и она постоянна по координате и во времени
- Отсутствие насыщения по мощности накачки, т.е. $P \ll P_s$
- Пренебрежем процессом поглощением генерируемого излучения на его длине волны, т.е. $\sigma_{12}^S = 0$ и $W_s = 0$
- Амплитуда поля имеет вид

$$A^\pm(z, t) = a^\pm(z) f(t)$$

Экспериментальные результаты, полученные в рамках настоящей диссертационной работы, показывают, что динамика интенсивности в лазерах с динамической РОС имеет импульсный характер генерации с характерным

периодом повторения T_p . При этом развиваются достаточно длинные импульсы (порядка нескольких микросекунд и больше). Так длительность импульсов во много раз превышает времена обхода резонатора, то амплитуда поля внутри резонатора изменяется со временем как целое, практически не меняя пространственного распределения мощности. При этом временная зависимость для прямой и обратной волн имеет одинаковый вид $f(t)$. В этом случае полная интенсивность двух волн имеет вид:

$$I_0(z, t) = I_m^+(z, t) + I_m^-(z, t) = |f(t)|^2(a^+(z)^2 + a^-(z)^2)$$

Рассмотрим нулевое приближение, когда нет добавок высших порядков, связанных с решеткой, и произведем их усреднение за достаточно большое время T (т.е. $\int_0^T F(t)dt/T$):

$$\frac{\partial a^\pm}{\partial z} = \pm \frac{G_0}{2} a^\pm$$

$$\left\langle \tau_0 \frac{\partial G_0}{\partial t} \right\rangle = 0 = G_{ss} - G_0 \left(1 + \frac{\langle I_0 \rangle}{I_s} \right),$$

где введено обозначение для параметра $G_{ss}(P) = W_p P/P_s$, который отвечает за усиление слабого сигнала (т. е. усиление в отсутствии волны генерации), $\langle I_0 \rangle = \int_0^T I_0(z, t)dt/T = r(a^+(z)^2 + a^-(z)^2)$ – усредненное по времени продольное распределение полной интенсивности вдоль резонатора, $r = \int_0^T |f(t)|^2 dt/T$.

Заметим, что из уравнений на амплитуды мод следует, что $\dot{a}^+ a^- + a^- \dot{a}^+ = 0$, т.е. $a^+(z)a^-(z) = const$. С точностью до перенормировки функции $f(t)$ для определенности можно считать $a^+(z)a^-(z) = 1$.

Из уравнения на усиление следует, что усредненный коэффициент усиления имеет вид:

$$G_0 = \frac{G_{ss}}{1 + \langle I_0 \rangle / I_s} = \frac{G_{ss}}{1 + r(a^+(z)^2 + a^-(z)^2) / I_s}$$

Подставив полученное выражение в уравнение на амплитуды мод получается замкнутая система на продольное распределения отдельных встречных волн:

$$\frac{\partial a^{\pm}}{\partial z} = \pm \frac{G_{ss}}{1 + (a^+(z)^2 + a^-(z)^2) r/I_s} \frac{a^{\pm}}{2}$$

Далее сделаем еще одно приближение сильного насыщения по сигналу, т.е. $\langle I_0 \rangle \gg I_s$. В этом случае можно пренебречь единицей в знаменателе.

$$\frac{\partial a^{\pm}}{\partial z} = \pm \frac{G_{ss}}{(a^+(z)^2 + a^-(z)^2) r/I_s} \frac{a^{\pm}}{2}$$

Воспользуемся соотношением $a^+(z)a^-(z) = 1$, чтобы решить уравнения на амплитуды мод. Для удобства введем функцию

$$Y(z) \equiv a^+(z)/a^-(z) = (a^+(z))^2 = (a^-(z))^{-2}$$

Уравнение на новую функцию имеет вид:

$$\frac{\partial Y}{\partial z} = \frac{\dot{a}^+ a^- - a^+ \dot{a}^-}{(a^-)^2} = \frac{G_{ss} I_s}{r} \frac{1}{1 + Y^{-2}}$$

$$Y - Y^{-1} = c_1 z + c_2,$$

где $c_1 = G_{ss} I_s / r$. Решая квадратное уравнение, получаем:

$$Y(z) = (c_1 z + c_2 + \sqrt{(c_1 z + c_2)^2 + 4})/2$$

Тогда продольное распределение встречных волн:

$$I^{\pm}(z) = bY^{\pm}(z) = b \left(\sqrt{((c_1 z + c_2)^2 + 4)} \pm (c_1 z + c_2) \right) / 2$$

Для нахождения констант r и c_2 воспользуемся граничными условиями. Условие на зеркале HR при $z = l_1$:

$$\sqrt{(c_1 l_1 + c_2)^2 + 4} + (c_1 l_1 + c_2) = \sqrt{(c_1 l_1 + c_2)^2 + 4} - (c_1 l_1 + c_2)$$

Откуда следует, что $c_1 l_1 + c_2 = 0$, т. е.:

$$I^{\pm}(z) = r c_1 \left(\sqrt{((z - l_1)^2 + 4/c_1)} \pm (z - l_1) \right) / 2$$

Условие на зеркале TR при $z = l_T$:

$$R_T 4/lc_1 = \left(\sqrt{1 + 4/lc_1} - 1 \right)^2$$

При $R_T \ll 1$, $lc_1 \approx 1/R_T$, т.е. $c_1 = 1/R_T l$. В итоге получаем

$$I^{\pm}(z) = I_s G_{ss} l \left(\sqrt{\left(\left(\frac{z-l_1}{2l} \right)^2 + R_T \right)} \pm \left(\frac{z-l_1}{2l} \right) \right).$$

Произведение $I_s G_{ss} l \sqrt{R_T} = I_{HR}$ соответствует интенсивности обеих волн на зеркале HR . В этих обозначениях продольное распределение интенсивности имеет вид:

$$I^{\pm}(z) = I_{HR} \left(\sqrt{\left(\frac{z - l_1}{2l\sqrt{R_T}} \right)^2 + 1} \pm \left(\frac{z - l_1}{2l\sqrt{R_T}} \right) \right)$$

В этом случае выходная мощность лазера имеет аналитический вид:

$$I_{out} \approx I_{TR} = I_s G_{ss} l$$

В другой крайней ситуации, когда отсутствует насыщение усиления ($G_0 = G_{ss}$), распределения интенсивности волн имеют экспоненциальные зависимости:

$$I^{\pm}(z) = I_{HR} e^{\pm \left(\frac{z - l_1}{2l} \right) \ln R_T}$$

Полученные распределения интенсивности двух встречных волн будут использованы для дальнейших вычислений. Далее будем искать коэффициент усиления $G_0(z, t)$ с учетом нестационарной динамики интенсивности (генерация импульсов) и амплитуду динамических решеток $\mathbf{G}_m$ с помощью выражений (4) и (5) соответственно. Далее будем рассматривать приближение сильного насыщения по волне генерации.

Для поиска коэффициента усиления предположим, что он имеет вид

$$G_0(z, t) = \bar{G}(z) + \delta G(z, t),$$

где $\bar{G}(z)$ – найденный ранее усредненный по большому времени коэффициент усиления $\bar{G}(z) = \frac{G_{ss}}{1 + \langle I_0 \rangle / I_s}$, а $\delta G(z, t)$ – добавка к среднему значению коэффициента усиления, вызванная импульсным характером генерации. Также пренебрежем вкладом динамических решеток. В этом случае выражение (4) для коэффициента усиления преобразуется в

$$\tau_0 \frac{\partial \delta G(z, t)}{\partial t} = G_{ss} - \frac{I_0}{I_s} \left(\frac{G_{ss}}{\langle I_0 \rangle / I_s} + \delta G(z, t) \right) = G_{ss} \left(1 - \frac{I_0}{\langle I_0 \rangle} \right) - \frac{I_0}{I_s} \delta G(z, t)$$

Сделаем допущение и пренебрежем последним членом. Справедливость данного допущения будет сделано после получения решения.

$$\tau_0 \frac{\partial \delta G(z, t)}{\partial t} = G_{ss} \left(1 - \frac{T |f(t)|^2}{\int_0^T |f(t)|^2 dt} \right)$$

Можно заметить, что при сделанном предположении из правой части уравнения исчезла зависимость от продольной координаты. Это означает, что поправка δG не зависит от продольной координаты, т. е.

$$\delta G(z, t) = \delta G(t) = \frac{G_{ss}}{\tau_0} \int \left(1 - \frac{|f(t)|^2}{\frac{1}{T} \int_0^T |f(t)|^2 dt} \right) dt = \frac{G_{ss}}{\tau_0} \left(t - T \frac{\int_0^t |f(t)|^2 dt}{\int_0^T |f(t)|^2 dt} \right).$$

Первое слагаемое соответствует постепенному увеличению коэффициента усиления за счет наличие излучения накачки (через G_{ss}). Второе слагаемое соответствует уменьшению коэффициента усиления за счет преобразования энергии инверсной населенности в излучение пропорционально ее энергии $\int_0^t |f(t)|^2 dt$.

Вернемся к вопросу законности сделанного допущения. Последним слагаемым можно пренебречь, когда $\frac{I_0}{I_s} \frac{t}{\tau_0} \ll 1$. Это условие достигается, когда характерное время генерации намного меньше времени жизни верхнего уровня. Эксперименты для иттербиевого лазера показывают, что характерное время генерации составляет ~ 10 мкс, что на два порядка меньше, чем время жизни верхнего уровня. В случае сильного, но умеренного насыщения $1 \ll I_0/I_s \ll 10^2$ (например, $I_0/I_s \sim 10$) сделанное предположение справедливо.

Далее найдем амплитуду динамических решеток. В приближении сильного насыщения и с учетом формы огибающей амплитуды моды выражение (5) на амплитуду динамической решетки преобразуется в

$$\tau_0 \frac{\partial \mathbf{G}_m}{\partial t} = -|f(t)|^2 \left(\frac{a^{+2} + a^{-2}}{I_s} \mathbf{G}_m + G_{ss} \frac{1}{(a^{+2} + a^{-2}) \int_0^T |f(t)|^2 dt / T} \right)$$

Для удобства исключим продольную неоднородность амплитуд решеток, связанную с неоднородностью излучения вдоль активного волокна. Для этого введем нормированную амплитуду:

$$\tilde{\mathbf{G}}_m(z, t) \equiv \mathbf{G}_m(z, t)(a^{+2} + a^{-2}) = \mathbf{G}_m(z, t)(Y(z) + Y^{-1}(z))$$

Уравнение на нормированную амплитуду имеет вид:

$$\tau_0 \frac{\partial \tilde{G}_m}{\partial t} = -|f(t)|^2 \left(G_{ss} \frac{1}{\int_0^T |f(t)|^2 dt / T} + \tilde{G}_m \frac{a^{+2} + a^{-2}}{I_s} \right)$$

Скорость роста первого члена пропорциональна накачке (через G_{ss}), что означает запись решетки. Второе слагаемое означает экспоненциальную релаксацию в присутствии волны. Рассмотрим два члена правой части уравнения по отдельности. Рассмотрим только член, ответственный за запись решётки.

$$\tau_0 \frac{\partial \tilde{G}_m}{\partial t} = -G_{ss} \frac{|f(t)|^2}{\int_0^T |f(t)|^2 dt / T}$$

Интегрируя уравнение получается выражение для описания динамики амплитуды решетки.

$$\tilde{G}_m(t) = -\frac{G_{ss}}{\tau_0} \frac{T \int_0^t |f(t)|^2 dt}{\int_0^T |f(t)|^2 dt}$$

Заметим, что нормированная амплитуда решетки в момент генерации импульса $\tilde{G}_m(z, t)$ растет, так же как и добавка к усилению.

$$\delta G(t) = \frac{G_{ss}}{\tau_0} \left(t - T \frac{\int_0^t |f(t)|^2 dt}{\int_0^T |f(t)|^2 dt} \right)$$

Значит, после прохождения импульса будет записана решетка с амплитудой ΔG . Реальная амплитуда решетки в фактор $a^{+2} + a^{-2}$ меньше. В частотности это означает, что амплитуда решетки у выходного зеркала достаточно мала, что связано с малой глубиной модуляции.

$$\tilde{G}_m(z, t) = -\frac{2\Delta g}{T_p} \int \frac{|f(t)|^2}{\bar{f}^2} dt = 2\delta g(t)$$

Также нужно отметить, что излучение генерации не только записывает текущую решетку, но и стирает текущую решетку и все уже записанные ранее решетки. Будем считать, что между импульсами релаксация решеток практически не происходит. Рассмотрим релаксацию уже записанной решетки с амплитудой ΔG . Для этого оставим только второе слагаемое:

$$\tau_0 \frac{\partial \tilde{G}_m}{\partial t} = -|f(t)|^2 \tilde{G}_m \frac{a^{+2} + a^{-2}}{I_s}$$

Уравнение интегрируется:

$$\tilde{G}_m = \Delta G \exp[-\alpha(z, t)],$$

где введено обозначение для инкремента затухания решетки:

$$\alpha(z, t) = (a^{+2} + a^{-2}) \int \frac{|f(t)|^2 dt}{I_s \tau_0}$$

Теперь будем решать уравнения (1)-(2) с учетом уже найденных решений и оценок. Для этого будем искать форму импульса в виде:

$$E^\pm(z, t) = a^\pm(z)[f(t) + \delta f^\pm(z, t)],$$

где $a^\pm(z)$ - уже найденное решение для среднего распределения интенсивности, т.е. $\frac{\partial a^\pm}{\partial z} = \pm \frac{G_0}{2} a^\pm$, $f(t)$ - форма огибающей импульса, $\delta f^\pm(z, t)$ - добавка к огибающей.

$$\begin{aligned} a^\pm \frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial [f + \delta f^\pm]}{\partial t} \pm a^\pm \frac{\partial \delta f^\pm(z, t)}{\partial z} \\ = \left(\frac{\delta G}{2} (1 + i\kappa) \right) a^\pm [f + \delta f^\pm] + \frac{G_m}{4} (1 + i\kappa) a^\mp [f + \delta f^\mp] \end{aligned}$$

Пренебрежём поправками высших порядков:

$$\frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial f}{\partial t} \pm \frac{\partial \delta f^\pm(z, t)}{\partial z} = F^\pm(z, t) (1 + i\kappa) f,$$

где введено обозначение:

$$F^\pm(z, t) = \frac{\delta G}{2} + \frac{G_m}{4} Y(z)^{\mp 1} + \sum_{m'=m}^{all} \frac{G_{m'}}{4} e^{\pm i 2(k_{m'} - k_m)z} Y(z)^{\mp 1}$$

Проинтегрируем уравнение по обходу резонатора $\oint dz$

$$2L \frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial f}{\partial t} \pm \oint \frac{\partial \delta f^\pm(z, t)}{\partial z} dz = (1 + i\kappa) f \oint F^\pm(z, t) dz,$$

Второй член равен нулю из-за полного обхода по резонатору. Сложим для двух встречных волн:

$$4L \frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial f}{\partial t} = (1 + i\kappa) f \oint (F^+(z, t) + F^-(z, t)) dz,$$

В итоге получается:

$$\frac{\tau_{rt}}{f} \frac{\partial f}{\partial t} = (1 + i\kappa)B(t),$$

где

$$\begin{aligned} B(t) &= \oint \frac{F^+(z, t) + F^-(z, t)}{2} dz \\ &= \frac{1}{2} \oint \left(\delta \mathbf{G} + \frac{\tilde{\mathbf{G}}_m}{4} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{old}^{all} \frac{\tilde{\mathbf{G}}_{m'}}{4} \left(e^{+i2(k_{m'}-k_m)z} Y(z)^{-1} + e^{-i2(k_{m'}-k_m)z} Y(z)^{+1} \right) \right) dz \end{aligned}$$

Таким образом временная огибающая моды определяется как изменением коэффициента усиления $\delta \mathbf{G}$, так и изменением амплитуды динамических решеток $\tilde{\mathbf{G}}_m(z, t)$ с учетом пространственного распределения интенсивности. При этом учитываются как решетка от текущей моды (второе слагаемое), так и от ранее записанных (третье слагаемое). Хотя и интеграл по всему резонатору, но, по сути, он идет только по длине активного волокна, там, где есть усиление.

Найдем более явное выражение для $B(t)$. Рассмотрим генерацию импульсов $|f(t)|^2 > \bar{f}^2$. Для текущей решетки m идет запись, для всех остальных m' идет релаксация:

$$\tilde{\mathbf{G}}_m(t) = \delta \mathbf{G}(t) = -\frac{G_{ss}}{\tau_0} \frac{T \int_0^t |f(t)|^2 dt}{\int_0^T |f(t)|^2 dt} - \text{процесс записи новой решетки}$$

$$\tilde{\mathbf{G}}_m(z, t) = \Delta G e^{-\alpha(z, t)} - \text{процесс релаксации для старых решеток}$$

$$B(t)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{\Delta G}{2} \left(-l \frac{5 \int_0^t |f(t)|^2 dt}{2 \int_0^T |f(t)|^2 dt} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} \oint \sum_{old}^{all} e^{-\alpha(z, t)} \frac{\left(e^{+i2(k_{m'}-k_m)z} Y(z)^{-1} + e^{-i2(k_{m'}-k_m)z} Y(z)^{+1} \right)}{(Y(z) + Y^{-1}(z))} dz \right) \end{aligned}$$

Введем обозначение:

$$Q_m(t) = \frac{1}{2l} \oint \sum_{old}^{all} e^{-\alpha(z, t)} e^{\pm i2(k_{m'}-k_m)z} Y(z)^{\mp 1} dz$$

Вследствие стационарной генерации будем считать, что эта функция не зависит от времени, т.е. $Q_m(t) = Q_m$. Тогда

$$\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial t} = (1 + i\kappa) \frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} \left(-5 \frac{\int_0^t |f(t)|^2 dt}{\int_0^T |f(t)|^2 dt} + Q_m \right),$$

Переобозначим функцию $f(t) = \tilde{f}(t) \exp \left((1 + i\kappa) \frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} Q_m t \right)$. В этих обозначениях уравнение упрощается до

$$\frac{1}{\tilde{f}} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} = -5(1 + i\kappa) \frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} \frac{\int_0^t |\tilde{f}(t)|^2 e^{(1+i\kappa)\frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} Q_m t} dt}{\int_0^T |\tilde{f}(t)|^2 e^{(1+i\kappa)\frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} Q_m t} dt},$$

Показатель экспоненты $(1 + i\kappa) \frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} Q_m$ определяет скорость роста моды с учетом динамических решеток. Несложно понять, что в генерацию будет выходить та мода, у которой будет максимальна скорость роста, что определяет действительная часть:

$$f_m \equiv \frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} \text{Re}(1 + i\kappa) Q_m.$$

Рассмотрим ситуацию, когда в лазере присутствует решетка только от записывающей моды. Отметим, что это решетка еще не успела релаксировать:

$$f_m = \frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} \text{Re}(1 + i\kappa) \frac{1}{l} \int \frac{e^{-i\frac{2\pi m}{L} z} Y(z)^{-1} + e^{+i\frac{2\pi m}{L} z} Y(z)^{+1} dz}{(Y(z) + Y^{-1}(z))}$$

Теперь известны, какие моды вышла в генерации. Пусть для определенности в генерацию вышла только одна продольная мода.

$$\frac{1}{\tilde{f}} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} = -5(1 + i\kappa) \frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} \frac{\int_0^t |\tilde{f}(t)|^2 e^{(1+i\kappa)\frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} Q_m t} dt}{\int_0^T |\tilde{f}(t)|^2 e^{(1+i\kappa)\frac{\Delta Gl}{4\tau_{rt}} Q_m t} dt}.$$

Далее будем искать решение в виде:

$$\tilde{f}(t) = \frac{f_p}{\cosh^{1+i\kappa} \left(\frac{t}{\tau_p} \right)}$$

$$\frac{1}{\tilde{f}} \frac{d\tilde{f}}{dt} = -\frac{1+i\kappa}{\tau_p} \tanh \left(\frac{t}{\tau_p} \right)$$

$$\int \frac{|\tilde{f}(t)|^2}{\tilde{f}^2} dt = \frac{1}{\tilde{f}^2} \int \frac{f_p^2}{\cosh^2 \left(\frac{t}{\tau_p} \right)} dt = \tau_p \frac{f_p^2}{\tilde{f}^2} \tanh \left(\frac{t}{\tau_p} \right)$$

$$\frac{\tau_{rt}}{\tau_p} = 5 \frac{\Delta Gl}{4} \tau_p \frac{f_p^2}{\bar{f}^2} = 5 \frac{\Delta Gl}{4} \tau_p \frac{T_p}{\tau_p} = 5 \frac{\Delta Gl}{4} T_p$$

$\frac{f_p^2}{\bar{f}^2} = \frac{T_p}{\tau_p}$ - соотношение между пиковой и средней мощностью

$$\frac{\tau_{rt}}{\tau_p} = 5 \frac{\Delta Gl}{4} T_p$$

$$\Delta G = \frac{G_{ss}}{\tau_0} T_p$$

Можно найти чирп импульса:

$$\tilde{f}(t) = \frac{f_p}{\cosh^{1+i\kappa}\left(\frac{t}{\tau_p}\right)} = \frac{f_p}{\cosh\left(\frac{t}{\tau_p}\right)} e^{-i\kappa \ln\left(\cosh\left(\frac{t}{\tau_p}\right)\right)}$$

$$\phi(t) = -\kappa \ln\left(\cosh\left(\frac{t}{\tau_p}\right)\right)$$

$$\delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{-\kappa}{2\pi\tau_p} \tanh\left(\frac{t}{\tau_p}\right)$$

$$\delta\nu(t)\tau_p = \frac{-\kappa}{2\pi} \tanh\left(\frac{t}{\tau_p}\right)$$