

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

*На правах рукописи*

**Поддубровский Никита Романович**

**Разработка и применение эрбиевых непрерывных одночастотных  
самосканирующих лазеров**

Специальность 1.3.6

«Оптика»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
кандидат физико-математических наук  
Лобач Иван Александрович

Новосибирск, 2024

## Оглавление

Список обозначений и сокращений .....	5
Глава 1. Введение .....	6
Глава 2. Методы теоретического описания и экспериментального исследования генерации волоконных лазеров .....	32
2.1. Теоретическое описание спектральной селекции на основе ДРН.....	32
2.2. Методы измерения характеристик лазерного излучения .....	39
2.3. Оптическое автогомодинирование .....	40
2.4. Оптическое гетеродинирование .....	44
2.5. Декомпозиция продольных мод.....	47
Глава 3. Непрерывные одночастотные самосканирующие лазеры .....	54
3.1. Иттербиевый непрерывный одночастотный самосканирующий лазер .....	54
3.1.1. Схема установки .....	55
3.1.2. Динамика длины волны и интенсивности .....	57
3.1.3. Гетеродинный анализ модовой динамики.....	58
3.1.4. Анализ динамики частоты на масштабах одного импульса.....	61
3.1.5. Обсуждение иттербиевого непрерывного одночастотного самосканирующего лазера .....	62
3.2. Эрбиевый непрерывный одночастотный самосканирующий лазер.....	64
3.2.1. Схема установки .....	65
3.2.2. Характеристики излучения .....	66
3.2.2.1. Усредненные характеристики .....	66
3.2.2.2. Динамика длины волны.....	67
3.2.2.3. Динамика интенсивности.....	71
3.2.2.4. Варьирование длины активного волокна .....	73

3.2.3.	Гомодинный анализ .....	75
3.2.3.1.	Схема эксперимента .....	75
3.2.3.2.	Оценка chirpa частоты и ширины линии .....	76
3.2.3.3.	Обсуждение гомодинных измерений .....	78
3.2.4.	Гетеродинный анализ .....	78
3.2.4.1.	Постановка эксперимента .....	78
3.2.4.2.	Обработка результатов .....	79
3.2.5.	Обсуждение результатов .....	80
3.2.5.1.	Участки одночастотной генерации .....	84
3.2.5.2.	Участки модовых переходов .....	87
3.3.	Заключение к главе 3 .....	90
Глава 4.	Сенсорные приложения НОСЭЛ .....	92
4.1.	Терагерцовая спектроскопия .....	92
4.1.1.	Схема установки .....	93
4.1.2.	Оптимизация разности плеч ТГц-спектрометра .....	95
4.1.3.	Генерация перестраиваемого излучения ТГц-диапазона .....	97
4.1.4.	Обсуждение результатов по приложению лазеров для ТС .....	99
4.2.	Когерентная оптическая частотная рефлектометрия .....	100
4.2.1.	Схема установки .....	102
4.2.2.	Обработка данных в схеме КОЧР на основе НОСЭЛ .....	104
4.2.2.1.	Результат усреднения .....	105
4.2.3.	Обсуждение полученных результатов .....	108
4.3.	Бриллюэновский анализ .....	109
4.3.1.	Принцип бриллюэновского анализа на основе самосканирующего лазера	110

4.3.2.	Схема бриллюэновского анализатора.....	111
4.3.3.	Измерение бриллюэновского усиления.....	114
4.3.4.	Демонстрация распределенного измерения температуры.....	116
4.3.5.	Обсуждение полученных результатов.....	117
4.4.	Заключение к главе 4.....	118
	Заключение .....	121
	Список публикаций по теме.....	123
	Список литературы .....	124

**Список обозначений и сокращений**

МРЧ	межмодовая разность частот
РОС	распределенная обратная связь
РБО	распределенный брэгговский отражатель
ВБР	волоконная брэгговская решетка
ВРМБ	вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна
ДРН	динамическая решетка инверсной населенности
АИФП	активный интерферометр Фабри-Перо
ЛД	лазерный диод
ОН	объединитель накачки
ОСШ	отношение сигнал/шум
ИМЦ	интерферометр Маха-Цендера
ТС	терагерцовая спектроскопия
ИДВ	измеритель длин волн
КОЧР	когерентная оптическая частотная рефлектометрия
БПФ	быстрое преобразование Фурье
ФД	фотодетектор
НОСЭЛ	непрерывный одночастотный самосканирующий эрбиевый лазер

## Глава 1. Введение

История развития области физики, посвященной генерации когерентного лазерного излучения, насчитывает уже более 60 лет – впервые лазерная генерация была показана в рубиновом лазере в 1960 году [1]. Среди всего многообразия различных видов лазеров одним из самых распространенных являются твердотельные лазеры [2], к которым, в свою очередь, могут быть отнесены лазеры на основе кристаллов, полупроводниковые и волоконные лазеры. Несмотря на то, что твердотельные лазеры на основе кристаллов обеспечивают высокую выходную мощность и стабильную одночастотную генерацию, во многих практических приложениях их применение сильно затруднено из-за необходимости использования крупногабаритных схем на основе объемной оптики, требующих прецизионной и сложной настройки. По этой причине, внимание многих исследователей стало обращаться на более простые в создании, настройке и использовании полупроводниковые, а позднее – волоконные лазеры.

Особо высокий интерес для использования в практических приложениях представляет получение высококогерентного лазерного излучения. Эта особенность накладывает определенные требования на ширину оптического спектра генерации. В зависимости от конкретной задачи, требуемая спектральная ширина линии генерации узкополосных источников может варьироваться от единиц МГц до сотен Гц. Приложения, требующие генерации узкополосного излучения, включают в себя когерентные системы телекоммуникаций [3,4], высокоточную метрологию [5], спектроскопию [6], и разнообразные сенсорные системы [7, 8]. Известно, что спектр генерации лазера привязан к модам его резонатора – набору частот  $\nu_k$ , для которых выполняется условие

$$\nu_k = \frac{c \cdot k}{L \cdot n} + const, \quad (1)$$

где  $k$  – номер моды,  $c$  – скорость света,  $n$  – показатель преломления,  $L$  – длина обхода резонатора. Поскольку данная работа и основная часть литературного обзора будет посвящена волоконным лазерам, далее будет подразумеваться, что резонатор

лазера является одномерным, будучи ограниченным только одной поперечной модой. Помимо этого, говоря о высококогерентном излучении, в большинстве случаев исследователи подразумевают излучение с оптическим спектром, состоящим только из одной продольной моды. Типичное значение расстояния между соседними продольными модами, или межмодовой разности частот (МРЧ), составляет единицы МГц-единицы ГГц, в то время как ширина спектра усиления полупроводниковых и волоконных лазеров может составлять десятки и сотни нанометров (то есть единицы и десятки ТГц) [9]. По этой причине, без дополнительной спектральной селекции происходит широкополосная генерация, состоящая из большого количества продольных мод. Таким образом, основной проблемой на пути к получению одночастотной генерации является ограничение спектра генерации только одной продольной модой резонатора [10]. Высокое значение имеет получение стабильной одночастотной генерации, в ходе которой на протяжении длительного промежутка времени генерируется узкополосное излучение. Более того, в ряде прикладных задачах необходима возможность детерминированной перестройки длины волны генерации, в ходе которой излучение остается узкополосным в каждый момент времени (перестраиваемая одночастотная генерация).

Далее рассмотрим основные подходы к решению задачи получения одночастотной генерации, в том числе с возможностью изменения центральной частоты. Первый подход основан на использовании короткого резонатора, для которого значение МРЧ становится достаточно большим ( $>10$  ГГц) и одна продольная мода может быть выбрана за счет достаточно грубой спектральной селекции. В основе второго подхода лежит использование узкополосной спектральной селекции с шириной  $\sim 10$  МГц. В этом случае, становится возможным увеличение длины резонатора при генерации одной продольной моды. При этом, в зависимости от подхода, перестройка длины волны имеет разный характер. В первом случае перестройка длины волны может производиться непрерывным образом без модовых перескоков за счет воздействия на лазерный резонатор [11], в то время как во втором случае одноча-

стотная перестройка длины волны подразумевает контролируемый переход от одной продольной моды к другой. Оба подхода имеют свои недостатки и преимущества, которые будут рассмотрены далее более детально.

Весьма распространенным решением для получения стабильной одночастотной и перестраиваемой генерации являются полупроводниковые лазеры [12]. В таких лазерах активной средой является слой полупроводника, в котором за счет электрического тока создается инверсия населенности. Типичная длина резонатора в подобных лазерах составляет единицы/десятки миллиметров. Резонатор типа Фабри-Перо может быть организован за счет образования двух зеркал на торцах активного слоя [13]. Несмотря на небольшую базу резонатора Фабри-Перо, подобные лазеры не способны обеспечить генерацию одной продольной моды ввиду отсутствия достаточно узкополосной спектральной селекции. По этой причине, разработано много подходов по улучшению спектральных свойств полупроводниковых лазеров. Различают монолитные полупроводниковые лазеры, в которых активная среда и спектральный селектор расположены в одном компактном корпусе, и лазеры с внешним резонатором, в которых селектор может располагаться снаружи относительно активной среды.

В случае монолитных полупроводниковых лазеров, большой популярностью пользуются схемы с распределенной обратной связью (полупроводниковые РОС-лазеры, или DFB (distributed feedback) в англоязычной литературе), и лазеры с распределенным брэгговским отражателем (полупроводниковые РБО-лазеры, или DBR (distributed Bragg reflector) в англоязычной литературе). В первом типе лазеров для обеспечения селекции в активном слое создается структура, состоящая из чередующихся зон с изменяющимся показателем преломления (брэгговская решетка). В простейшем случае, эта решетка является однородной [14]. Однако, для улучшения селективных свойств и устранения негативных эффектов, связанных с конкуренцией между несколькими продольными модами, часть решетки сдвигают по фазе [15] (делают так называемый фазовый сдвиг). В результате, полупроводниковые РОС-лазеры (или лазеры с фазовым сдвигом) способны обеспечить одночастотную генерацию с характерной шириной линии порядка 1 МГц [16]. При этом,

РОС-лазеры позволяют относительно просто получать непрерывную перестройку длины волны в диапазоне порядка нескольких нм за счет перестройки тока или температуры [17]. Типичные выходные мощности подобных лазеров составляют десятки-сотни мВт [18]. Однако, поскольку спектральный селектор расположен непосредственно в активном слое, полупроводниковые РОС-лазеры не позволяют обеспечивать одновременный гибкий контроль длины волны и выходной мощности.

По этой причине, предлагаются альтернативные решения – например, РБО-лазеры, в которых брэгговские отражатели размещают на торцах активного слоя [19]. Подобные лазеры способны обеспечить гораздо больший диапазон перестройки длины волны, вплоть до десятков нм (например, в [20] была показана возможность непрерывной перестройки в 28 нм без модовых перескоков) и обладают сходным значением ширины линии  $\sim 1$  МГц. Эти характеристики делают полупроводниковые РОС и РБО-лазеры весьма распространенными в различных приложениях обозначенных выше. Однако, для многих приложений требуется ширина линии значительно меньше 1 МГц. Для сужения линии РОС и РБО лазеров могут быть использованы различные подходы, такие, как, например, самозахват частоты. Для этого моды полупроводникового лазера связываются с модами внешнего резонатора (как правило, волоконно-оптического) [21,22]. Это позволяет достигать мгновенной ширины линии до долей кГц (например, мгновенная ширина линии в 0.3 кГц была показана в [23]), однако приводит к усложнению системы и необходимости более тонкой настройки системы.

Альтернативой монолитным полупроводниковым лазерам выступают лазеры с внешним резонатором. В таких лазерах спектральный селектор (например, объемная дифракционная решетка) расположен на удалении от активного слоя [24]. Поскольку длина резонатора увеличивается, одновременно увеличивается время жизни фотонов, и, как следствие – уменьшается ширина линии генерации [25] по сравнению с монолитными полупроводниковыми лазерами. Однако, увеличение длины резонатора до  $\sim 10$  см приводит к усложнению селекции только одной продольной моды. По этой причине, зачастую используются узкополосные спектраль-

ные селекторы либо стабилизация за счет самозахвата частоты. Например, при помощи спектральной селекции на основе дифракционной решетки в [26] была показана ширина линии порядка 1 кГц в резонаторе общей длиной 10 см. При этом, использование внешнего резонатора позволяет достигать диапазонов перестройки длины волны в десятки нм за счет поворота дифракционных или объемных брэгговских решеток. Здесь наиболее распространенными являются конфигурации Литтрова и Литтмана [27, 28]. Так, в [29] была показана перестройка длины волны 15 нм за счет поворота дифракционной решетки в конфигурации Литтрова. Следует отметить, что существует огромное количество реализаций полупроводниковых лазеров с внешним резонатором. Зачастую, для использования в волоконно-оптических системах создаются гибридные полупроводниково-волоконные лазеры [30, 31], в которых часть внешнего резонатора выполнена на основе элементов волоконной оптики.

В целом, полупроводниковые лазеры занимают лидирующие позиции на рынке оптических технологий. Их привлекательность обусловлена малыми размерами, возможностью достижения малых ширин линии при наличии подходящей системы стабилизации, а также возможностью перестройки длины волны за счет изменения тока, температуры или угла наклона объемных спектрально-селективных элементов. При этом следует помнить, что область полупроводниковых лазеров не ограничивается высокогерентными источниками, рассмотренными выше. Важно отметить значительную роль на рынке оптических технологий других видов полупроводниковых лазеров, например, высокомошных многомодовых лазеров для обработки материалов или накачки других видов лазеров [32]. Однако, полупроводниковые лазеры также обладают рядом недостатков. Во-первых, наиболее простые полупроводниковые лазеры с генерацией перпендикулярно направлению роста слоев, как правило, обладают достаточно плохим качеством пучка (в частности, можно отметить его высокую расходимость). Во-вторых, при использовании полупроводниковых лазеров необходим либо весьма прецизионный контроль тока и температуры для достижения необходимой стабильности длины волны (в случае стандартных РОС- и РБО-лазеров), либо нетривиальная настройка резонатора на

основе объемной оптики, подверженная внешним воздействиям (в случае лазеров с внешним резонатором). Наконец, в-третьих, производство полупроводниковых лазеров требует использования специфического и дорогостоящего оборудования. Несмотря на то, что это является оправданным при создании больших партий лазерных диодов, это значительно ограничивает возможности по модификации полупроводниковых лазеров для конкретных нестандартных задач. По этой причине, постоянно ведется улучшение существующих и поиск новых гибких подходов получения стабильной одночастотной и перестраиваемой лазерной генерации.

Несмотря на то, что полупроводниковые лазеры обладают многочисленными достоинствами, в последнее время все большее значение приобретают волоконные лазеры [33, 34]. В волоконных лазерах в качестве активной среды выступает оптоволокно, легированное ионами редкоземельных элементов [35], таких как Yb, Er, Tm и т.д. (далее для краткости будем называть его активным волокном). Волоконные лазеры обладают целым рядом неоспоримых достоинств, которые позволяют им эффективно заменять другие типы лазеров, а также находить собственные уникальные ниши в практических приложениях. Во-первых, благодаря волоконному исполнению снимается необходимость точной настройки и юстировки зеркал и иных элементов объемной оптики, которая значительно усложняет схемотехнику лазеров на красителях, газовых и ряда твердотельных лазеров. Волоконные компоненты – составные части волоконного лазера – обеспечивают простое и надежное соединение посредством сварок, мало чувствительны к изгибам и иным внешним воздействиям. Во-вторых, за счет большого отношения площади поверхности к объему активного элемента обеспечивается крайне эффективный теплоотвод. Это позволяет достигать крайне высоких мощностей, сравнимых с мощностями газовых и иных твердотельных лазеров. Так, использование иттербиевых волокон позволило достичь непрерывной выходной мощности до 10 [36] и 100 [37] кВт в одномодовом и многомодовом лазерах, соответственно. Это позволяет использовать волоконные лазеры в таких областях, как обработка материалов, резка металла и т. д. [38]. Наконец, в-третьих, волоконные лазеры позволяют генерировать излучение с крайне узкой шириной линии.

Для создания волоконного лазера в качестве зеркал резонатора возможно использовать, например, скол волокна под углом  $90^\circ$ . В этом случае, обратная связь обеспечивается за счет френелевского отражения на границе раздела волокно-воздух. Однако, подобная реализация, равно как и иные типы широкополосных отражателей, значительно затрудняет спектральную селекцию. По этой причине, в качестве зеркала и одновременно спектрального селектора в волоконных лазерах зачастую используют так называемые волоконные брэгговские решетки (ВБР) [39]. Аналогично брэгговским решеткам, используемым в полупроводниковых лазерах, они представляют собой чередующиеся зоны с различными показателями преломления, но образованные непосредственно в сердцевине оптоволокна. Подобные структуры могут быть сформированы под воздействием ультрафиолетового [40] или инфракрасного короткоимпульсного [41] излучения, и позволяют осуществлять спектральную селекцию: спектр отражения от ВБР имеет узкий максимум на резонансной длине волны (брэгговская длина волны,  $\lambda_B$ ). На Рисунке 1.1 схематично изображено отражение (R) и пропускание (T) широкополосного излучения (I) от ВБР. За счет использования ВБР, появляется возможность обеспечить полностью волоконное исполнение лазерного резонатора и локализовать спектр генерации вблизи требуемого значения длины волны в диапазоне усиления активного волокна лазера.

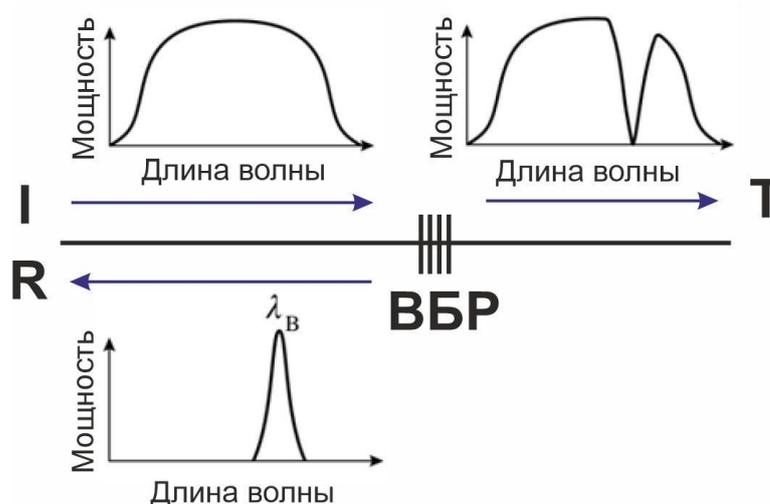


Рисунок 1.1. Спектрально-селективные свойства ВБР.

Одночастотная генерация в волоконных лазерах может быть получена как с помощью подходов, аналогичных подходам в области полупроводниковых лазеров

(например, в волоконных РОС-лазерах РБО-лазерах), так и с использованием длинного резонатора с узкополосной спектральной селекцией. Все эти подходы имеют свои достоинства и недостатки, которые будут более подробно описаны далее.

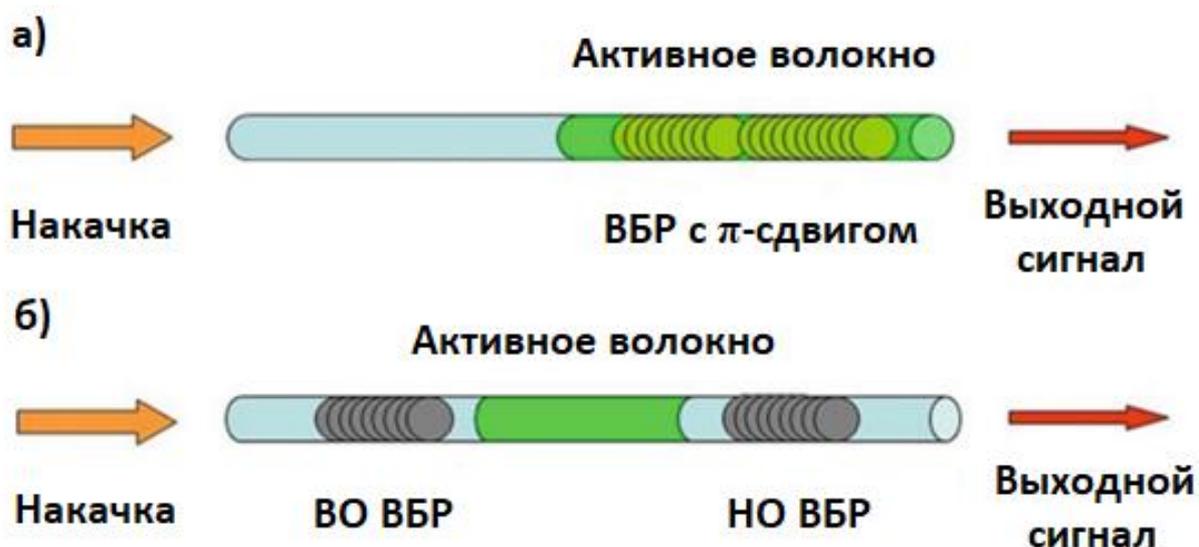


Рисунок 1.2. Принципиальная схема волоконного а) РОС- и б) РБО-лазера.

Начать рассмотрение подходов к достижению узкополосной генерации в волоконных лазерах следует с лазеров с коротким резонатором. Для начала обратимся к так называемым волоконным РОС-лазерам. Принципиальная схема РОС-лазера изображена на Рисунке 1.2 (а) и представляет собой активное волокно, внутри которого сформирована ВБР. В известном смысле, эта схема весьма похожа на случай полупроводниковых РОС-лазеров, где ВБР формируется непосредственно внутри активного полупроводникового слоя. Для обеспечения узкополосной спектральной селекции и достижения одночастотной генерации используется решетка, в центре которой формируется фазовый сдвиг на  $\pi$  радиан. Спектр отражения от однородной ВБР без  $\pi$ -сдвига содержит максимум на брэгговской длине волны с шириной, определяющимся длиной решетки (см. пунктирную линию на Рисунке 1.3). Однако, если в решетке имеется фазовый дефект, то в спектре отражения образуется крайне узкий провал [14] (см. сплошную линию на Рисунке 1.3). Наличие узкого провала в спектре отражения дает возможность спектральной селекции, вплоть до одной продольной моды. В данном случае длина активной среды ограничена в

первую очередь возможностями записи ВБР и, как правило, составляет до 10 см (например, 50 мм в [42], 40 мм в [43]).

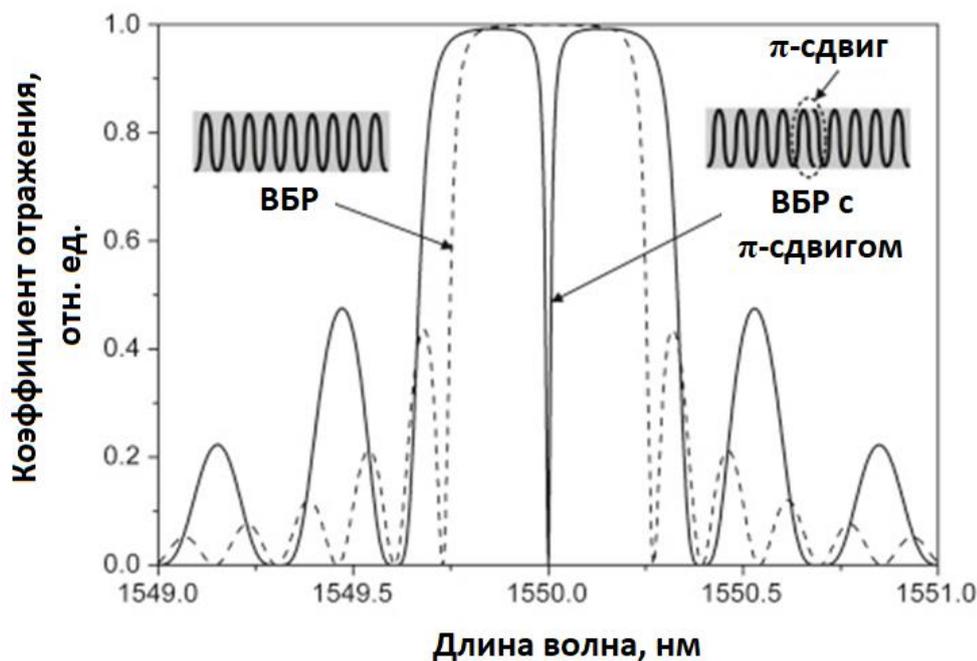


Рисунок 1.3. Сравнение спектров отражения однородной ВБР без и с  $\pi$ -сдвигом (адаптировано из [44]).

Типичная мощность одночастотных иттербиевых РОС-лазеров составляет порядка 10 мВт, однако может достигать сотен мВт (154 мВт в [42], 400 мВт в [45]). Рекордные мощности до 0.9 Вт были продемонстрированы с использованием тулиевых активных волокон [46]. В случае эрбиевых лазеров существуют проблемы с достижением выходных мощностей более 1 мВт вследствие кластеризации ионов при увеличении степени легирования [47]. Стоит отметить, что высокие мощности накачки могут приводить к температурной деформации спектральной характеристики брэгговской структуры и, как следствие, к деградации спектра генерации. По этой причине, может стать необходимым дополнительное охлаждение активной среды РОС-лазера [48]. При этом, волоконные РОС-лазеры позволяют получать достаточно узкополосную генерацию: спектральная ширина линии в единицы и десятки кГц является стандартным значением для подобных лазеров (ширина линии 50 кГц была показана для эрбий-иттербиевого лазера в [49], 3 кГц для тулиевого лазера в [50], 6 кГц для иттербиевого лазера в [51]). Следует отметить, что

хотя РОС-лазеры могут обеспечить достаточно малую мгновенную ширину линии, длина волны может значительно дрейфовать на масштабе секунд вследствие изменения температуры. По этой причине, зачастую приходится использовать сложные системы стабилизации и петли обратной связи для обеспечения большей стабильности. Для улучшения свойств генерации также может использоваться самозахват частоты [52, 53].

Альтернативой волоконным РОС-лазерам являются волоконные РБО-лазеры. Принципиальная схема РБО-лазера представлена на Рисунке 1.2 (б) [54]. Резонатор состоит из короткого отрезка активного волокна (обычно длиной в несколько см), к которому приварены две ВБР – с высоким (ВО ВБО на Рисунке 1.2 (б)) и низким (НО ВБР на Рисунке 1.2 (б)) коэффициентами отражения. Фактически, при использовании активного волокна длиной в единицы сантиметров, значение МРЧ лазера сравнимо с шириной спектра отражения ВБР  $\sim 10$  ГГц. РБО-лазеры обладают большим количеством достоинств. Они позволяют получать узкополосную генерацию (например, ширина линии 73 кГц была показана в [55], ширина линии 2 кГц была показана в [56, 57]). При этом, возможно получение генерации в различных спектральных диапазонах за счет использования различных типов активных волокон: неодимовых [55], иттербиевых [58], эрбий-иттербиевых [57] и т. д. В силу сходной с РОС-лазерами длины активной среды, характерные выходные мощности сопоставимы: обычно выходная мощность составляет до 10 мВт. Однако, существует ряд работ, посвященных высокомоушным РБО-лазерам с мощностью генерации в сотни мВт [59] и даже единицы Вт [60]. Также, для улучшения свойств излучения РБО-лазера (например, генерации с линейной поляризацией и более узкополосной генерации) возможно использование самозахвата частоты [61], аналогично случаю полупроводниковых РБО-лазеров. По причине высокого качества излучения, волоконные РБО-лазеры используются в большом количестве приложений, от измерений изгибов [62] до высокоточного измерения ускорения [63].

Таким образом, волоконные лазеры с коротким резонатором позволяют достигать одночастотной генерации с достаточно узкой шириной линии в единицы и даже доли кГц. Однако, использование короткого резонатора приводит к наличию

существенных недостатков, общих для РБО- и РОС-лазеров. Во-первых, подобные лазеры, как правило, обладают достаточно низкой эффективностью преобразования мощности накачки в мощность генерации (дифференциальной эффективностью), поскольку поглощение накачки на длине активного волокна в единицы сантиметров достаточно мало. Хотя в некоторых недавних работах показаны дифференциальные эффективности РБО-лазеров до 66% [58], как правило, значение этого параметра находится на уровне 20%. Для достижения высокой эффективности, равно как и высокой выходной мощности, требуется использование активных волокон с высокой степенью легирования. Во-вторых, волоконные лазеры с коротким резонатором сильно подвержены внешним воздействиям, таким, как изменение температуры. Внешние условия могут приводить к нерегулярным модовым переключениям. Наконец, в-третьих, из-за большой чувствительности к внешним воздействиям, перестройка частоты волоконных лазеров с коротким резонатором достаточно затруднительна. Так, в работе [64] за счет согласования смещения длины волны ВБР и положения продольных мод лазера при нагреве, была показана возможность перестройки частоты РБО-лазера до 150 пм при сохранении одночастотного режима. Также встречаются работы, посвященные использованию специальных подходов для осуществления перестройки длины волны. Например, с использованием самозахвата частоты и перестраиваемого фильтра в [65] была показана перестройка длины волны РОС-лазера в 35 нм. Однако, стоит отметить, что существуют лишь единичные работы, посвященные перестройке длины волны одночастотных волоконных лазеров с коротким резонатором.

В отличие от полупроводниковых лазеров, волоконные лазеры могут обладать значительными длинами активной среды (вплоть до сотен метров) и резонатора в целом (достигают нескольких сотен км [66]). Эта особенность открывает новые возможности в получении важных режимов работы лазера в целом и одночастотной генерации в частности. Волоконные лазеры с длинным резонатором (длина которого может варьироваться от единиц метров до десятков километров) включают в себя несколько подтипов лазеров. Несмотря на то, что использование активных волокон длиной в единицы или десятки метров позволяет получать большое

усиление и высокую дифференциальную эффективность, малое значение МРЧ (<единиц МГц) значительно усложняет селекцию одной продольной моды. По этой причине, требуется использование специальных подходов для обеспечения селекции одной продольной моды.

Наиболее простым способом обеспечить спектральную селекцию является использование ВБР. Однако, типичная длина ВБР составляет единицы сантиметров, что ограничивает ширину спектра отражения снизу десятком ГГц. Дальнейшее увеличение длины ВБР наталкивается на большие технические трудности. Тем не менее, была показана возможность записи ВБР с длиной до 30 см [67], которые были использованы в создании одночастотных гибридных РБО-лазеров. Также, использование специальных техник коррекции ошибок позволило увеличить длину ВБР до 1 м [68]. Увеличение длины ВБР почти на два порядка позволяет обеспечить ширину спектра отражения в сотни МГц, чего, впрочем, оказывается недостаточно для обеспечения селекции одной продольной моды даже в резонаторе длиной 1 м. По этой причине, постоянно ищутся подходы достижения селекции одной продольной моды в длинных волоконных лазерах.

Один из подходов обеспечения спектральной селекции состоит в использовании рассеяния в оптоволокне. Длинный отрезок волокна (с длиной в десятки километров) за счет рассеяния света на микроскопических неоднородностях внутри волокна – рассеяния света Рэлея – может выступать в роли спектрального селектора [66]. Неоднородности в волокне распределены, безусловно, случайным образом, однако, они выполняют функцию «вмороженных» отражателей, подобных ВБР – это так называемая случайная обратная связь. Так, в [69] с использованием обратной связи от стандартного одномодового волокна длиной 600 м было показано обеспечение селекции одной продольной моды эрбиевого лазера и ширины линии 2-3 кГц. В [70] длина волокна со случайной обратной связью достигала 25 км, обеспечивая уменьшение ширины линии генерации эрбиевого РОС-лазера до 0.16 кГц на временных масштабах порядка десятков микросекунд.

Большой популярностью в последнее время пользуется подход, в котором случайная обратная связь образуется за счет записи так называемого искусственного рэлеевского отражателя [71]. В этой работе была показана ширина линии 10 кГц с использованием искусственного рэлеевского отражателя длиной 10 см. Одночастотная генерация с шириной линии 0.55 кГц была показана в эрбиевом лазере на основе искусственного рэлеевского отражателя в [72]. Хотя в работе [69] показана возможность перестройки частоты за счет управления уровнем обратной связи, обычно перестройка достигается за счет использования перестраиваемых спектральных фильтров (например, перестройка в диапазоне 1500-1570 нм с шириной линии ~10 кГц показана в [73] в случайном лазере на основе полупроводникового усилителя за счет перестройки фильтра Фабри-Перо, перестройка в диапазоне 1533.4-1545 нм показана в [71] в эрбиевом лазере с искусственным рэлеевским отражателем за счет растяжения ВБР). Однако, подобная перестройка требует прецизионного контроля фильтра и, как правило, обладает весьма большим шагом перестройки частоты.

Наряду с использованием рассеяния Рэлея, возможно использование других типов взаимодействия излучения с оптоволоконном – например, за счет эффекта вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ). Так называемые бриллюэновские лазеры используют эффект ВРМБ усиления – за счет гораздо меньшей ширины спектры усиления, становится возможным достижение ширин спектра генерации в единицы кГц и меньше [74]. Как правило, бриллюэновские кольцевые схемы лазеров используются в сочетании с ранее рассмотренными типами лазеров (например, полупроводниковыми РОС-лазерами [22, 75]) и служат для сужения линии генерации путем самозахвата частоты.

Наконец, последним подходом, позволяющим обеспечить узкополосную селекцию в волоконных лазерах, является спектральная селекция на основе динамических решеток. Динамические решетки представляют собой периодическую структуру, формирующуюся в волокне непосредственно под воздействием самого излучения. В отличие от постоянных ВБР, рассмотренных выше, динамические решетки пропадают после выключения формирующего излучения. К таким

структурам относятся бриллюэновские динамические решетки (БДР) и динамические решетки инверсной населенности (ДРН). БДР формируются в волокне в результате эффекта электрострикции [76, 77]. Для образования БДР используются две волны накачки, отстроенные на значение частоты бриллюэновского сдвига ( $\sim 11$  ГГц на длине волны 1550 нм) [78]. Взаимодействие волн приводит к образованию акустической решетки, обладающей селективными свойствами с шириной спектра отражения  $\sim 10$  МГц. Поскольку спектр отражения зависит от внешних воздействий (таких, как изменение температуры), БДР обычно используются не для обеспечения спектральной селекции в лазерах, а в качестве чувствительного элемента в различных сенсорных системах [79]. По этой причине, дальнейшая часть обзора будет посвящена одному из наиболее распространенных способов обеспечения узкополосной спектральной селекции в волоконных лазерах – лазерам на основе динамических решеток инверсной населенности.

ДРН формируются в поглощающих и усиливающих активных волокнах под воздействием излучения стоячей волны и способны оказывать значительное влияние на лазерную генерацию. Основные физические свойства ДРН будет подробно рассмотрены в разделе 2.1. В частности, будет показано, что спектральная селекция на основе ДРН оказывается достаточно узкополосной для выделения только одной продольной моды. При этом характеристики ДРН зависят от того в каком активном волокне она формируется. ДРН, формирующиеся в поглощающих волокнах (ДРН поглощения), дают преимущество той продольной моде, которая привела к формированию ДРН, в то время, как ДРН, формирующиеся в усиливающих волокнах (ДРН усиления), приводят к подавлению исходной продольной моды и модовым перескокам (см. раздел 2.1). По этой причине, для обеспечения стабильной одночастотной генерации необходимо обеспечить как можно более эффективное формирование ДРН поглощения и как можно менее эффективное формирование ДРН усиления. Одним из подходов для этого является использование линейной схемы, в которой подавление ДРН усиления осуществляется за счет поляризационного затирания. Данный подход был продемонстрирован в [80-82] в эрбиевых и иттербиевых лазерах. В [81] была показана одночастотная генерация с шириной линии

20 кГц и длительностью генерации без модовых перескоков порядка минут. В [82] ширина линии составляла 2 кГц, что сравнимо с шириной линии иных типов одночастотных лазеров. Однако, подход, основанный на поляризационном затирании, используется достаточно редко вследствие необходимости настройки контроллера поляризации.

Гораздо более распространенным подходом является использование кольцевого резонатора с линейным участком, или сигма-резонатора (такое название обусловлено визуальным сходством схемы с греческой буквой  $\sigma$ , см. Рисунок 1.4) [83-91]). В линейном участке расположено поглощающее волокно, и за счет отражения от селектора формируется ДРН поглощения, в то время как за счет использования циркулятора/изолятора в кольцевой части излучение распространяется только в одном направлении и ДРН усиления формироваться не может. Подобный подход был продемонстрирован с использованием различных типов активных волокон: эрбиевых [83-87], иттербиевых [88, 89], тулиевых [90, 91]. При этом, типичные ширины линии составляют единицы и доли кГц – например, 0.75 кГц в [84], 0.95 кГц в [83], 0.5 кГц в [89]. При этом, ширина линии на уровне 1 кГц достигается без использования каких-либо систем сужения линии, а время без модовых перескоков может достигать единиц часов без дополнительных систем стабилизации [85]. Стандартная выходная мощность в подобных лазерах составляет несколько десятков мВт, однако может достигать и сотен мВт для тулиевых лазеров (например, 400 мВт в [90]). При этом, подобные одночастотные лазеры позволяют обеспечивать гибкую перестройку длины волны за счет использования перестраиваемых “трубных” спектральных селекторов (например, ВБР). Так, перестройка на 40 нм за счет нагрева ВБР была показана в [84].

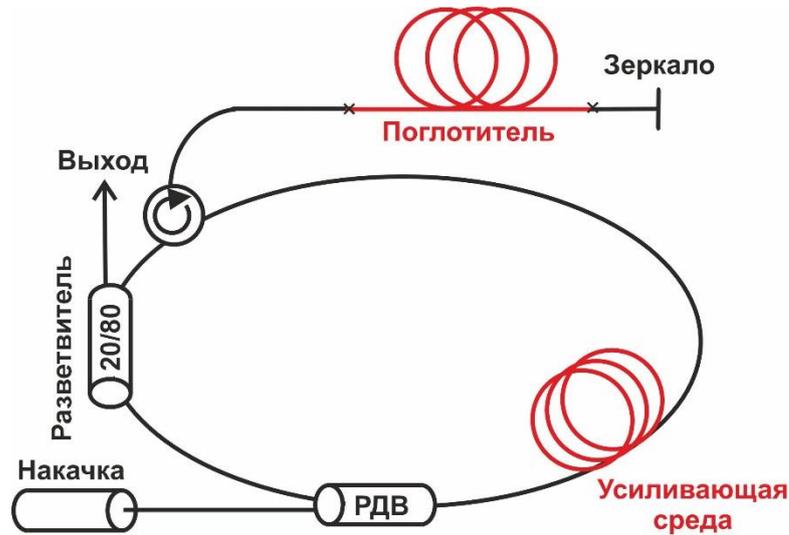


Рисунок 1.4. Классическая схема сигма-резонатора с насыщающимся поглотителем.

Ввиду большой привлекательности подобных схем (простота исполнения, использование стандартных волоконно-оптических компонентов и волокон, высокая стабильность, узкая ширина линии) было предложено большое количество их модификаций. В частности, предлагались схемы с размещением насыщающегося поглотителя в зеркале Саньяка [92, 93], лазеры, где линейный участок заменялся вторым кольцом [94], лазеры с дополнительной накачкой в насыщающемся поглотителе [86] и многие другие. Одночастотные волоконные лазеры на основе ДРН нашли свои применения в ряде практических приложений. Так, в [95, 96] они были использованы в сенсорных задачах, в то время как двухчастотные лазеры на основе ДРН были применены для генерации микроволнового излучения [97]. Характерной особенностью является тот факт, что во всех описанных схемах формирование ДРН усиления является нежелательным эффектом. По этой причине прикладываются усилия для ее подавления и эффективного формирования именно ДРН поглощения.

Как было отмечено выше для получения одночастотной генерации требуется подавление ДРН усиления. Однако ДРН усиления не стоит рассматривать как априори негативный эффект. В действительности, ДРН усиления могут быть использованы для получения уникальной динамики лазерной генерации лазерного излу-

чения – самоиндуцированного сканирования (или для краткости самосканирования) длины волны [98]. Как было описано выше, ДРН усиления приводит к нестабильности продольной моды, сформировавшей ее. Учет ДРН показателя преломления (которая формируется автоматически вследствие соотношения Крамерса-Кронинга) приводит к тому, что одна из соседних мод может получить преимущество в генерации за счет большего значения коэффициента отражения (см. раздел 2.1). В результате, в генерацию выйдет соседняя продольная мода и сформирует новую ДРН усиления. При правильном подборе параметров резонатора этот процесс может повторяться тысячи, и даже миллионы раз, приводя к самосканированию длины волны. В этом случае, модовые перескоки перестают быть негативным эффектом, поскольку они являются регулярными и однонаправленными. На больших масштабах временах последовательность перескоков выглядит как линейное монотонное изменение длины волны генерации. В конечном итоге, в результате смещения длины волны генерации по спектру усиления, произойдет резкий перескок в обратном направлении к длине волны, соответствующей максимуму усиления. Таким образом, динамика длины волны образует пилообразный сигнал – участки монотонной линейной перестройки с последующими резкими перескоками к исходной длине волны.

Впервые подобный эффект был показан в рубиновых твердотельных лазерах 50 лет назад и был наиболее подробно исследован в [99], однако ввиду малых диапазонов перестройки и отсутствия подходящих техник детектирования он считался нежелательным. Однако, тематика самосканирующих лазеров пережила подъем с развитием волоконных лазеров. В волоконных лазерах регулярная модовая динамика была впервые продемонстрирована в кольцевом однонаправленном иттербиевом лазере [100]. Несмотря на то, что за счет использования изолятора формирование ДРН усиления должно было быть сведено к минимуму, отражение от одного из коннекторов привело к формированию стоячей волны, и как следствие, ДРН усиления [101]. С тех пор было проведено значительное количество исследований, посвященных самосканирующим волоконным лазерам. Самосканирование длины

волны было показано практически во всех известных типах активных волокон: иттербиевых [98, 102], тулиевых [103], гольмиевых [104], висмутовых [105]. Следует отметить, что в отличие от стабильных одночастотных лазеров на основе ДРН поглощения, для которых показано большое количество реализаций эрбиевых лазеров, в случае самосканирующих лазеров на момент начала диссертационной работы существовали лишь единичные работы, посвященные эрбиевым лазерам [106]. Диапазон перестройки иттербиевых и тулиевых самосканирующих лазеров превысил 20 нм ([103, 107]), в то время как значение скачка частоты достигло значения 1 МГц в висмутовых лазерах ([105]). Стандартное значение скачка перестройки составляет ~10 МГц. При этом, в некоторых случаях (в частности, для тулиевого лазера в [108]) была показана возможность управления направлением и скоростью сканирования с изменением мощности накачки. Поскольку для проявления эффекта самосканирования, в противоположность стабилизации длины волны, необходимо эффективное формирование ДРН усиления, в абсолютном большинстве случаев для наблюдения эффекта самосканирования использовались линейные [98, 102-105] и кольцевые [100, 109, 110] схемы.

Таким образом, несмотря на то, что в самосканирующих лазерах перестройка осуществляется за счет модовых перескоков, значение шага перестройки достигает достаточно малого значения на уровне нескольких МГц. При этом, изменение длины волны происходит пассивным образом, без необходимости в прецизионном контроле тока, температуры, угла наклона объемных отражателей и т.д. По этой причине, самосканирующие волоконные лазеры нашли свое применение в широком наборе приложений, связанных с использованием перестраиваемого когерентного излучения: в системах когерентной оптической частотной рефлектометрии [111], при создании виброметров [112], в опросе массивов ВБР [113] и так далее.

Важным объединяющим фактором всех перечисленных выше работ по самосканирующим лазерам является импульсная динамика интенсивности. В них происходит генерация коротких колоколообразных импульсов длительностью в единицы микросекунд, разделенные «периодами темноты» длительностью в де-

сятки микросекунд, в ходе которых излучение не генерируется. Каждый такой импульс соответствует генерации одной или нескольких продольных мод, а скачок частоты происходит при переходе от одного импульса к другому.

Однако, незадолго до начала наших работ был показан иной характер динамики интенсивности самосканирующих лазеров. Впервые он был продемонстрирован в линейном эрбиевом лазере [115] с перестройкой длины волны вблизи длины волны 1600 нм. Отличительной особенностью лазера было то, что динамика интенсивности излучения была не импульсной как в ранних работах, а непрерывной. При этом было установлено, что в каждый момент времени генерировались одновременно две продольные моды. Смена модового состава, предположительно, происходила в ходе трехчастотных (т.е. состоящие из трех продольных мод) «всплесков» интенсивности. Сравнение динамики интенсивности стандартного импульсного самосканирующего лазера и представленного в [115] самосканирующего лазера представлено на Рисунках 1.5 (а, б). В первом случае отчетливо видны «периоды темноты» между импульсами, в ходе которых мощность излучения падает до нуля. В последнем случае мощность излучения, усредненная по интервалу 1 мкс (красная линия на Рисунке 1.5 (б)) не падает до нуля ни в какой момент времени.

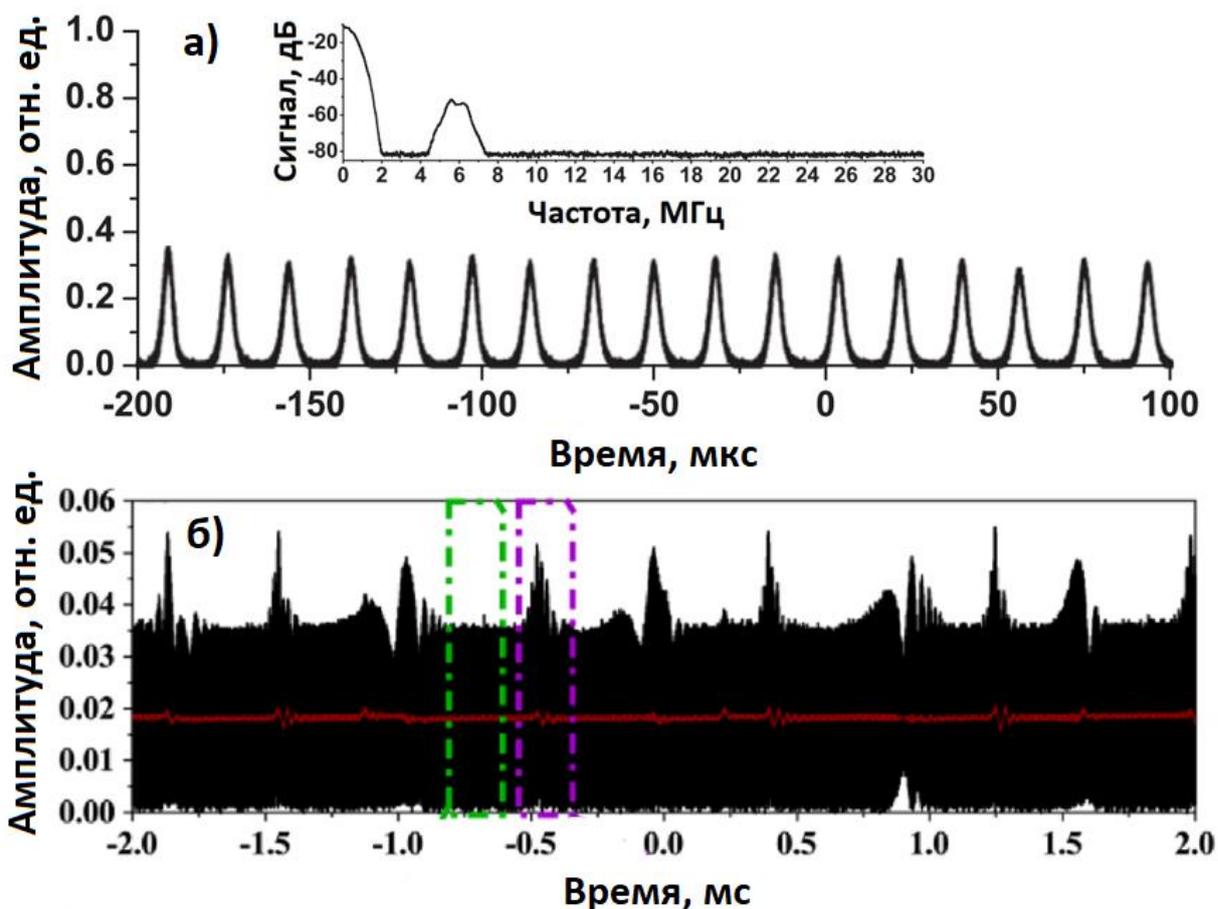


Рисунок 1.5 Динамика интенсивности самосканирующего лазера: а) импульсного (адаптировано из [114]), б) непрерывного (адаптировано из [115]).

На Рисунке 1.6 представлена модельная динамика мод лазера из работы [115]. Видно, что трехчастотные “всплески” соответствуют одновременной генерации трех соседних мод, одна из которых затухает, а другая – зарождается. Такой подтип самосканирующих лазеров здесь и далее будет называться термином «непрерывные самосканирующие лазеры» - несмотря на то, что в них происходит смена модового состава, мощность излучения ни в какой момент времени не падает до нуля (иными словами, отсутствуют «периоды темноты»). Наблюдаемая динамика была связана авторами с большой длиной активного волокна, которая предположительно приводила к тому, что часть волокна работала как усиливающее, а другая часть – как поглощающее активное волокно, т.е. в лазере одновременно существовала как ДРН усиления, так и поглощения.

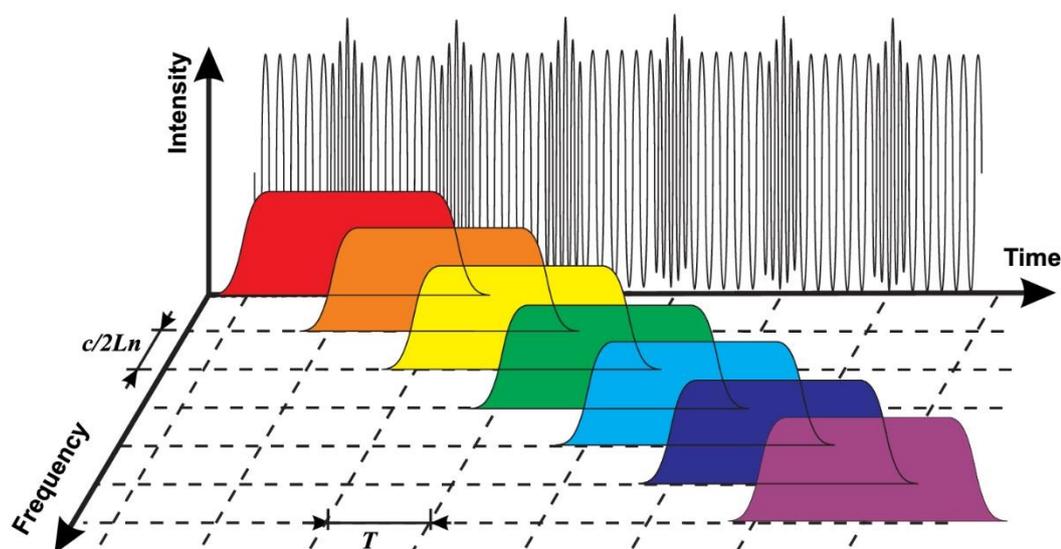


Рисунок 1.6. Модельная модовая динамика линейного эрбиевого непрерывного самосканирующего лазера [115].

Как следует из части обзора, посвященного волоконным лазерам на основе ДРН, сигма-резонатор используется именно в стабильных одночастотных лазерах, поскольку он позволяет эффективно подавлять ДРН усиления за счет однонаправленности излучения в кольцевой части резонатора. Однако было установлено, что в иттербиевом лазере с сигма-резонатором можно наблюдать непрерывное сканирование [116], подобное представленному в [115]. Генерация имела непрерывный характер динамики интенсивности, при этом наблюдались короткие ( $\sim 30$  мкс) временные участки с высокочастотным наполнением и частотой следования около 2 кГц. Следует отметить, что авторы назвали импульсами участки с высокочастотным наполнением, и сделали вывод о том, что изменение частоты и запись ДРН происходит во время подобных участков. Диапазон перестройки составил около 5 нм вблизи длины волны 1064 нм. Значение скачка частоты не указано в [116] явно, однако по косвенным признакам может быть оценено в  $\sim 30$  МГц. Следует отметить, что на момент начала диссертационной работы это было единственной демонстрацией эффекта самосканирования в лазере с сигма-резонатором. Однако ни подробного анализа лазерного излучения, ни объяснений такого режима работы лазера в указанной работе не было представлено.

Подводя итог проведенного литературного обзора, хочется отметить следующее. Несмотря на то, что для получения одночастотной лазерной генерации с возможностью перестройки длины волны могут использоваться различные типы лазеров, особое внимание уделяется именно волоконному исполнению ввиду простоты разработки и эксплуатации, возможности достижения высоких мощностей генерации, простоте заведения излучения в различные волоконные линии. Среди всех волоконных лазеров, большое внимание уделяется лазерам на основе ДРН, поскольку они крайне просты в своей реализации и лишены ряда недостатков, характерных для других волоконных лазеров. Такие лазеры позволяют получать как стабильную одночастотную генерацию, так и перестройку за счет эффекта самосканирования частоты. Работа стабильных одночастотных лазеров на основе ДРН основана на формировании ДРН поглощения, в то время как работа самосканирующих лазеров основана на формировании ДРН усиления. Первые демонстрируют непрерывную генерацию, в то время как вторые, в большинстве работ, показывали импульсную динамику. При этом, импульсная динамика интенсивности самосканирующих лазеров приводит к ряду недостатков. Так, она не позволяет производить длительное накопление сигнала на каждой частоте. Помимо этого, импульсные самосканирующие лазеры невозможно использовать для опроса длинных волоконных линий со временем обхода, превышающим десятки мкс. Поэтому, несмотря на то что импульсные самосканирующие лазеры могут быть отнесены к перестраиваемым одночастотным лазерам, импульсный характер динамики интенсивности значительно сужает возможности их применений. По этой причине, наиболее интересной для различных практических приложений представляется реализация режима самосканирования частоты, в котором длительные участки одночастотной стабильной генерации сопровождались бы быстрыми регулярными переходами от одной частоты к другой. Особый интерес представляет разработка эрбиевых лазеров с генерацией в С-диапазоне по причине высокой значимости диапазона вблизи длины волны 1550 нм, соответствующей минимуму потерь в оптоволокне. Предпосылками возможности получения такого режима являются работы [115] и [116]. Однако, в [115]

динамика интенсивности лазера не была одночастотной, что значительно ограничивает возможности его использования в практических приложениях. В [116] генерация происходила вблизи длины волны 1060 нм, при этом не было проведено анализа спектральных свойств излучения. В частности, не была определена эволюция частоты во время участков непрерывной генерации, равно как и не было установлено, является ли оно одночастотным.

Исходя из всего вышесказанного, перед началом диссертационной работы была поставлена **следующая комплексная цель** – разработка, изучение и применение непрерывных одночастотных самосканирующих эрбиевых волоконных лазеров. Для достижения поставленной цели было необходимо решить **следующие задачи**:

- Разработать непрерывный одночастотный самосканирующий эрбиевый волоконный лазер;
- Разработать методы для анализа подобного типа генерации лазера и провести детальный анализ модовой динамики разработанных лазеров.
- Разработать качественную модель, объясняющую наблюдаемый режим непрерывного самосканирования длины волны.
- Продемонстрировать практическую ценность разработанных лазеров.

Данное направление исследований является **актуальным**, поскольку реализация описанного режима позволит сочетать достоинства как стабильных одночастотных лазеров на основе ДРН (узкая ширина линии, простая реализация, высокая стабильность), так и самосканирующих лазеров (возможность пассивной перестройки длины волны с малым шагом перестройки). Исследование модовой динамики и разработка модели, в свою очередь, необходимы для упрощения получения режима и дальнейшего улучшения характеристик непрерывных одночастотных самосканирующих лазеров. При этом, может оказаться возможным как улучшение характеристик разнообразных систем на основе самосканирующих лазеров за счет большего времени накопления сигнала на каждой частоте, так и освоение новых областей, требующих генерации узкополосного перестраиваемого излучения.

К **научной новизне** работы могут быть отнесены следующие моменты:

- Проведен высокоразрешающий анализ модовой динамики непрерывного одночастотного самосканирующего лазера
- Продемонстрирован режим непрерывного одночастотного сканирования в эрбиевом лазере
- Показано использование непрерывных одночастотных самосканирующих лазеров в ряде практических приложений

Полученные результаты обладают высокой **практической значимостью**, поскольку они значительно углубляют понимание режима непрерывного одночастотного самосканирования, а также показывают возможность использования непрерывных одночастотных самосканирующих лазеров в различных сенсорных приложениях.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Метод декомпозиции продольных мод на основе процедуры гетеродинамирования и оконного преобразования Фурье позволяет восстанавливать эволюцию интенсивности отдельных продольных мод лазера.
2. В эрбиевом волоконном лазере с сигма-резонатором возможно получение непрерывного одночастотного самосканирования длины волны с генерацией последовательности перекрывающихся одночастотных импульсов прямоугольной формы.
3. Во время перехода между двумя соседними одночастотными импульсами в эрбиевом непрерывном одночастотном самосканирующем лазере происходит четырехволновое смешение с участием другой пары соседних по частоте продольных мод.
4. Применение непрерывного одночастотного самосканирующего лазера в схеме бриллюэновского анализа позволяет достичь пространственного разрешения и чувствительности не хуже 10 метров и 2 МГц соответственно при длине линии не менее 24.9 км.

**Апробация работы:** Основные результаты работы лично докладывались на следующих мероприятиях:

- 1) SPIE/COS Photonics Asia, Наньтун, КНР, 2021. Пекин, КНР, 2022.

- 2) Всероссийская конференция по волоконной оптике, Пермь, Россия, 2021, 2023
- 3) International Conference Laser Optics (ICLO), Санкт-Петербург, Россия, 2022.
- 4) 24 International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM), Алтай, Россия, 2023.

**Личный вклад:** Основные результаты получены автором лично. В ходе выполнения работ автор принимал активное участие в выборе направления исследований и постановке задач, проводил теоретический анализ и осуществлял эксперименты, проводил обработку измерений, принимал участие в обсуждении и подготовке статей для публикации.

**Публикации:** Основные результаты по теме диссертации изложены в 16 печатных изданиях, 6 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 10 – в тезисах докладов.

**Объем и структура работы:** Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 138 страниц, включая 53 рисунка и 2 таблицы. Список литературы содержит 149 наименований.

Представленная диссертация имеет следующую структуру:

В главе 2 представлены методы теоретического и экспериментального описания свойств лазерной генерации. Теоретически описаны формирование ДРН поглощения и усиления и их влияние на генерацию. Помимо этого, описаны методы экспериментального анализа (гомодинирование и гетеродинирование) излучения и представлен оригинальный метод декомпозиции продольных мод.

В главе 3 представлены результаты, посвященные разработке и изучению свойств непрерывных одночастотных самосканирующих лазеров. Проведена апробация метода модовой декомпозиции на примере разработанного иттербиевого самосканирующего лазера. Разработан эрбиевый непрерывный одночастотный самосканирующий лазер и проведен детальный анализ его модовой динамики и когерентных свойств его излучения.

В главе 4 показаны важные практические приложения разработанных эрбиевых непрерывных одночастотных самосканирующих лазеров. Рассмотрено их применение для генерации перестраиваемого излучения терагерцового диапазона, когерентной оптической частотной рефлектометрии и бриллюэновского анализа.

Работа завершается заключением, в котором сформулированы основные результаты, полученные в ходе исследования, а также объявлены благодарности. В конце приводится список публикаций по теме исследования и список цитируемой литературы.

## Глава 2. Методы теоретического описания и экспериментального исследования генерации волоконных лазеров

### 2.1. Теоретическое описание спектральной селекции на основе ДРН

Для начала опишем механизм формирования ДРН и их влияние на лазерную генерацию. В случае волоконных лазеров, ДРН формируются в активных волокнах [117]. В зависимости от того, присутствует ли в активном волокне излучение накачки (т.е. создана ли в нем инверсная населенность) активное волокно является либо поглощающим, либо усиливающим. Известно, что увеличение мощности излучения в активном волокне приводит к эффекту насыщения усиления/поглощения. То есть, зависимость коэффициента поглощения/усиления в активном волокне от интенсивности излучения имеет вид:

$$g(I) = \frac{g_0}{1+I/I_s}, \quad (2)$$

где  $I_s$  – мощность насыщения,  $g_0$  – ненасыщенное значение поглощения ( $g_0 < 0$ ) или усиления ( $g_0 > 0$ ). В частности, это свойство позволяет использовать активные волокна в качестве медленного насыщающегося поглотителя.

Необходимым условием для формирования ДРН, является наличие стоячей электромагнитной волны. Например, стоячая волна, образующаяся в результате отражения излучения от некоторого отражателя (например, ВБР) приводит к следующему распределению интенсивности излучения вдоль оси распространения излучения (OZ):

$$I(z) = I_0 \cdot (1 + m \cdot \cos(kz)), \quad (3)$$

где  $I_0$  – средняя интенсивность,  $m$  – глубина модуляции,  $k$  – пространственная частота интерференционной картины [117]. Из выражений (2) и (3) следует, что в узлах стоячей волны насыщение поглощения/усиления оказывается значительно слабее, чем в пучностях стоячей волны. По этой причине, в зависимости усиления от продольной координаты  $g(z)$  возникает периодическая структура, которая может быть представлена как  $g(z) = g_{sat} + \delta g \cdot \cos(kz)$ , где  $g_{sat}$  и  $\delta g$  – амплитуды постоянной

и переменной части усиления, соответственно. Амплитуды выражаются через интенсивность излучения и глубину модуляции как  $g_{sat} = g_0/(1 + I_0/I_{sat})$  и  $\delta g = -m \cdot g_0(I_0/I_{sat})/(1 + I_0/I_{sat})^2$ , соответственно [118]. Такая периодическая структура  $g(z)$  означает не что иное, как ДРН усиления/поглощения. Так как коэффициент усиления/поглощения непосредственно влияет на амплитуды волн, то такую ДРН можно классифицировать как амплитудную. Также по аналогии возможно формирование ДРН показателя преломления, которую можно классифицировать как фазовую. В общем случае, удобным является представление ДРН в терминах комплексного показателя преломления. При рассмотрении комплексного показателя преломления вещества, усиление/поглощение представляет собой не что иное, как его мнимую часть:  $\tilde{n} = n_0 + ig_0c/2\omega$ , где  $c$ ,  $\omega$  – скорость света и оптическая частота, соответственно. При этом, знак мнимой части  $\tilde{n}$  определяет разницу между поглощением ( $Im(\delta\tilde{n}) < 0$ ) и усилением ( $Im(\delta\tilde{n}) > 0$ ). Действительной части соответствует традиционный показатель преломления среды ( $Re(\delta\tilde{n})$ ). Известно, что действительная и мнимая части показателя преломления связаны через соотношения Крамерса-Кронинга [119]. По этой причине, на самом деле периодическая структура формируется не только в продольном распределении усиления/поглощения (амплитудная ДРН), но и в распределении показателя преломления (фазовая ДРН). В общем виде, это может быть сформулировано в терминах ДРН комплексного показателя преломления:  $\delta\tilde{n} = \delta n + i\delta g c/2\omega$ .

Следует отметить, что формирование ДРН не является отличительной особенностью волоконных лазеров: так, их присутствие было достаточно давно показано в растворах красителей [120], равно как и в полупроводниковых лазерах [121]. Однако, вследствие большой длины активной среды волоконных лазеров, длины ДРН могут достигать единиц и даже десятков метров. Таким образом, ДРН в волоконных лазерах могут потенциально обеспечить достаточно узкополосную спектральную селекцию. По этой причине, были проведены достаточно обширные исследования, посвященные эффективности формирования ДРН в различных активных волокнах [122-124]. В частности, в работах [117, 122] было показано, что фазовая ДРН гораздо слабее амплитудной для эрбиевых волокон вблизи длины волны

1530 нм, в то время как для длины волны  $\sim 1570$  нм они практически одинаковы по своей амплитуде. В это же время для иттербиевых волокон именно вклад фазовой решетки является определяющим [124]. Отношение амплитуд разных составляющих ДРН задается соотношением Крамерса-Кронинга. В рамках данной работы, особый интерес для нас будут представлять спектрально-селективные свойства ДРН.

Для простоты, начнем с рассмотрения селекции, обеспечиваемой ДРН поглощения ( $g_0 < 0$ ). Пусть есть поглощающее активное волокно длиной  $L$ , расположенное на некотором удалении  $l$  от зеркала резонатора (см. Рисунок 2.1). Слева направо в активное волокно вводится монохроматическое излучение. Стоячая волна, образованная падающей и отраженной от зеркала волнами, будет формировать в активном волокне ДРН поглощения. Помимо изменения поглощения, ДРН поглощения в силу своей периодичности обладает отражающими свойствами [14]. В работе [125] приведено выражение для спектра отражения от динамической решетки:

$$R_{\text{ДРН}}(\Delta k) = \left| \frac{k_0 \delta \tilde{n} L (1 - e^{-(g_0 + i2\Delta k)L})}{2 (g_0 + i2\Delta k)L} \right|^2, \quad (4)$$

где  $L$  – длина активного волокна,  $k_0$  – волновой вектор излучения,  $\Delta k$  – отстройка волнового вектора отражающегося излучения от волнового вектора излучения, сформировавшего решетку. В целом, из выражения (4) видно, что спектр отражения ДРН зависит от множества факторов. Для понимания рассмотрим несколько частных случаев.



Рисунок 2.1. Формирование ДРН поглощения. Красные/зеленые зоны соответствуют высокому/низкому поглощению.

Рассмотрим ДРН поглощения без учета фазовой ДРН. В терминах комплексного показателя преломления это условие означает, что  $Re(\delta\tilde{n}) = 0$ . Для этого случая на Рисунке 2.2 (а) оранжевой линией представлен типичный спектр отражения. Для расчета здесь были взяты следующие значения параметров:  $L = 3$  м,  $|\delta\tilde{n}| = 1.5 \cdot 10^{-8}$ ,  $Im(\delta\tilde{n}) = -1.5 \cdot 10^{-8}$ ,  $Re(\delta\tilde{n}) = 0$ ,  $g_0 = 0.01$  м<sup>-1</sup>,  $\lambda = 1.064$  мкм. Для простоты расчетов взято малое значение  $g_0$ , соответствующее слабому затуханию/поглощению. Длина волны соответствует иттербиевому лазеру, для которого в работе [125] было экспериментально определено соответствующее значение  $|\delta\tilde{n}|$ . На Рисунке 2.2 (а) по горизонтали отложена отстройка частоты в МГц, по вертикали – абсолютное значение отражения. Спектр отражения представляет собой колоколообразную кривую с максимумом в нуле. В действительности такой спектр мало чем отличается от спектра отражения обычной ВБР за исключением меньшей спектральной ширины, обусловленной большей длиной. Однако, в действительности, падающее излучение испытывает отражение не только от ДРН, но и от выходного зеркала. Более того поскольку активное волокно находится в лазерном резонаторе, формируется активный интерферометр Фабри-Перо (АИФП), образованный зеркалом резонатора и ДРН (см. Рисунок 2.1 (а)). При этом выражение для отражения от АИФП приобретает следующий вид [125]:

$$R_r(\Delta k) = e^{2gL} \left| i \frac{\pi \delta \tilde{n} L}{\lambda} \frac{(1 - e^{-(g + i2\Delta k)L})}{(g + i2\Delta k)L} e^{-i2\Delta k l} + \sqrt{R_1} \right|^2, \quad (5)$$

где  $R_l$  – отражение от зеркала,  $l$  – расстояние между зеркалом резонатора и активным волокном (база АИФП). Если в качестве отражателя рассматривать прямой скол волокна с отражением Френеля, равным  $\sim 0.04$ , то отражение от АИФП приобретает вид, представленный на Рис. 2.2 (а) синим цветом. Значение  $l$  здесь и далее принято равным 1 м. Красными точками выделены отражения для частот, соответствующих продольным модам резонатора (на графике значение МРЧ принято равным 10 МГц, что является характерным значением для подобных лазеров). Зеленым цветом изображено отражение от зеркала. Видно, что спектр АИФП промоду-

лирован – частота модуляции зависит от расстояния между зеркалом и ДРН. Максимум отражения достигается для моды, записавшей решетку, поскольку спектр отражения от ДРН, как и спектр отражения от АИФП, симметричен относительно нуля. То есть мода, которая сформировала ДРН, имеет преимущество перед остальными модами. Это означает, что в первом приближении, где рассматривается только ДРН поглощения, она приводит к стабилизации генерации на одной продольной моде.

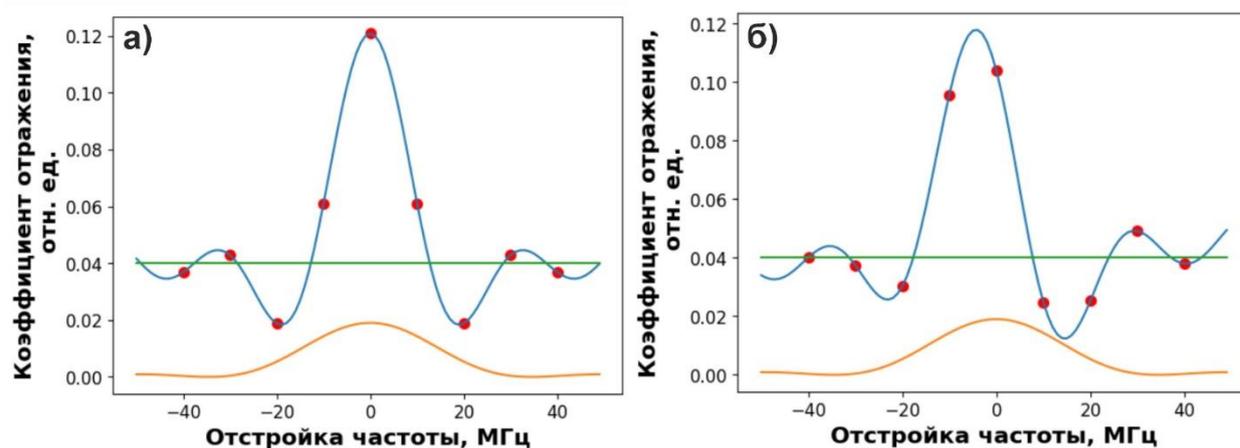


Рисунок 2.2. Спектральная зависимость отражения для ДРН поглощения. а) без учета фазовой ДРН, б) с учетом фазовой ДРН. Оранжевой линией показан спектр отражения от динамической решетки, зеленой – от зеркала резонатора. Синяя линия соответствует отражению от активного интерферометра Фабри-Перо (АИФП), красные точки – положение частот, соответствующих продольным модам резонатора.

Если к этому рассмотрению добавить фазовую ДРН (т.е.  $Re(\delta\tilde{n}) \neq 0$ ), то картина несколько изменится. Если взять значения параметров  $|\delta\tilde{n}| = 1.5 \cdot 10^{-8}$  и  $Re(\delta\tilde{n}) = Im(\delta\tilde{n})$ , то спектр приобретает вид, представленный на Рисунке 2.2 (б). Если спектр отражения от самой ДРН (оранжевая линия) не изменился, то спектр отражения от АИФП (синяя линия) изменился значительно. Он стал асимметричным, при этом максимум отражения все еще соответствует моде, сформировавшей ДРН. Заметим, что при определенной комбинации параметров возможна ситуация, когда максимум отражения будет наблюдаться для одной из соседних мод. Однако, в

большинстве случаев вклад фазовой ДРН не сможет исказить спектр отражения в достаточной степени. Таким образом, ДРН поглощения способствуют селекции с достаточно узким спектром, способным предоставить преимущество только одной продольной моде.

Теперь обратимся к противоположному случаю – ДРН усиления ( $g_0 > 0$ ). ДРН усиления также формируются в активном волокне, но в таком волокне, в котором за счет излучения накачки сформирована инверсия населенностей. Процесс формирования ДРН в усиливающей среде в литературе также известен как эффект пространственного выжигания дыр [126, 127]. В действительности, данный эффект может наблюдаться практически во всех типов лазеров с малой шириной спектра генерации. Рассмотрим ситуацию, аналогичную ДРН поглощения – активное волокно и зеркало резонатора, образующие АИФП. Для описания спектральной селекции в этом случае достаточно использовать то же выражение (3), что и для ДРН поглощения, но с положительным значением мнимой части показателя преломления:  $Im(\delta\tilde{n}) = 1.5 \cdot 10^{-8}$ . Результат представлен на Рисунке 2.3(а). Так же, как и для ДРН поглощения, на Рисунке 2.3 (а) представлено отражение только от ДРН усиления (с учетом и без учета зеркала резонатора), а на Рисунке 2.3 (б) представлено отражение с учетом ДРН показателя преломления. Видно, что без учета фазовой ДРН в спектре отражения от АИФП наблюдается провал для нулевой отстройки частоты. То есть, ДРН усиления приводит к подавлению продольной моды, сформировавшей ее. Как и в случае с ДРН поглощения, спектр симметричный. Однако, если к ДРН усиления добавляется фазовая ДРН (Рисунок 2.3 (б)), то спектр становится асимметричным, и преимущество приобретает только одна мода (в данном случае, это мода с отстройкой в одну межмодовую частоту). Соответственно, ДРН усиления вынуждает смену модового состава излучения.

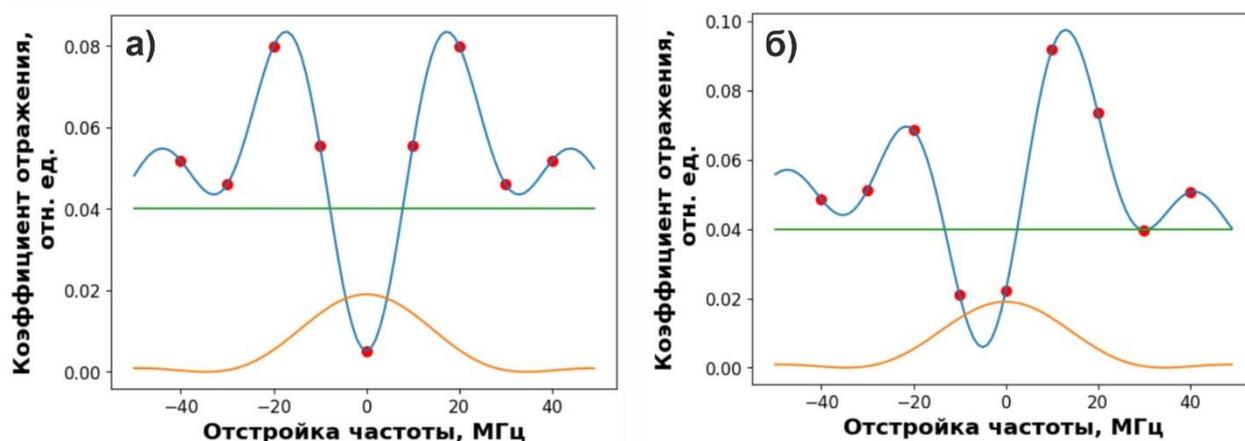


Рисунок 2.3. Спектральные свойства ДРН усиления: а) без учета фазовой ДРН, б) с учетом фазовой ДРН. Оранжевой линией показан спектр отражения от динамической решетки, зеленой – от зеркала резонатора. Синяя линия соответствует отражению от АИФП, красные точки – положение частот, соответствующих продольным модам резонатора.

Таким образом, спектральная селекция в лазерах на основе ДРН обеспечивается за счет формирования периодических структур в усилении, поглощении, показателе преломления волокна. При этом, если ДРН формируется в поглощающем активном волокне, она приводит к образованию симметричного пика в спектре отражения от АИФП на основе активного волокна и зеркала резонатора. Характерная ширина пика определяется длиной ДРН и составляет десятки МГц. В свою очередь, формирование ДРН в усиливающем активном волокне приводит к образованию провала в спектре отражения АИФП. Учет фазовой ДРН приводит к возникновению асимметрии пика, что, в свою очередь, может сместить максимум отражения на единицы МГц и тем самым дать преимущество в генерации соседней продольной моде. Таким образом, как эффект самосканирования, так и эффект стабилизации длины волны могут быть описаны в терминах формирования ДРН. Конкретная динамика при этом зависит от параметров активного интерферометра Фабри-Перо.

## 2.2. Методы измерения характеристик лазерного излучения

Большое количество информации о лазерном излучении может быть получено напрямую с использованием подходящего оборудования. В частности, это касается мощностных и спектральных характеристик. Так, информация о мощности генерации может быть получена при помощи тепловых, полупроводниковых или иных измерителей мощности. В диссертационной работе для этой цели использовался термовольтаический измеритель Coherent PowerMax PS10, позволяющий измерять мощность до 1 Вт. Измерение интенсивности излучения на коротких (порядка нано- и микросекунд), как правило, производится с использованием быстрых полупроводниковых фотоприемников. В рамках данной работы изучались иттербиевые и эрбиевые лазеры, по этой причине нами использовался полупроводниковый InGaAs фотоприемник Thorlabs Det08CFC с быстродействием до 1 ГГц. Для анализа фототока, возникающего в фотоприемнике, использовались цифровые осциллографы с быстродействием более 1 ГГц (LeCroy WavePro 725Zi-A в главе 3.1 и Rigol DS6104 в остальных главах).

Также существует широкий набор инструментов для анализа спектральных характеристик излучения. Сюда могут быть отнесены анализаторы оптического спектра на основе дифракционных решеток, сканирующих интерферометров Фабри-Перо, монохроматоры и многие другие. В нашей работе для измерения усредненного во времени оптического спектра использовался высокочувствительный анализатор оптического спектра Yokogawa AQ6370 на основе дифракционной решетки. Для быстрых измерений длины волны использовался измеритель длин волн (HighFinesse WS6-200) на основе интерферометра Физо. Данный прибор обеспечивал возможность быстрого измерения длины волны с высокой скоростью – частота измерения составляла 1 кГц, при этом чувствительность определения длины волны составляла 4 МГц (0.035 пм на длине волны 1560 нм и 0.013 пм на длине волны 1060 нм).

Для получения более детальной информации о таких спектральных характеристиках, как ширина линии генерации и чирп частоты, необходимо использовать

более прецизионные и сложные методы анализа. Одним из наиболее распространенных подходов высокоразрешающих измерений ширины линии и эволюции частоты лазера является смешение исследуемого излучения с излучением, имеющим близкую оптическую частоту, и дальнейшее детектирование сигнала биений [128]. Этот подход позволяет перенести исследуемую оптическую частоту ( $\sim 300$  ТГц) в область, пригодную для радиочастотного анализа ( $< 1$  ГГц). При этом, если для смешения используются два независимых источника излучения с различными частотами, подход называют оптическим гетеродинированием [128]. Если излучение исследуемого источника смешивается с излучением этого же источника, но со смещенной (например, при помощи акустооптического модулятора) частотой, говорят об автогетеродинировании [129] (self-heterodyne в англоязычной литературе). Наконец, если излучение источника смешивается с излучением этого же источника без смещения частоты, подход называют автогомодинированием [130] (self-homodyne в англоязычной литературе). Все эти подходы позволяют значительно улучшить точность изучения когерентных свойств лазерной генерации по сравнению с прямыми измерениями при помощи анализаторов спектра и т.д. В частности, точность измерения ширины линии может достигать единиц кГц [131]. В рамках данной работы, нами использовались два основных подхода – оптическое автогомодинирование и оптическое гетеродинирование. В отличие от оборудования, перечисленного в начале, раздела, схемы для автогомодинирования и гетеродинирования, хоть и являются известными в научной среде, были созданы в рамках настоящей работы с учетом всех особенностей анализируемого излучения. В первую очередь это касается обработки сигналов, получаемых в этих схемах. По этой причине далее приведем более подробное описание принципов работы этих двух измерительных схем.

### **2.3. Оптическое автогомодинирование**

Первым методом, который мы опишем, будет оптическое автогомодинирование [128]. Принципиальная схема для проведения оптического автогомодинирования представлена на Рисунке 2.4. Излучение изучаемого источника попадает на

разветвитель, где часть излучения направляется напрямую на второй разветвитель, а другая часть излучения проходит через линию задержки. Обе части излучения объединяются на втором разветвителе, и затем результат подвергается дальнейшему анализу. Схема, таким образом, представляет собой волоконный интерферометр Маха-Цендера (ИМЦ). Этот метод довольно часто используется для анализа ширины линии полупроводниковых и волоконных лазеров. Так, в работе [132] этот метод был использован для измерения ширины линии полупроводникового РОС-лазера (использовалась линия задержки длиной 14 км, ширина линии была оценена в 1 МГц).

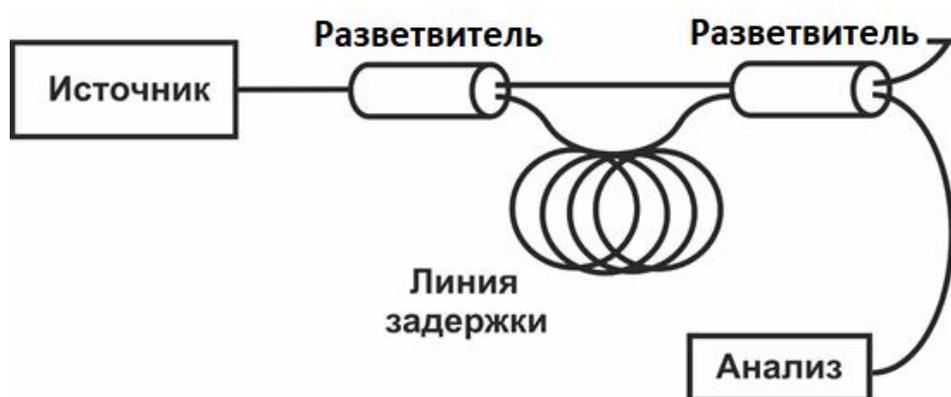


Рисунок 2.4. Схема для проведения оптического автогомодинирования.

Для простоты в дальнейшем пренебрежем потерями в волокне. Пусть на вход системы подается монохроматическое излучение с частотой  $\nu_0$  и шириной линии  $\Delta\nu$  ( $\Delta\nu = \Delta\omega/2\pi$ ). Здесь является целесообразным использование термина длины когерентности источника  $L_{coh}$ . Длина когерентности — это максимальная дистанция, на которой излучение сохраняет когерентные свойства. При этом, длина когерентности связана с шириной линии  $\Delta\nu$  известным образом [128]:

$$L_{coh} = \frac{c}{n \cdot \Delta\nu}, \quad (6)$$

где  $n$  — показатель преломления,  $c$  — скорость света.

Опишем выходной сигнал в двух ситуациях. В случае, когда длина линии задержки больше, чем длина когерентности ( $\Delta L > L_{coh}$ ), волны не могут интерферировать и наблюдается так называемый некогерентный режим (т.е. произойдет простое сложение интенсивностей) [128]. Если же длина линии задержки меньше длины

когерентности, то произойдет интерференция излучений, при этом мощность определится следующим образом:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(2\pi\nu_0\tau), \quad (7)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  – мощности излучений на входе второго разветвителя,  $I$  – выходная мощность,  $\tau = \Delta L/c$  – время задержки. В общем случае, аргумент косинуса представляет собой разность фаз между излучениями, пришедшими из двух плеч интерферометра ( $\varphi(t) - \varphi(t - \Delta\tau)$ ). Для фиксированной длины линии задержки и монохроматического излучения с длиной когерентности больше длины линии задержки сигнал будет иметь некоторый постоянный уровень – то есть, будет неотличим от некогерентного режима. По этой причине, в одно из плеч, как правило, устанавливают дополнительный фазовый модулятор (см., например, [130]). При этом, для определения ширины линии генерации, необходимо увеличивать длину линии задержки до тех пор, пока не будет достигнут некогерентный режим. Единственным ограничением в этом случае оказываются потери в волокне (так, для изучения лазера с шириной линии 1 кГц потребуются линия задержки длиной 200 км).

Рассмотренная схема в большинстве случаев применяется для анализа ширины лазерной линии. В диссертационной работе эта схема была применена для оценки дрейфа частота одночастотного излучения. Рассмотрим ситуацию, когда частота лазера изменяется во времени  $\nu = \nu_0 + \nu(t)$  (имеется так называемый чирп). Для простоты предположим, что чирп имеет линейный характер, то есть  $\nu = \nu_0 + at$ . В этом случае, за счет наличия линии задержки, интерференция будет происходить между излучением с частотами  $\nu(t)$  и  $\nu(t - \tau)$  и формула принимает вид:

$$I(t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(a \cdot \tau \cdot t + \varphi_0), \quad (8)$$

где в  $\varphi_0$  отнесены все члены, не зависящие от времени. То есть, теперь интенсивность представляет собой синусоиду с постоянным периодом, определяющимся чирпом частоты.

Наконец, приведем выкладки для более сложной ситуации, когда чирп имеет нелинейный характер. В частности, представляет особый интерес экспоненциальный чирп частоты. Пусть частота ведет себя как

$$v = v_0 + b \cdot \exp(-at). \quad (9)$$

Иллюстрация зависимости частоты от времени для этого случая представлена на Рис. 2.5 (а). Здесь выбраны следующие значения параметров:  $v_0 = 0$ ,  $b = 50$ ,  $a = 2$ . Тогда если  $t$  – переменная времени, оказываются справедливыми следующие выкладки для разности фаз:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(t) = \varphi(t) - \varphi(t - \Delta\tau) &= \int_{t-\Delta\tau}^t v(t') dt' = \int_{t-\Delta\tau}^t [v_0 + b \cdot \exp(-at')] dt' = v_0 \cdot \Delta\tau - \frac{b}{a} \cdot \\ &[\exp(-at) - \exp(-a(t - \Delta\tau))] = \frac{b}{a} \cdot e^{-at} (e^{a\Delta\tau} - 1) + \varphi_0 \end{aligned} \quad (10)$$

То есть сигнал в этом случае становится гармонической функцией с изменяющимся периодом. Зависимость амплитуды на выходе интерферометра от времени представлена на Рисунке 2.5 (б).

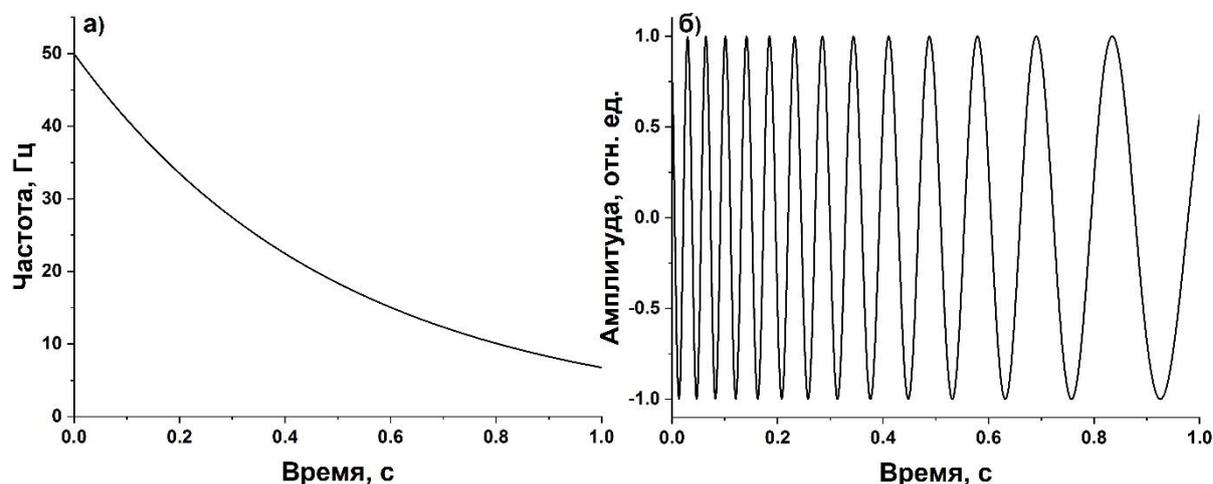


Рисунок 2.5. Зависимость частоты (а) и амплитуды (б) от времени.

При этом, по сигналу на выходе интерферометра становится возможным восстановление чирпа частоты  $v(t)$ . Для этого необходимо по известной зависимости амплитуды вида  $I_0 + I \cdot \cos(\varphi(t))$  (аналогичной представленной на Рисунке 2.5 (б)) восстановить зависимость фазы от времени и провести аппроксимацию соответствующей функцией, затем взять производную и получить искомую зависимость частоты от времени.

## 2.4. Оптическое гетеродинирование

Теперь обратимся к другому подходу – оптическому гетеродинированию [128, 133]. Принципиальная схема этого подхода представлена на Рисунке 2.6. Данный подход основан на использовании двух источников излучения – исследуемого источника и пробного узкополосного источника с известными характеристиками. Излучения этих двух источников объединяются на разветвителе, и выходной сигнал подвергается дальнейшему анализу.

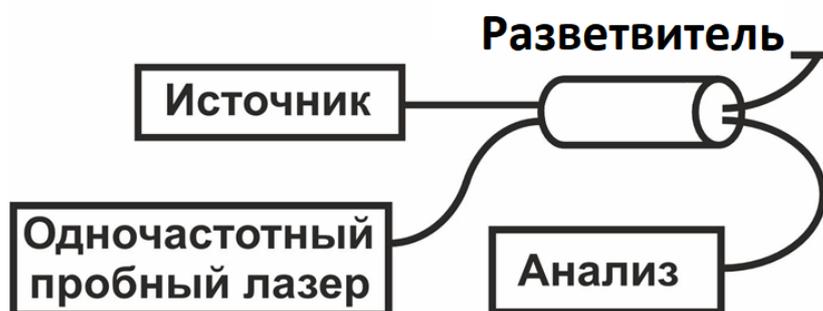


Рисунок 2.6. Схема оптического гетеродинирования.

Если поле изучаемого источника имеет амплитуду  $E_1$  и частоту  $\omega_1$ , а поле пробного источника - амплитуду  $E_2$  и частоту  $\omega_2$ , то выражение для интенсивности сигнала, получаемого после смешения этих двух сигналов, выглядит следующим образом:

$$I(t) = |E_1 \cdot e^{-i\omega_1 t} + E_2 \cdot e^{-i\omega_2 t}|^2 = |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2 \cdot E_1 E_2 \cos(\omega t), \quad (11)$$

где  $\omega = \omega_1 - \omega_2$  - разностная частота. При правильном подборе длины волны пробного излучения, разностная частота может составлять доли ГГц, что делает результирующий сигнал пригодным для его детектирования и анализа при помощи стандартных фотоприемных устройств и осциллографа с достаточной частотой дискретизации. В случае, когда в качестве одного из источников выступает самосканирующий лазер, разностная частота изменяется во времени.

Для наглядности предположим, что мы имеем дело с импульсным самосканирующим лазером, который генерирует короткие колоколообразные импульсы. При этом частота самосканирующего лазера меняется скачками на одну межмодовую ча-

стоту (на Рисунке 2.7 (а) динамика частоты представлена черной линией, скачок принят равным 5 МГц). Подобная динамика наблюдалась, например, в работе [114]. Моделирование сигнала биений для этого случая представлено на Рисунке 2.7 (б). Каждый следующий импульс промодулирован на разностной частоте самосканирующего и одночастотного лазера. Здесь частоты импульсов, соответствующих моментам времени  $t = 0$  и  $t = 10$  мкс, подобраны таким образом, чтобы разностная частота  $\omega$  была отрицательной в одном случае, и положительной в другом (см. Рисунок 2.7 (а)). То есть частота пробного источника расположена между частотами сканирующего лазера в моменты времени  $t = 0$  и  $t = 10$  мкс.

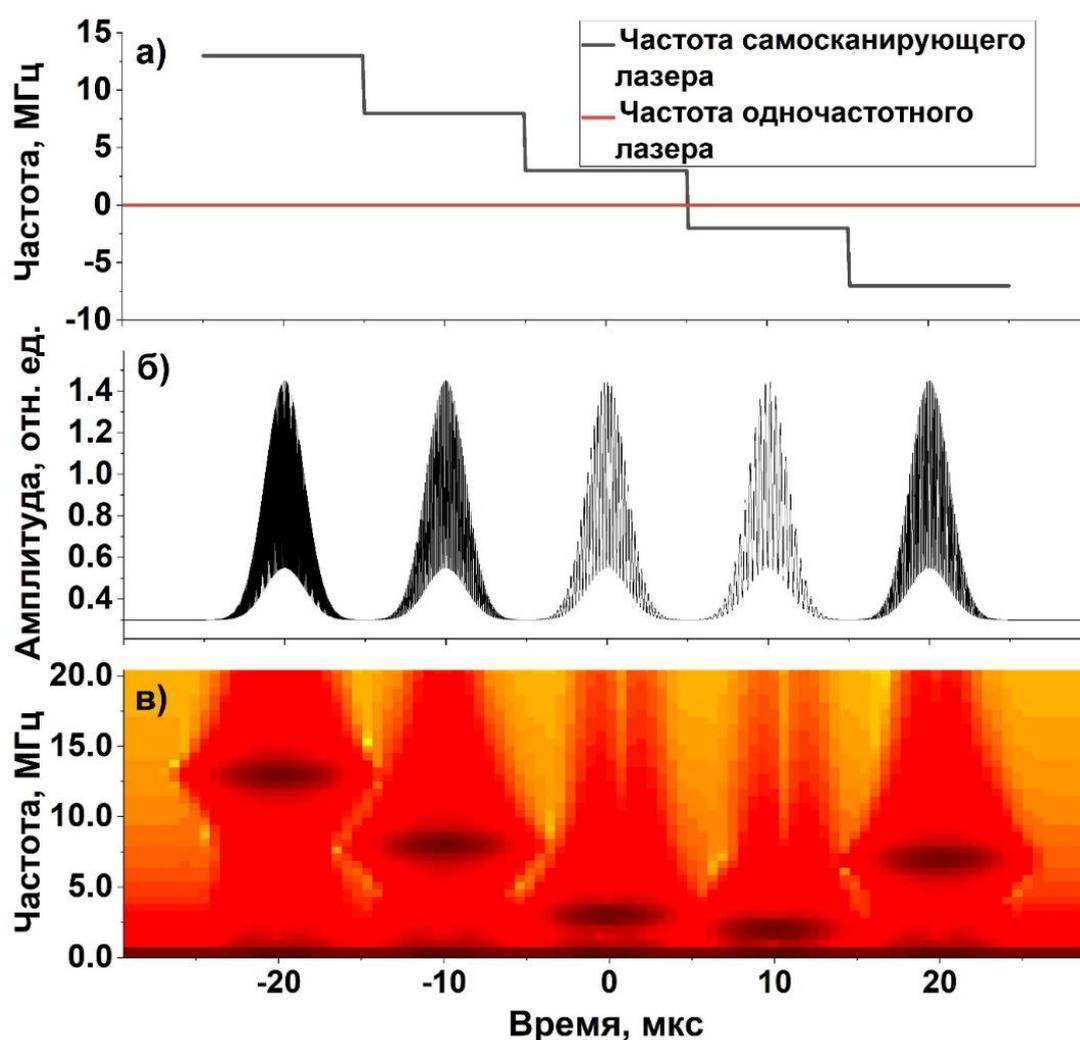


Рисунок 2.7. а) модельные частоты одночастотного и самосканирующего лазера (красная и черная линии, соответственно), б) моделирование сигнала гетеродина-рования, в) Фурье-спектрограмма.

Для анализа подобных сигналов наиболее подходящим и удобным методом является преобразование Фурье. Однако обычное быстрое преобразование Фурье дает информацию только о том, какие частоты содержатся в сигнале, но не дает информации о времени их появления. Это же, в свою очередь, необходимо для дальнейшего анализа модового состава излучения. Для решения этой задачи используется так называемое оконное преобразование Фурье [134]. Выражение для оконного преобразования имеет следующий вид:

$$F(t, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau)W(\tau - t)e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (12)$$

Здесь  $f(\tau)$  – исходная зависимость амплитуды сигнала от времени,  $F$  – ее Фурье-образ. В отличие от обычного преобразования Фурье, здесь под интегралом стоит оконная функция  $W(\tau-t)$ . Здесь и далее мы будем пользоваться окном Ханна, поскольку оно имеет наиболее оптимальное соотношение между подавлением крыльев аппаратной функции и уширением центрального пика. Формула окна в этом случае имеет вид:

$$W(t) = \frac{1}{2} \cdot (1 - \cos(\frac{\omega t}{L})), t \in [0, \frac{2\pi L}{\omega}], \quad (13)$$

где  $L$  – длина окна [135]. На Рисунке 2.7 (в) представлено оконное преобразование Фурье от модельного сигнала, временная ось общая с Рисунками 2.7 (а) и (б). Здесь по горизонтали отложено время, по вертикальной оси – частота, цветом показана амплитуда. Видны горизонтальные уровни, которые наблюдаются в моменты импульсов, при этом частота изменяется. Отметим, что таким методом невозможно определить, увеличивается во времени абсолютное значение частоты перестраиваемого источника или уменьшается – сигнал гетеродинирования при этом останется неизменным.

В дополнение к анализу модовой динамики, при проведении гетеродинирования становится возможным определение чирпа частоты лазера. Данный подход был описан в [136] и основан на анализе фазы Фурье-сигнала. Если частота сигнала не меняется во времени, то фаза линейно растет со временем (и ее производная – константа). Если же имеет место чирп частоты, то производная от фазы показывает, как

именно частота меняется со временем относительно центральной частоты. Соответственно, для анализа чирпа частоты, берется преобразование Фурье от сигнала гетеродинамирования и выделяется частотный срез вблизи центральной частоты. Затем вычисляется фаза и дифференцируется по времени. При помощи этого подхода становится возможным высокоразрешающий анализ динамики частоты лазерного излучения.

## 2.5. Декомпозиция продольных мод

В целом, метод гетеродинамирования является известным и применяется для анализа свойств излучения. В диссертационной работе этот метод был модернизирован для решения задачи разложения (декомпозиции) лазерного излучения на отдельные продольные моды с целью анализа их временной эволюции в самосканирующем лазере. Данный метод был впервые использован нами в работе [137] и может быть назван методом декомпозиции продольных мод. Для начала предположим, что есть некоторый набор продольных мод лазера ( $M_0, M_1, M_2$  и т. д.), разделенных на значение МРЧ  $\Delta\nu$ . При этом, каждая мода имеет свою уникальную зависимость амплитуды от времени –  $I_0(t), I_1(t), I_2(t) \dots$ , которую предстоит определить. В простейшем случае, в каждый момент времени генерируется только одна продольная мода, однако в общем случае несколько мод могут генерироваться одновременно (см., например, [105]). На Рисунке 2.8 представлена некоторая модельная (неизвестная заранее) динамика нескольких продольных мод. Эволюция каждой моды имеет следующий вид: нарастание по функции вида  $\exp(a \cdot (t - t_0)^2)$ , генерация излучения постоянной амплитуды и последующее затухание по функции  $\exp(-a \cdot (t - t_0)^2)$ . При этом, в каждый момент времени генерируется одновременно 3 либо 4 продольных моды. Наша задача состоит в восстановлении зависимости отдельных  $I_i(t)$  от времени – декомпозиции продольных мод.

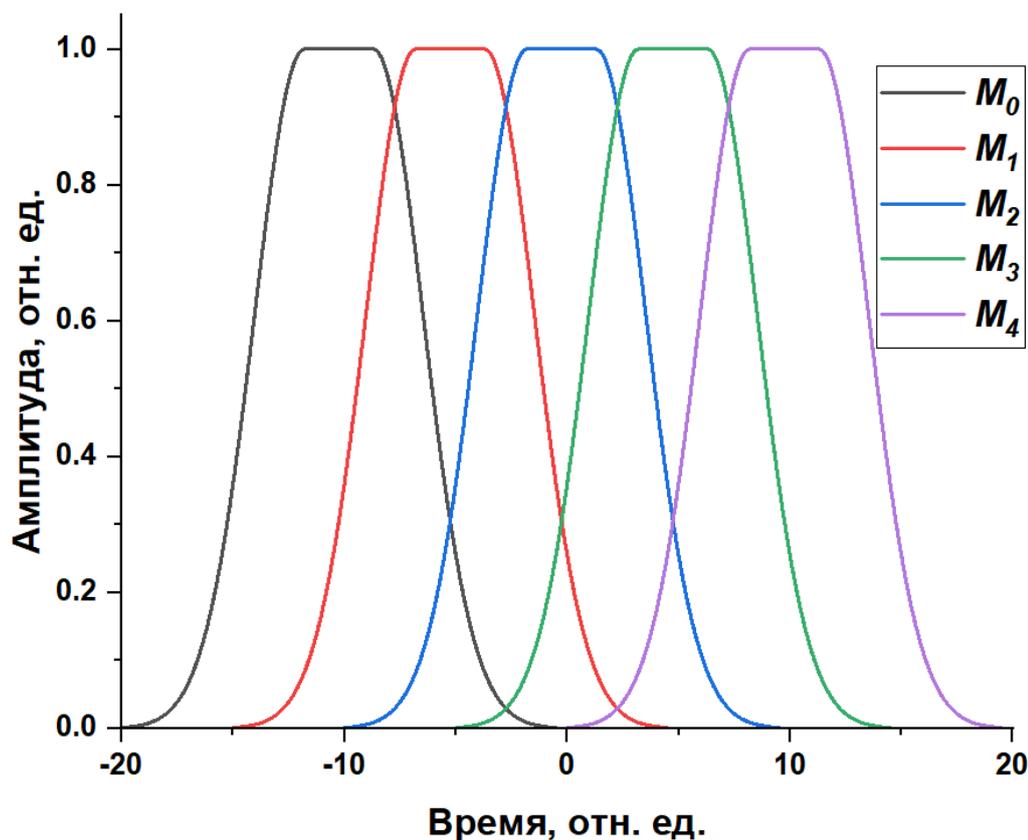


Рисунок 2.8. Модельная эволюция продольных мод

Первым шагом предложенного метода является применение оптического гетеродинамирования (см. раздел 2.4). Излучение изучаемого лазера смешивается с излучением локального осциллятора, образуя сигнал биений. Сигнал биений в данном случае будет иметь следующий вид:

$$I = I_{l_0} + \sum_{i=0}^N I_i(t) + \sum_{i=0}^N 2 \cdot \sqrt{I_{l_0} \cdot I_i(t)} \cdot \cos[2 \cdot \pi \cdot (\nu_{l_0} - \nu_i) \cdot t] + \sum_{i \neq j} 2 \cdot \sqrt{I_i(t) \cdot I_j(t)} \cdot \cos[2 \cdot \pi \cdot (\nu_i - \nu_j) \cdot t], \quad (14)$$

где  $I_{l_0}$  — интенсивность излучения локального осциллятора,  $N$  — число мод, генерирующихся в данный момент времени,  $\nu_{l_0}$  — частота излучения локального осциллятора,  $\nu_i$  — частота продольной моды  $M_i$ . Здесь первое слагаемое соответствует излучению локального осциллятора, второе — сумме интенсивностей отдельных мод, третье — сумме сигналов интерференции каждой моды изучаемого источника с излучением локального осциллятора, последнее — попарной интерференции мод изучаемого источника. Как описано в разделе 2.4, для анализа сигнала биений удобно

использовать оконное преобразование Фурье. Результат применения оконного преобразования Фурье к промоделированному согласно выражению (10) сигналу биений представлен в виде спектрограммы на Рисунке 2.9 (а). Здесь было использовано окно Ханна с размером окна 1024 точки. Следует особо отметить, что сигнал биений является измеряемой динамикой, поэтому спектрограмма с Рисунка 2.9 (а) аналогична сигналу, который может быть получен в ходе эксперимента (см. раздел 3.1.3). В сигнале биений наблюдается набор горизонтальных линий, соответствующих отдельным продольным модам. Частота, соответствующая каждой моде, была задана следующим образом:

$$\nu_i = 300 - 30 \cdot i + 5 \cdot \cos(5 \cdot t) + 2 \cdot \text{ran}(), \quad (15)$$

Обсудим каждое слагаемое в этом выражении. Первое слагаемое соответствует разностной частоте между локальным осциллятором и частотой моды  $M_0$  исследуемого источника. Второе слагаемое задает разность частот между различными модами  $M_i$  равной некоторому целому числу МРЧ исследуемого источника (в данном случае,  $\Delta\nu$  принята равной 30 отн. ед.). Не умаляя общности здесь и далее предположено, что моды с большим порядковым номером имеют частоту, более близкую к частоте локального осциллятора, чем моды с меньшим порядковым номером. Третье и четвертое слагаемое задают деструктивный вклад внешних воздействий. В частности, это могут быть температурные, вибрационные, акустические воздействия на резонатор исследуемого источника, флуктуации частоты локального осциллятора, а также разнообразные электрические наводки. В результате все перечисленные воздействия приводят либо к периодическому возмущению разностной частоты, либо к некоторым случайным флуктуациям. Помимо этого, при детектировании неизбежно внесение амплитудных шумов (в частности, к таким шумам приводят тепловые шумы фотоприемника). В данном случае, они были промоделированы добавлением случайного слагаемого в сигнал биений.

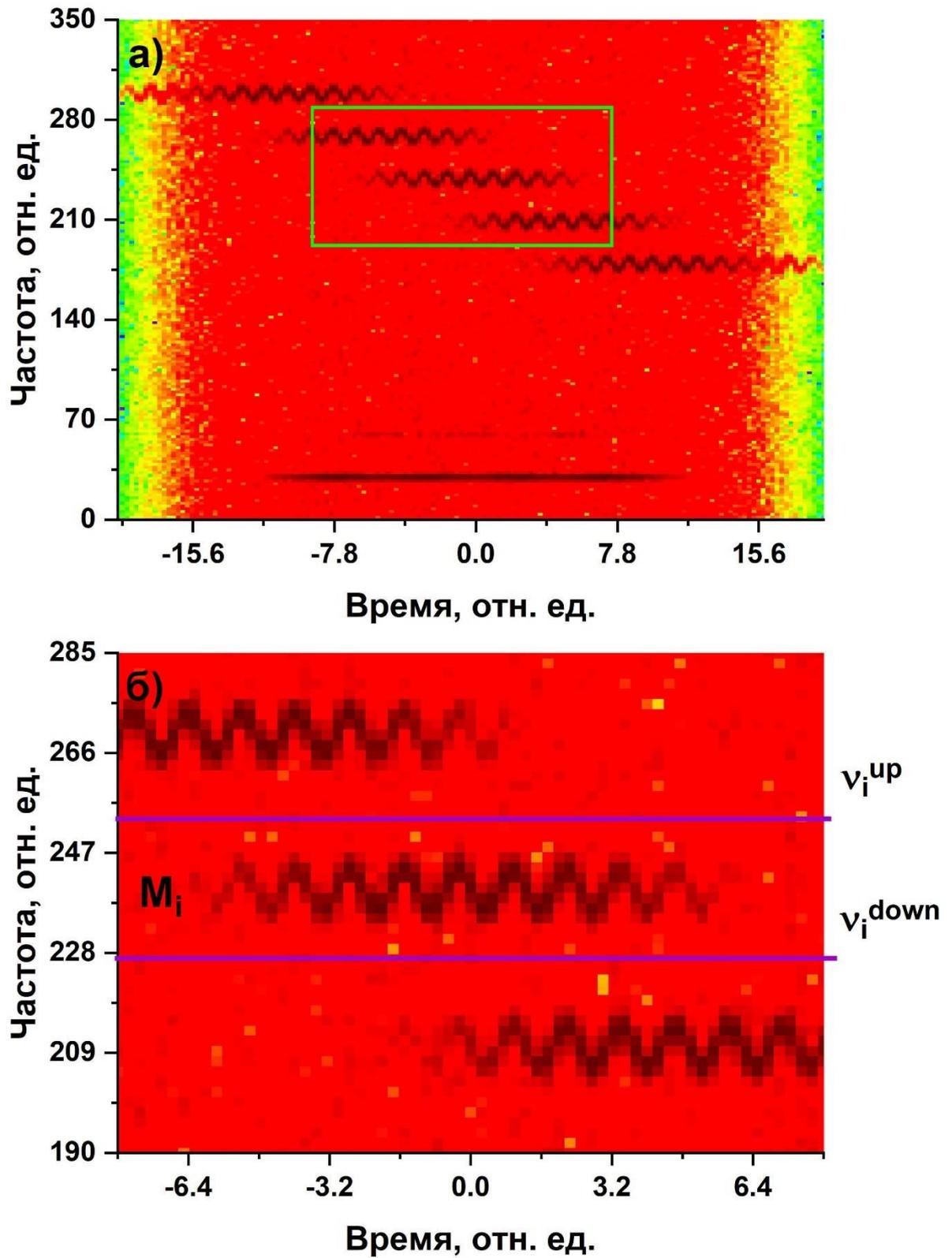


Рисунок 2.9. а) Спектрограмма, полученная в результате оконного преобразования Фурье, б) увеличенное изображение, соответствующее зеленому прямоугольнику.

Для выделения части сигнала, соответствующей отдельной продольной моде  $M_i$ , необходимо применить полосовой фильтр при помощи программных средств (см. Рисунок 2.9 (б)). Нижняя и верхняя границы фильтрации  $\nu_i^{down}$  и  $\nu_i^{up}$  для каждой моды  $M_i$  определяются из следующих соображений. Во-первых, весь сигнал, соответствующий  $M_i$ , должен попасть между границами соответствующего фильтра. Во-вторых, излучение, соответствующее другим модам  $M_{j \neq i}$ , должно оказаться за пределами границ фильтра. Это требование накладывает условия на стабильность источника пробного излучения и уровень возмущений окружающей среды: минимальное значение частоты излучения, соответствующего моде  $M_i$  с учетом флуктуаций частоты, должно быть больше максимального значения частоты излучения, соответствующего моде  $M_{i+1}$  (напомним, что здесь предположено, что мода  $M_{i+1}$  имеет частоту более близкую к частоте локального осциллятора, чем мода  $M_i$ ). В-третьих, можно обратить внимание на горизонтальные полосы в нижней части Рисунка 2.9 (а). Они соответствуют интерференции мод между собой. Можно заключить, что для корректного извлечения интенсивности моды  $M_i$  в границы фильтра не должен попасть сигнал, соответствующий попарной интерференции продольных мод.

В результате фильтрации, проведенной согласно условиям выше, из всех слагаемых выражения (14) останется только одно:  $2 \cdot \sqrt{I_{lo} I_i(t)} \cdot \cos [2 \cdot \pi \cdot (\nu_{lo} - \nu_i)]$  - в котором присутствует модуляция на разностной частоте, попавшей между границ соответствующего фильтра. Полученный сигнал следует возвести в квадрат и нормировать на мощность локального осциллятора для восстановления искомой  $I_i(t)$ . В действительности, представленная процедура восстанавливает не только амплитуду моды  $I_i(t)$ , но и быстрые осцилляции на разностной частоте между данной модой и локальным осциллятором. По этой причине, необходимо дополнительно произвести сглаживание либо иную процедуру для восстановления непосредственно огибающей сигнала.

Сравнение кривых, восстановленных при помощи представленного метода с исходными кривыми представлено на Рисунке 2.10 (а,б). Видно, что итоговые кривые повторяют по форме исходные модельные кривые. Отчетливо различимы

участки экспоненциального нарастания, генерации постоянной амплитуды и экспоненциального затухания. Можно заметить, что в восстановленном сигнале появилась некоторая подложка амплитудой около 1% от амплитуды сигнала. На данную подложку влияние оказывают многие факторы, в числе которых можно отметить уровень амплитудных шумов и ширину полосового фильтра. На Рисунке 2.11 красной и черной линиями показаны восстановленные амплитуды для ширин полосового фильтра в 10 и 30 относительных единиц, соответственно. Для более наглядного изучения слабой подложки кривые на Рисунке 2.11 представлены в логарифмическом масштабе. Видно, что разность уровней шумовых подложек для разных фильтров составляет примерно 3-5 дБ. Это обусловлено тем, что в границы фильтрации попадает больше сигнала, соответствующего не амплитуде полезного сигнала, а амплитуде случайного шума.

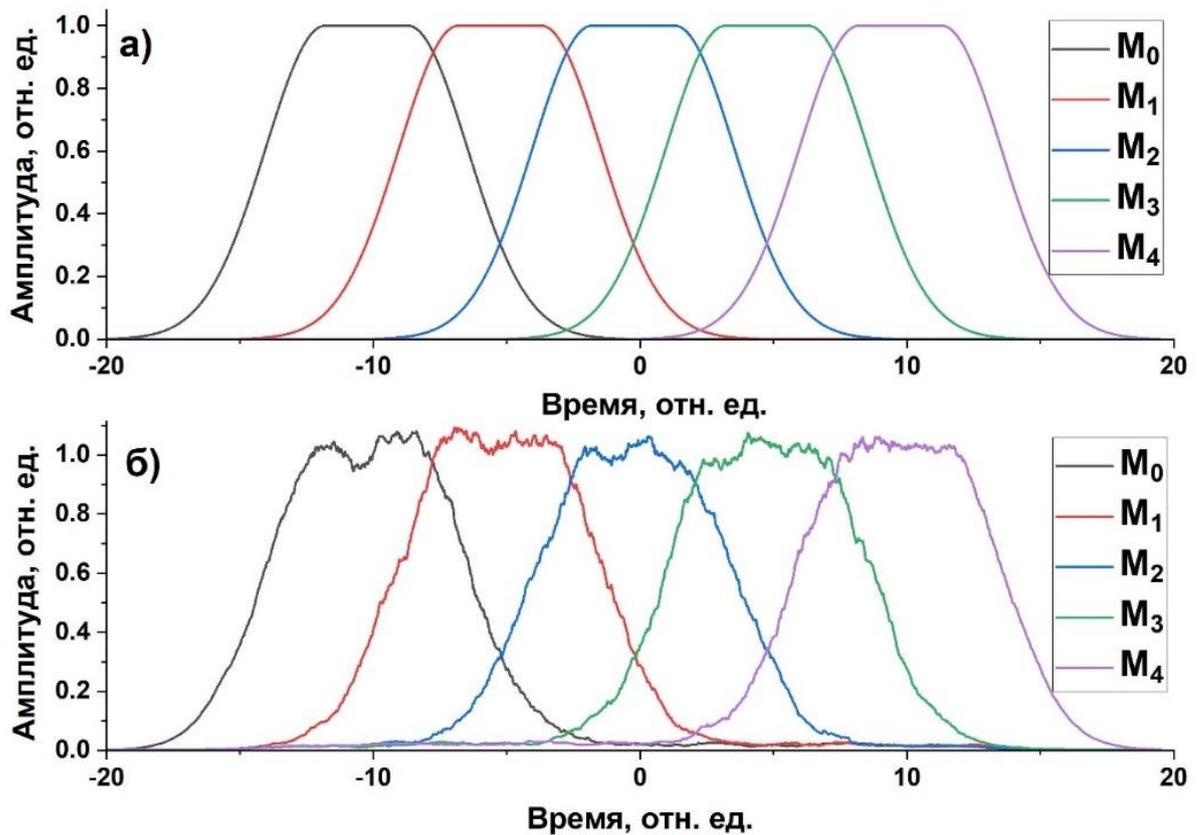


Рисунок 2.10. а) исходные кривые, б) кривые, восстановленные методом декомпозиции продольных мод.

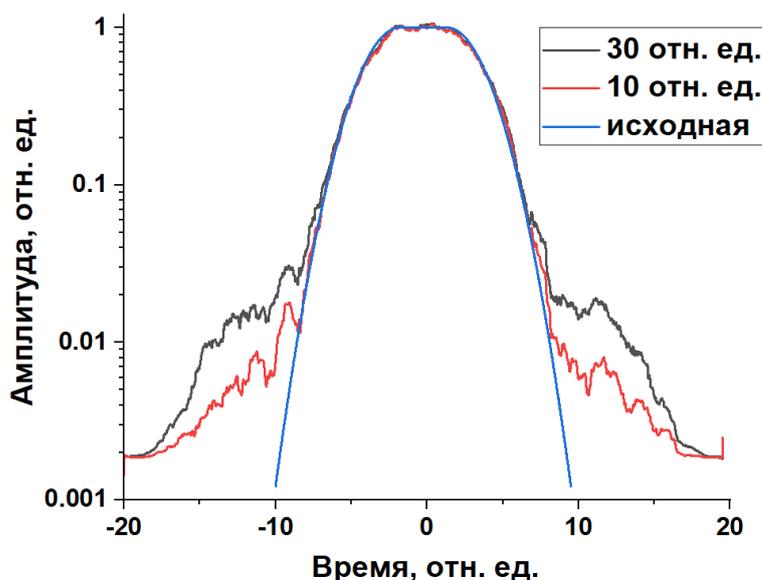


Рисунок 2.11. Сравнение результата работы метода декомпозиции продольных мод для различных значений ширины фильтра.

Описанный метод анализа сигналов был применен при анализе излучения непрерывного самосканирующего лазера, где показал свою эффективность. С его использованием становится возможным восстановление неизвестной заранее эволюции интенсивности отдельных продольных мод лазера. Для проведения измерений необходима лишь реализация гетеродинного измерения (при соблюдении определенных требований на стабильность параметров схемы), весь оставшийся анализ производится на стадии постобработки. При этом, метод оказывается достаточно устойчивым к добавлению шумов различной природы, включая дрейфы частоты локального осциллятора и исследуемого лазера и случайных шумов. Помимо этого, с его помощью возможно анализировать достаточно сложные смеси, представляющие собой одновременную генерацию многих продольных мод с их взаимной интерференцией. Поскольку метод позволяет выделять и разделять амплитуды отдельных мод из некоторой смеси, данный метод здесь и далее будет назван декомпозицией продольных мод. Декомпозиция продольных мод может оказаться весьма полезной в анализе модового состава различных источников, но особенно хорошо подходит именно для анализа излучения самосканирующих лазеров.

## **Глава 3. Непрерывные одночастотные самосканирующие лазеры**

Как следует из литературного обзора, режим непрерывного самосканирования длины волны может представлять высокий интерес для разработки волоконно-оптических сенсорных систем и других приложений. При этом в силу малой изученности, особое значение имеет получение и исследование одночастотного режима генерации. Настоящая глава посвящена описанию результатов, посвященных разработке и характеристике излучения непрерывных одночастотных самосканирующих лазеров. Данная глава состоит из двух подглав – первая посвящена характеристике излучения иттербиевого непрерывного одночастотного самосканирующего лазера, вторая – разработке и изучению эрбиевого непрерывного одночастотного самосканирующего лазера. Для обоих типов лазеров проведена характеристика динамики длины волн и интенсивности, а также высокоразрешающий анализ динамики продольных мод и линии генерации. Помимо этого, представлено качественное описание полученных результатов. Результаты, представленные в данной главе, были опубликованы в работах [137-140].

### **3.1. Иттербиевый непрерывный одночастотный самосканирующий лазер**

Режим непрерывного самосканирования длины волны существенно меньше изучен по сравнению с аналогичным эффектом, но с импульсным характером динамики интенсивности. В качестве примера можно привести иттербиевые волоконные самосканирующие лазеры [107, 114]. Одни из наилучших результатов были достигнуты именно в импульсных иттербиевых лазерах: диапазон перестройки до 20 нм, скачок частоты порядка 5.5 МГц, одночастотная генерация для каждого импульса и т. д. [107]. С другой стороны, на момент начала диссертационной работы была известна всего одна пионерская работа, посвященная получению непрерывного самосканирования длины волны в иттербиевом лазере [116]. В действительности, в [116] показана возможность подобного режима работы лазера без его по-

дробного изучения. Во многом это связано с недостаточностью стандартных методик измерения для анализа характеристик подобного класса лазеров. В первую очередь это относится к изучению динамики отдельных продольных мод. Сложность заключается в том, что изучение является узкополосным (т.е. требуется высокое спектральное разрешение), но модовый состав постоянно меняется на достаточно малых временах (т.е. необходимо проводить измерения в относительно широком спектральном диапазоне с высокой скоростью). Решением этой задачи является предлагаемый метод декомпозиции модового состава. Для его апробации был выбран непрерывный иттербиевый самосканирующий лазер, который по характеру излучения близок к характеристикам излучения из [116]. Для этого лазера был впервые проведен подробный высокоразрешающий анализ модовой динамики с использованием метода гетеродинирования (см. раздел 2.4). Помимо этого, на разработанном лазере был апробирован предложенный нами метод модовой декомпозиции (см. раздел 2.5) для изучения эволюции продольных мод во времени. Результаты анализа были представлены нами в работе [137].

### **3.1.1. Схема установки**

Схема анализируемого лазера представляет собой стандартный сигма-резонатор (Рисунок 3.1), обычно используемый для получения одночастотной генерации [83-90]. Излучение лазерного одномодового диода (ЛД, мощность до 0.6 Вт, длина волны 975 нм), используемое в качестве накачки, заводится в схему через спектрально-селективный разветвитель (ССР) 980/1060 нм. Оно проходит через первый участок активного волокна, легированного иттербием, где происходит усиление (Nufern, PM-YSF-LO-HP длина 1.8м – на схеме обозначено как Yb волокно #1). Затем излучение проходит через циркулятор, который обеспечивает однонаправленное прохождение кольцевого резонатора, и попадает во второй участок активного волокна (Nufern, PM-YDF-5/130, длиной 1 м - на схеме обозначено как Yb волокно #2), проходит через пассивное волокно длиной 2 м и отражается от ВБР с коэффициентом отражения ~75 процентов. Пик отражения решетки находится на длине

волны 1063.77 нм при комнатной температуре. Излучение снова проходит через пассивное, затем активное волокно. Поскольку Yb волокно #2 проходит волной дважды, в двух различных направлениях, там образуется стоячая волна, которая приводит к образованию ДРН. Наконец, излучение снова проходит через циркулятор и часть излучения через разветвитель (30/70) выводится из схемы, в то время как другая часть идет обратно в резонатор и снова проходит тот же путь. Отдельно отметим, что вся схема была собрана на основе волокон и компонентов с сохранением поляризации, для увеличения стабильности генерации и обеспечения возможности формирования ДРН в линейной части резонатора.

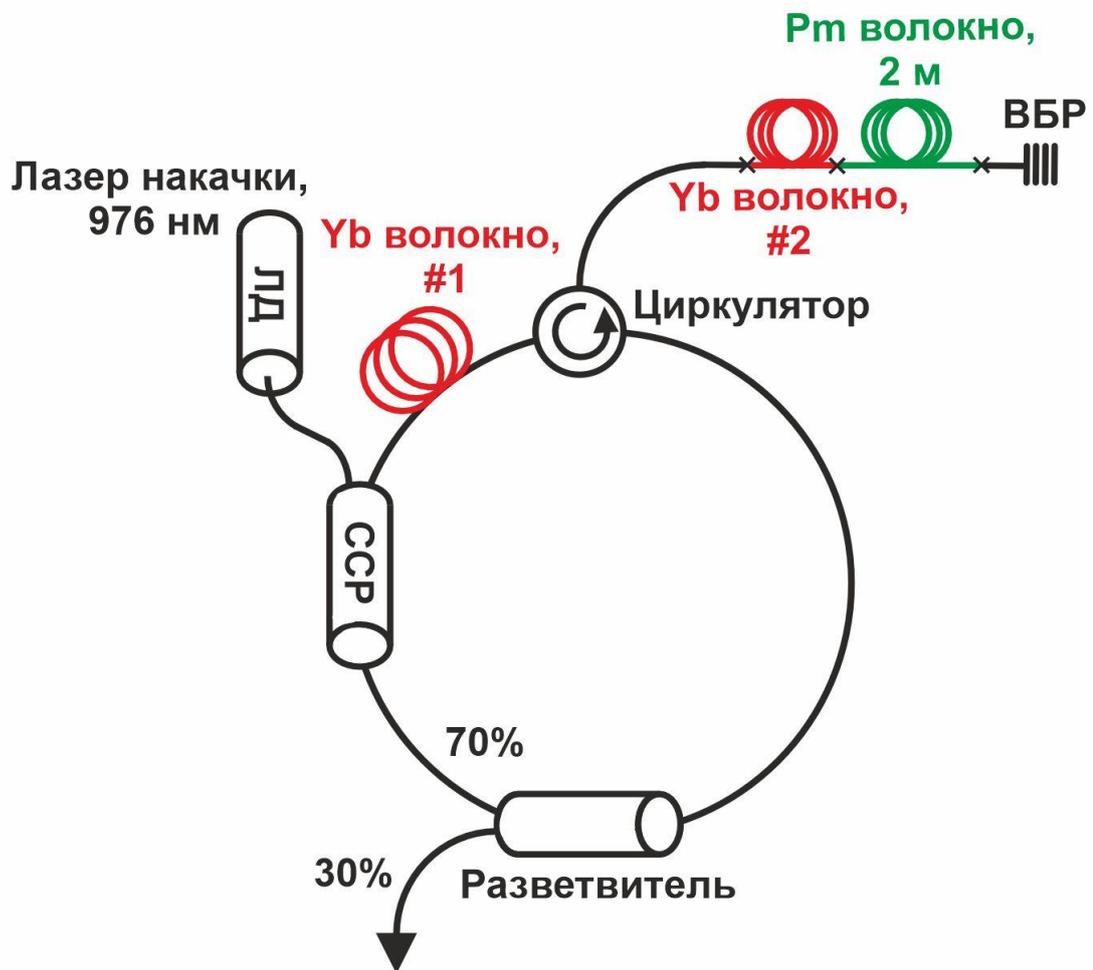


Рисунок 3.1. Схема иттербиевого непрерывного одночастотного самосканирующего лазера.

### 3.1.2. Динамика длины волны и интенсивности

Для начала обратимся к динамике длины волны (Рисунок 3.2(а)). Динамика длины волны представляет собой типичный для эффекта самосканирования пилообразный сигнал. Для рассматриваемой конфигурации с длиной пассивного волокна между активным волокном #2 и ВБР равной 2 м наблюдалось обратное сканирование, при котором длина волны во времени меняется от большей к меньшей. При этом диапазон перестройки длины волны достаточно небольшой – около 60 пм, а характерная скорость сканирования составляла  $\sim 33$  пм/с. Сканирование происходило вблизи длины волны 1063.77 нм, однако за счет нагрева ВБР имелась возможность смещать центральную длину перестройки до  $\sim 1064.5$  нм. Средняя выходная мощность лазера не превышала 10 мВт. Генерация начиналась на мощности накачки, равной 90 мВт, при этом дифференциальная эффективность составляла 6%. При увеличении мощности накачки свыше 150 мВт происходил переход к хаотичному многомодовому режиму генерации и нестабильности генерируемой длины волны. Все следующие данные представлены для промежуточной мощности накачки 120 мВт.

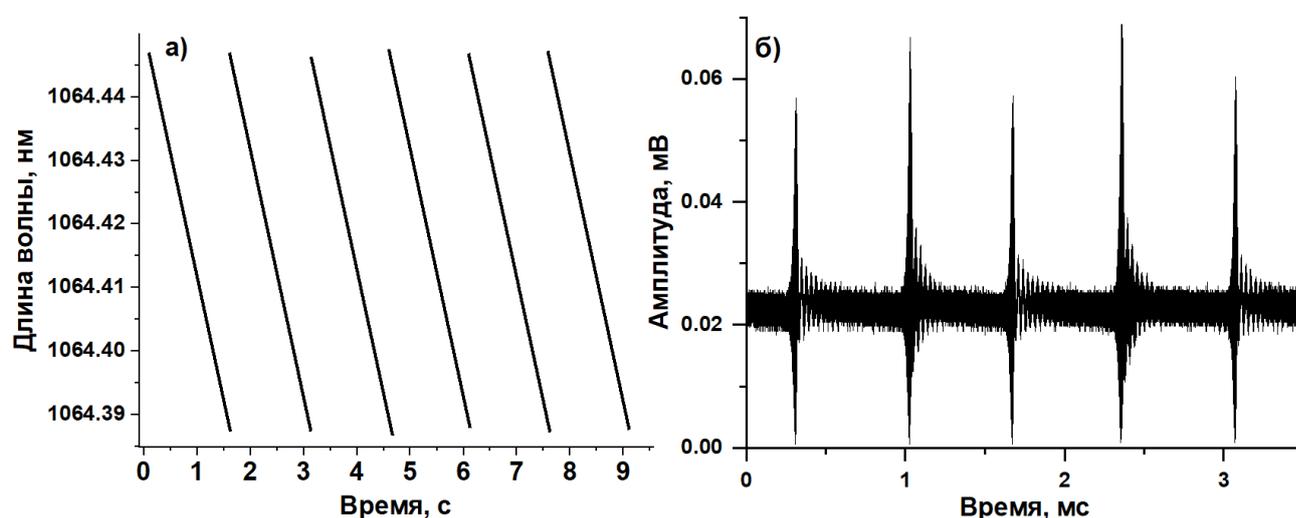


Рисунок 3.2. а) Динамика длины волны, б) динамика интенсивности.

Наиболее информативным является не анализ средней выходной мощности лазера, а анализ его динамики интенсивности. Характерная динамика интенсивно-

сти представлена на Рисунке 3.2 (б). Она представляет собой непрерывную генерацию, в ходе которой мощность имеет постоянное значение. При этом наблюдаются периодические (с периодом следования  $T$ ) «всплески» интенсивности с высокочастотной (единицы МГц) модуляцией и последующие релаксационные колебания интенсивности после каждого из всплесков. Эти релаксационные колебания были связаны нами с известными переходными процессами. Период следования всплесков для рассматриваемой конфигурации составлял примерно 800 мкс. Таким образом, полученная динамика интенсивности оказалась весьма близка к динамике, полученной в [116].

### 3.1.3. Гетеродинный анализ модовой динамики

Для более детального анализа модового состава излучения самосканирующего лазера нами был применен гетеродинный анализ. Принципиальная схема для проведения гетеродинирования представлена в разделе 2.4. Излучение самосканирующего лазера смешивалось с излучением локального осциллятора, в качестве которого использовался стабильный одночастотный Nd:YAG лазер с длиной волны 1064,4 нм. Согласование длин волн излучений пробного и самосканирующего лазеров достигалось за счет изменения температуры ВБР. Характерный сигнал биений показан на Рисунке 3.3 (а). В сигнале биений присутствует дополнительная высокочастотная модуляция, соответствующая разности частот между частотами самосканирующего лазера и локального осциллятора. Для его анализа использовалось оконное преобразование Фурье (см. раздел 2.4) с окном длительностью 4 мкс. Результат оконного преобразования Фурье представлен на Рисунке 3.3 (б) в виде спектрограммы. Здесь по горизонтальной оси отложено время, по вертикальной – частота, цветом показана амплитуда. Сигнал был нормирован на среднюю выходную мощность. Сравнение Рисунков 3.3 (а) и 3.3 (б) показывает, что 1) периоды длительного непрерывного излучения соответствуют генерации на одной частоте (одной продольной моде) и 2) всплески интенсивности соответствуют процессам смены продольной моды. При этом значение скачка частоты составляло 11 МГц и

отвечало значению МРЧ лазера для данной конфигурации (на Рисунке 3.3 (б) частоты отложены в МРЧ лазера).

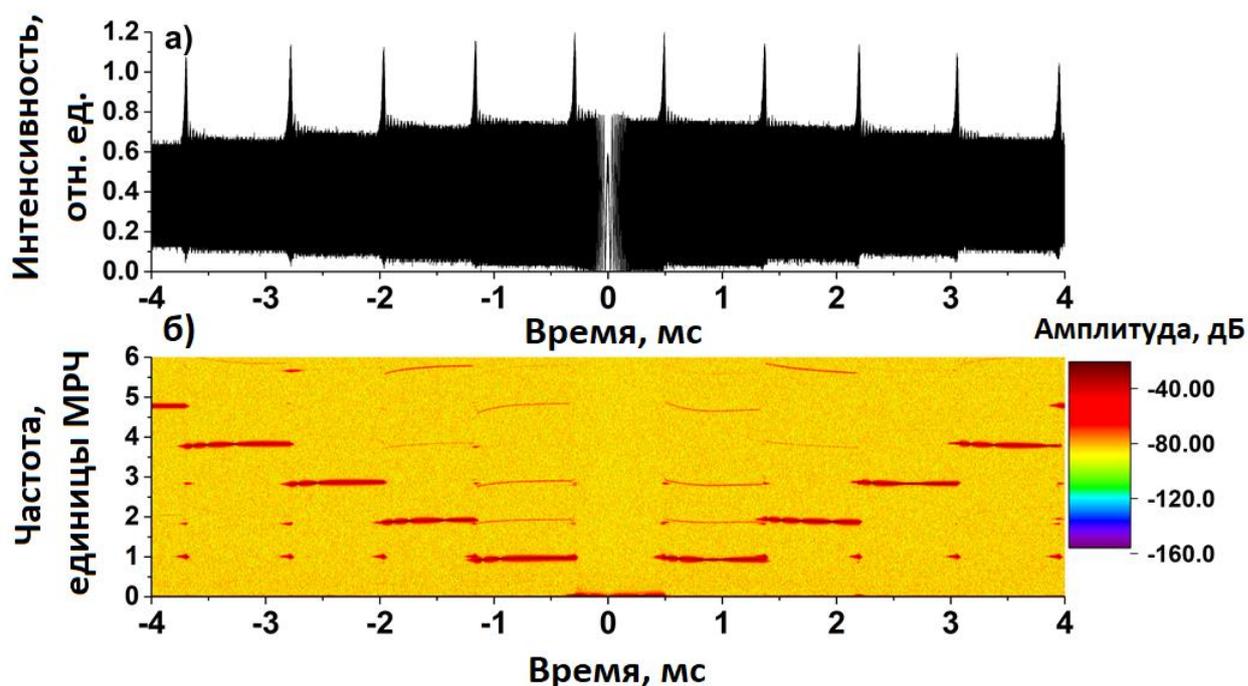


Рисунок 3.3. а) Сигнал гетеродина, б) соответствующая спектрограмма.

Для разделения мод и анализа эволюции интенсивности мод во времени нами был использован метод декомпозиции продольных мод, описанный в разделе 2.5. К сигналу биений применялись полосовые фильтры с шириной полосы пропускания около 2 МГц, центрированные вблизи частот, соответствующих отдельным модам, с использованием стандартного программного обеспечения для постобработки. Иллюстрация процесса фильтрации показана на Рисунке 3.4. Здесь положение оптической частоты  $i$ -й моды обозначено символами " $M_i$ " на оси частот, а границы областей, соответствующие отдельным модам, и применяющиеся как нижняя и верхняя границы для полосовых фильтров показаны ближайшими цветными горизонтальными линиями. Моды  $M_i$  пронумерованы индексами  $i = 0, 1, 2, 3$ , от самой ранней до самой поздней во времени.

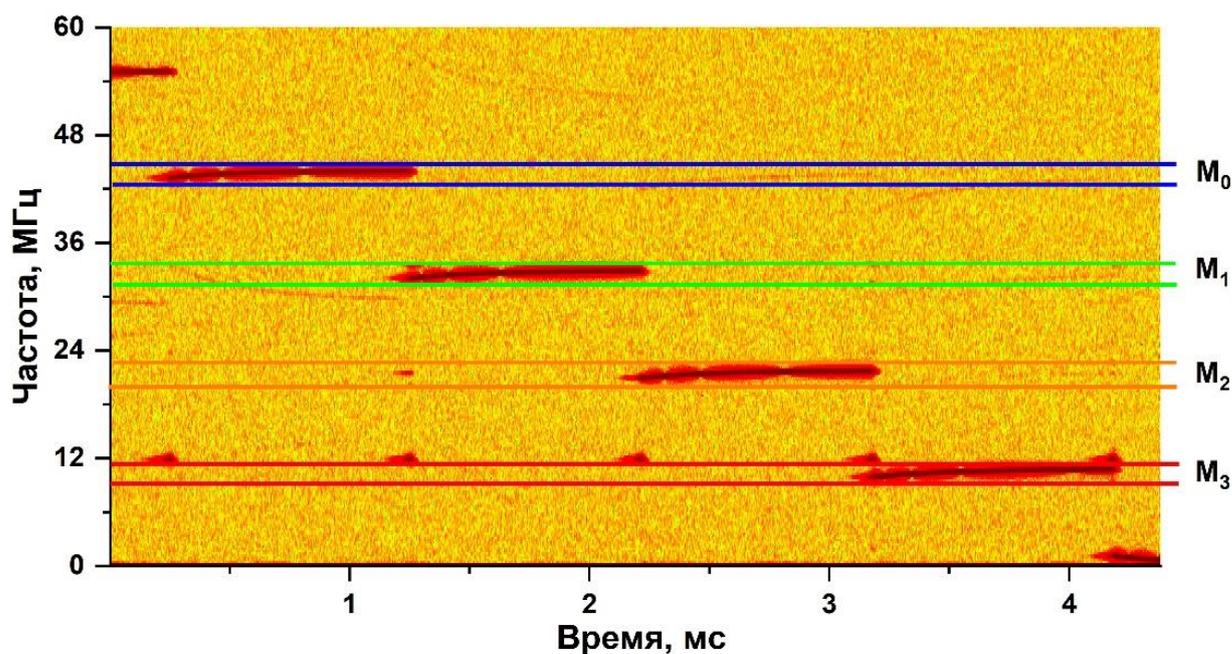


Рисунок 3.4. Иллюстрация процесса модовой декомпозиции. Цветами показаны границы Фурье-фильтров.

Результат разделения мод показан на Рисунке 3.5 (а). Из полученных данных можно увидеть, что каждая мода имеет почти прямоугольную временную зависимость интенсивности. Она почти постоянна в верхней части и имеет резкие экспоненциальные края (что эквивалентно линейному спаду в логарифмическом масштабе). Все амплитуды были нормированы таким образом, чтобы амплитуда моды во время одночастотной генерации была равна единице. Во время перехода от одной моды к другой происходит синхронное экспоненциальное затухание одной продольной моды и нарастание следующей (см. Рисунок 3.5 (б)). Характерное время нарастания, определенное из аппроксимации участка нарастания продольной моды экспоненциальной функцией, составляет 10 мкс, что почти на два порядка меньше длительности генерации каждой продольной моды ( $\sim 1$ мс). Дальше в тексте для промежутка генерации, состоящего из быстрого экспоненциального нарастания, долгой одночастотной генерации и быстрого затухания, будет использоваться термин «модовый импульс» (см. пункт 3.1.5).

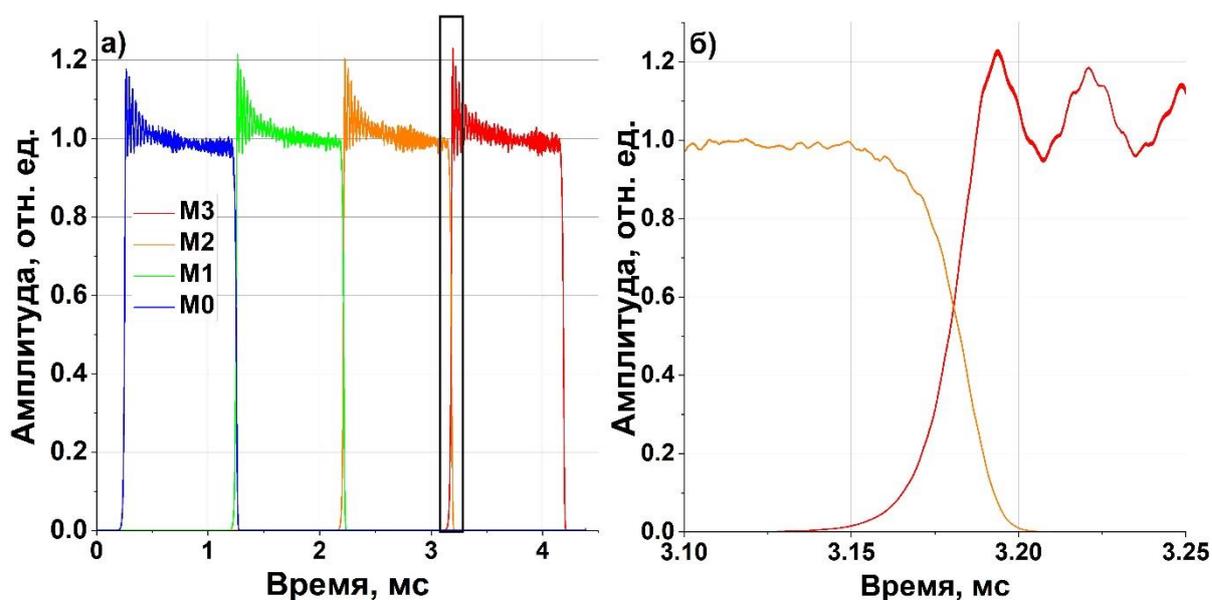


Рисунок 3.5. а) Эволюция интенсивности четырех последовательных продольных мод, б) увеличенное изображение перехода.

### 3.1.4. Анализ динамики частоты на масштабах одного импульса

Следует обратить внимание, что из-за большой длительности модовых импульсов изменение частоты в рамках генерации одного модового импульса (чирп частоты) может быть замечено без проведения дополнительного анализа: красные линии на Рисунке 3.4 не являются горизонтальными, а отчетливо загибаются вниз с одной из сторон. Алгоритм анализа чирпа был похож на представленный в работе [136]: для анализа выполнялось оконное преобразование Фурье для одного модового импульса и осуществлялся частотный срез вблизи центральной частоты. Затем вычислялась фаза, которая далее дифференцировалась по времени. Результат представлен на Рисунке 3.6. Видно, что отстройка частоты достигает 700 кГц для импульсов длительностью 800 мкс, при этом ближе к концу импульса чирп начинает выходить на постоянный уровень по экспоненциальному закону. При этом, знак отстройки частоты, связанной с чирпом, имеет значение, противоположное знаку сканирования частоты. После извлечения чирпа была выполнена аппроксимация (оранжевая линия на Рисунке 3.6), которая показала, что чирп частоты действительно ведет себя экспоненциальным образом. Аппроксимация выполнялась согласно выражению 8

для экспоненциального чирпа частоты, где  $\nu_0$  – отстройка частоты,  $1/a$  – время релаксации. Характерное время релаксации  $1/a$  составляло 0.3-0.4 мс. Можно ожидать, что для более длинных модовых импульсов отстройка частоты  $\nu_0$  может достигать своего максимального значения, которое, как следует из аппроксимации, близко к значению 750 кГц.

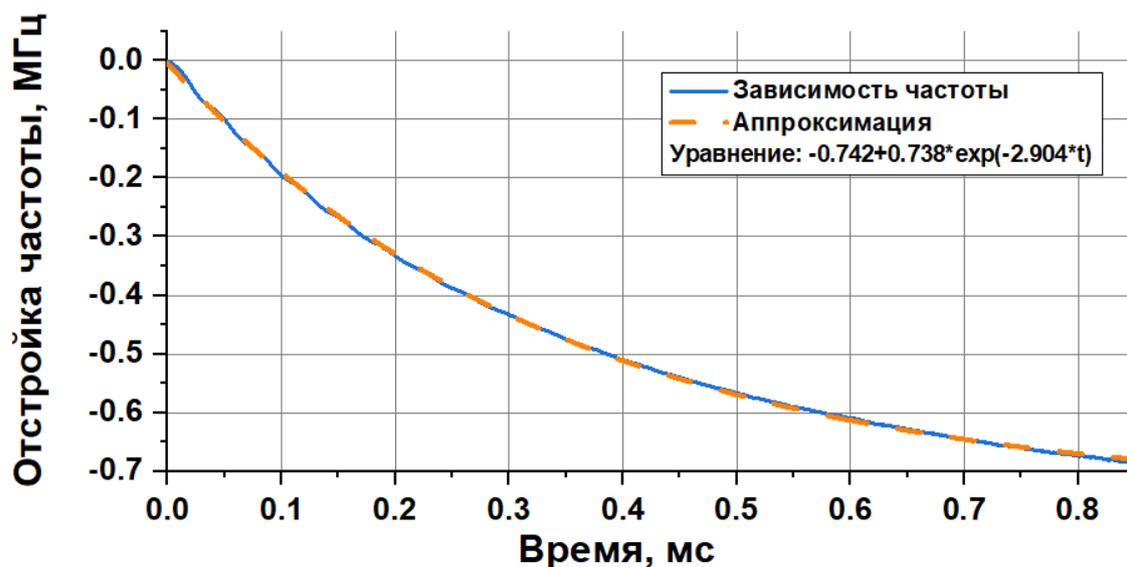


Рисунок 3.6. Экспериментально измеренная эволюция отстройки частоты (чирп) и соответствующая аппроксимация экспоненциальной функцией.

### 3.1.5. Обсуждение иттербиевого непрерывного одночастотного самосканирующего лазера

В рамках данного раздела нами был впервые проведен высокоразрешающий анализ излучения непрерывного самосканирующего лазера. Для анализа был использован иттербиевый непрерывный самосканирующий лазер. Динамика интенсивности представляла собой постоянный сигнал с короткими всплесками интенсивности. Нами был проведен подробный анализ динамики продольных мод лазера при помощи метода гетеродинирования, который впервые позволил напрямую проиллюстрировать, что между соседними всплесками происходит генерация только одной продольной моды, а во время всплесков происходит скачок частоты на одну межмодовую частоту. Отметим, что данный вывод согласуется с измерениями скорости сканирования длины волны на больших временах  $d\lambda/dt = 33$  пм/с =

8.8 ГГц/с. За один период следования всплесков (соответствующий длительности одного модового импульса)  $T = 800$  мкс частота меняется на  $\Delta\nu = 11$  МГц, что совпадает со значением МРЧ ( $= 11$  МГц).

Помимо этого, нами было впервые показано приложение метода модовой декомпозиции для анализа динамики самосканирующего лазера. Модовая декомпозиция показала, что в действительности происходит генерация последовательных модовых импульсов прямоугольной формы, преимущественно состоящих только из одной продольной моды. При этом, в ходе генерации мощность излучения (т.е. усредненная по времени динамика интенсивности) в каждый момент времени не опускается до нуля, поскольку во время модового перехода происходит одновременная генерация двух продольных мод. Это одно из наиболее существенных отличий рассматриваемых непрерывных самосканирующих лазеров от классических импульсных самосканирующих лазеров, где между генерацией последовательных продольных мод наблюдаются длительные «периоды темноты».

Для того, чтобы подтвердить результат работы метода декомпозиции продольных мод, была проведена следующая процедура. Полученные в ходе декомпозиции модовые импульсы были использованы для восстановления динамики интенсивности. Для этого в предположении что каждый импульс соответствует одной продольной моде была учтена интерференция соседних мод. На Рисунке 3.7 (а) представлено изображение типичной динамики интенсивности, на Рисунке 3.7 (б) представлена восстановленная после декомпозиции продольных динамика интенсивности. Следует отметить, что экспериментальная установка не позволяла одновременно детектировать динамику интенсивности и сигнал гетеродинамирования. По этой причине, данные на Рисунках 3.7 (а) и 3.7 (б) были измерены отдельно и могут сравниваться только качественно. Нетрудно заметить, что учет интерференции приводит к появлению тех самых двухчастотных всплесков с модуляцией на межмодовой частоте, наблюдающихся в исходной динамике интенсивности (Рисунок 3.7 (а)). Можно заметить, что вид исходной динамики интенсивности и динамики,

полученной из последовательности прямоугольных модовых импульсов, качественно совпадают. Несколько меньшая амплитуда релаксационных осцилляций связана с применением сглаживания в процессе декомпозиции продольных мод.

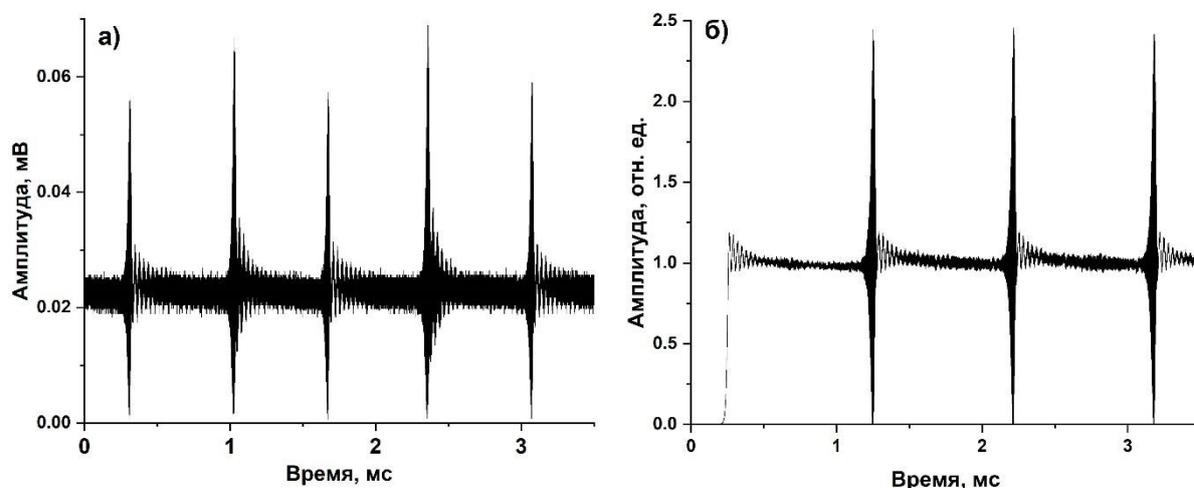


Рисунок 3.7. Сравнение типичных динамик интенсивности: а) измеренной, б) восстановленной после декомпозиции продольных мод.

### 3.2. Эрбиевый непрерывный одночастотный самосканирующий лазер

Диапазон длин волн вблизи 1550 нм представляет собой особый интерес для исследования, поскольку именно здесь расположен минимум потерь оптоволокна. Вследствие минимальных потерь, диапазон длин волн, отвечающий так называемому С-диапазону (1530-1560 нм) широко используется как для телекоммуникаций, так и для сенсорных приложений, требующих опроса длинных волоконных линий. Однако, как было описано ранее, эффект самосканирования в эрбиевых лазерах на момент начала работ был весьма скудно исследован. Для эрбиевых лазеров не было показано непрерывного сканирования в С-диапазоне, равно как и не было показано непрерывное одночастотное самосканирование в принципе. В настоящей подглаве рассмотрен эрбиевый лазер, в котором нами впервые было показано непрерывное одночастотное самосканирование длины волны. Для лазера проведен подробный анализ его характеристик, таких, как выходная мощность, спектр, динамика длины волны и интенсивности. При помощи оптического гетеродинамирования и гомодинамирования охарактеризованы ширина линии и динамика продольных мод лазера. Помимо этого, впервые показано участие параметрических процессов

четырёхволнового смешения в ходе модовых переходов. Результаты работ, представленных в этом разделе, были опубликованы в [138-140].

### 3.2.1. Схема установки

Схема исследуемого лазера представлена на Рисунке. 3.8. Отметим, что эта схема является стандартной для разработки эрбиевых волоконных лазеров со стабильной одночастотной генерацией на основе ДРН поглощения. Помимо этого, в разделе 3.1 нами уже была показана возможность получения непрерывного самосканирования в иттербиевом лазере с использованием подобной схемы. В качестве источника накачки использовался многомодовый диод с длиной волны 976 нм и выходной мощностью до 10 Вт. Через объединитель накачки (ОН) излучение попадало в кольцевую часть резонатора – а именно, в отрезок Er:Yb активного волокна с двойной оболочкой длиной 9.8 м (Nufern, PM-EYDF-6/125-HE). Это волокно выступало в качестве усиливающего волокна в нашем лазере, соответственно, за счет излучения накачки в нем создавалась инверсная населенность. Таким образом, излучение генерации усиливалось в Er:Yb активном волокне длиной 9.8 м, проходило через объединитель накачки и через циркулятор попадало в линейную часть резонатора. Здесь оно проходило через поглощающее эрбиевое активное волокно с длиной  $L_a$  (если не указано иное, то  $L_a$  составляла 8 м) и отражалось от сильно отражающей ВБР с резонансной длиной волны 1560 нм. Эрбиевое волокно было заявлено производителем как Coractive ER35-7-PM, однако имело нестандартное для этого волокна значение поглощения 23.4 дБ/м на длине волны 1535 нм. На рабочей длине волны 1560 нм это значение уменьшалось до 9 дБ/м. Ширина резонансного пика отражения ВБР на полувысоте составляла 0.8 нм, а максимальное отражение составляло 99%. Далее излучение снова проходило через активное волокно и через циркулятор. На ответвителе 95/5 95% излучения выводилось из резонатора, а оставшиеся 5% снова направлялись в усиливающее волокно. МРЧ лазера в конфигурации с длиной  $L_a = 8$  м составляла 6.06 МГц. Отдельно отметим, что вся схема была

собрана на основе волокон и компонентов с сохранением поляризации, для увеличения стабильности генерации и обеспечения возможности формирования ДРН в линейной части резонатора.

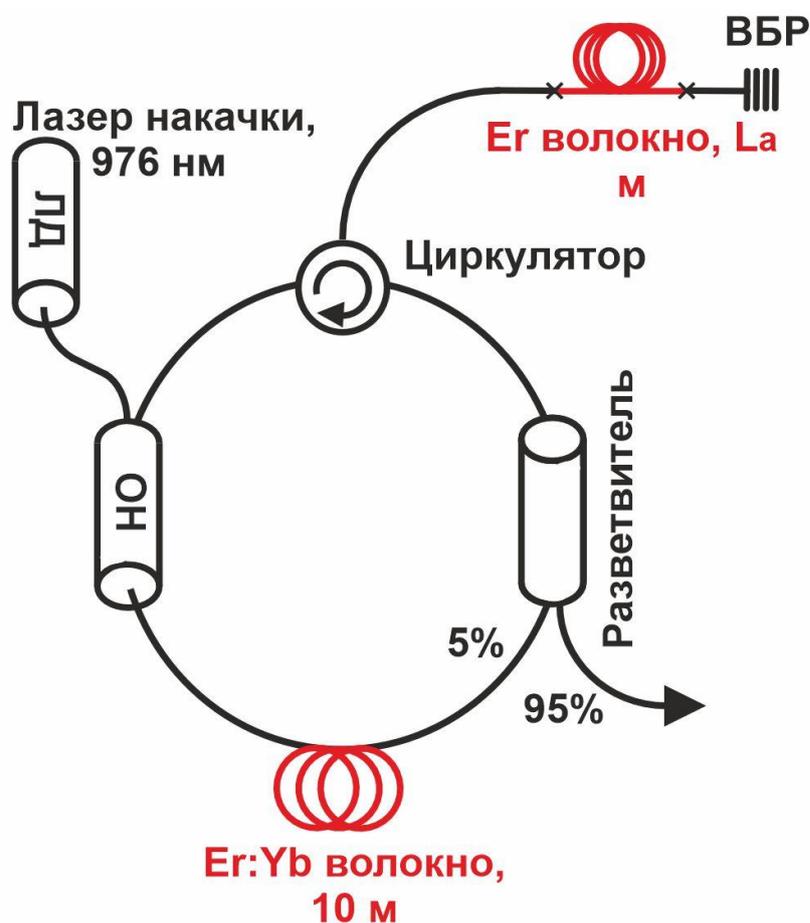


Рисунок. 3.8. Схема эрбиевого лазера с сигма-резонатором.

### 3.2.2. Характеристики излучения

#### 3.2.2.1. Усредненные характеристики

Для начала обратимся к характеристикам выходного излучения, усредненным за достаточно большое время, а именно к средней интенсивности (т.е. выходной мощности) излучения генерации и его оптическому спектру. Далее будет показано, что интенсивность и оптический спектр имеют динамический характер. Вид выходной мощности и оптического спектра для конфигурации с длиной эрбиевого активного волокна  $L_a = 8$  м представлен на Рисунках 3.9 (а) и (б), соответственно. Наблюдается гистерезис выходной мощности: генерация начинается на

мощности накачки 0.57 Вт при плавном увеличении мощности (прямой порог генерации), однако если плавно уменьшать мощность накачки при наличии генерации, то генерация пропадает только на мощности накачки 0.48 Вт (обратный порог генерации). Это поведение является типичным для эрбиевых кольцевых лазеров [141].

Как видно из Рисунка 3.9 (б), оптический спектр выходного излучения не содержит спонтанного излучения, отношение сигнал-шум (ОСШ) превышает 55 дБ. При этом спектр весьма узкий – однако, как будет показано далее, здесь ширина спектра в действительности определяется спектральным разрешением анализатора оптических спектров (~20 пм).

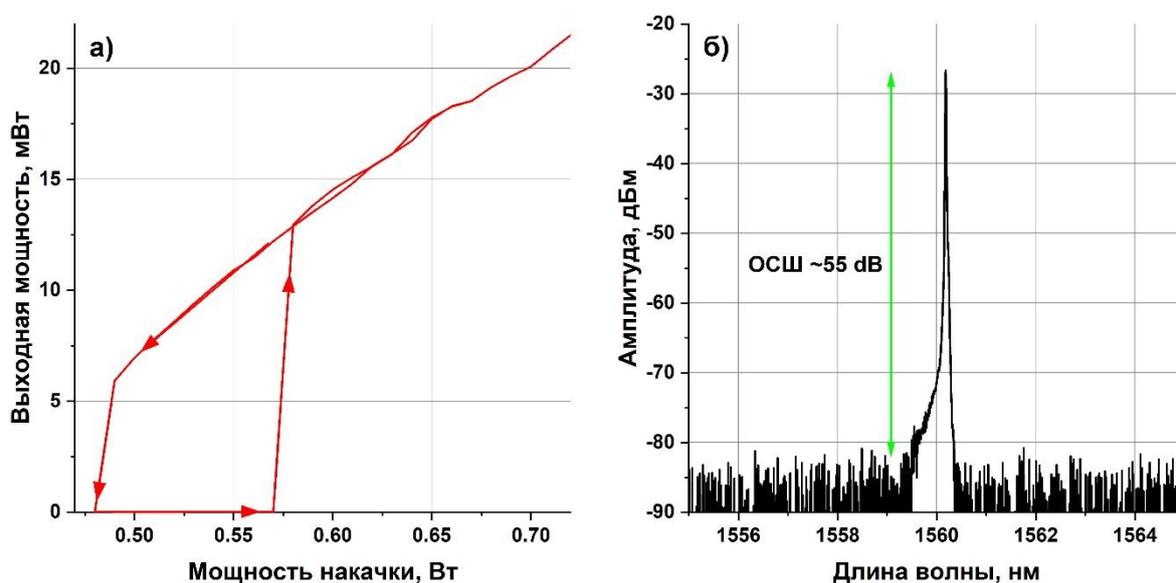


Рисунок 3.9. а) Выходная мощность в зависимости от мощности накачки, б) спектр выходного излучения.

### 3.2.2.2. Динамика длины волны

Ввиду малой ширины спектра используемого отражателя может показаться, что спектр генерации имеет постоянный характер. Однако, при помощи ИДВ было установлено, что центральная длина волны меняется во времени. Измеренная динамика длины волны лазера для различных мощностей накачки представлена на Рисунке 3.10. Генерация происходит вблизи центральной длины волны 1560.195 нм, по вертикальной оси на всех графиках отложена отстройка длины

волны от центральной. Особо отметим, что пары графиков (а,б) и (в,г) имеют одинаковый масштаб горизонтальной оси.

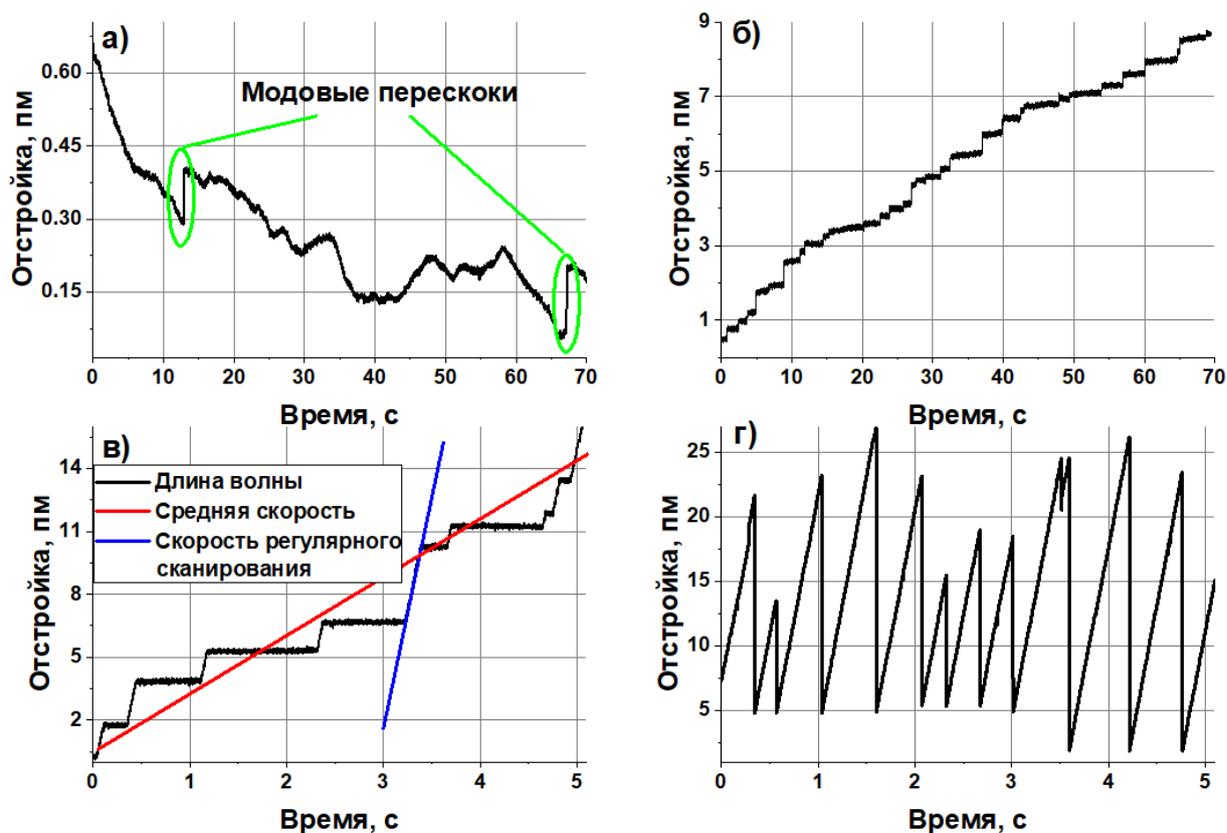


Рисунок 3.10. Динамика длины волны лазера при мощности накачки  $P_p$  (а) 0.51, (б) 0.6, (в) 0.65 и (г) 0.68 Вт.

На малых мощностях накачки ( $P_p = 0.51$  Вт) наблюдается стабилизация длины волны (Рисунок 3.10 (а)). За 70 секунд изменение длины волны осталось в пределах 1 пм, в основном это значение определяется температурным дрейфом. За 70 секунд имеется только два резких скачка – на Рисунке 3.10 (а) они выделены зелеными овалами. По величине скачка ( $\sim 0.1$  пм, или 12 МГц вблизи длины волны 1.56 мкм) можно понять, что эти скачки соответствуют модовым перескокам с шагом в две МРЧ. В целом, эта динамика длины волны соответствует стабилизации с незначительным температурным дрейфом, при этом время между соседними перескоками составляет десятки секунд.

При увеличении мощности накачки до  $P_p=0.6$  Вт, динамика длины волны изменяется (Рисунок 3.10 (б)). Здесь модовые перескоки становятся значительно более упорядоченными, а промежутки времени между ними сокращаются до нескольких секунд. Можно сказать, что в этом случае динамика длины волны представляет собой последовательное увеличение длины волны с продолжительным временем стабилизации на каждой длине волны. Соседние длины волн различаются на значение  $0.1$  пм – то есть около  $10$  МГц. При этом за те же  $70$  секунд, длина волны изменилась на  $8$  пм – то есть на порядок больше, чем в предыдущем случае.

При дальнейшем увеличении мощности до  $P_p=0.65$  Вт динамика длины волны снова изменяется (Рисунок 3.10 (в)). Отдельные модовые перескоки сливаются в хорошо различимые наклонные участки. Эти участки сканирования без примеси стабилизации в дальнейшем мы будем называть «регулярным сканированием». При этом в течение участка регулярного сканирования длина волны может изменяться на  $2-5$  пм за доли секунды. Однако горизонтальные участки, соответствующие стабилизации на одной длине волны с длительностью до секунды также все еще присутствуют. Можно сказать, что динамика длины волны представляет собой сканирование со стабилизацией на некоторых длинах волн. При этом начинает проявляться характерная для самосканирования пилообразная динамика – так, вблизи  $0$  и  $5.5$  с происходят резкие и большие ( $25$  пм) перескоки с уменьшением длины волны. Они соответствуют смене скана, и расстояние между ними определяет диапазон сканирования –  $25$  пм.

Наконец, для большой мощности накачки ( $0.68$  Вт) динамика длины волны, изображенная на Рисунке 3.10 (г), представляет собой регулярное самосканирование: пилообразная динамика с диапазоном перестройки  $25$  пм. При этом участки стабилизации практически отсутствуют. При дальнейшем увеличении мощности накачки (свыше  $0.7$  Вт) генерация становится нестабильной многочастотной, что проявляется в виде хаотичного изменения длины волны на сигнале с измерителя длин волн.

Таким образом, можно заключить, что при изменении мощности накачки происходит плавный переход динамики длины волны от стабилизации к самосканированию. Для более детальной характеристики этого процесса и различения процессов стабилизации и сканирования были введены следующие два параметра: скорость регулярного сканирования  $v_{reg}$  (определяемая как производная длины волны по времени) и средняя скорость сканирования  $v_{av}$  (определяемая как отношение между изменением длины волны за один скан и длительностью скана). Данные характеристики геометрически проиллюстрированы на Рисунке 3.10 (в) синей и красной прямыми, соответственно. Зависимости двух скоростей от выходной мощности представлены на Рисунке 3.11. Следует отметить, что для измерения скоростей сканирования для мощностей между прямым и обратным порогом генерации мощность накачки плавно уменьшалась, в то время как выше прямого порога скорости совпадали.

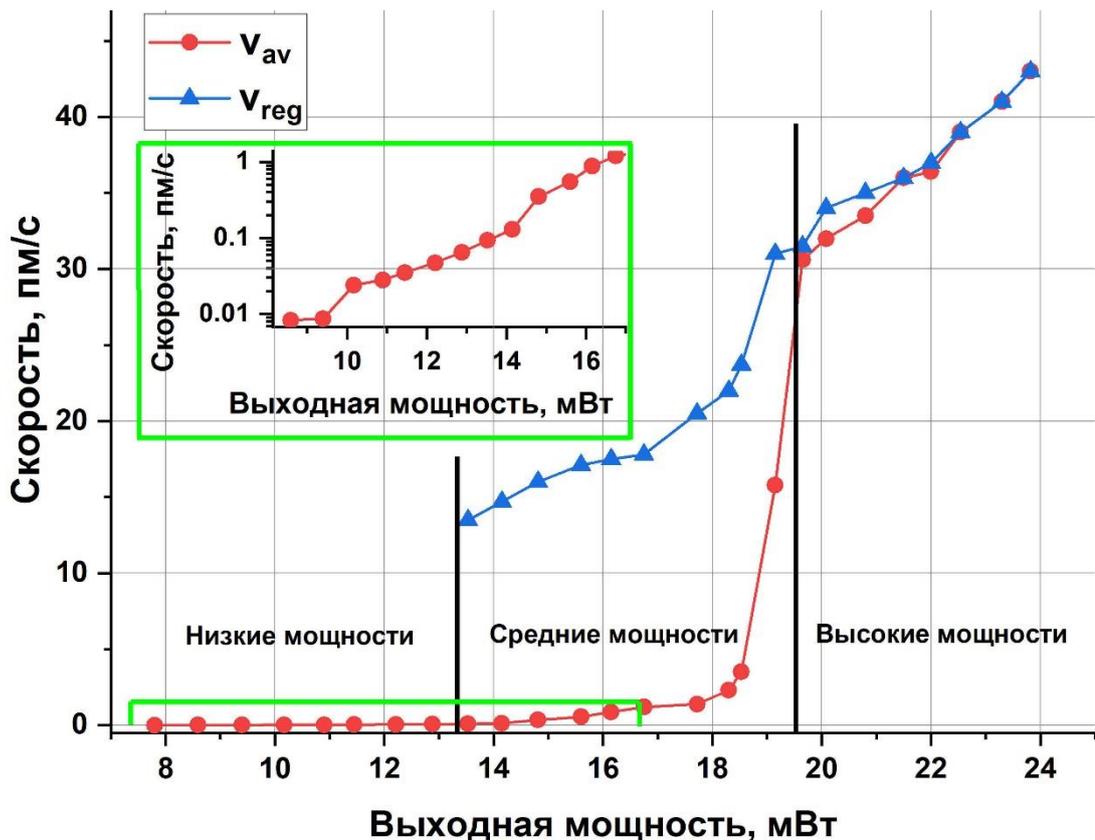


Рисунок 3.11. Зависимости  $v_{av}$  и  $v_{reg}$  от выходной мощности

На малых мощностях (выходная мощность до 13 мВт)  $v_{av}$  является крайне низкой, при этом извлечь  $v_{reg}$  не представляется возможным вследствие слишком

малого числа последовательных модовых перескоков. Ненулевая скорость сканирования определяется температурным дрейфом и редкими модовыми перескоками. На врезке представлено увеличенная зависимость  $v_{av}$  от мощности в логарифмическом масштабе – видно, что рост экспоненциальный (линейный в логарифмическом масштабе). На промежуточных мощностях (13-19 мВт) становятся различимыми наклонные участки и становится возможным извлечь  $v_{reg}$ . Однако можно заметить, что  $v_{av}$  ( $\sim 0.1-1$  пм/с) здесь значительно меньше  $v_{reg}$  ( $\sim 14-20$  пм/с). Это отвечает присутствию большого количества участков стабилизации длины волны. Наконец, в случае больших мощностей (более 19 мВт),  $v_{av}$  совпадает с  $v_{reg}$ . Они при этом составляют 30-40 пм. Это отвечает исчезновению участков стабилизации длины волны. Таким образом, можно заключить, что в то время, как для малых мощностей принципиальное значение имеет температурный дрейф и стабилизация длины волны, для больших мощностей определяющий вклад вносит именно процесс сканирования.

### 3.2.2.3. Динамика интенсивности

Типичная динамика интенсивности лазера (соответствующая выходной мощности 16 мВт) представлена на Рисунке 3.12 (а). Видно, что это непрерывное излучение с короткими всплесками интенсивности без каких-либо «периодов темноты», аналогично показанному ранее иттербиевому лазеру. Увеличенное изображение всплеска представлено на Рисунке 3.12 (б). Во время всплесков присутствует модуляция на частоте 12.12 МГц ( $\sim 0.1$  пм), соответствующей удвоенной МРЧ лазера. По аналогии с иттербиевым непрерывным одночастотным самосканирующим лазером можно заключить, что всплески и непрерывное излучение соответствуют модовым перескокам и участкам стабилизации длины волны, соответственно.

Для более подробного анализа динамики интенсивности с целью установления его спектрального состава было применено оконное преобразование Фурье с длительностью окна 4 мкс (см. раздел 2.2.2). Полученная спектрограмма представлена на Рисунке 3.12 (в). На Рисунке 3.12 (г) представлен увеличенный участок спектрограммы, соответствующий диапазону времен 4-5.2 мс. По горизонтальной

оси отложено время, по вертикальной – частота, цветом изображена амплитуда в дБ. Видно, что между всплесками отсутствует какая-либо модуляция сигнала. В это же время, во время всплесков наблюдается интенсивный сигнал на частоте 12.12 МГц (удвоенная МРЧ). Таким образом, динамика интенсивности аналогична показанной в разделе 3.1 для иттербиевого непрерывного самосканирующего лазера. Помимо этого, можно обратить внимание на значительно более слабую примесь сигнала на частотах, равным 4 или 6 межмодовым частотам лазера – 24.24 и 36.36 МГц, соответственно.

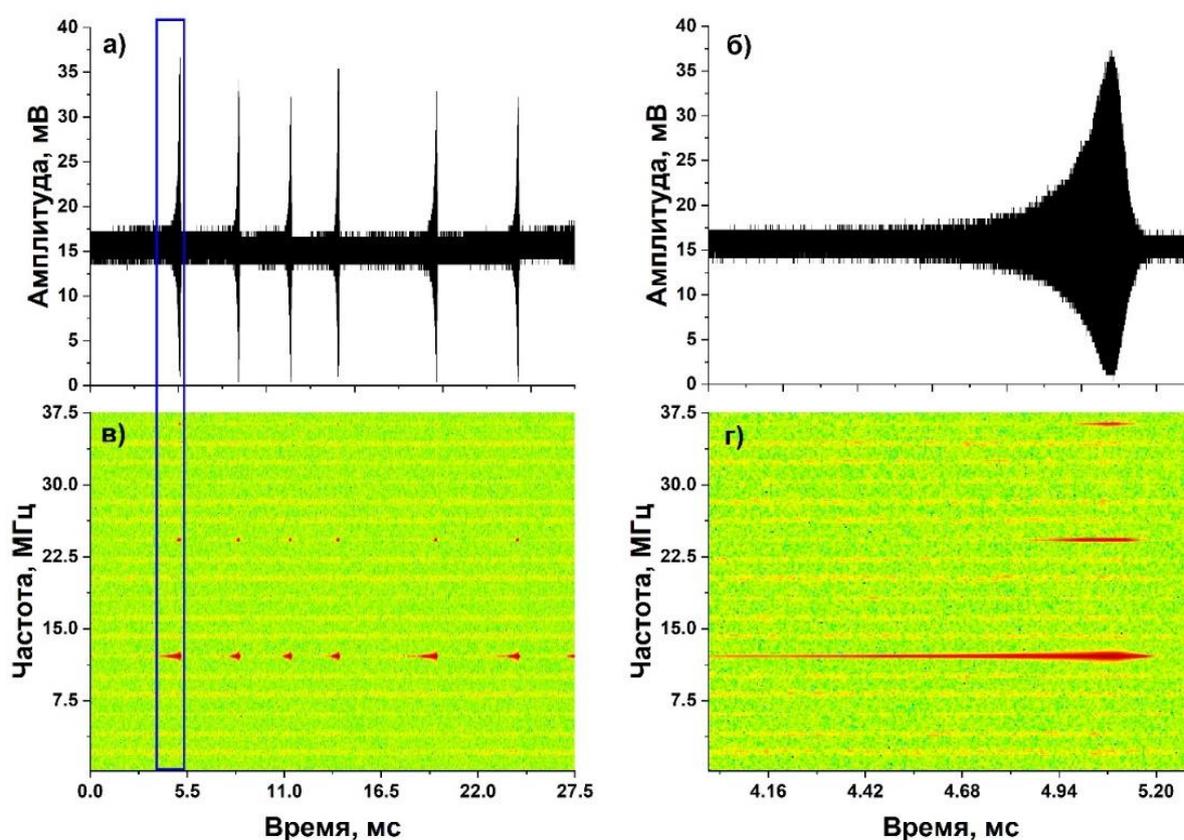


Рисунок 3.12. а) Типичная динамика интенсивности для выходной мощности 16 мВт, б) динамика интенсивности в диапазоне времен 4-5.2 мс, в) оконное преобразование Фурье от динамики интенсивности, г) оконное преобразование Фурье в диапазоне времен 4-5.2 мс.

Подобный анализ был проведен для всех рабочих мощностей накачки. На малых мощностях двухчастотные всплески крайне редки. При увеличении мощности они становятся более частыми и начинают сливаться в группы из 3-10 всплесков.

Наконец, для больших мощностей накачки всплески становятся регулярными, при этом частота их повторения составляет 250-400 Гц. Таким образом, анализ динамики длины волны и интенсивности показывают, что в собранной схеме лазера наблюдается переход от непрерывной генерации к регулярным всплескам в динамике интенсивности. При дальнейшем увеличении мощности, динамика интенсивности становится многочастотной и крайне хаотичной, что соответствует генерации большого числа продольных мод.

#### 3.2.2.4. Варьирование длины активного волокна

Далее нами был проведен анализ работы лазера при изменении схемы резонатора. В частности, была изменена длина эрбиевого активного волокна  $L_a$  в линейной части резонатора (ранее зафиксированная на значении 8 м). Мы поставили серии экспериментов при двух дополнительных значениях  $L_a = 2$  м и  $L_a = 18$  м. Было установлено, что в конфигурации лазера с наименьшей длиной поглощающего волокна ( $L_a = 2$  м) отсутствует гистерезис выходной мощности. В данной конфигурации более низкий порог генерации (около  $P_p = 0,34$  Вт). Измерения динамики длины волны показывают стабилизацию длины волны в промежутках времени от единиц до десятков секунд (Рисунок 3.13(а), здесь отстройка длины волны отнесена к длине волны 1560,02 нм), аналогично Рисунку 3.10(а). Наблюдается медленный температурный дрейф со скоростью  $\sim 0,02$  пм/с наряду с редкими скачками на соседние продольные моды. Стабилизация длины волны переходит в многочастотную динамику при более высоких мощностях накачки ( $> 0,43$  Вт). Регулярное сканирование длины волны, соответствующее Рисункам 3.10 (в,г) в этой конфигурации не наблюдается. Динамика интенсивности имеет непрерывный характер с редкими всплесками, описанными в предыдущей конфигурации лазера и соответствующими модовым перескокам. Радиочастотный спектр, измеренный во время непрерывных участков, не содержит модуляции на кратных межмодовой частоты, поэтому можно заключить, что излучение состоит из генерации одной продольной моды. Таким образом, в конфигурации с 2 метрами эрбиевого волокна, выступаю-

щего в роли насыщающегося поглотителя, лазер демонстрирует сходство с другими волоконными одночастотными лазерами, основанными на схемах с насыщающимися поглотителями и описанными в [82-90].

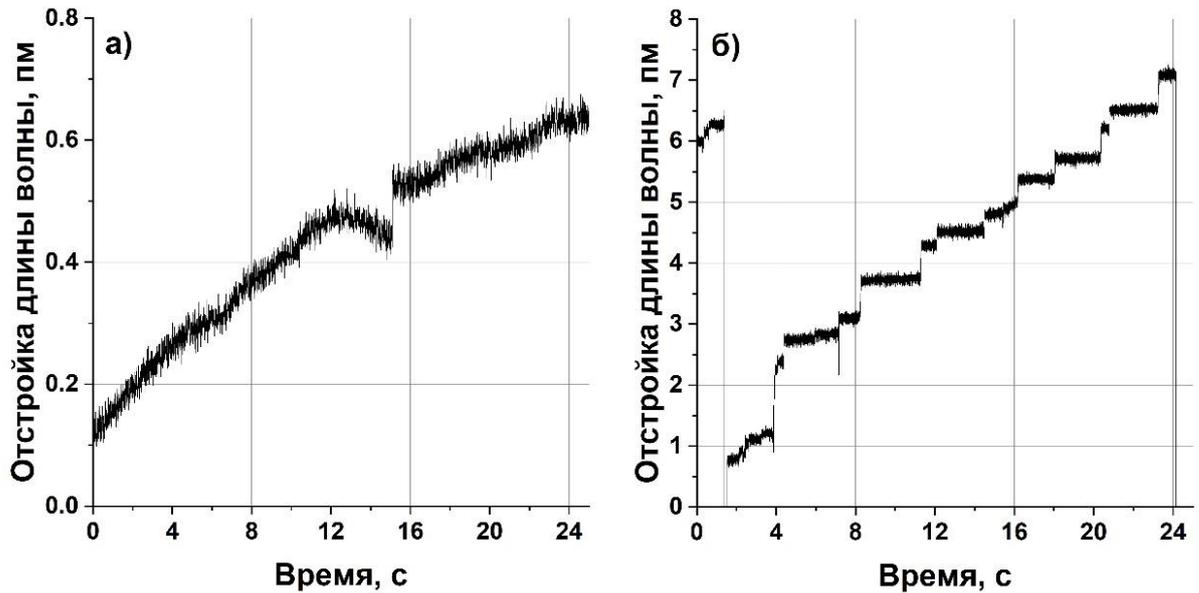


Рисунок 3.13. Динамика длины волны для конфигураций с различными длинами эрбиевого поглощающего волокна  $L_a$ : а) 2 м и б) 18 м.

Значительное увеличение длины поглощающего активного волокна  $L_a$  до 18 м приводит к росту порога генерации. Область гистерезиса значительно расширяется: нижний и верхний пороги генерации наблюдаются при мощностях накачки 0.77 и 1.11 Вт, соответственно. В целом, в этой конфигурации динамика длины волны имеет много общего с конфигурацией, соответствующей длине насыщающегося поглотителя  $L_a = 8$  м: стабилизация длины волны на малых мощностях, появление регулярного самосканирования на промежуточных мощностях, переход к многочастотному режиму при больших мощностях. Типичная динамика длины волны, демонстрирующая появление коротких участков регулярного сканирования, соответствующая мощности накачки 0,99 Вт, представлена на Рисунке 3.13 (б) (отстройка длины волны указана относительно значения 1560,215 нм). Следует отметить, что многочастотный режим в этом случае наблюдается при относительно малых мощностях накачки ( $\sim 1$  Вт), соответствующих области гистерезиса. Пере-

ход от стабильной одночастотной к хаотичной многочастотной генерации происходит уже при динамике длины волны, соответствующей Рисунку 3.10 (в), в то время как полностью регулярное самосканирование без модовых перескоков (подобное Рисунку 3.10 (г)) в конфигурации с 18 метрами поглощающего активного волокна не наблюдается. Динамика интенсивности также очень похожа на случай  $L_a = 8$  м: области непрерывной генерации перемежаются всплесками интенсивности, промодулированными на кратных межмодовой частотах. Единственное отличие состоит в том, что наблюдаемые скачки частоты равны двум или трем значениям МРЧ, тогда как в случае  $L_a = 8$  м наблюдаются только скачки на удвоенную межмодовую частоту. Этот результат может быть связан со значительным удлинением резонатора.

### **3.2.3. Гомодинный анализ**

#### **3.2.3.1. Схема эксперимента**

Для дальнейшего анализа модовой динамики и характеристик изучения были применены методы оптического гетеродинирования и гомодинирования, описанные в разделах 2.3-2.4. Для начала опишем постановку эксперимента, посвященного гомодинированию (см. раздел 2.3). Анализ проводился для конфигурации с длиной активного волокна  $L_a = 8$  м. Выходное излучение с 95% выхода разветвителя 95/5 попадало в ИМЦ, образованный двумя разветвителями с коэффициентами ветвления 50% и 40%. Излучение, проходя через первый разветвитель, делится на две равные части: одна направляется напрямую на второй разветвитель, другая попадает в линию задержки длиной 50 км (состоящую из двух катушек одномодового волокна PureBand ITU-T G.652D). Область свободной дисперсии интерферометра с таким значением линии задержки составляет 4 кГц. После прохождения линии задержки, излучение сбивается с излучением, не проходившим через линию задержки, на втором разветвителе 40/60. Излучение с 60% выхода разветвителя подвергалось дальнейшему анализу.

### 3.2.3.2. Оценка chirpa частоты и ширины линии

Как было показано в теоретической части (раздел 2.3), подобные схемы применяются для анализа ширины линии лазера. Если на выходе интерферометра происходит интерференция, то длина когерентности источника превышает длину линии задержки. По этой причине обычно используются линии задержки с большой длиной, превышающей значение длины когерентности лазера. Черная линия на Рисунке 3.14 (а) иллюстрирует сигнал на выходе интерферометра, соответствующий одному периоду одночастотной генерации - промежутку между двумя всплесками интенсивности (всплески произошли в моменты времени 0.05 и 2.9 мс). Видна четкая модуляция интенсивности - видность интерференционной картины достигает ~30 %. Из этого результата можно сделать вывод, что длина когерентности лазера превышает 50 км. То есть, генерация лазера между всплесками представляет собой одночастотное высококогерентное излучение с шириной линии, не превышающей 4 кГц. Данное значение мгновенной ширины линии сопоставимо с шириной линии, достигаемой в подобной схеме в одночастотных лазерах на основе ДРН [82-90].

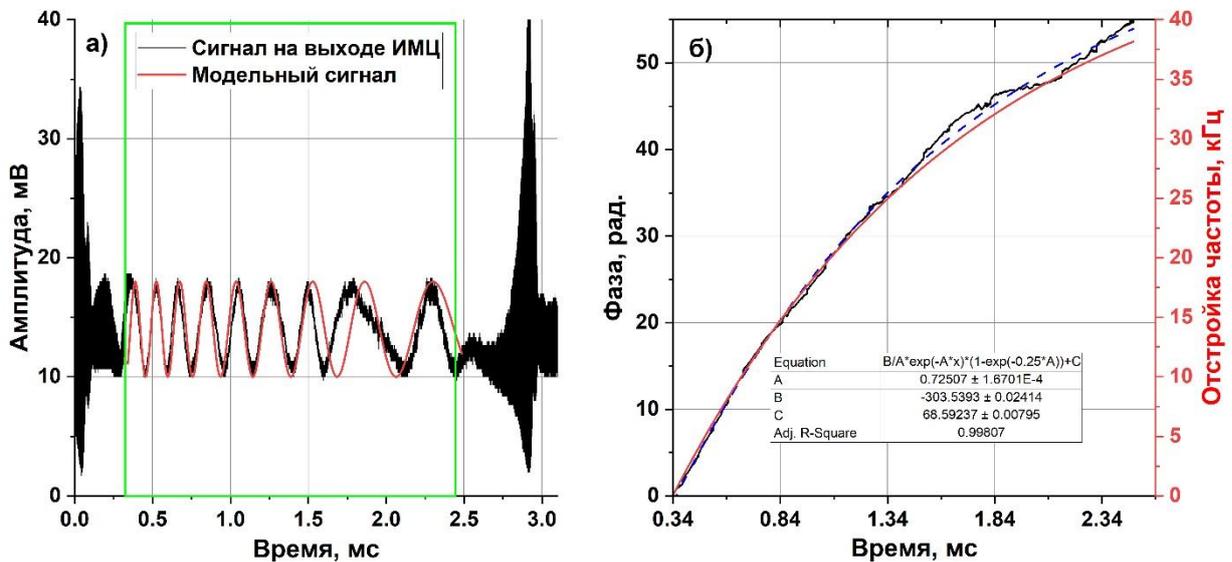


Рисунок 3.14. а) сигнал на выходе ИМЦ (черная линия) и модельный сигнал (красная линия), б) восстановленная фаза (сплошная черная линия), ее аппроксимация (синяя прерывистая линия) (относится к левой оси), и восстановленная отстройка частоты (красная линия, относится к правой оси).

Следует отметить, что в случае одночастотной генерации с постоянной во времени длиной волны, сигнал на выходе интерферометра должен быть неизменным по амплитуде (см. раздел 2.3). В нашем случае сигнал отчетливо промодулирован, что свидетельствует о наличии оптического чирпа частоты. Ранее было показано, что в случае линейного чирпа, сигнал должен быть иметь вид синуса с постоянной частотой. Однако в нашем случае это не так – период модуляции в конце участка одночастотной генерации меньше, чем в его начале. Это свидетельствует о том, что чирп частоты нашего лазера имеет нелинейный характер (см. раздел 2.3). Подобные данные о нелинейном чирпе частоты непрерывного самосканирующего лазера были представлены в разделе 3.1 касательно иттербиевого лазера.

По имеющемуся сигналу интерференции также можно восстановить чирп частоты. По аналогии с [137], мы использовали выражение (7) для описания эволюции частоты лазера во времени. В этом случае разность фаз между сигналом и его копией на выходе интерферометра находится по формуле (8). Анализировался сигнал, выделенный на Рисунке 3.14 (а) зеленым прямоугольником. Извлечение фазы было произведено за счет применения обратного синуса к сигналу, и затем осуществляли развертку фазы (сшивку с учетом  $2\pi$  периодичности). Результат извлечения фазы представлен на Рисунке 3.14 (б) черной линией. Зависимость фазы от времени была аппроксимирована при помощи уравнения (8). Результат аппроксимации представлен на Рисунке 3.14 (б) синей пунктирной линией. Наконец, для восстановления искомого чирпа частоты, фаза была продифференцирована (красная сплошная линия на Рисунке 3.14 (б), относится к правой оси) чтобы определить временную эволюцию частоты лазера во времени во время участков одночастотной генерации.

В результате удалось установить, что изменение частоты во время генерации одной продольной моды составляет 40 кГц. Также была проведена обратная процедура для восстановления модельного пропускания ИМЦ в случае наличия чирпа частоты с определенными нами параметрами (видность интерференционной картины была подобрана отдельно из соображений совпадения с экспериментальными

данными). Результат представлен на Рисунке 3.14 (а) красной линией. Можно заметить, что расхождение между черной кривой, соответствующей экспериментальным данным, и красной кривой, соответствующей моделированию, не превышает четверти периода.

### **3.2.3.3. Обсуждение гомодинных измерений**

Следует отметить, что при анализе, проведенном для генерации различных продольных мод, наблюдался некоторый разброс значений параметров. Этот разброс может быть связан как с нестабильностью ИМЦ (приводящей к неконтролируемому сдвигу фазы во время измерений), так и с температурным дрейфом лазера, который не удалось устранить полностью. Однако представленные результаты являются характерными и пригодными для оценки. Результаты гомодинных измерений демонстрируют высокую когерентность генерируемого излучения – значение мгновенной ширины линии составило не более 4 кГц, при этом вследствие чирпа частоты максимальная отстройка частоты в течение одного участка одночастотной генерации составила ~40 кГц. При этом чирп частоты имеет экспоненциальную зависимость, аналогично работе [137].

### **3.2.4. Гетеродинный анализ**

#### **3.2.4.1. Постановка эксперимента**

Гомодинный анализ представляет широкие возможности по изучению ширины линии и когерентных свойств излучения, однако для анализа модового состава и процессов, происходящих во время всплесков интенсивности, необходимо использование подхода оптического гетеродинирования (см. раздел 2.4). Излучение самосканирующего лазера смешивалось на разветвителе 50/50 с излучением одночастотного непрерывного лазерного диода (PurePhotonics) с длиной волны 1560.195 нм.

### 3.2.4.2. Обработка результатов

Результат гетеродинных измерений представлен на Рисунке 3.15 (а). Всплески интенсивности все так же присутствуют, однако теперь сигнал промодулирован – частота модуляции соответствует разности между текущей частотой самосканирующего лазера и частотой локального осциллятора. Можно заметить, что данная картина аналогична представленной ранее для иттербиевого лазера. К динамике интенсивности было применено оконное преобразование Фурье (см. раздел 2.4) с длительностью окна 4 мкс. Соответствующая спектрограмма представлена на Рисунке 3.15 (б) в виде тепловой карты. Здесь по горизонтальной оси отложено время, по вертикальной – частота, цветом показана амплитуда. Сигнал был нормирован на среднюю выходную мощность.

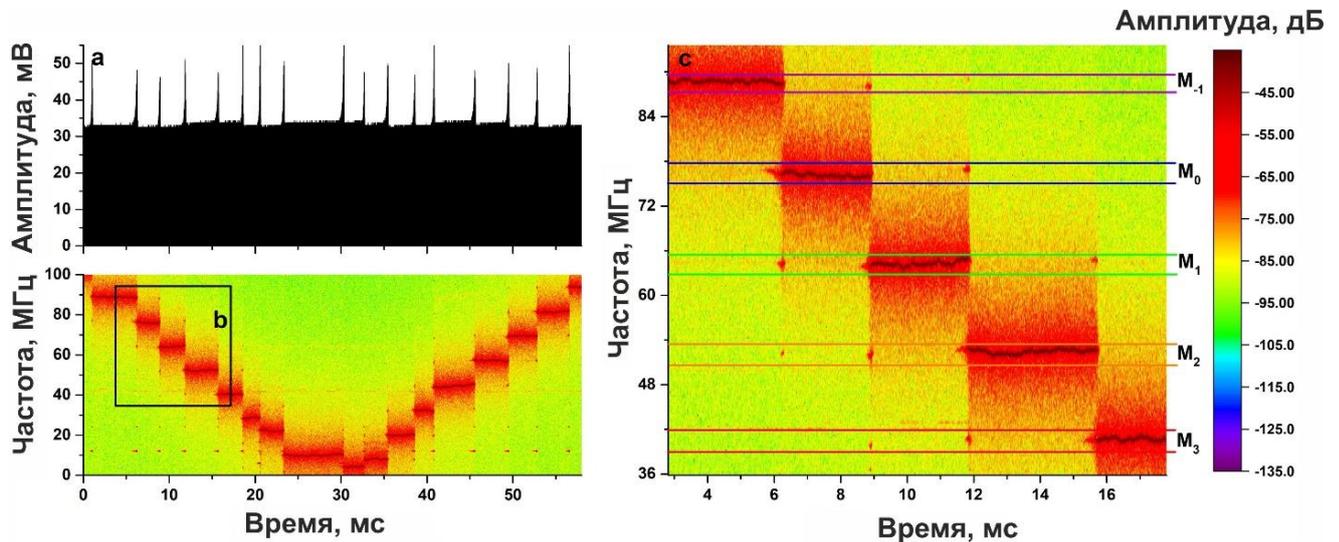


Рисунок 3.15. а) Сигнал гетеродина, б) оконное преобразование Фурье, в) увеличенное изображение оконного преобразования Фурье. Цветными границами выделены границы Фурье-фильтров.

Сравнение Рисунков 3.15 (а) и 3.15 (б) подтверждает сделанное ранее предположение, что 1) периоды длительного непрерывного излучения соответствуют генерации на одной частоте (одной продольной моде) и 2) всплески интенсивности соответствуют процессам перескока мод. Картина совпадает с показанной ранее для иттербиевого непрерывного одночастотного самосканирующего лазера. Сле-

дует отметить, что перескоки на удвоенную МРЧ лазера являются наиболее частыми. Тем не менее, иногда наблюдаются и одиночные модовые перескоки (см., например, момент времени  $t = 21$  мс на Рисунке 3.15 (б)). Далее был применен описанный в разделе 2.5 метод декомпозиции продольных мод. Ширина используемых полосовых фильтров составляла примерно 2 МГц и определялась дрейфом лазера, используемого в качестве локального осциллятора. Границы фильтров для различных мод ( $M_{-1} \dots M_3$ ) представлены на Рисунке 3.15 (в) цветными линиями.

Результат разделения мод показан на Рисунке 3.16. Из полученных данных можно увидеть, что каждая мода имеет почти прямоугольную временную зависимость интенсивности. Она почти постоянна в верхней части и имеет резкие участки нарастания и затухания. Более подобно модовые импульсы будут рассмотрены в разделах 3.2.5.1-3.2.5.2.

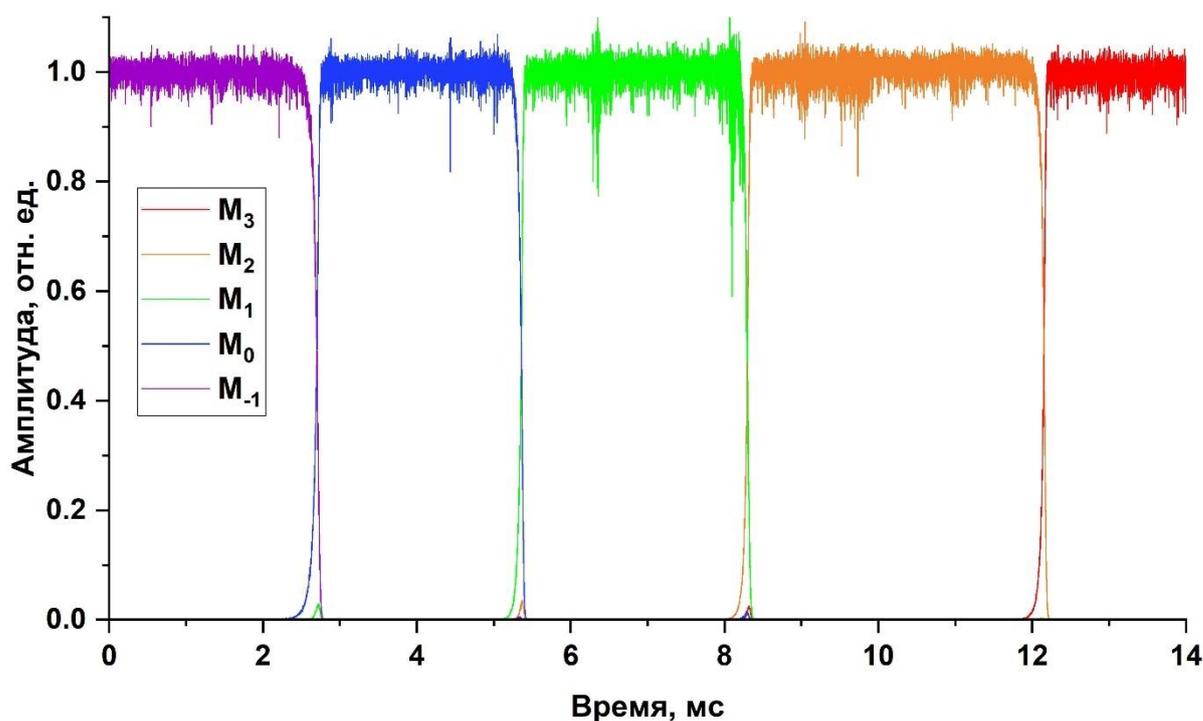


Рисунок 3.16. а) Результат декомпозиции продольных мод.

### 3.2.5. Обсуждение результатов

Таким образом, разработанный эрбиевый лазер, основанный на широко известной конфигурации для получения стабильной одночастотной генерации, де-

монстрирует переход от стабилизации длины волны к сканированию. Одночастотная стабилизация длины волны наблюдается как при малой длине поглощающего активного волокна, так и при малых мощностях накачки. В то же самое время, увеличение мощности накачки при достаточно большой длине поглощающего волокна может приводить к самосканированию частоты. При этом, излучение представляет из себя последовательность длинных модовых импульсов. Эволюция мод лазера, таким образом, оказывается крайне похожей на эволюцию мод иттербиевого лазера. Однако, здесь длительность модовых импульсов оказывается на порядок больше показанной для иттербиевого лазера ( $\sim 5$  мс против  $\sim 0.5$  мс). Разница в длительности импульсов, вероятно, связана с разницей во времени жизни электронов на верхнем энергетическом уровне (10 мс против 1 мс для ионов эрбия и иттербия, соответственно). При этом, как показано в разделе 3.1.2, излучение в ходе одного модового импульса является высококогерентным. То есть между двумя всплесками интенсивности, данный лазер обладает свойствами, роднящими его с классическими одночастотными лазерами на основе насыщающегося поглотителя [82-90]. Приведем качественное объяснение наблюдаемого поведения лазера.

За счет отражения от ВБР в линейной части резонатора формируется стоячая волна и ДРН (см. раздел 2.1). При этом фазовая решетка, ДРН поглощения и ВБР формируют АИФП, отражение от которого делает спектральный селектор асимметричным. Как было показано в разделе 2.1, ДРН поглощения приводит к стабилизации продольной моды, сформировавшей данную ДРН. Однако стоит заметить, что есть некоторое отличие эрбиевых лазеров с генерацией в С-диапазоне от иттербиевых и эрбиевых лазеров L-диапазона. Из работ [117, 122] следует, что в данной спектральной области фазовые ДРН формируются крайне слабо. Тем не менее, отражение от фазовой ДРН увеличивается с удлинением насыщающегося поглотителя и может стать весьма значительным для больших длин активного волокна.

Можно предположить, что лазер с насыщающимся поглотителем должен работать в режиме одночастотной стабилизации. Однако, в ходе экспериментов было установлено, что наличие циркулятора не полностью предотвращает образование стоячей волны в кольцевой части резонатора. Небольшая часть излучения ( $\sim 5$

мкВт), отраженного в линейной части резонатора от ВБР, попадает в кольцевую часть резонатора по часовой стрелке из-за недостаточной изоляции циркулятора (~30 дБ на рабочей длине волны 1560 нм, см. Рисунок 3.17) и попадает в усиливающее Er:Yb волокно. Этот сигнал усиливается до ~0,5 мВт и становится сравнимым с мощностью излучения (~1 мВт), поступающего в усиливающее активное волокно против часовой стрелки. Эти оценки основаны на измерении мощности, а также оптических спектров излучения на двух портах выходного разветвителя 95/5.

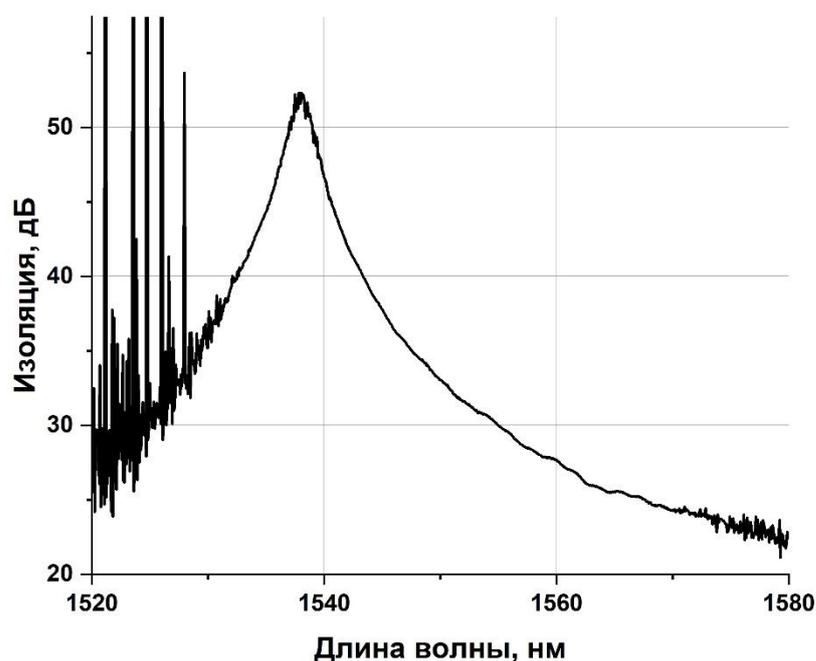


Рисунок 3.17. Экспериментально измеренная спектральная зависимость коэффициента изоляции циркулятора.

Схематично распространение излучения по и против часовой стрелки в кольцевой части лазера показано на Рисунке 3.18 зеленой и синей линиями, соответственно. Таким образом, в усиливающем волокне также формируется стоячая волна, образующая ДРН усиления (см. раздел 2.1.2). ДРН усиления также вносит вклад в модовую динамику в дополнение к ДРН, сформированным в поглощающей среде. В частности, мы убедились, что увеличение изоляции в кольцевой части резонатора приводило к исчезновению самосканирования и наблюдению стабильной

одночастотной генерации на всех мощностях. Следует отметить, что влияние обратной волны в кольцевой части резонатора не было продемонстрировано нами напрямую для иттербиевого лазера.

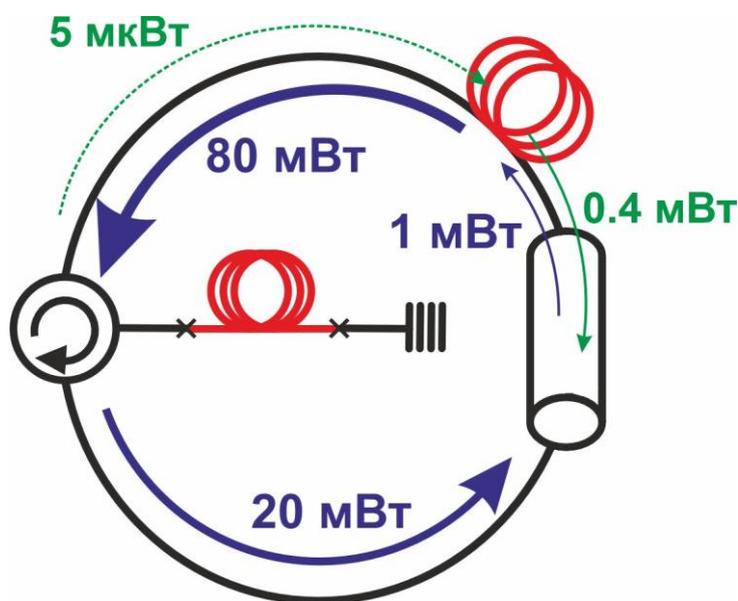


Рисунок 3.18. Схематичное изображение распределения мощности встречных волн в кольцевой части эрбиевого лазера.

При этом, в поглощающем активном волокне амплитуда стоячей волны оказывается велика за счет высокой (несколько десятков мВт) мощности как падающей, так и отраженной от ВБР волн. Это приводит к тому, что поглощающее волокно просветляется, и время жизни ионов на верхнем энергетическом уровне в нем эффективно уменьшается – то есть ДРН поглощения записываются быстрее. В свою очередь, как было описано выше, в усиливающем волокне мощность волны, распространяющейся по часовой стрелке, крайне мала. Это приводит к тому, что ДРН усиления записывается гораздо дольше – то есть быстро записывающаяся ДРН поглощения приводит к стабилизации длины волны на весь промежуток времени, в течение которого происходит запись ДРН усиления. При этом, когда ДРН усиления сформировалась, она приводит к смене модового состава. По этой причине процесс перехода оказывается значительно менее длительным, чем сам модовый импульс (переход занимает не более 10% длительности модового импульса).

Таким образом, наблюдаемая сложная модовая динамика может быть объяснена конкуренцией двух эффектов: стабилизации частоты за счет ДРН поглощения и модовых перескоков за счет присутствия ДРН усиления и фазовой ДРН. При этом лазер оказываются в какой-то мере похожим и на классические самосканирующие лазеры за счет наличия регулярных модовых перескоков, и на одночастотные лазеры за счет периодов стабильной одночастотной генерации с длительностью до десятков секунд. Объяснения наблюдаемой динамики интенсивности, а также связь непрерывных самосканирующих лазеров со стабильными одночастотными и классическими самосканирующими лазерами были наиболее подробно описаны нами в обзорной работе [140].

Далее мы более детально остановимся на участках, соответствующих участкам одночастотной непрерывной генерации, и модовому переходу. Они определяются разными процессами, происходящими в лазерном резонаторе, поэтому и свойства излучения на разных участках существенно отличаются.

### 3.2.5.1. Участки одночастотной генерации

Для начала обсудим модовый состав в отдельных модовых импульсах. На Рисунке 3.19 (а) представлены модовые импульсы в логарифмическом масштабе. Из Рисунка 3.19 (а) видно, что помимо моды, которая вышла в генерацию, также наблюдается относительно высокий уровень интенсивности (до  $\sim -35$  дБ) соседних мод. Для примера, может быть рассмотрен участок, соответствующий промежутку между временем  $t = 3$  мс и  $t = 5$  мс на Рисунке 3.19 (а). Это значение значительно превышает уровень шума  $\sim -47$  дБ (относительный уровень сигнала, наблюдаемый на спектрограммах при больших отстройках от основных частот импульсов). После перехода к следующему модовому импульсу (для определенности рассмотрим переход между генерацией мод  $\mathbf{M}_0 \rightarrow \mathbf{M}_1$ ), уровень интенсивности соседней моды  $\mathbf{M}_1$  изменяется от  $-35$  дБ до  $-42$  дБ и наоборот для другой моды  $\mathbf{M}_2$ , симметрично расположенной относительно перехода. Таким образом, согласно Рисунку 3.19 (а), при генерации основной моды, наблюдаются ненулевые примеси соседних мод.

Обсудим возможные причины наличия слабых примесей во время генерации основной моды.

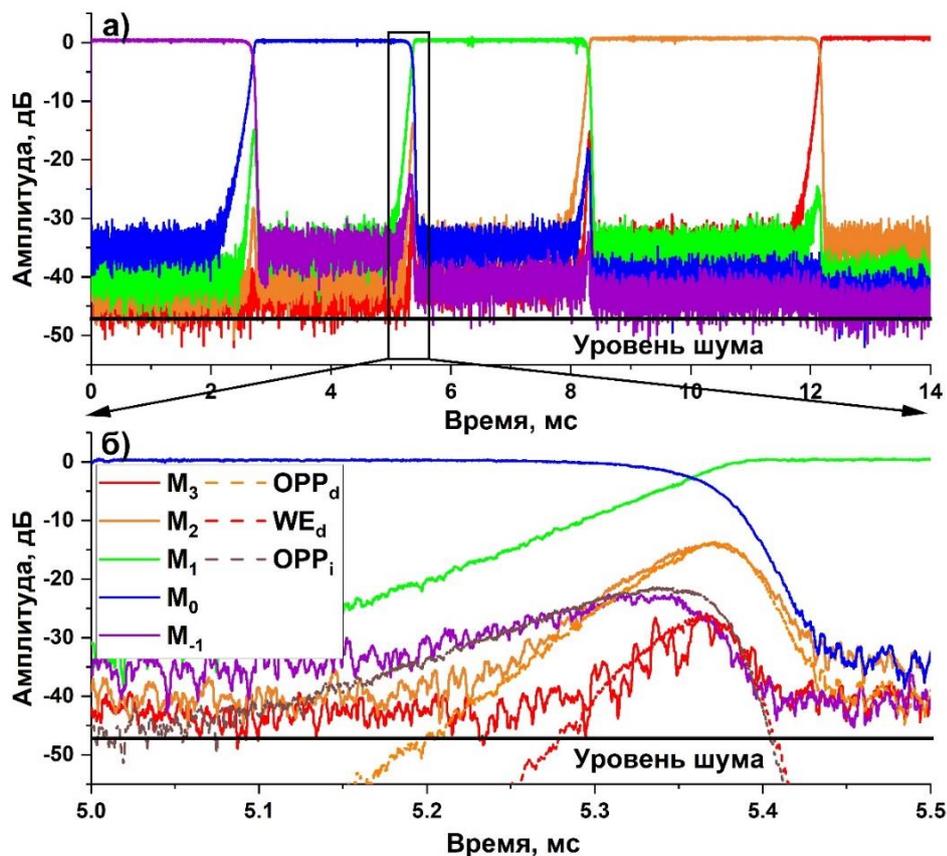


Рисунок 3.19. а) модовая динамика лазера, б) увеличенное изображение модового перехода.

Первая из них связана со спектральной формой усиленного спонтанного излучения (ASE). ДРН, сформированные в эрбиевом волокне, изменяют спектральную форму зависимости усиления от потерь. В результате время нарастания сигнала ASE зависит от частоты, при этом скорость оказывается выше вблизи основной моды излучения. Этот эффект соответствует присутствию в лазерном резонаторе фотонов, отвечающих соседним продольным модам, которые могут работать как затравка для последующей генерации мод. Вторая причина связана с уширением линии генерации из-за флуктуаций температуры или акустических возмущений. В этом случае также наблюдаются фотоны, сдвинутые на межмодовую частоту, однако они по-прежнему относятся к одной и той же продольной моде резо-

натора. Такие фотоны, в свою очередь, не могут быть затравкой для соседних продольных мод. Последняя причина наблюдения ненулевой примеси соседних мод может быть связана с применением преобразования Фурье. Преобразование Фурье, примененное к чисто синусоидальному сигналу, ограниченному во времени, приводит к наблюдению спектра конечной ширины, обратно пропорциональной временному окну (другими словами – аппаратная функция). Ширина временного окна в нашем случае ограничена длительностью модового импульса. На Рисунке 3.20 (а) показано преобразование Фурье одного модового импульса, соответствующего временному интервалу от  $t = 3$  мс до  $t = 5$  мс. Ширина временного окна при этом увеличивается с  $\sim 4$  мкс (в случае Рисунка 3.19) до 2 мс, что приводит к уменьшению ширины аппаратной функции. Рисунок 3.20 (а) демонстрирует наличие единственной моды ( $M_0$ ) с длинными спектральными крыльями.

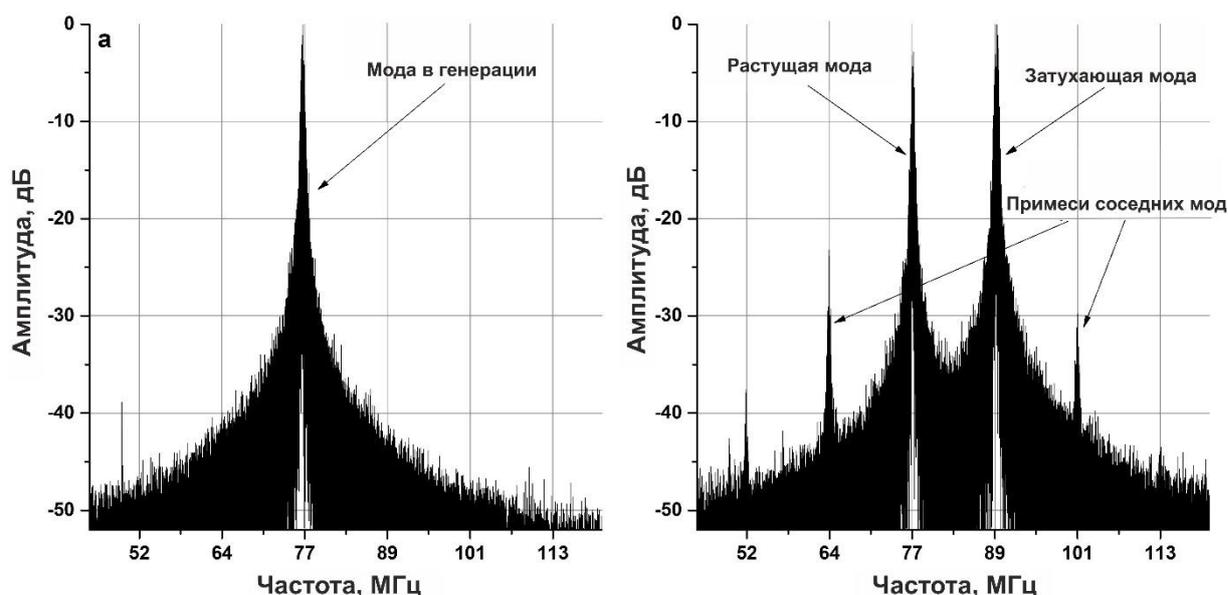


Рисунок 3.20. а) преобразование Фурье от одного модового импульса (длительность окна 2 мс), б) преобразование Фурье от модового перехода (длительность окна 1 мс).

Таким образом, примесь соседних мод, наблюдаемая на Рисунке 3.19 (а) и получаемая после Фурье-фильтрации (см. подробнее раздел 2.5), может быть связана исключительно с ограниченной длительностью окна преобразования Фурье.

Все эти эффекты имеют разную природу, однако, они одинаковым образом проявляются в конечном сигнале – в виде примеси на соседних модах - поэтому невозможно проанализировать их относительное влияние с помощью гетеродинных измерений. Подводя итог, можно сказать, что модовый импульс состоит из одной продольной моды и слабых (-30 дБ) примесей соседних мод. Для дальнейшего изучения примесей необходимы более точные измерения. Например, увеличение длительности окна с  $\sim 2$  мс до десятков или сотен мс пропорционально уменьшит частотную неопределенность. Однако в этом случае может потребоваться дополнительная температурная стабилизация для минимизации дрейфа частоты.

### 3.2.5.2. Участки модовых переходов

Теперь обратимся к составу мод во время перехода от одного модового импульса к другому. Для определенности рассмотрим переход  $M_0 \rightarrow M_1$ , соответствующий затуханию  $M_0$  и экспоненциальному росту соседней моды  $M_1$ . Переход показан на Рисунке 3.19 (б), который представляет собой увеличенное изображение участка с Рисунка 3.19 (а), отмеченного черным прямоугольником. Следует особо отметить, что в течение модового перехода наблюдается кратковременное значительное увеличение интенсивности соседних мод. В частности, во время перехода  $M_0 \rightarrow M_1$  интенсивность моды  $M_2$  (оранжевая сплошная линия на Рисунке 3.19 (б)) увеличивается примерно до уровня -14 дБ. Фурье-спектр, построенный для участка вблизи перехода с временным окном 1 мс (Рисунок 3.20 (б)), имеет структуру с несколькими пиками, в отличие от спектра, рассмотренного выше (Рисунок 3.20 (а)). Это означает, что амплитуды соседних мод, которые наблюдаются на Рисунке 3.19 (б), соответствуют реальным интенсивностям мод.

Нами было выдвинуто предположение, что интенсивности соседних мод могут быть определяться параметрическими процессами, задействующими наиболее интенсивные растущие и затухающие моды. Для параметрического процесса с одной накачкой ожидается синхронный рост обеих соседних мод  $M_{-1}$  и  $M_1$  [142-144]. Однако результаты показывают, что эти моды имеют разные скорости роста - интенсивность  $I_1$  растет быстрее, чем  $I_{-1}$ . Этот факт может быть связан с различием в

балансе усиления и потерь для различных мод вследствие формирования динамических решеток с асимметричным спектром в эрбиевом волокне. Тем не менее, временная зависимость интенсивности моды  $M_{-1}$  во время обсуждаемого перехода  $M_0 \rightarrow M_{-1}$  может быть приблизительно описана следующим уравнением:  $I_{-1} = \eta_0 \cdot I_0^2 \cdot I_1$  (фиолетовая пунктирная линия на Рисунке 3.19 (б)), где наилучшее совпадение кривых достигается для значения эффективного коэффициента нелинейности  $\eta_0 = 0.04$ . Такой процесс соответствует четырехволновому параметрическому преобразованию двух фотонов моды  $M_0$  в фотоны мод  $M_1$  и  $M_{-1}$ . Процесс четырехволнового смешения сопровождается усилением сигнальной волны (в нашем случае мода  $M_1$ ) и генерацией волны затравки (мода  $M_{-1}$ ). Мода  $M_{-1}$  имеет более высокую частоту, по этой причине мы будем называть данный параметрический процесс процессом с одной накачкой и увеличением частоты, или **ОРР<sub>i</sub>**, (см. Рисунок 3.21 (а)).

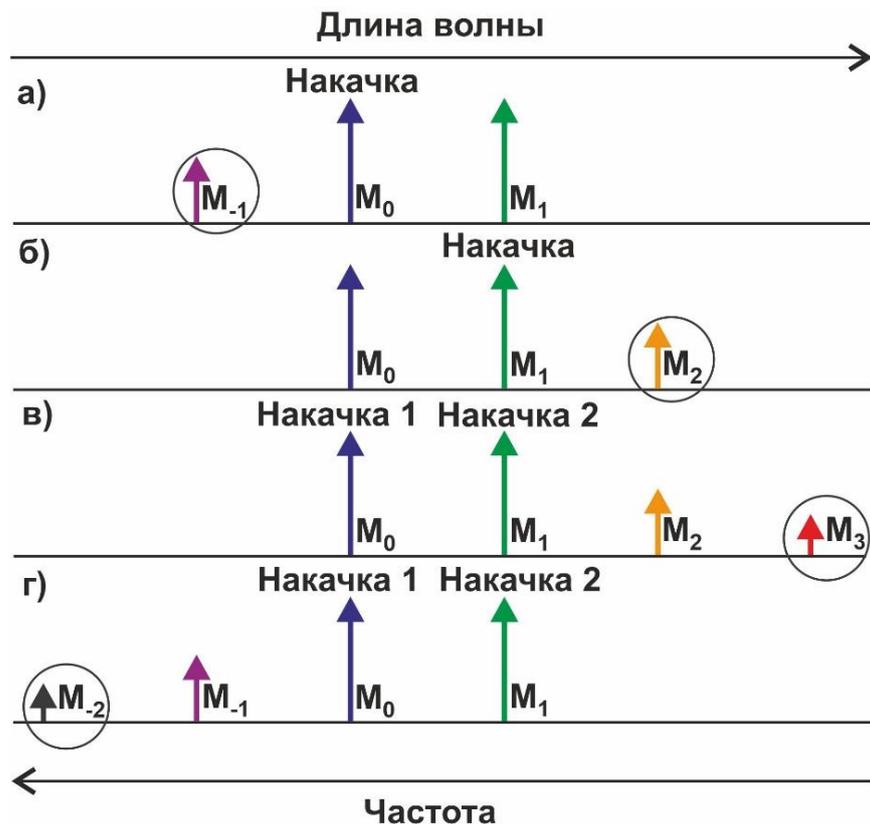


Рисунок 3.21. Иллюстрация параметрических процессов: а) **ОРР<sub>i</sub>** для  $M_{-1}$ , б) **ОРР<sub>d</sub>** для  $M_2$ , в) **WE<sub>d</sub>** для  $M_3$ , г) **WE<sub>i</sub>** для  $M_{-2}$ .

Аналогичный процесс можно наблюдать с модой  $M_1$ , выступающей в качестве волны накачки во время перехода  $M_0 \rightarrow M_1$ , (последняя становится наиболее

интенсивной в течение этого перехода). В этом случае четырехволновой процесс описывает преобразование двух фотонов моды  $\mathbf{M}_1$  в фотоны мод  $\mathbf{M}_0$  и  $\mathbf{M}_2$ . Следует отметить, что число фотонов в моде  $\mathbf{M}_0$  при переходе интенсивно уменьшается, поэтому процесс четырехволнового смешения оказывает лишь незначительный вклад в этот процесс. Тем не менее, интенсивность моды  $\mathbf{M}_2$  увеличивается и может быть описана аналогичным уравнением:  $I_2 = \eta_1 \cdot I_0 \cdot I_1^2$  (оранжевая пунктирная линия на Рисунке 3.19 (б)). Наиболее подходящее значение параметра  $\eta_1 = 0.2$  оказывается больше, чем для предыдущего четырехволнового процесса. Мода  $\mathbf{M}_2$  имеет более низкую частоту, чем излучение накачки, поэтому данный процесс мы будем называть **ОРР<sub>а</sub>** (см. Рисунок 3.21 (б)). Этот процесс является наиболее интенсивным, амплитуда моды  $\mathbf{M}_2$  достигает -14 дБ от интегральной мощности.

Другой параметрический процесс, наблюдаемый при переходе, обычно называют обменом длин волн (wavelength exchange) [144]. В этом случае как пара интенсивных мод  $\mathbf{M}_0$  и  $\mathbf{M}_1$ , так и пара слабых мод  $\mathbf{M}_2$  и  $\mathbf{M}_3$  обмениваются энергией только внутри каждой из пар и не обмениваются энергией между парами. Мода  $\mathbf{M}_3$  имеет самую низкую оптическую частоту, поэтому процесс с ее участием мы называем обменом длин волн с уменьшением частоты, **WE<sub>а</sub>**, (см. Рисунок 3.21 (в)). Расчеты показали, что динамика интенсивности моды  $\mathbf{M}_3$  может быть описана следующим уравнением:  $I_3 = \eta_1 \cdot I_0 \cdot I_1 \cdot I_2$  (см. сравнение между красной линией и красными точками на Рисунке 3.19 (б)), с тем же коэффициентом нелинейности  $\eta_1$ , что и для процесса **ОРР<sub>а</sub>**. Следует отметить, что аналогичный процесс обмена длин волн может приводить к генерации моды  $\mathbf{M}_2$  с более высокой оптической частотой (**WE<sub>в</sub>**, см. Рисунок 3.21 (г)), но этот процесс оказывается крайне слабым по сравнению с предыдущим случаем (**WE<sub>а</sub>**), из-за значительно меньшей интенсивности моды  $\mathbf{M}_1$ :  $I_1 \ll I_2$ .

Подводя итог, можно сказать, что параметрические процессы становятся значительными и хорошо различимыми во время переходов между соседними модами в квазинепрерывных самосканирующих лазерах. Амплитуда этих процессов может достигать 4% от средней мощности генерации. Можно ожидать, что параметриче-

ские процессы вносят вклад в предварительную селекцию соседних мод в дополнение к спектральному фильтру, связанному с динамическими решетками. Следует отметить, что нами была осуществлена первая прямая экспериментальная демонстрация четырехволновых процессов в динамике интенсивности самосканирующего лазера.

### 3.3. Заключение к главе 3.

Подводя итог главы, в ходе работ нами были разработан непрерывный одночастотный самосканирующий эрбиевый лазер (далее НОСЭЛ). Нами был проведен подробный анализ динамики длин волн, интенсивности и модовой динамики режима одночастотного самосканирования с непрерывной динамикой интенсивности для двух лазеров – эрбиевого и иттербиевого. Анализ модовой динамики показал, что излучение представляет собой последовательность перекрывающихся во времени длительных прямоугольных модовых импульсов. Каждый модовый импульс состоит из генерации одной продольной моды с незначительными примесями соседних продольных мод. При этом, как для эрбиевого, так и для иттербиевого лазера, чирп частоты имеет экспоненциальную форму. Ширина линии генерации в течении одного модового импульса не превышает 40 кГц и 700 кГц с учетом чирпа для эрбиевого и иттербиевого лазеров, соответственно. Для эрбиевых лазеров во время перехода от одного модового импульса к другому наблюдаются переходные процессы, характеризующиеся нарастанием интенсивности соседних продольных мод.

Модовая динамика, состоящая из длительных прямоугольных одночастотных модовых импульсов, была качественно описана нами в терминах ДРН поглощения и усиления. Нами было предложено качественное объяснение, что процесс стабилизации определяется ДРН поглощения, аналогично классическим непрерывным одночастотным лазерам с насыщающимся поглотителем, в то время как модовые переходы связаны с ДРН усиления, аналогично самосканирующим лазерам. Именно разница в скорости записи решеток приводит к формированию длинных прямоугольных модовых импульсов. Быстро записывающаяся ДРН поглощения

приводит к стабилизации длины волны на весь промежуток времени, в течение которого происходит запись решетки усиления. В тот момент, когда ДРН усиления сформировалась, она приводит к смене модового состава. При этом, ДРН поглощения также может вносить вклад в модовые перескоки за счет асимметрии спектра отражения.

## **Глава 4. Сенсорные приложения НОСЭЛ**

В предыдущей главе были представлены результаты по разработке и изучению непрерывных одночастотных самосканирующих лазеров. Учитывая их особые свойства, подобные лазеры могут быть использованы в целом ряде сенсорных приложений, требующих высококогерентное перестраиваемое излучение. К таким приложениям могут быть отнесены, например, терагерцовая спектроскопия, когерентная оптическая частотная рефлектометрия, а также бриллюэновская рефлектометрия. Данная глава посвящена демонстрации применения НОСЭЛ для различных сенсорных приложений. Результаты, представленные в данной главе, были опубликованы в работах [145-146].

### **4.1. Терагерцовая спектроскопия**

Одним из весьма распространенных подходов для проведения измерений в терагерцовой (ТГц) области спектра является ТГц-спектроскопия (далее по тексту ТС, Frequency-domain THz-spectroscopy в англоязычной литературе). На Рисунке 4.1 представлена типичная блок-схема ТГц-спектрометра частотной области. Используются два лазера, один из которых является одночастотным, а второй – перестраиваемым по длине волны. Сигналы этих двух лазеров смешиваются в пространстве. В случае волоконной оптики обычно для этого используются разветвители, в случае объемной оптики можно использовать, например, светоделительный кубик. При этом, если поляризация излучений одинаковая, произойдет интерференция и возникнет сигнал биений. Сигнал биений содержит член, зависящий от разностной частоты, которая варьируется от 0 до единиц ТГц путем изменения частоты перестраиваемого лазера (пределы перестройки зависят от типов используемых лазеров). Далее сигнал биений подается на ТГц-генератор, который преобразует ИК излучение в ТГц-излучения (генерирует ТГц-излучение.) В качестве такого генератора могут выступать фотопроводящие антенны или фотосмесители (photomixer в англоязычной литературе). Сигнал биений пропускается через обра-

зец и детектируется приемником (Rx). В качестве приемника выступает аналогичная ТГц-генератору фотопроводящая антенна. Сравнив спектры без образца и с образцом, можно получить спектр пропускания образца в ТГц-диапазоне.



Рисунок 4.1. Блок-схема установки для проведения ТС.

#### 4.1.1. Схема установки

Экспериментальная установка для проведения ТС на основе НОСЭЛ представлена на Рисунке 4.2. В ней используются два лазера: первый – исследуемый НОСЭЛ и второй - непрерывный полупроводниковый одночастотный лазер (на схеме обозначен как ОЛ) с фиксированной длиной волны 1561,012 нм и выходной мощностью до 35 мВт. Оба лазера генерировали линейно-поляризованное излучение. Вся волоконная часть установки была собрана на основе волокон с сохранением поляризации, что позволяло обеспечить эффективное формирование сигнала биений и генерацию ТГц-излучения.

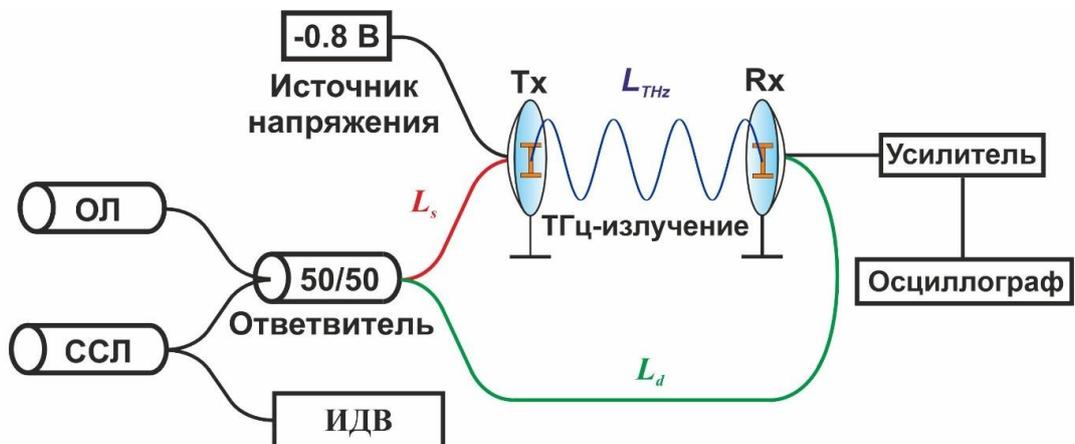


Рисунок 4.2. Экспериментальная установка для генерации и детектирования ТГц излучения.  $L_{THz}$ ,  $L_s$  и  $L_d$  отмечены синим, красным и зеленым цветом соответственно.

Схема НОСЭЛ была детально описана нами в разделе 3.2. На выход самосканирующего лазера был поставлен дополнительный разветвитель 50/50. Излучение с первого порта направлялось на измеритель длин волн (ИДВ). Излучение НОСЭЛ со второго выходного порта и излучение ОЛ смешивалось на разветвителе 50/50, где сигнал биений формировался и распределялся между выходными портами разветвителя. Излучение с первого порта разветвителя 50/50 через волокно с оптической длиной  $L_s$  попадало на фотосмеситель на основе InGaAs p-i-n фотодиода (PCA-FD-1550-100-TX-1, Toptica Photonics), используемый для генерации ТГц-излучения (Tx на рис.2). Дополнительно на Tx подавалось постоянное напряжение смещения -0,8 В. ТГц-излучение, генерируемое Tx, проходило через воздушный зазор длиной  $L_{THz}$  и попадало на ТГц-приемник (Rx) на базе фотосмесителя (PCA-FD-1550-130-RX-1, Toptica Photonics). Излучение с другого порта разветвителя 50/50 направлялось напрямую на Rx через плечо с оптической длиной  $L_d$ . Экспериментальная установка эквивалентна ИМЦ, в котором фототок на Rx зависит от разностной частоты излучений двух лазеров  $\Delta\nu$  и от разности оптических длин (т.е. с учетом показателей преломления:  $n = 1$  и  $n \sim 1,5$ ). для воздушного и оптоволоконного участков пути, соответственно) плеч интерферометра  $\Delta L = L_s + L_{THz} - L_d$  следующим образом:

$$I_{photo}(\Delta\nu) \sim E_{THz} \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot \Delta L \cdot \Delta\nu / c), \quad (16)$$

где  $c$  — скорость света. Оптические длины  $L_{THz} = 0,3$  м и  $L_s = 1,5$  м в ходе экспериментов имели фиксированные значения, а  $L_d$  изменялась от 1,5 до 12 м. Таким образом, разность плеч  $\Delta L$  изменялась от  $\sim 0,3$  до 10,2 м.

Генерируемый фототок далее направлялся на трансимпедансный усилитель и регистрировался цифровым осциллографом. Из уравнения (16) следует, что амплитуда фототока (пропорциональная пропусканию воздушного зазора между Tx и

Rx в ТГц-диапазоне) содержится в амплитуде огибающей синусоидальной модуляции, возникающей при сканировании частоты НОСЭЛ. Таким образом, для оценки спектра пропускания необходимо синхронизировать измерения амплитуды ТГц-сигнала с измерениями разностной частоты. Для этого одновременно детектировались длина волны НОСЭЛ и выходной сигнал с Rx.

#### 4.1.2. Оптимизация разности плеч ТГц-спектрометра

Для начала нами была проведена оптимизация разности плеч ИМЦ. Результаты синхронных измерений сигнала с Rx и длины волны НОСЭЛ для четырех значений разности плеч ИМЦ  $\Delta L$  (0,3, 2, 5,7 и 10,2 м) и фиксированной средней отстройкой частоты между ОЛ и НОСЭЛ  $\sim 100$  ГГц представлены на Рисунке 4.3 (а-г), соответственно. Красная и черная линии соответствуют динамике длины волны, измеренной с помощью ИДВ, и сигналу с Rx, соответственно. Следует отметить, что пары Рисунков 4.3 (а,б) и 4.3 (в,г) имеют одинаковые масштабы по временной оси.

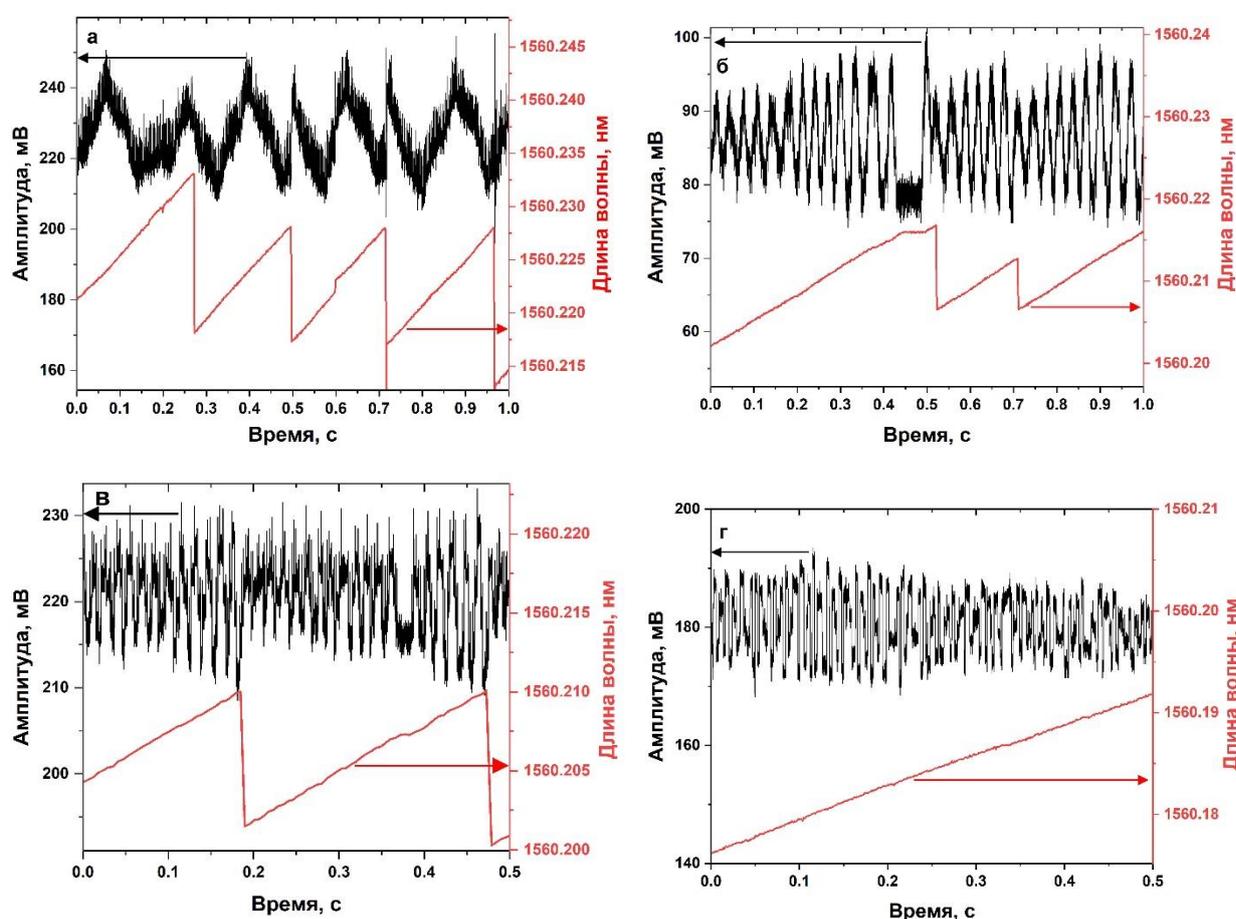


Рисунок 4.3, а–г. Результаты синхронных измерений при фиксированной разности плеч ИМЦ  $\Delta L = 0,3, 2, 5,7$  и  $10,2$  м соответственно. Черные и красные линии соответствуют сигналам с Rx и ИДВ, соответственно.

Из Рисунка 4.3 видно, что частота модуляции сигнала с Rx увеличивается с увеличением разности плеч  $\Delta L$ . Из уравнения (16) следует, что период модуляции  $d_{\Delta v}$ , выраженный в единицах частоты и связанный с перестройкой частоты самосканирующего лазера, обратно пропорционален разности плеч  $\Delta L$ :  $d_{\Delta v} = c/(\Delta L)$ . Следует отметить, что период модуляции напрямую связан с разрешающей способностью системы ТС, поскольку информация о распространении сигнала через воздушный зазор между Tx и Rx содержится в амплитуде огибающей модуляции [147]. Чтобы извлечь огибающую модуляции, необходимо измерить амплитуду в достаточном количестве точек за один период. Как было описано в разделе 3.2, частота самосканирующего лазера изменяется дискретно с фиксированным шагом величиной  $\Delta v_{im} = 12,1$  МГц. Удобно ввести параметр  $N_{im} = d_{\Delta v}/\Delta v_{im}$ , соответствующий числу скачков частоты за один период модуляции. Этот параметр должен быть большим  $N_{im} \gg 1$  для корректного восстановления амплитуды огибающей. Учитывая, что огибающую (амплитуду модуляции) можно извлечь как из максимумов, так и из минимумов сигнала, разрешение системы ТС можно оценить как  $\sim d_{\Delta v}/2$ .

Таблица 1. Параметры модуляции в зависимости от разности плеч  $\Delta L$ .

$\Delta L, м$	$d_{\Delta v}, МГц$	$N_{im}$
0.3	860	>100
2	130	11
3.3	100	8
5.7	54.3	5
10.2	31	2-3

В таблице 1 представлены значения периодов модуляции  $d_{\Delta v}$  и числа скачков частоты за один период  $N_{im}$  для значений разности плеч  $\Delta L$ , использованных в экспериментах. Видно, что при малых  $\Delta L$  (0,3 м) разрешение оказывается крайне низким (сотни МГц). Более того, из-за относительно малого диапазона перестройки НОСЭЛ на одно сканирование приходится всего полтора периода модуляции ТГц-сигнала. Увеличение разности плеч  $\Delta L$  до 2 м значительно улучшает разрешение, при этом возможно выделение огибающей. При более высоком значении  $\Delta L = 5,7$  м одному периоду модуляции соответствуют 5 точек, что затрудняет выделение огибающей. Дальнейшее увеличение  $\Delta L$  вызывает дальнейшее снижение  $N_{im}$ . Дальнейшие эксперименты проводились для промежуточного значения  $\Delta L = 3,3$  м, соответствующего разрешению системы 50 МГц.

#### 4.1.3. Генерация перестраиваемого излучения ТГц-диапазона

Сигнал с Rx (с усилителем в режиме переменного тока) для оптимальной разности плеч ИМЦ  $\Delta L = 3,3$  м представлен на Рисунке 4.4 (а). Следует отметить, что данный сигнал воспроизводится от одного сканирования лазера к другому, что можно использовать для дальнейшего усреднения. Увеличенное изображение временной зависимости ТГц-сигнала, представленное на Рисунке 4.4 (б), демонстрирует скачкообразное изменение сигнала, сопровождающиеся резкими провалами с периодом повторения в несколько миллисекунд. Синхронные измерения динамики интенсивности самосканирующего лазера и сигнала с приемника Rx показали, что эти провалы соответствуют всплескам в динамике интенсивности, которые, в свою очередь, происходят при изменении модового состава НОСЭЛ. Таким образом, каждому участку сигнала, расположенному между соседними провалами, соответствует фиксированное значение разностной частоты. Значение разностной частоты изменяется на 12,1 МГц для каждого провала. Действительно, в течение одного периода модуляции сигнала на Rx наблюдаются  $\sim 8$  провалов, что хорошо согласуется с расчетным значением периода модуляции  $d_{\Delta v} \sim 100$  МГц.

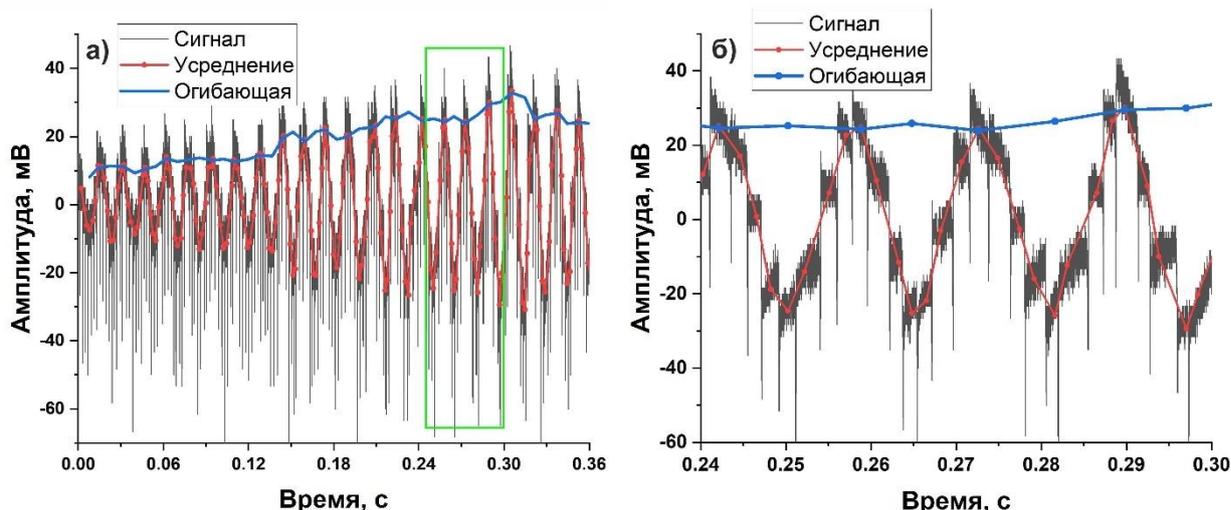


Рисунок 4.4. а) Извлечение огибающей из сигнала с Rx для  $\Delta L = 3,3$  м, б) увеличенное изображение, соответствующее зеленому прямоугольнику.

Однако, наибольшее значение для ТС имеет зависимость амплитуды огибающей от разностной частоты  $E_{THz}(\Delta\nu)$ . В случае, когда начальная и конечная длины волн НОСЭЛ стабилизированы и остаются одинаковыми для разных сканирований, можно единожды выполнить калибровку и исключить ИДВ из дальнейших измерений. Тем не менее, в нашем случае пришлось использовать синхронные измерения ТГц-сигнала  $E_{THz}(t)$  и временной зависимости длины волны НОСЭЛ. Последняя преобразуется в зависимость разностной частоты (между частотами НОСЭЛ и одночастотного лазера)  $\Delta\nu(t)$ . В свою очередь, искомая зависимость  $E_{THz}(\Delta\nu)$  определяется параметрически:  $E_{THz}(\Delta\nu) = [E_{THz}(t), \Delta\nu(t)]$ .

Следует отметить, что диапазон перестройки НОСЭЛ не превышал 30 пм (максимальный диапазон  $\sim 4$  ГГц, типичный 2 ГГц), тогда как для задач ТС обычно требуется более широкий диапазон перестройки. Для увеличения исследуемого диапазона мы регистрировали сигналы для разных сканирований. Флуктуации границ сканирования позволили построить зависимость ТГц-сигнала  $E_{THz}(t)$  в более широком диапазоне перестройки длин волн самосканирующего лазера (от 1560,17 до 1560,22 нм). Соответствующая разностная частота изменялась от 98 до 104 ГГц (т.е. диапазон измерений составляет 6 ГГц). Результаты измерений представлены на Рисунке 4.5, где разным цветам линий соответствуют разные сканирования.

Видно, что при фиксированном значении разностной частоты амплитуда остается постоянной независимо от рассматриваемого скана. Наблюдаемая в спектре пропускания структура имеет характерный масштаб 5 ГГц. Такой период модуляции может указывать на наличие некоторого паразитного интерферометра Фабри-Перо.

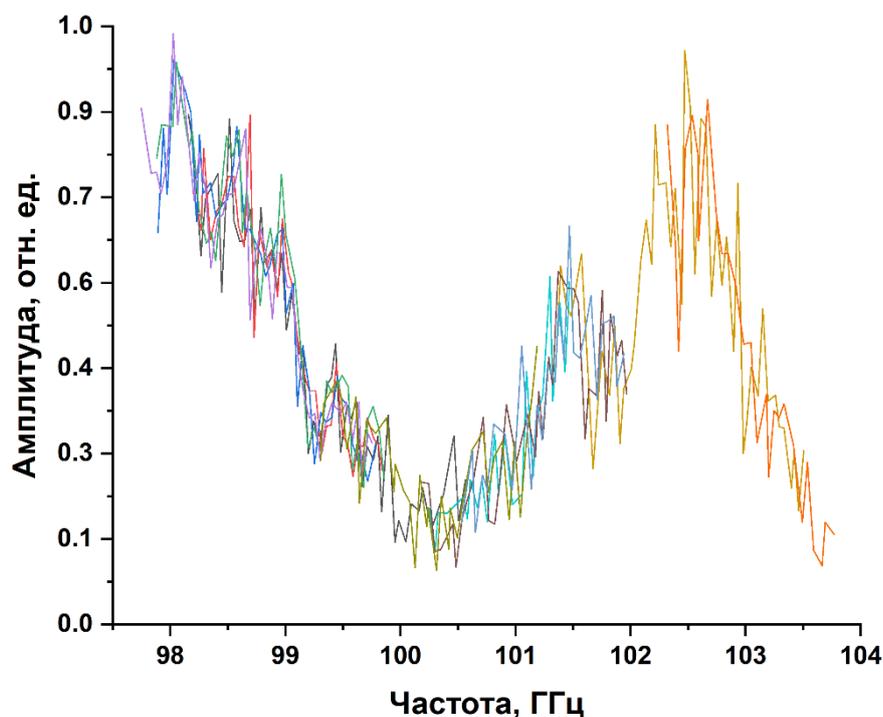


Рисунок 4.5. Результирующий ТГц-спектр воздушного зазора (0.3 м) с использованием большого числа сканов (показаны разными цветами).

#### 4.1.4. Обсуждение результатов по приложению лазеров для ТС

Таким образом, в рамках данного раздела была продемонстрирована возможность измерений в схеме ТС с использованием НОСЭЛ. Была продемонстрирована возможность измерений со спектральным разрешением до десятков МГц (50 МГц в случае исследуемой конфигурации). Это значение сравнимо со спектральным разрешением стандартных систем ТС (обычно от сотен МГц до единиц ГГц), основанных на традиционных перестраиваемых лазерах с контролируемой перестройкой частоты. В то время, как традиционные системы на основе перестраиваемых полу-

проводниковых лазеров обычно используются для измерения спектров пропускания в широком диапазоне с низким спектральным разрешением, изучаемые самосканирующие лазеры могут быть применены для детального исследования узких линий поглощения с высоким разрешением. Особо следует отметить, что использование НОСЭЛ позволяет увеличить отношение сигнал-шум по сравнению с классическими импульсными самосканирующими лазерами ввиду большего времени накопления сигнала на каждой разностной частоте. Результаты данной работы были представлены на конференции Photonics Asia [148].

## 4.2. Когерентная оптическая частотная рефлектометрия

Другим приложением, требующим использования высококогерентного перестраиваемого излучения, является когерентная оптическая частотная рефлектометрия (КОЧР). Классическая схема для проведения измерений в схеме КОЧР представлена на Рисунке 4.6. Излучение лазера с перестраиваемой частотой попадает в ИМЦ, образованный двумя разветвителями, циркулятором и тестовой линией. В разветвителе 1 излучение разделяется на опорную и пробную части: опорное излучение направляется напрямую в разветвитель 2, а пробное - на циркулятор. После прохождения циркулятора пробное излучение попадает в тестовую линию, рассеянный/отраженный сигнал снова проходит через циркулятор и интерферирует с опорным сигналом на разветвителе 2.

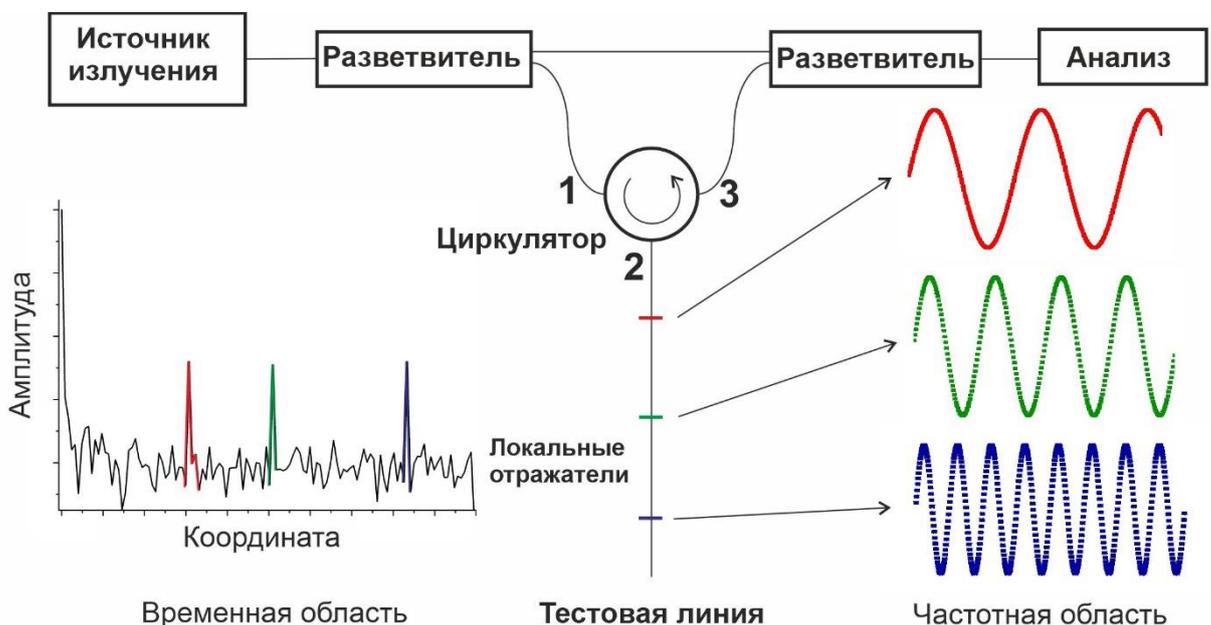


Рисунок 4.6. Классическая схема системы КОЧР.

В случае распределенных измерений тестовую линию можно представить как совокупность большого количества локальных отражателей. При этом каждому положению отражателей соответствует фиксированная разность длин опорного и пробного плеч интерферометра  $\Delta L$ . Сигнал интерференции, измеряемый на выходе ИМЦ  $E_{out}(v)$ , определяется следующим выражением:

$$E_{out} = E_1^2 + E_2^2 + 2\sqrt{E_1 E_2} \cdot \sin\left(\frac{2\pi v \Delta L}{c}\right), \quad (17)$$

где  $E_1, E_2$  — амплитуды пробного и опорного излучения,  $c$  — скорость света,  $v$  — оптическая частота. В случае точечного отражателя выходной сигнал представляет собой синусоидальную функцию, зависящую от частоты лазера  $v$ . Если в тестовой линии присутствует много локальных отражателей, выходной сигнал становится суперпозицией синусоидальных функций с разными амплитудами и периодами. Пример трех локальных отражателей, размещенных в разных местах в тестовой линии, показан на Рисунке 4.6 вместе с соответствующими синусоидальными функциями, показанными красным, зеленым и синим цветом. При применении преобразования Фурье к выходному сигналу, восстанавливается амплитуда для каждой разности плеч, соответствующей амплитуде отражения/рассеяния каждого локального отражателя. В случае рефлектометрии на основе рэлеевского рассеяния света в качестве таких локальных отражателей выступают центры рассеяния. Известно, что максимальная длина тестовой линии  $L_{max}$  ограничена минимальным размером шага перестройки частоты лазера  $\delta v$  следующим образом:

$$L_{max} = \frac{c}{4n\delta v} \quad (18)$$

где  $n$  — показатель преломления в тестовой линии. В свою очередь, пространственное разрешение  $\delta l$  ограничено максимальным диапазоном перестройки  $\Delta v$ :

$$\delta l = \frac{c}{2n\Delta v} \quad (19)$$

#### 4.2.1. Схема установки

Схема установки КОЧР на основе НОСЭЛ представлена на Рисунке 4.7. Вся система основана на волокнах и компонентах с сохранением поляризации. Схема и динамики НОСЭЛ были детально описаны в разделе 3.2. Единственная модификация схемы состояла в добавлении пассивного волокна в кольцевую часть резонатора, что позволило уменьшить скачок частоты до 9.7 МГц. Излучение описанного в разделе 3.2 НОСЭЛ разделялось на две части на 1% разветвителе. Первая часть образовывала опорный сигнал, используемый для нормировки с целью устранения влияния флуктуаций выходной мощности лазера. Вторая часть направлялась в ИМЦ, образованный входным и выходным разветвителями с коэффициентами ветвления 10% и 5%, соответственно. Пробное излучение проходило через циркулятор и попадало в тестовую линию. В наших экспериментах в качестве тестовой линии служил отрезок волокна с сохранением поляризации длиной 1,6 м с приваренным к нему бессердцевинным волокном длиной 0,2 м. Излучение, распространяющееся по бессердцевинному волокну быстро дифрагирует, претерпевает значительные потери и фактически не достигает конца волокна. По этой причине использование бессердцевинного волокна позволило минимизировать влияние отражения, происходящего на конце тестовой линии. Рассеянный/отраженный в тестовой линии сигнал возвращалось через циркулятор и интерферировало с опорным сигналом на выходном разветвителе. Мощность излучения после прохождения ИЦМ снижалась до нескольких десятков мкВт. При этом, ИМЦ дополнительно изолировался от окружающей среды при помощи поролона. Для регистрации опорного сигнала на 1% разветвителе использовался быстрый ФД. Детектирование сигнала на выходе ИМЦ осуществлялось с помощью усиливающего InGaAs ФД с изменяемым коэффициентом усиления (Thorlabs PDA20CS2), работающего в режиме усиления 10 дБ.

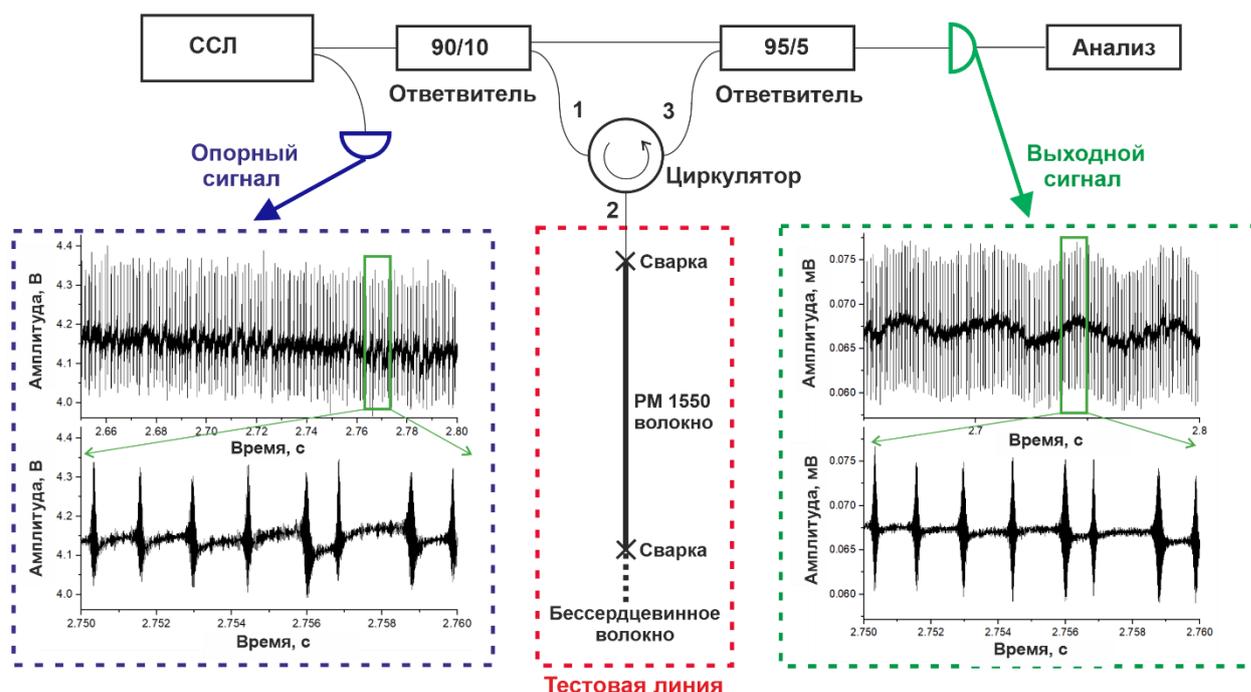


Рисунок 4.7. Экспериментальная установка. Вставки иллюстрируют типичные сигналы на входе (слева) и выходе (справа) ИМЦ.

Типичные сигналы на входе и выходе ИМЦ показаны на вставках в левой нижней и правой нижней части Рисунка 4.7, соответственно. Видно, что в сигнале на выходе ИМЦ присутствует модуляция, в амплитуде которой содержится информация об отражателях в тестовой линии. Таким образом, основной задачей процедуры обработки сигнала является правильное выделение интерферограммы из измеренных сигналов с максимально возможным отношением сигнал/шум. При увеличении сигналов на Рисунке 4.7 (соответствующих зеленым прямоугольникам) можно заметить, что уровни сигналов при генерации модовых импульсов не постоянны. Небольшое увеличение амплитуды ближе к концу модовых импульсов связано с инерционностью фотодетекторов. Для уменьшения влияния роста уровня измеряемых сигналов из-за ограниченного быстродействия фотоприемников нагрузка на опорном фотоприемнике варьировалась таким образом, чтобы сделать этот рост одинаковым на обоих фотодетекторах. В нашем случае это соответствовало значению нагрузки на опорном фотодетекторе, равному 2 кОм. При этом быстродействие опорного и сигнального фотодетекторов было оценено в 25 и 1,5 МГц, соответственно.

#### 4.2.2. Обработка данных в схеме КОЧР на основе НОСЭЛ

Как описано выше, основной задачей процедуры обработки сигнала является точное выделение интерферограммы с наибольшим отношением сигнал/шум. Обработка сигнала состояла из нескольких этапов: 1) «Выбор единичного скана» - соответствует разделению сигнала на участки, соответствующие отдельным сканам, и выбор одного из них, 2) «Разделение модовых импульсов» - разделение сигнала на отдельные модовые импульсы; 3) «Нормировка» - нормировка выходного сигнала ( $I$ ) с выхода ИМЦ на соответствующий опорный сигнал ( $R$ ), измеренный на входе; и 4) «Вычисление БПФ». Вычисление быстрого преобразования Фурье (БПФ). Усреднение может проводиться после каждого из этих шагов в зависимости от задачи.

Первым шагом алгоритма обработки был выбор участка сигнала, соответствующего только одному скану частоты, для дальнейшего анализа. Выбор основывался на том, что средняя выходная мощность лазера незначительно уменьшается от начала к концу каждого сканирования. В случае рассматриваемого в нашем исследовании лазера одно сканирование состояло из 300-500 одночастотных модовых импульсов. Вся дальнейшая обработка сигнала производилась только для одного сканирования. В этом случае оптическая частота априори линейно зависит от количества импульсов, поскольку все скачки частоты за одно сканирование имеют одинаковое направление и равные значения, как было показано в разделе 3.2.

На втором этапе осуществлялось разделение выходного и опорного сигналов на участки, соответствующие отдельным модовым импульсам (см. Рисунок 4.8). Для этого были выделены все всплески интенсивности, и из рассмотрения были исключены все точки, связанные с модовыми переходами (см. области, выделенные красным на Рисунке 4.8). Для поиска всплесков использовался опорный сигнал, поскольку средний уровень опорного сигнала при перестройке частоты практически не изменяется (в отличие от выходного сигнала ИМЦ), что упрощает обнаружение всплесков. В результате такого разделения строились два массива амплитуд ( $R_{i,j}$  и  $I_{i,j}$ ) длины  $J$  для каждого модового импульса (с номером  $i$ ), имеющего

фиксированную оптическую частоту. Здесь индекс  $j$  обозначает номер элемент в заданном массиве. Длина массивов  $J$  варьировалась от импульса к импульсу из-за небольших ( $\sim 20\%$ ) колебаний их длительности.

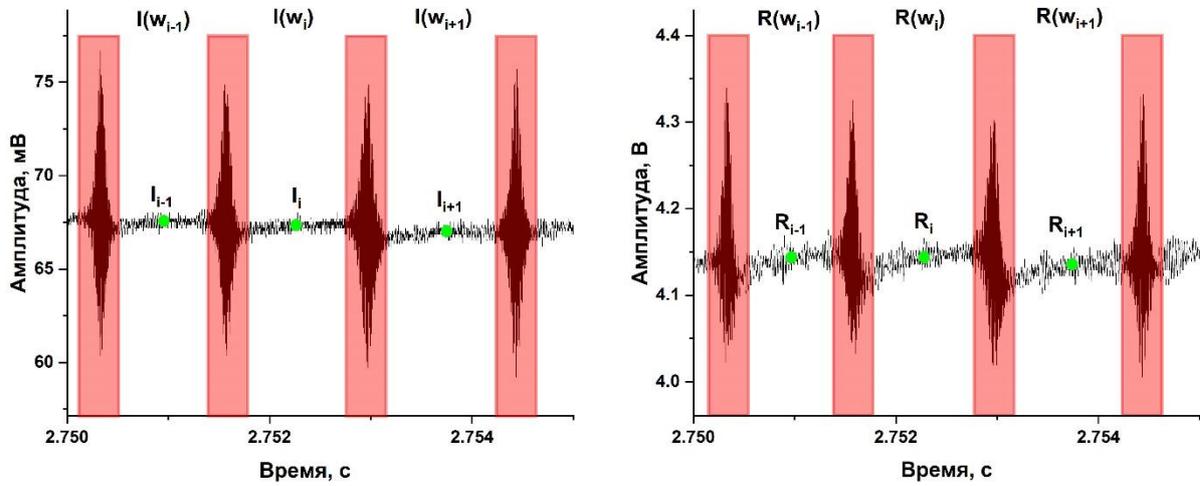


Рисунок 4.8. Иллюстрация процедуры обработки. а) опорный сигнал (R), б) выходной сигнал (I).

Далее производилось усреднение по всей длине массива, соответствующего одному модовому импульсу:

$$I_i = \langle I_{i,j} \rangle_{j=0..J} = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J I_{i,j}, \quad (20)$$

$$R_i = \langle R_{i,j} \rangle_{j=0..J} = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J R_{i,j}. \quad (21)$$

Здесь угловыми скобками обозначено усреднение во временной области. Число точек усреднения  $J$  для данного модового импульса зависит как от частоты дискретизации осциллографа, так и от алгоритма обработки данных. Результаты усреднения для первого импульса (с номером  $i-1$ ) представлены на Рисунках 4.9 (а) и 4.9 (б) зелеными точками для опорного и выходного сигналов, соответственно.

#### 4.2.2.1. Результат усреднения

Опишем процедуру обработки и расчета рефлектограмм после усреднения по всем точкам модового импульса (зеленые точки для импульса с номером  $i-1$  на Ри-

сунках 4.8 (а) и (б). После усреднения выполнялась процедура поимпульсной нормировки:  $\frac{I_i}{R_i}$ . Как уже говорилось выше, корректная поимпульсная нормировка возможна только в случае, когда скорость нарастания, связанного с быстродействием фотоприемников, одинакова для опорного и выходного сигналов. На последнем шаге вычислялось БПФ от результирующего сигнала:  $F = \hat{F}(S_i)$ . При этом координата в частотной области (отстройка частоты) преобразуется в продольную координату согласно следующему выражению:

$$z_k = \frac{c \cdot k}{2 \cdot N \cdot \delta \nu}, \quad (22)$$

где  $k$  и  $N$  - соответственно номер индекса и длина массива БПФ,  $c$  - скорость света. Для корректного сравнения, рефлектограммы во всех подходах нормировались на уровень 0 дБ для нулевой частоты БПФ (иными словами, уровни сигналов нормировались на среднюю мощность). Следует отметить, что абсолютные значения амплитуд отражения зависят от коэффициентов ветвления разветвителей, образующих ИМЦ. Таким образом, для измерения абсолютных значений отражения требуется дополнительная калибровка системы.

Полученные рефлектограммы представлены на Рисунке 4.9 (а). На этом рисунке показана зависимость результатов расчета рефлектограммы от количества точек, используемых для усреднения. Нами были использованы исходные данные с максимальной частотой дискретизации (зеленая кривая на Рисунке 9 (а)), и далее при расчете рефлектограмм для них уменьшалось число точек, используемых при обработке. Например, при обработке, соответствующей синей линии на Рисунке 4.9 (а) использовались только первые десять точек после всплесков для каждого модового импульса. Следует отметить, что в легенде на Рисунке 4.9 (а) фактически указано количество точек усреднения  $J$ , измеренное на фиксированной оптической частоте  $\omega_i$ , усредненное по разным импульсам. При этом число точек усреднения  $J$  колеблется вследствие колебаний длительности модовых импульсов. Можно отметить, что, хотя среднее количество точек меняется на два порядка, характерные особенности на разных рефлектограммах сохраняются. Например, резкое снижение

уровня сигнала присутствует на всех графиках (кроме черного и красного) в координате  $z \sim 2,2$  м, соответствующей окончанию тестовой линии. Можно сделать вывод, что более высокий уровень сигнала, наблюдаемый для меньших координат ( $z < 2,2$  м), соответствует сигналу рассеяния Рэля, а меньший уровень сигнала (для  $z > 2,2$  м) соответствует шумовой подложке. Помимо этого, в координате  $z = 0,4$  м можно наблюдать пик амплитудой  $\sim -40$  дБ. Было установлено, что его положение совпадает с координатой циркулятора и соответствует излучению, попадающему из порта 1 циркулятора напрямую в порт 3 (т.н. directivity). Кроме того, в части сигнала, соответствующей шумам, можно заметить пару пиков гораздо меньшей амплитуды в координатах  $z = 4,4$  и  $z = 4,8$  м. Однако положение и амплитуда этих пиков не зависели от конфигурации тестовой линии. По этой причине нами был сделан вывод о соответствии этих пиков паразитной модуляции в электрической части схемы.

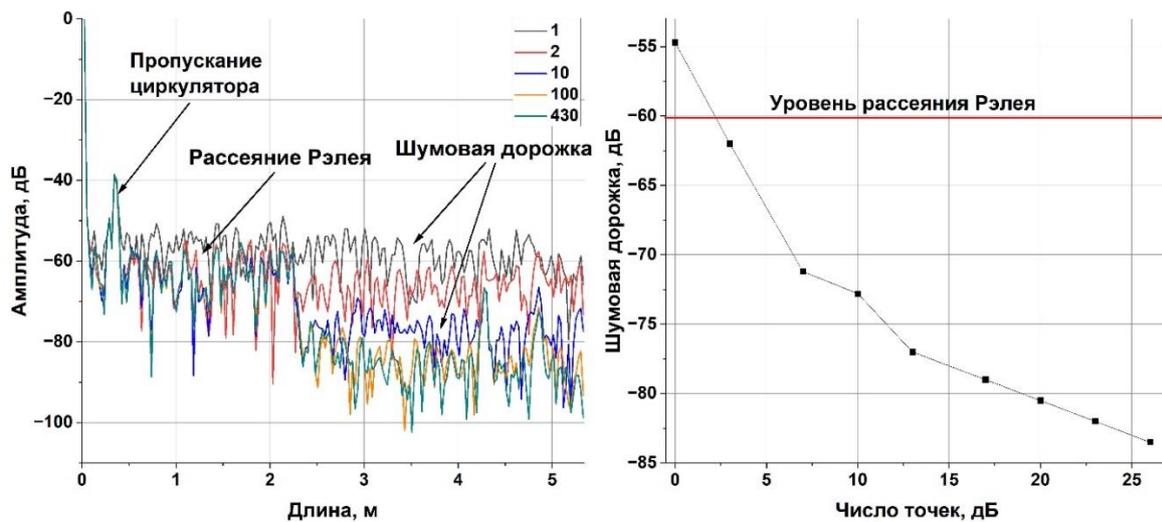


Рисунок 4.9. а) Усреднение во временной области перед нормализацией. Рефлектограммы для разного количества точек усреднения, б) Зависимость уровня шумовой подложки от количества точек усреднения.

Можно отметить, что полезный сигнал, соответствующий рассеянию Рэля, имеет неизменную структуру (чередующиеся провалы и пики) для различных рефлектограмм. Однако шумовая подложка, а также провалы и пики в ней меняют

свое положение и амплитуду по мере увеличения числа точек усреднения (см. черные точки на Рисунке 4.9 (б)). Увеличение количества точек усреднения с 1 до 430 точек приводит к снижению уровня шума на  $\sim 30$  дБ (Рисунок 4.9 (б)). Красная линия на Рисунке 4.9 (б) соответствует уровню рассеяния света Рэлея.

### 4.2.3. Обсуждение полученных результатов

В рамках данного раздела нами была рассмотрена система КОЧР на основе НОСЭЛ. В частности, мы сравнили рефлектограммы с разным количеством точек усреднения, тем самым эффективно промоделировав изменение длительности модовых импульсов. Следует отметить, что в системах КОЧР на основе импульсных самосканирующих лазеров [111] количество точек, используемых для расчета рефлектограмм, было относительно небольшим ( $\sim 5$ ) из-за малой длительности импульсов. Генерация длинных импульсов открывает возможность накопления сигнала для каждой частоты. Использование НОСЭЛ и усреднение во временной области позволяет существенно (до  $\sim 30$  дБ) снизить уровень шумовой дорожки при увеличении числа точек усреднения от 1 до  $\sim 450$  (т.е. на  $\sim 27$  дБ). В [145] можно найти более детальный анализ влияния процедуры обработки на получаемые результаты.

Подводя итог раздела, высокие когерентные свойства излучения самосканирующего лазера и перестройка частоты позволяет опрашивать сигналы, сопоставимые по амплитуде с сигналом рассеяния света Рэлея. Максимальная дальность и пространственное разрешение составили 5.35 м и 2 см, они определяются шагом перестройки и диапазоном перестройки, соответственно. Можно отметить, что дальнейшее увеличение диапазона перестройки позволило бы улучшить пространственное разрешение. При этом именно длительная генерация каждой продольной моды дает ряд преимуществ при обработке и открывает новые возможности при усреднении во временной области.

### 4.3. Бриллюэновский анализ

Наконец, обратимся к последнему типу распределенных когерентных волоконно-оптических сенсорных систем, которые будут рассмотрены в рамках данной работы – системам на основе рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. Бриллюэновская сенсорика основана на взаимодействии оптических монохроматических волн с акустическими в оптических волокнах. Наиболее распространенным здесь является подход бриллюэновского анализа, в котором взаимодействие происходит между двумя оптическими волнами, распространяющимися в противоположном направлении, и продольными акустическими волнами. Если частоты двух оптических волн отстроены на значение т.н. бриллюэновского сдвига  $\sim 10.8$  ГГц (для длины волны  $1.55$  мкм и стандартных волокон), то будет выполняться условие синхронизма между оптическими и акустическими волнами и произойдет перекачка энергии от оптической волны с большей частотой к волне с меньшей частотой. При этом, значение бриллюэновского сдвига чувствительно к нагреву и деформации волокна (чувствительность составляет  $1$  МГц/°С и  $1$  МГц/20мкε, соответственно). Независимо от конкретных реализаций, системы бриллюэновского анализа требуют регистрации узкого спектра взаимодействия ( $\sim 30$ - $50$  МГц) для двух волн, разделенных на значение бриллюэновского сдвига.

Принципиальная схема проведения распределенных измерений представлена на Рисунке 4.10. В тестовую линию с одной стороны заводится импульсное излучение накачки, с другой стороны – непрерывное пробное излучение. Частоты излучений отстроены на частоту, близкую к значению бриллюэновского сдвига. По мере распространения импульса по волокну будет происходить локальное взаимодействие двух волн, амплитуда которого будет зависеть от разности частот и значения бриллюэновского сдвига в данной точке волокна. Сканируя частоту одного из источников, возможно прописывать спектр бриллюэновского взаимодействия в каждой точке волокна и, тем самым, определять изменение температуры и деформации по изменению значения бриллюэновского сдвига.

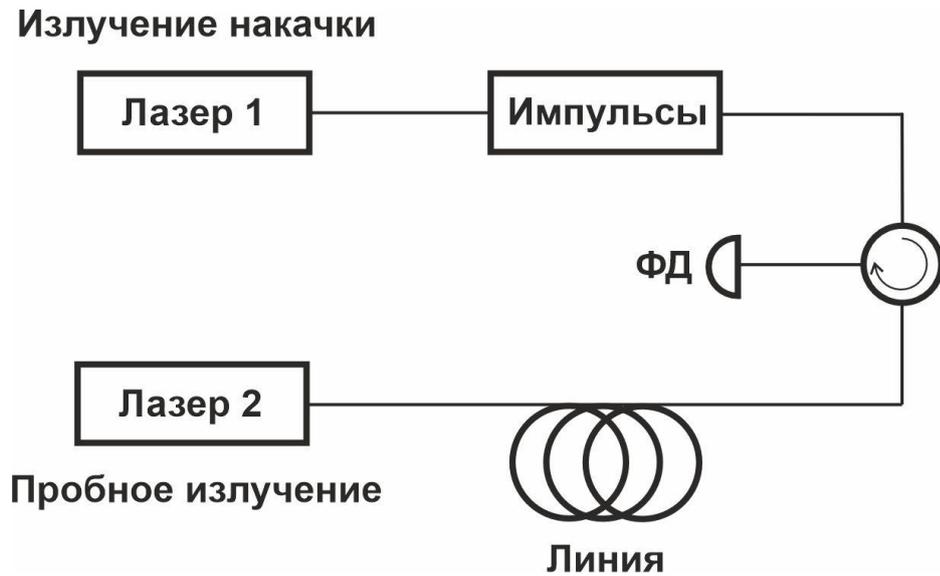


Рисунок. 4.10. Принципиальная схема установки для проведения бриллюэновского анализа.

#### 4.3.1. Принцип бриллюэновского анализа на основе самосканирующего лазера

Для начала опишем предложенный принцип проведения бриллюэновского анализа с использованием НОСЭЛ. Модельная динамика интенсивности НОСЭЛ показана на Рисунке 4.11 (а): показаны участки одночастотной генерации, разделенные короткими всплесками интенсивности с длительностями  $T$  и  $t$  соответственно. Как было описано в разделе 3.2, во время всплесков частота лазера изменяется на одну или несколько межмодовых частот (см. горизонтальные черные линии на Рисунке 4.11 (б)). Формируя из излучения самосканирующего лазера короткие импульсы (длительностью порядка 10-100 нс) при помощи амплитудного модулятора, можно далее использовать излучение самосканирующего лазера в качестве перестраиваемой волны (см. Рисунок 4.11 (в)). При этом, встречное пробное излучение должно иметь фиксированную частоту. Если частота НОСЭЛ окажется близкой к частоте, сдвинутой на значение бриллюэновского сдвига относительно частоты пробного излучения (красная линия на Рисунке 4.11 (б)), произойдет бриллюэновское взаимодействие между пробным излучением и излучением накачки. При этом, усиление пробного излучения зависит от частоты волны накачки (см. Рисунок 4.11 (г)). Зависимость усиления пробного излучения от времени похожа на

рефлектограмму - резко возрастает сразу после генерации импульса накачки, а затем плавно снижается по мере распространения излучения вдоль сенсорного волокна.

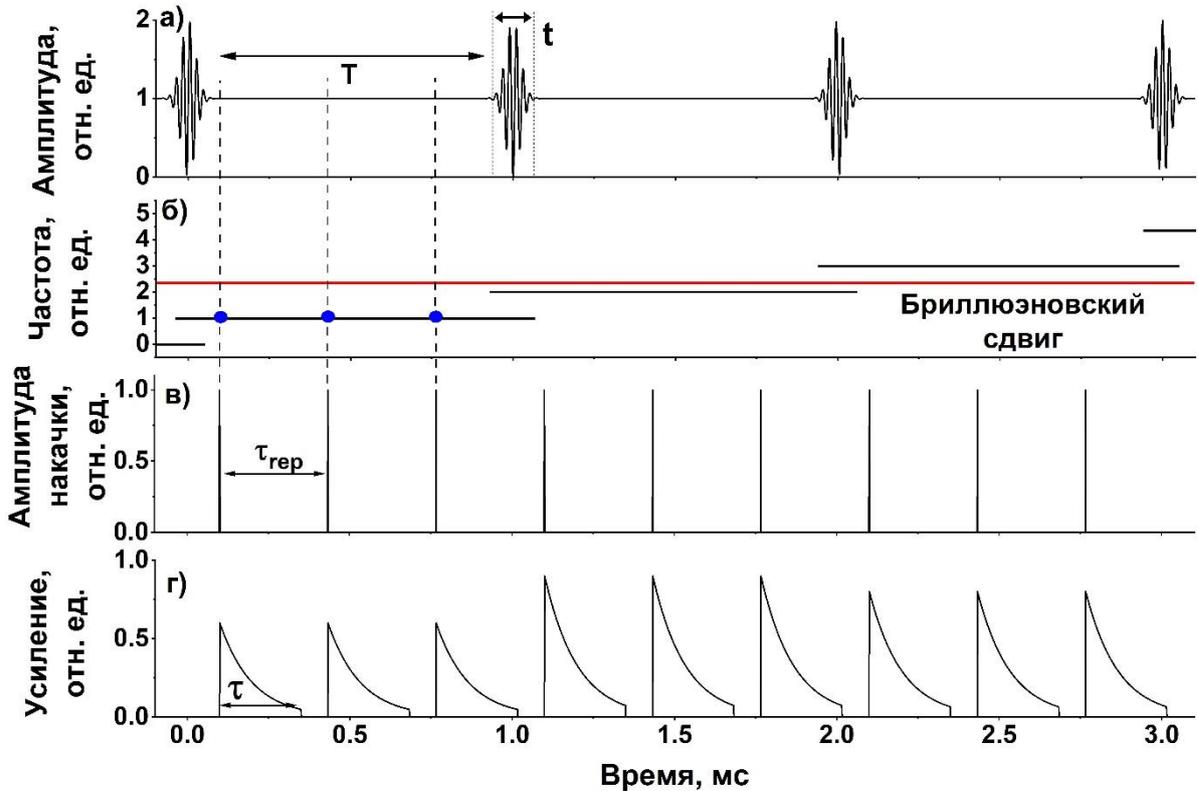


Рисунок 4.11. Модельные динамики интенсивности (а) и частоты (б) самосканирующего лазера. (в) Импульсы накачки и (г) зависимость бриллюэновского усиления от времени.

#### 4.3.2. Схема бриллюэновского анализатора

Предложенный принцип был реализован экспериментально с помощью схемы, представленной на Рисунке 4.12. Верхняя часть схемы (синий цвет линий) обеспечивает формирование импульсов накачки из излучения самосканирующего лазера. Нами был использован НОСЭЛ, описанный в разделе 3.2. Оптимизация длины пассивного и активного волокна позволила уменьшить значение скачка частоты до 6,2 МГц. Рабочая мощность генерации составляла 12 мВт. 1% мощности через разветвитель 1/99 направлялся на опорный фотодетектор (Опорный ФД на Рисунке 4.12). Основная часть излучения использовалась для формирования импульсов длительностью 100 нс с помощью акустооптического модулятора (АОМ

на Рисунке 4.12). Данное значение длительности импульса накачки ограничивает пространственное разрешение десятью метрами. Период повторения импульсов накачки  $\tau_{rep}$  может изменяться, однако он не должен быть меньше времени обхода сенсорной линии  $\tau$ :  $\tau_{rep} > \tau$  (см. Рисунок 4.11). В свою очередь, длительность генерации каждой продольной моды самосканирующего лазера должна превышать период следования импульсов  $T > \tau_{rep}$  (см. Рисунок 4.11). Для выполнения этого условия необходимо использовать именно НОСЭЛ, а не импульсный самосканирующий лазер. При этом более длительная генерация каждой продольной моды  $T \gg \tau_{rep}$  может быть использована для повторного измерения при фиксированной разности частот, и, как следствие, для дополнительного усреднения. В частности, на Рисунке 4.11 показана возможность трехкратного измерения профиля бриллюэновского усиления на каждой частоте НОСЭЛ.

После прохождения акустооптического модулятора, импульсы накачки усиливались при помощи эрбиевого усилителя (ЭУ на Рисунке 4.12) до пиковой мощности 19 дБм. Контроллер поляризации на выходе ЭУ использовался для изменения состояния поляризации излучения накачки между различными сканами самосканирующего лазера. Это было необходимо для устранения эффектов поляризационного замирания путем усреднения по различным состояниям поляризации. Далее через трехпортовый циркулятор излучение накачки поступало в сенсорную линию, состоящую из двух катушек одномодового волокна (PureBand ITU-T G.652D) (катушка №1 длиной 24,7 км и катушка №2 длиной 0,2 км). Участок волокна, расположенный между 1000-м и 1100-м метрами, соответствующий внутренней части катушки №1, служил эталоном для калибровки значения бриллюэновского сдвига при усреднении результатов по различным сканированиям НОСЭЛ. Катушка №2 помещалась в тепловую камеру для контролируемого изменения температуры.

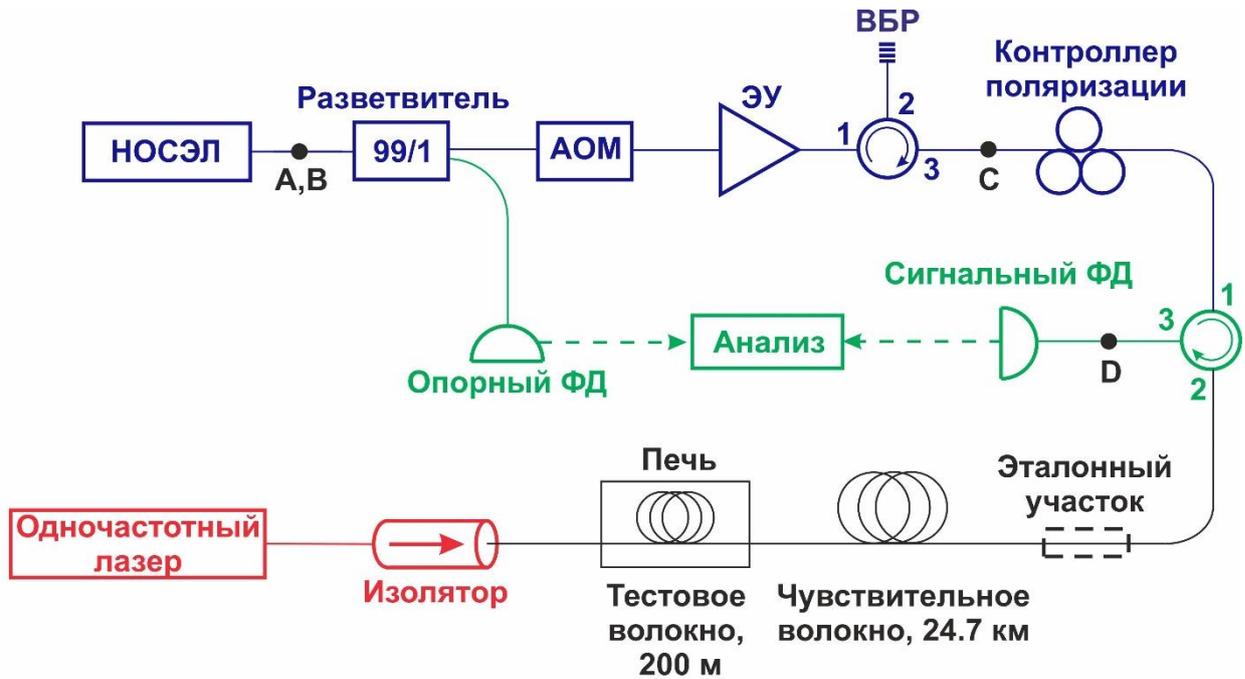


Рисунок 4.12. Схема установки. Синий, красный, зеленый и черный цвета соответствуют излучению накачки, пробному излучению, контуру анализу сигнала и измерительной линии, соответственно.

С противоположной стороны в сенсорную линию заводилось непрерывное одночастотное пробное излучение (см. красные линии на Рисунке 4.12). В качестве источника пробного излучения выступал полупроводниковый одночастотный лазер (Santec TSL770) с длиной волны, зафиксированной вблизи 1565,28 нм. Данная длина волны примерно соответствовала длине волны, сдвинутой на частоту бриллюэновского сдвига относительно центра диапазона перестройки НОСЭЛ. Стабильность частоты источника пробного излучения составляла  $\sim 2$  МГц в пределах одного скана самосканирующего лазера. Мощность пробного излучения составляла 300 мкВт. Изолятор, расположенный на выходе одночастотного лазера, служил для защиты последнего от возможных отражений. Пробное излучение взаимодействовало с импульсами накачки по мере распространения вдоль сенсорной линии, а затем регистрировалось лавинным ФД (Сигнальный ФД на Рисунке 4.12). Результирующий сигнал обрабатывался при помощи цифрового осциллографа (Анализ на Рисунке 4.13).

### 4.3.3. Измерение бриллюэновского усиления

Временные зависимости интенсивности НОСЭЛ и соответствующего пробного сигнала, детектируемого после прохождения тестовой линии, показаны на Рисунке 4.13 черными и красными линиями соответственно. Усиление пробного излучения связано с бриллюэновским усилением за счет взаимодействия с импульсами накачки. Однако следует отметить, что амплитуда усиления на Рисунках 4.13 (а,б) сильно промодулирована вследствие поляризационного затухания.

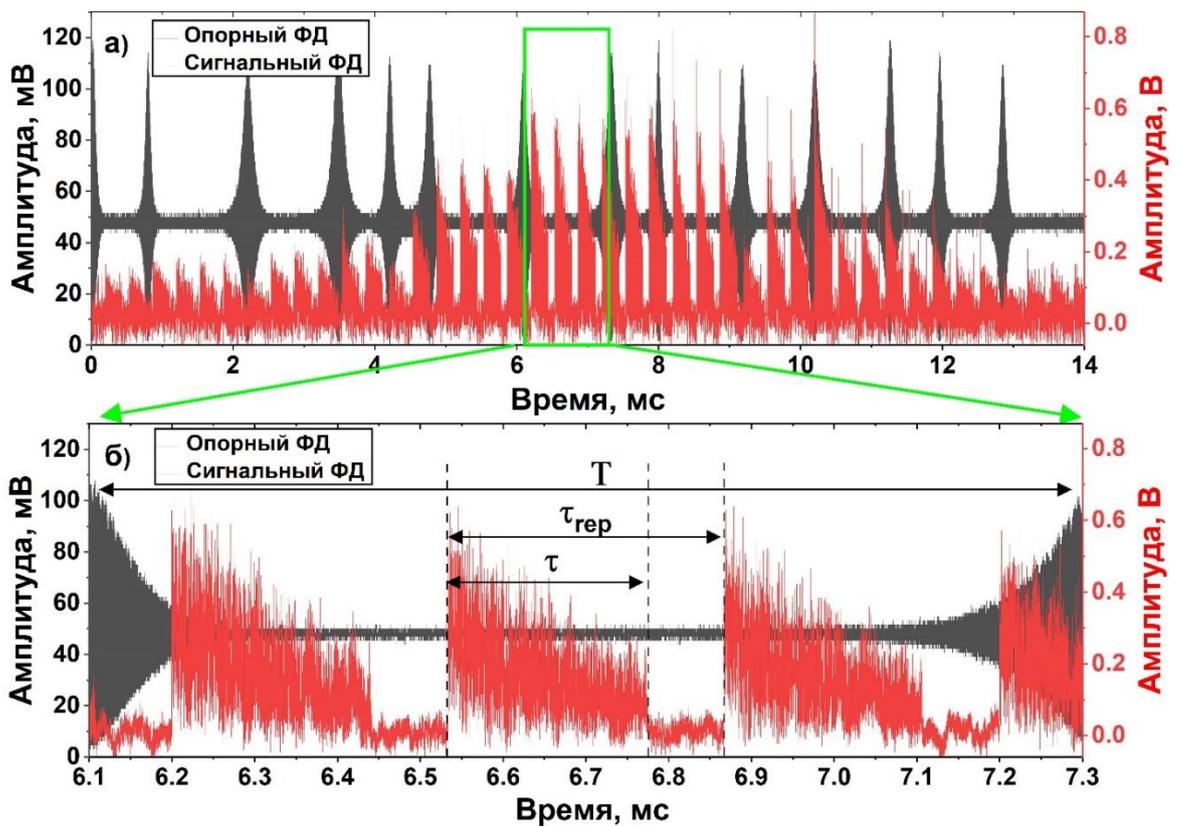


Рис. 4.13. Динамика интенсивности НОСЭЛ (опорный ФД, черная кривая) и сигнал бриллюэновского усиления пробного излучения (сигнальный ФД, красная кривая) в полном (а) и увеличенном (б) масштабе.

Сравнение сигналов на Рисунке 4.13 показывает, что каждой частоте НОСЭЛ соответствует от двух до трех бриллюэновских рефлектограмм (интервал между всплесками  $T > 2 \cdot \tau_{rep}$ ). Резкое снижение интенсивности в конце рефлектограмм соответствует концу сенсорной линии (см. Рисунок 4.13 (б)). Спектр бриллюэновского усиления восстанавливался согласно следующей последовательности опера-

ций: 1) разделение временной зависимости амплитуды пробного излучения на отдельные рефлектограммы, 2) разделение рефлектограмм, соответствующих разным частотам НОСЭЛ, 3) усреднение рефлектограмм, соответствующих одной частоте НОСЭЛ, 4) повторение шагов 1-3 для 9 реализаций с разными состояниями контроллера поляризации и 5) усреднение по различным состояниям поляризации с целью устранения затухания поляризации. Усредненная таким образом спектрограмма представлена на Рисунке 4.14 (а). Оси X, Y и Z на спектрограмме соответствуют продольной координате  $z$ , отстройке частоты  $dv$  и усилению зондирующего сигналу  $I(z, v_{SSL})$  соответственно. Представленная отстройка частоты самосканирующего лазера  $dv$  отсчитывалась относительно частоты, соответствующей максимуму бриллюэновского усиления на эталонном участке волокна, т.е.:

$$dv = v_{SSFL} - \left\langle \operatorname{argmax}_v (I(z, v_{SSFL})) \right\rangle_{z=1.0, \dots, 1.1 \text{ km}}. \quad (23)$$

Уменьшение амплитуды вдоль продольной координаты связано с оптическими потерями в сенсорной линии. Уменьшение ОСШ вдоль сенсорной линии для рефлектограммы, соответствующей максимуму бриллюэновского усиления представлено на Рисунке 4.14 (б). Видно, что отношение сигнал/шум уменьшается от начала к концу сенсорной линии с  $\sim 16$  дБ до  $\sim 9$  дБ соответственно. Для определения чувствительности и пространственного разрешения катушка №2 нагревалась в печи. В частности, в ходе измерений, соответствующих Рисунку 4.14, катушка №2 была нагрета до температуры  $75^\circ\text{C}$ . Результат нагрева хорошо различим на Рисунке 4.14 (б) и проявляет себя как смещение значения бриллюэновского сдвига в конце сенсорной линии.

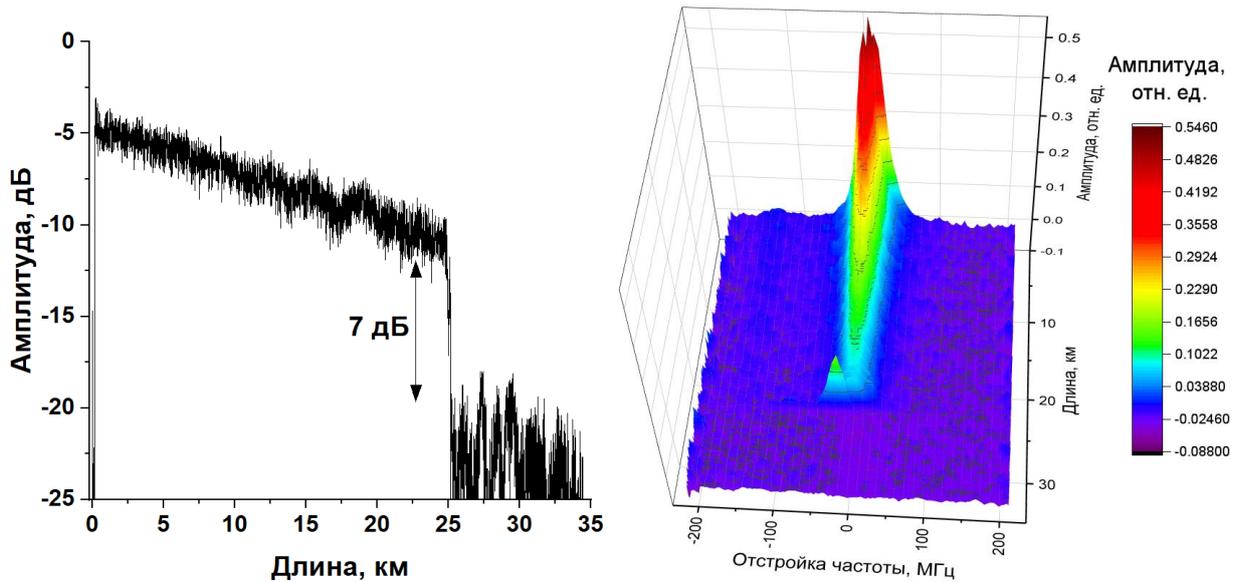


Рисунок 4.14. а) Амплитуда пробного излучения вблизи максимума бриллюэновского усиления, б) спектрограмма

#### 4.3.4. Демонстрация распределенного измерения температуры

Для проведения распределенных измерений необходимо извлечение точного значения частоты бриллюэновского сдвига в каждой точке вдоль сенсорной линии. Существует множество подходов по извлечению максимума из спектрограмм [149]. В нашем случае была проведена аппроксимация лоренцевским профилем в каждой точке волоконной линии. Результирующая зависимость отстройки частоты бриллюэновского сдвига  $\nu$  от координаты  $z$  представлена на Рисунке 4.15. Черная, красная и синяя линии соответствуют трем температурам катушки №2 (35, 55 и 75°C, соответственно). Следует отметить, что волокна катушек №1 и №2 имели незначительно отличающиеся значения бриллюэновского сдвига. Разница составляла ~25 МГц (см. черную линию на Рисунке 4.15 (в), измеренную вблизи комнатной температуры). Более того, из Рисунка 4.15 (а) видно, что определенное значение бриллюэновского сдвига в начале катушки №1 (от 0 до ~200 м) сдвинуто на ~15 МГц относительно остальной части катушки №1. Это предположительно связано с дополнительным натяжением волокна, возникшим при намотке волокна на катушку. Мы убедились, что переворот катушки №1 приводит к изменению положения участка со смещенным значением частоты бриллюэновского сдвига (вместо

начала линии, он оказывался перед катушкой №2). Пространственное разрешение составило 10 м (см. длину переходного участка на Рисунке 4.16 (в)), что согласуется с длительностью импульса накачки 100 нс.

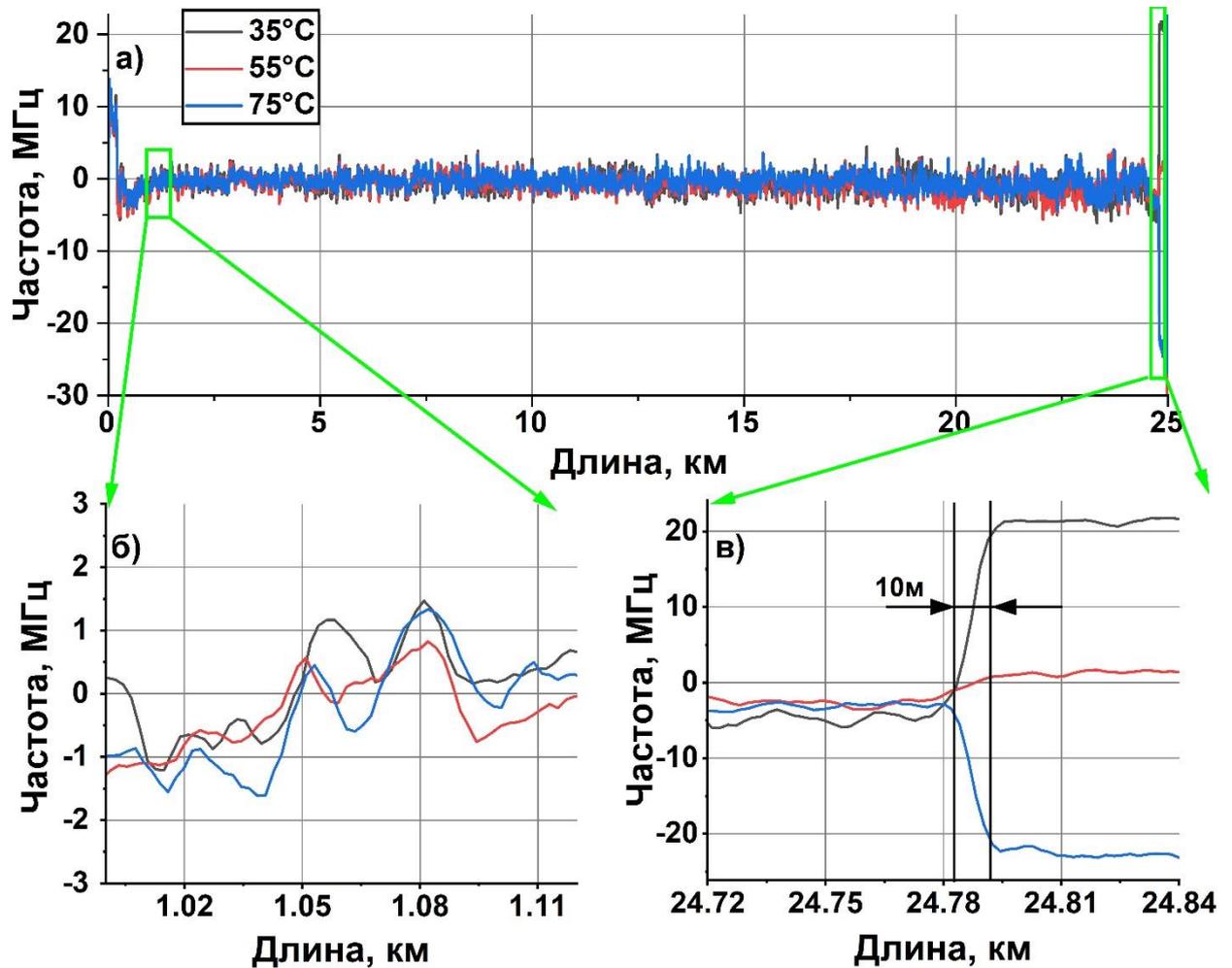


Рисунок 4.15. Продольное распределение частоты бриллюэновского сдвига, измеренное при различных температурах катушки №2 в полном (а) и увеличенном (б, в) масштабах.

#### 4.3.5. Обсуждение полученных результатов

Таким образом, в рамках данного раздела нами был продемонстрирован бриллюэновский анализатор на основе НОСЭЛ. Параметры используемого НОСЭЛ оказались подходящими для задачи детектирования бриллюэновского взаимодействия. В частности, диапазон перестройки ( $\sim 3$  ГГц) близок к обычно используемому в традиционных бриллюэновских анализаторах ( $\sim 1$  ГГц). При этом для перестройки длины волны не требуется высокоточного контроля тока/температуры.

Вместо контроля относительного дрейфа частот перестраиваемого и одночастотного источников излучения достаточно использовать термостабилизированный эталонный участок волокна в начале линии. Следует также отметить, что возможность опроса длинных сенсорных линий обеспечивается большой длительностью одночастотной генерации НОСЭЛ  $T$ . В нашем случае, избыточное значение  $T$  мы использовали для дополнительного усреднения рефлектограмм. Следует отметить, что это является огромным преимуществом НОСЭЛ над традиционными импульсными самосканирующими лазерами. Классические самосканирующие лазеры с генерацией микросекундных импульсов не подходят для использования в системах бриллюэновского анализа из-за крайне малого промежутка ( $\sim 20$ - $30$  мкс) между генерацией последовательных продольных мод.

Разработанный бриллюэновский анализатор позволил провести распределенные измерения с пространственным разрешением 10 м. При этом чувствительность определения бриллюэновского сдвига была оценена в 2 МГц по значению стандартного отклонения на 200-метровом участке в конце сенсорной линии. Описанная система может быть дополнена классическими подходами по улучшению ОСШ, длины линии и чувствительности. Использование НОСЭЛ позволяет сохранить все достоинства систем бриллюэновского анализа при упрощении генерации перестраиваемого излучения.

#### **4.4. Заключение к главе 4**

Подводя итог данной главы, нами были показаны три практических приложения НОСЭЛ: генерация перестраиваемого ТГц-излучения, когерентная оптическая частотная рефлектометрия и бриллюэновский анализ. Полученные результаты, а также сравнение НОСЭЛ с классическими импульсными самосканирующими лазерами представлены в сводной Таблице 2 (в таблице обозначены как НОСЭЛ и импульсные ССЛ, соответственно). В первом приложении, была показана перестройка с диапазоном 6 ГГц вблизи частоты 100 ГГц, при этом разрешение по частоте составило около 50 МГц. Основным ограничением здесь выступает ма-

лый диапазон перестройки НОСЭЛ. В случае импульсных самосканирующих лазеров можно сделать следующую оценку: диапазон перестройки может достигать 10 ТГц, разрешение также может составлять 50 МГц. Однако, малая длительность импульсов может привести к крайне неэффективной работе фотосмесителя и большим шумам при детектировании.

Таблица 2. Сравнение НОСЭЛ и импульсных самосканирующих лазеров

	Терагерцовая спектроскопия	Когерентная оптическая частотная рефлектометрия	Бриллюэновский анализ
НОСЭЛ	Разрешение: 50 МГц Перестройка: 5 ТГц Накопление: 3-4 мс	Разрешение: 2 см Длина линии: 5.3 м Точек на одну частоту: 400	Разрешение: 10 м Точность: 2 МГц Длина линии: 100 км
Импульсные ССЛ	<u>Оценка:</u> Разрешение: 50 МГц Перестройка: ~ 10 ТГц Накопление: 10 мкс	Разрешение: 200 мкм Длина линии: 9 м Точек на одну частоту: 1	<u>Оценка:</u> Длина линии <10 км

КОЧР является приложением, где оказывается возможным напрямую сравнить характеристики систем на основе импульсных самосканирующих лазеров [111] и НОСЭЛ. Длина линии оказывается сопоставимой, поскольку она определяется шагом по частоте (в обоих случаях он находился на уровне единиц МГц), однако пространственное разрешение в случае НОСЭЛ оказывается на два порядка хуже. Как и в случае ТС, основным потенциальным направлением развития здесь является увеличение диапазона перестройки. Тем не менее, нами было показано, что использование длинных одночастотных участков для усреднения позволяет получить существенный выигрыш в отношении сигнал шум. В частности, за счет усреднения был достигнут уровень чувствительности, на 20 дБ превосходящий чувствительность, необходимую для измерения сигнала рассеяния Рэлея.

Наконец, в качестве последнего приложения выступил бриллюэновский анализ. В случае импульсных самосканирующих лазеров можно сделать лишь оценку.

Как правило, период следования импульса в них обычно не превосходит 100 мкс. Это значение является недостаточным для опроса волоконных линий длиной свыше 10 км. В свою очередь, с использованием НОСЭЛ была показана возможность опроса линии длиной 25 км с чувствительностью на уровне 2 МГц и пространственным разрешением 10 м. Таким образом, в задаче бриллюэновского анализа НОСЭЛ значительно превосходят импульсные самосканирующие лазеры.

## Заключение

В итоге, в ходе работ были получены следующие результаты:

1. Предложен и реализован метод декомпозиции продольных мод для анализа временной эволюции отдельных продольных мод лазера. С использованием метода проведен анализ модовой динамики эрбиевого и иттербиевого непрерывных одночастотных самосканирующих лазеров. Установлено, что непрерывная динамика интенсивности представляет собой последовательность перекрывающихся одночастотных импульсов прямоугольной формы – модовых импульсов – с длительностью до 5 мс и 1 мс для эрбиевых и иттербиевых лазеров соответственно.

2. Впервые для эрбиевого волоконного лазера получено непрерывное одночастотное самосканирование длины волны. Диапазон перестройки составляет 30 пм вблизи длины волны 1560.2 нм. Показан переход от стабильной непрерывной одночастотной генерации к непрерывному самосканированию длины волны с ростом мощности накачки. Установлено, что в случае непрерывного одночастотного самосканирования длины волны в ходе одного модового импульса наблюдается чирп частоты, с максимальной отстройкой частоты в 40 кГц, а ширина линии генерации не превышает 4 кГц.

3. Предложена качественная модель, объясняющая режим непрерывного одночастотного самосканирования длины волны. Наблюдаемая динамика в эрбиевом лазере обусловлена конкуренцией ДРН поглощения и усиления, формирующихся в линейной и кольцевой части резонатора соответственно.

4. Показано, что во время перехода между соседними модовыми импульсами в эрбиевом непрерывном самосканирующем лазере происходит четырехволновое смешение, приводящее к росту интенсивности близких мод, не участвующих в переходе, до уровня 4% от средней мощности.

5. Продемонстрирована возможность использования эрбиевого непрерывного самосканирующего лазера для трех приложений. В схеме когерентного оптического рефлектометра частотной области показаны измерения с пространственным разрешением 2 см и длиной линии 5.35 м. Показано уменьшение уровня

шумовой подложки с ростом количества точек усреднения и достижение чувствительности измерений, на 20 дБ превосходящей уровень сигнала рассеяния света Рэлея. В схеме генерации перестраиваемого излучения терагерцового диапазона показан диапазон перестройки ~6 ГГц вблизи частоты 100 ГГц. В схеме бриллюэновского анализатора показаны распределенные измерения с пространственным разрешением 10 м и чувствительностью 2 МГц при длине линии 24.9 км.

В заключение, автор выражает благодарность своему научному руководителю, Лобачу Ивану Александровичу, за постоянное руководство исследованиями на протяжении многих лет. Также выражается благодарность заведующему лабораторией, Каблукову Сергею Ивановичу, за продуктивные обсуждения и помощь в написании и редактировании манускриптов статей. Выражается благодарность Подвилову Евгению Вадимовичу за помощь в создании модели непрерывного самосканирования, а также Немову Илье Николаевичу, Дробышеву Роману Владимировичу и Гаськову Максиму Петровичу за запись волоконных брэгговских решеток.

### Список публикаций по теме

- 1) *Drobyshev R. V., Poddubrovskii N. R., Lobach I. A., Kablukov S. I.* High-resolution spectral analysis of long single-frequency pulses generated by a self-sweeping Yb-doped fiber laser // *Laser Physics Letters*. — 2021. — Т. 18. — №. 8. — С. 085102.
- 2) *Poddubrovskii N. R., Lobach I. A., Kablukov S. I.* Regular mode-hopping dynamics in Erbium-doped ring fiber laser with saturable absorber // *Optics & Laser Technology*. — 2022. — Т. 156. — С. 108568.
- 3) *Poddubrovskii N. R., Lobach, I. A., Podivilov E. V., Kablukov S. I.* Time-resolved mode analysis in Er-doped self-sweeping ring fiber laser // *Laser Physics Letters*. — 2022. — Т. 19. — №. 12. — С. 125102.
- 4) *Poddubrovskii N. R., Drobyshev R. V., Lobach I. A., Kablukov S. I.* Fiber lasers based on dynamic population gratings in rare-earth-doped optical fibers // *Photonics*. — MDPI. — 2022. — Т. 9. — №. 9. — С. 613.
- 5) *Poddubrovskii N. R., Lobach I. A., Kablukov S. I.* Signal Processing in Optical Frequency Domain Reflectometry Systems Based on Self-Sweeping Fiber Laser with Continuous-Wave Intensity Dynamics // *Algorithms*. — 2023. — Т. 16. — №. 5. — С. 260.
- 6) *Poddubrovskii N. R., Lobach I. A., Kablukov S. I.* Microwave-free BOTDA based on a continuous-wave self-sweeping laser // *Optics Letters*. — 2024. — Т. 49. — №. 2. — С. 282-285.

## Список литературы

1. *Maiman T.* Stimulated Optical Radiation in Ruby // *Nature*. — 1960. — №187. — С. 493–494.
2. *Sennaroglu A.* Solid-state lasers and applications / 1-е изд. Boca Raton: CRC press, 2017. — 548 с.
3. *Ip E., Lau A. P. T., Barros D. J., Kahn J. M.* Coherent detection in optical fiber systems // *Optics express*. — 2008. — Т. 16. — №. 2. — С. 753-791.
4. *Zhang D., Zhao J., Yang Q. Liu W., Fu Y., Li C., Luo M., Hu S., Hu Q., Wang L.* Compact MEMS external cavity tunable laser with ultra-narrow linewidth for coherent detection // *Optics express*. — 2012. — Т. 20. — №. 18. — С. 19670-19682.
5. *Chou C. W., Hume D. B., Rosenband T., Wineland D. J.* Optical clocks and relativity // *Science*. — 2010. — Т. 329. — №. 5999. — С. 1630-1633.
6. *Cousin J., Masselin, P., Chen W., Boucher D., Kassi S., Romanini D., Szriftgiser P.* Application of a continuous-wave tunable erbium-doped fiber laser to molecular spectroscopy in the near infrared // *Applied Physics B*. — 2006. — Т. 83. — С. 261-266.
7. *Jin L., Tan Y. N., Quan Z., Li M., Guan B.* Strain-insensitive temperature sensing with a dual polarization fiber grating laser // *Optics express*. — 2012. — Т. 20. — №. 6. — С. 6021-6028.
8. *Fu S., Shi W., Feng Y., Zhang L., Yang Z., Xu S., Zhu X., Norwood R. A., Peyghambarian, N.* Review of recent progress on single-frequency fiber lasers // *JOSA B*. — 2017. — Т. 34. — №. 3. — С. A49-A62.
9. *Wall K., Sanchez A.* Titanium sapphire lasers // *The Lincoln laboratory journal*. — 1990. — Т. 3. — №. 3. — С. 447-462.
10. *Lu H., Su J., Zheng Y., Peng K.* Physical conditions of single-longitudinal-mode operation for high-power all-solid-state lasers // *Optics Letters*. — 2014. — Т. 39. — №. 5. — С. 1117-1120.
11. *Levin L.* Mode-hop-free electro-optically tuned diode laser // *Optics letters*. — 2002. — Т. 27. — №. 4. — С. 237-239.

12. *Fang Z., Cai H., Chen G., Qu R.* Single frequency semiconductor lasers / Singapore: Springer, 2017. — 324 c.
13. *Hadjaj F., Belghachi A., Halmaoui A., Belhadj M., Mazouz H.* Study of a Fabry-Perot resonator // *Int. J. Phys. Math. Sci.* — 2013. — T. 7. — №. 12. — C. 1713-1717.
14. *Kogelnik H., Shank C. V.* Coupled-wave theory of distributed feedback lasers // *Journal of applied physics.* — 1972. — T. 43. — №. 5. — C. 2327-2335.
15. *Utaka K., Akiba S., Sakai K., Matsushima Y.* Analysis of quarter-wave-shifted DFB laser // *Electron Lett.* — 1984. — T. 20. — №. 8. — C. 326–327.
16. *Kojima K., Kyuma K., Nakayama T.* Analysis of the spectral linewidth of distributed feedback laser diodes // *Journal of lightwave technology.* — 1985. — T. 3. — №. 5. — C. 1048-1055.
17. *Vankwikelberge P., Buytaert F., Franchois A., Baets R., Kuindersma P. I., Fredriksz C. W.* Analysis of the carrier-induced FM response of DFB lasers: theoretical and experimental case studies // *IEEE J Quantum Electron.* — 1989. — T. 25. — №. 11. — C. 2239–2254.
18. *Bagaeva O. O., Galiev R. R., Danilov A. I., Ivanov A. V., Kurnosov V. D., Kurnosov K. V., Kurnyavko Yu. V., Ladugin M. A., Marmalyuk A. A., Romantsevich V. I., Simakov V. A., Chernov R. V., Shishkov V. V.* Experimental studies of 1.5–1.6  $\mu\text{m}$  high-power single-frequency semiconductor lasers // *Quantum Electronics.* — 2020. — T. 50. — №. 2. — C. 143.
19. *Broberg B., Nilsson S.* Widely tunable active Bragg reflector integrated lasers in In-GaAsP-InP // *Applied physics letters.* — 1988. — T. 52. — №. 16. — C. 1285-1287.
20. *Todt R., Jacke T., Meyer R., Laroy R., Morthier G., Amann M. C.* Wide wavelength tuning of sampled grating tunable twin-guide laser diodes // *Electronics Letters.* — 2004. — T. 40. — №. 23. — C. 1491-1493.
21. *Geng J., Yang L., Liang J., Liu S., Zhang Y.* Stability in self-injection locking of the DFB laser through a fiber optic resonator // *Optics Communications.* — 2022. — T. 505. — C. 127531.

22. *Spirin V. V., Bueno Escobedo J. L., Korobko D. A., Mégret P., Fotiadi A. A.* Stabilizing DFB Laser Injection-Locked to an External Fiber-Optic Ring Resonator. // *Opt. Express.* — 2020. — T. 28. — № 1. — C. 478–484.
23. *Dale E., Liang W., Eliyahu D., Savchenkov A. A., Ilchenko V. S., Matsko A. B., Seidel D., Maleki L.* On phase noise of self-injection locked semiconductor lasers // *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XVI.* — SPIE. — 2014. — T. 8960. — C. 129-137.
24. *Ye C.* Tunable external cavity diode lasers / World Scientific, 2004. — 262 c.
25. *Schawlow A. L., Townes C. H.* Infrared and optical masers // *Physical review.* — 1958. — T. 112. — №. 6. — C. 1940.
26. *Wyatt R.* Spectral linewidth of external cavity semiconductor lasers with strong, frequency-selective feedback // *Electronics Letters.* — 1985. — T. 15. — №. 21. — C. 658-659.
27. *Hawthorn C. J., Weber K. P., Scholten R. E.* Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam // *Review of scientific instruments.* — 2001. — T. 72. — №. 12. — C. 4477-4479.
28. *Liu K., Littman M. G.* Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers // *Optics letters.* — 1981. — T. 6. — №. 3. — C. 117-118.
29. *Favre F., Le Guen D., Simon J. C., Landousie, B.* External-cavity semiconductor laser with 15 nm continuous tuning range // *Electronics Letters.* — 1986. — T. 15. — №. 22. — C. 795-796.
30. *Morton P. A., Mizrahi V., Tanbun-Ek T., Logan R. A., Lemaire P. J., Presby H. M., Erdogan T., Woodward S. L., Sipe J. E., Phillips M. R., Sergent A. M., Wecht K. W.* Stable single mode hybrid laser with high power and narrow linewidth // *Applied Physics Letters.* — 1994. — T. 64. — № 20. — C. 2634-2636.
31. *Bird D. M., Armitage J. R., Kashyap R., Fatah R. M. A., Cameron K. H.* Narrow line semiconductor laser using fibre grating // *Electronics Letters.* — 1991. — T. 27. — №. 13. — C. 1115-1116.
32. *Baranov A., Tournié E.* Semiconductor lasers: Fundamentals and applications / Woodhead Publishing, 2013. — 664 c.

33. Курков А. С., Дианов Е. М. Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // Квантовая электроника. — 2004. — Т. 34. — №. 10. — С. 881-900.
34. Дианов Е. М. Волоконные лазеры // Успехи физических наук. — 2004. — Т. 174. — №. 10. — С. 1139-1142.
35. *Urquhart P.* Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers // IEE Proceedings J (Optoelectronics). — 1988. — Т. 135. — №. 6. — С. 385-407.
36. *Stiles E.* New developments in IPG fiber laser technology // In: Proceedings of the 5th international workshop on fiber lasers. — Dresden, Germany. — 2009.
37. *Fomin V., Gapontsev V., Shcherbakov E., Abramov A., Ferin A., Mochalov D.* 100 kW CW fiber laser for industrial applications // In: IEEE International Conference on Laser Optics. — 2014. — С. 1-1.
38. *Kawahito Y., Wang H., Katayama S., Sumimori D.* Ultra high power (100 kW) fiber laser welding of steel // Optics letters. — 2018. — Т. 43. — №. 19. — С. 4667-4670.
39. *Kashyap R.* Fiber bragg gratings / 2-е изд: Academic press, 2009. — 632 с.
40. *Othonos A., Kalli K., Kohnke G. E.* Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing // Phys. Today. — 2000. — Т. 53. — № 5. — С. 61–62.
41. *Mihailov S. J., Grobncic D., Smelser C.W.* Efficient grating writing through fibre coating with femtosecond IR radiation and phase mask // Electron. Lett. — 2007. — Т. 43. — № 8. — С. 442.
42. *Tao Y., Zhang S., Jiang M., Li C., Zhou P., Jiang Z.* High power and high efficiency single-frequency 1030 nm DFB fiber laser // Optics & Laser Technology. — 2022. — Т. 145. — С. 107519.
43. *Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E., Kablukov S. I., Nikulin M. A.* Single frequency single polarization DFB fiber laser // Laser Physics Letters. — 2007. — Т. 4. — №. 6. — С. 428.
44. *El-Gammal H. M., El-Badawy E. S. A., Rizk M. R., Aly M. H.* A new hybrid FBG with a  $\pi$ -shift for temperature sensing in overhead high voltage transmission lines // Optical and Quantum Electronics. — 2020. — Т. 52. — С. 1-24.

45. *Codemard C. A., Hickey L. M., Yelen K., Soh D. B., Wixey R., Coker M., Zervas M. N., Nilsson J.* 400-mW 1060-nm ytterbium-doped fiber DFB laser // *Fiber Lasers: Technology, Systems, and Applications*. SPIE. — 2004. — T. 5335. — C. 56-63.
46. *Zhang Z., Shen D. Y., Boyland A. J., Sahu J. K., Clarkson W. A., Ibsen M.* High-power Tm-doped fiber distributed-feedback laser at 1943 nm // *Optics letters*. — 2008. — T. 33. — №. 18. — C. 2059-2061.
47. *Butov O. V., Rybaltovsky A. A., Vyatkin M. Y., Bazakutsa A. P., Popov S. M., Chamorovskiy Y. K., Golant K. M.* Short-cavity DFB fiber lasers // *Progress In Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS)*. IEEE. — 2017. — C. 1594-1597.
48. *Kamynin V. A., Wolf A. A., Skvortsov M. I., Filatova S. A., Kopyeva M. S., Vlasov A. A., Tsvetkov V. B., Babin S. A.* Distributed temperature monitoring inside ytterbium DFB and holmium fiber lasers // *Journal of Lightwave Technology*. — 2021. — T. 39. — №. 18. — C. 5980-5987.
49. *Schülzgen A., Li, L., Nguyen D., Spiegelberg C., Rogojan R. M., Laronche A., Albert J., Peyghambarian N.* Distributed feedback fiber laser pumped by multimode laser diodes // *Optics letters*. — 2008. — T. 33. — №. 6. — C. 614-616.
50. *Geng J., Wang Q., Luo T., Jiang S., Amzajerjian F.* Single-frequency narrow-linewidth tm-doped fiber laser using silicate glass fiber // *Opt Lett*. — 2009. — T. 34. — №. 22. — C. 3493-3495.
51. *Yang C., Zhao Q., Feng Z., Peng M., Yang Z., Xu S.* 1120 nm kHz-linewidth single-polarization single-frequency Yb-doped phosphate fiber laser // *Opt Express*. — 2016. — T. 24. — №. 26. — C. 29794-29799.
52. *Yin B., Feng S., Liu Z., Bai Y., Jian S.* Single-frequency and single-polarization DFB fiber laser based on tapered FBG and self-injection locking // *IEEE Photonics Journal*. — 2015. — T. 7. — №. 3. — C. 1-9.
53. *Huang X., Zhao Q., Lin W., Li C., Yang C., Mo S., Feng Z., Deng H., Yang Z., Xu S.* Linewidth suppression mechanism of self-injection locked single-frequency fiber laser // *Optics Express*. — 2016. — T. 24. — №. 17. — C. 18907-18916.
54. *Yang Z., Li C., Xu S., Yang C.* *Single-frequency fiber lasers* / Springer: Singapore, 2019. — 170 c.

55. Wang Y., Wu J., Zhao Q., Wang W., Zhang J., Yang Z., Xu S., Peng M. Single-frequency DBR Nd-doped fiber laser at 1120 nm with a narrow linewidth and low threshold // *Optics Letters*. — 2020. — T. 45. — №. 8. — C. 2263-2266.
56. Zhang W. N., Li C., Mo S. P., Yang C. S., Feng Z. M., Xu S. H., Shen S. X., Peng M. Y., Zhang Q. Y., Yang Z. M. A compact low noise single frequency linearly polarized DBR fiber laser at 1550 nm // *Chinese Physics Letters*. — 2012. — T. 29. — №. 8. — C. 084205.
57. Xu S. H., Yang Z. M., Liu T., Zhang W. N., Feng Z. M., Zhang Q. Y., Jiang Z. H. An efficient compact 300 mW narrow-linewidth single frequency fiber laser at 1.5  $\mu\text{m}$  // *Optics Express*. — 2010. — T. 18. — №. 2. — C. 1249-1254.
58. Li Y., Deng X., Fu S., Sheng Q., Shi C., Zhang J., Zhang L., Shi W., Yao J. High-power, high-efficiency single-frequency DBR fiber laser at 1064 nm based on Yb 3+-doped silica fiber // *Optics Letters*. — 2023. — T. 48. — №. 3. — C. 598-601.
59. C. P. Spiegelberg. Compact 100 mW fiber laser with 2 kHz linewidth // In: *Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest. Optical Society of America*. — 2003. — paper PD45.
60. Schülzgen A., Li L., Temyanko V. L., Suzuki S., Moloney J. V., Peyghambarian N. Single-frequency fiber oscillator with watt-level output power using photonic crystal phosphate glass fiber // *Optics Express*. — 2006. — T. 14. — №. 16. — C. 7087-7092.
61. Wang A., Ming H., Li F., Xu L., Lv L., Gui H., Huang J., Xie J. Single-frequency, single-polarization ytterbium-doped fiber laser by self-injection locking // *Chinese Optics Letters*. — 2004. — T. 2. — №. 4. — C. 223-225.
62. Liu W., Guo T., Wong A. C. L., Tam H. Y., He S. Highly sensitive bending sensor based on Er 3+-doped DBR fiber laser // *Optics Express*. — 2010. — T. 18. — №. 17. — C. 17834-17840.
63. Liu T., Cheng J., Lv D., Luo Y., Yan Z., Wang K., Li C., Liu D., Sun Q. DBR fiber laser based high-resolution accelerometer network // *Journal of Lightwave Technology*. — 2019. — T. 37. — №. 13. — C. 2946-2953.

64. Zhang Y., Li C., Xu S., Deng H., Feng Z., Yang C., Huang X., Zhang Y., Gan Y., Yang Z. A broad continuous temperature tunable DBR single-frequency fiber laser at 1064 nm // *IEEE Photonics Journal*. — 2016. — T. 8. — №. 2. — C. 1-7.
65. Zhang Y., Zhang Y., Zhao Q., Li C., Yang C., Feng Z., Deng H., Zhou E., Xu X., Wong K. K. Y., Yang Z., Xu S. Ultra-narrow linewidth full C-band tunable single-frequency linear-polarization fiber laser // *Optics Express*. — 2016. — T. 24. — №. 23. — C. 26209-26214.
66. Turitsyn S. K., Babin S. A., El-Taher A. E., Harper P., Churkin D. V., Kablukov S. I., Ania-Castañón J. D., Karalekas V., Podivilov E. V. Random distributed feedback fibre laser // *Nature photonics*. — 2010. — T. 4. — №. 4. — C. 231-235.
67. Shi J., Alam S., Ibsen M. Sub-watt threshold, kilohertz-linewidth Raman distributed-feedback fiber laser // *Optics letters*. — 2012. — T. 37. — №. 9. — C. 1544-1546.
68. Loranger S., Lambin-Iezzi V., Kashyap R. Reproducible ultra-long FBGs in phase corrected non-uniform fibers // *Optica*. — 2017. — T. 4. — №. 9. — C. 1143
69. Yin G., Saxena B., Bao X. Tunable Er-doped fiber ring laser with single longitudinal mode operation based on Rayleigh backscattering in single mode fiber // *Optics express*. — 2011. — T. 19. — №. 27. — C. 25981-25989.
70. Skvortsov M. I., Abdullina S. R., Podivilov E. V., Vlasov A. A., Kharasov D. R., Fomiryakov E. A., Nikitin S. P., Treshchikov V. N., 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*. — MDPI. — 2022. — T. 9. — №. 8. — C. 590.
71. Skvortsov M. I., Wolf A. A., Dostovalov A. V., Egorova O. N., Semjonov S. L., Babin S. A. Narrow-linewidth Er-doped fiber lasers with random distributed feedback provided by artificial Rayleigh scattering // *Journal of Lightwave Technology*. — 2022. — T. 40. — №. 6. — C. 1829-1835.
72. Popov S., Rybaltovsky A., Bazakutsa A., Smirnov A., Ryakhovskiy D., Voloshin V., Kolosovskii A., Vorob'ev I., Isaev V., Chamorovskiy Yu., Lipatov D., Butov O. High

- Efficient Random Laser with Cavity Based on the Erbium-Doped Germanophosphosilicate Artificial Rayleigh Fiber // *Photonics*. — MDPI. — 2023. — T. 10. — №. 7. — C. 748.
73. *Shawki H., Kotb H., Khalil D.* Single-longitudinal-mode broadband tunable random laser // *Optics Letters*. — 2017. — T. 42. — №. 16. — C. 3247-3250.
74. *Geng J., Staines, S., Wang Z., Zong J., Blake M., Jiang S.* Highly stable low-noise Brillouin fiber laser with ultranarrow spectral linewidth // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2006. — T. 18. — № 17. — C. 1813-1815.
75. *Spirin V. V., Bueno Escobedo J. L., Miridonov S. V., Maya Sánchez M. C., López-Mercado C. A., Korobko D. A., Zolotovskii I. O., Fotiadi A. A.* Sub-kilohertz Brillouin fiber laser with stabilized self-injection locked DFB pump laser // *Optics & Laser Technology*. — 2021. — T. 141. — C. 107156.
76. *Bergman A., Tur M.* Brillouin Dynamic Gratings—A Practical Form of Brillouin Enhanced Four Wave Mixing in Waveguides: The First Decade and Beyond // *Sensors*. — 2018. — T. 18. — № 9. — C. 2863.
77. *Song K.Y.* Operation of Brillouin dynamic grating in single-mode optical fibers // *Opt. Lett.* — 2011. — T. 36. — № 23. — C. 4686
78. *Song K. Y., Zou W., He Z., Hotate K.* All-optical dynamic grating generation based on Brillouin scattering in polarization-maintaining fiber // *Optics letters*. — 2008. — T. 33. — №. 9. — C. 926-928.
79. *Song K. Y., Hotate K., Zou W., He Z.* Applications of Brillouin dynamic grating to distributed fiber sensors // *Journal of Lightwave Technology*. — 2017. — T. 35. — №. 16. — C. 3268-3280.
80. *Zyskind J., Daisy R., Fischer B., Horowitz M.* Narrow-linewidth, singlemode erbium-doped fibre laser with intracavity wave mixing in saturable absorber // *Electron. Lett.* — 1994. — T. 30. — № 8. — C. 648–649
81. *Horowitz M., Daisy R., Fischer B., Zyskind J. L.* Linewidth-narrowing mechanism in lasers by nonlinear wave mixing // *Opt. Lett.* — 1994. — T. 19. — № 18. — C. 1406.

82. *Huang S., Feng Y., Dong J., Shirakawa A., Musha M., Ueda K.* 1083 nm single frequency ytterbium doped fiber laser // *Laser Phys. Lett.* — 2005. — T. 2. — № 10. — C. 498–501.
83. *Cheng Y., Kringlebotn J. T., Loh W. H., Laming R. I., Payne D. N.* Stable single-frequency traveling-wave fiber loop laser with integral saturable-absorber-based tracking narrow-band filter // *Opt. Lett.* — 1995. — T. 20. — № 8. — C. 875.
84. *Song Y. W., Havstad S. A., Starodubov D., Xie Y., Willner A. E., Feinberg J.* 40-nm-wide tunable fiber ring laser with singlemode operation using a highly stretchable FBG // *IEEE Photonics Technol. Lett.* — 2001. — T. 13. — № 11. — C. 1167–1169.
85. *Meng Z., Stewart G., Whitenett G.* Stable single-mode operation of a narrow-linewidth, linearly polarized, erbium-fiber ring laser using a saturable absorber // *J. Lightwave Technol.* — 2006. — T. 24. — № 5. — C. 2179–2183.
86. *Sun J., Yuan X., Zhang X., Huang D.* Single-longitudinal-mode fiber ring laser using fiber grating-based Fabry–Perot filters and variable saturable absorbers // *Opt. Commun.* — 2006. — T. 267. — № 1. — C. 177–181.
87. *Kolegov A. A., Sofienko G. S., Minashina L. A., Bochkov A. V.* Narrow-band erbium-doped fibre linear–ring laser // *Quantum Electron.* — 2014. — T. 44. — № 1. — C. 13–16.
88. *Tsang K. S., Man R., Shao L. Y., Tam H. Y., Lu C., Wai P. K. A.* Single-frequency single-polarization fiber ring laser at 1053 nm // In: *Proceedings of the OECC/ACOFT 2008—Joint Conference of the Opto-Electronics and Communications Conference and the Australian Conference on Optical Fibre Technology, Sydney, NSW, Australia.* — 2008. — C. 1–2.
89. *Chen J., Zhao Y., Zhu Y., Liu S., Ju Y.* Narrow Line-Width Ytterbium-Doped Fiber Ring Laser Based on Saturated Absorber // *IEEE Photonics Technol. Lett.* — 2017. — T. 29. — № 5. — C. 439–441.
90. *Yin T., Song Y., Jiang X., Chen F., He S.* 400 mW narrow linewidth single-frequency fiber ring cavity laser in 2  $\mu\text{m}$  waveband // *Opt. Express.* — 2019. — T. 27. — № 11. — C. 15794.

91. *Zhang J., Sheng Q., Zhang L., Sun S., Shi C., Fu S., Shi W., Yao J.* Generation of large optical bistability in a single-frequency Tm-doped fiber laser using saturable absorber // In: *Fiber Lasers XVIII: Technology and Systems*; SPIE: Bellingham, DC, USA. — 2021. — T. 11665. — C. 80–85.
92. *Huang S., Qin G., Feng Y., Shirakawa A., Musha M., Ueda K.-I.* Single-frequency fiber laser from linear cavity with loop mirror filter and dual-cascaded FBGs // *IEEE Photonics Technol. Lett.* — 2005. — T. 17. — № 6. — C. 1169–1171.
93. *Shi C., Fu S., Shi G., Shi W., Sheng Q., Yao J.* Thulium doped silica fiber laser operating in single-longitudinal-mode at a wavelength above 2  $\mu\text{m}$  // In: *Fiber Lasers XVI: Technology and Systems*; SPIE: Bellingham, DC, USA. — 2019. — T. 10897. — C. 34–39.
94. *Zhang K., Kang J. U.* C-band wavelength-swept single-longitudinal mode erbium-doped fiber ring laser // *Opt. Express.* — 2008. — T. 16. — № 18. — C. 14173.
95. *Rodriguez-Cobo L., Perez-Herrera R., Quintela M., Ruiz-Lombera R., Lopez-Amo M., Lopez-Higuera J.* Virtual FBGs Using Saturable Absorbers for Sensing with Fiber Lasers // *Sensors.* — 2018. — T. 18. — № 11. — C. 3593.
96. *Duan L., Zhang H., Shi W., Yang X., Lu Y., Yao J.* High-Resolution Temperature Sensor Based on Single-Frequency Ring Fiber Laser via Optical Heterodyne Spectroscopy Technology // *Sensors.* — 2018. — T. 18. — № 10. — C. 3245.
97. *Pan S., Yao J.* A wavelength-switchable single-longitudinal-mode dual-wavelength erbium-doped fiber laser for switchable microwave generation // *Opt. Express.* — 2009. — T. 17. — № 7. — C. 5414.
98. *Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., Babin S. A.* Broad-range self-sweeping of a narrow-line self-pulsing Yb-doped fiber laser // *Opt. Express.* — 2011. — T. 19. — № 18. — C. 17632.
99. *Antsiferov V. V., Pivtsov V. S., Ugozhaev V. D., Folin K. G.* Spike Structure of the Emission of Solid-State Lasers // *Sov. J. Quantum. Electron.* — 1973. — T. 3. — № 3. — C. 211–215.

100. *Peterka P., Maria J., Dussardie B., Slavík R., Honzátko P., Kubeček V.* Long-period fiber grating as wavelength selective element in double-clad Yb-doped fiber-ring lasers // *Laser Physics Letters*. — 2009. — T. 6. — №. 10. — C. 732-736.
101. *Peterka P., Navrátil P., Maria J., Dussardier B., Slavik R., Honzatko P., Kubeček V.* Self-induced laser line sweeping in double-clad Yb-doped fiber-ring lasers // *Laser Physics Letters*. — 2012. — T. 9. — №. 6. — C. 445.
102. *Navratil P., Peterka P., Kubecek V.* Effect of pump wavelength on self-induced laser line sweeping in Yb-doped fiber laser // In: *Micro-Structured and Specialty Optical Fibres II*; SPIE: Bellingham, DC, USA. — 2013. — T. 8775. — C. 87750D.
103. *Budarnykh A. E., Vladimirskaia A. D., Lobach I. A., Kablukov S. I.* Broad-range self-sweeping single-frequency linearly polarized Tm-doped fiber laser // *Optics letters*. — 2018. — T. 43. — №. 21. — C. 5307-5310.
104. *Aubrecht J., Peterka P., Koška P., Podrazký O., Todorov F., Honzátko P., Kašík I.* Self-swept holmium fiber laser near 2100 nm // *Optics Express*. — 2017. — T. 25. — №. 4. — C. 4120-4125.
105. *Lobach I. A., Kablukov S. I., Melkumov M. A., Khopin V. F., Babin S. A., Dianov E. M.* Single-frequency Bismuth-doped fiber laser with quasi-continuous self-sweeping // *Optics Express*. — 2015. — T. 23. — №. 19. — C. 24833-24842.
106. *Navratil P., Peterka P., Vojtisek P., Kasik I., Aubrecht J., Honzatko P., Kubecek V.* Self-swept erbium fiber laser around 1.56  $\mu\text{m}$  // *Opto-Electronics Review*. — 2018. — T. 26. — №. 1. — C. 29-34.
107. *Lobach I. A., Tkachenko A. Y., Kablukov S. I.* Optimization and control of the sweeping range in an Yb-doped self-sweeping fiber laser // *Laser Physics Letters*. — 2016. — T. 13. — №. 4. — C. 045104.
108. *Budarnykh A. E., Lobach I. A., Kablukov S. I.* Self-sweeping Tm-doped fiber laser with wavelength stopping // *Laser Physics Letters*. — 2019. — T. 16. — №. 2. — C. 025108.
109. *Wang K., Wen Z., Lu B., Qi X., Bai J.* Wavelength self-sweeping Yb-doped bi-directional fiber ring laser // In: *Proceedings of the Eleventh International Conference*

- on Information Optics and Photonics (CIOP 2019), Xi'an, China. — 2019. — Т. 11209. — С. 598–601.
110. *Wang K., Wen Z., Chen H., Lu B., Bai J.* Wavelength-flexible all-polarization-maintaining self-sweeping fiber laser based on intracavity loss tuning // *Chinese Optics Letters*. — 2021. — Т. 19. — №. 4. — С. 041401.
111. *Tkachenko A. Y., Lobach I. A., Kablukov S. I.* Coherent optical frequency-domain reflectometer based on a fibre laser with frequency self-scanning // *Quantum Electronics*. — 2019. — Т. 49. — №. 12. — С. 1121.
112. *Воликова А. М., Смолянинов Н. Н., Лобач И. А., Каблуков С. И.* Дальномер на основе иттербиевого волоконного лазера с самосканированием длины волны // *Прикладная фотоника*. — 2020. — Т. 7. — №. 3. — С. 90-101.
113. *Ткаченко А. Ю., Лобач И. А.* Устройство опроса волоконных сенсоров на базе волоконного лазера с самосканированием частоты // *Прикладная фотоника*. — 2016. — Т. 3. — №. 1. — С. 37-49.
114. *Lobach I. A., Kablukov S. I., Podivilov E. V., Babin S. A.* Self-scanned single-frequency operation of a fiber laser driven by a selfinduced phase grating. *Laser Physics Letters*. — 2014. — Т. 11. — №. 4. — С. 045103.
115. *Kashirina E. K., Lobach I. A., Kablukov S. I.* Dual-longitudinal-mode CW self-sweeping operation in Er-doped fiber laser // *Optics Letters*. — 2020. — Т. 45. — №. 24. — С. 6659-6662.
116. *Wen Z., Wang K., Chen H., Lu B., Bai J.* Self-sweeping ytterbium-doped fiber laser based on a fiber saturable absorber // *Applied Physics Express*. — 2020. — Т. 14. — №. 1. — С. 012005.
117. *Stepanov S.* Dynamic population gratings in rare-earth-doped optical fibres // *Journal of physics D: applied physics*. — 2008. — Т. 41. — №. 22. — С. 224002.
118. *Stepanov S.* Two-wave mixing via reflection population gratings // *Optik*. — 2006. — Т. 117. — №. 4. — С. 151-162.
119. *Lucarini V., Saarinen J. J., Peiponen K. E., Vartiainen E. M.* Kramers-Kronig relations in optical materials research // *Springer Science & Business Media*. — 2005. — Т. 110.

120. *Mack M. E.* Light amplification in saturable absorbers // *Applied Physics Letters*. — 1968. — T. 12. — №. 10. — C. 329-330.
121. *Miller A., Miller D. A. B., Desmond Smith S.* Dynamic non-linear optical processes in semiconductors // *Advances in Physics*. — 1981. — T. 30. — №. 6. — C. 697-800.
122. *Stepanov S., Hernández E. H.* Phase contribution to dynamic gratings recorded in Er-doped fiber with saturable absorption // *Optics communications*. — 2007. — T. 271. — №. 1. — C. 91-95.
123. *Stepanov S., Plata Sánchez M.* Amplitude of the dynamic phase gratings in saturable Er-doped fibers // *Applied Physics B*. — 2011. — T. 102. — C. 601-606.
124. *Stepanov S., Fotiadi A. A., Mégret P.* Effective recording of dynamic phase gratings in Yb-doped fibers with saturable absorption at 1064nm // *Optics Express*. — 2007. — T. 15. — №. 14. — C. 8832-8837.
125. *Drobyshev R. V., Lobach I. A., Podivilov E. V., Kablukov S. I.* Spectral characterization technique of self-organized distributed feedback in a self-sweeping fiber laser // *Optics express*. — 2019. — T. 27. — №. 15. — C. 21335-21346.
126. *Wilk J., Sarzala R. P., Nakwaski W. J.* The spatial hole burning effect in gain-guided vertical-cavity surface-emitting lasers // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 1998. — T. 31. — №. 4. — C. 001.
127. *Sargent III M.* Laser saturation grating phenomena // *Applied physics*. — 1976. — T. 9. — №. 2. — C. 127-141.
128. *Hui R., O'Sullivan M.* *Fiber-Optic Measurement Techniques* // Academic Press. — 2022. — 672 c.
129. *Peng Y.* A novel scheme for hundred-hertz linewidth measurements with the self-heterodyne method // *Chinese Physics Letters*. — 2013. — T. 30. — №. 8. — C. 084208.
130. *Ludvigsen H., Tossavainen M., Kaivola M.* Laser linewidth measurements using self-homodyne detection with short delay // *Optics Communications*. — 1998. — T. 155. — №. 1-3. — C. 180-186.
131. *Canagasabay A., Michie A., Canning J., Holdsworth J., Fleming S., Wang H. C., Åslund M. L.* A comparison of delayed self-heterodyne interference measurement of

- laser linewidth using Mach-Zehnder and Michelson interferometers // *Sensors*. — 2011. — T. 11. — №. 10. — C. 9233-9241.
132. *Ludvigsen H., Bødtker E.* New method for self-homodyne laser linewidth measurements with a short delay fiber // *Optics communications*. — 1994. — T. 110. — №. 5-6. — C. 595-598.
133. *Nazarathy M., Sorin W. V., Baney D. M., Newton S. A.* Spectral analysis of optical mixing measurements // *Journal of Lightwave technology*. — 1989. — T. 7. — №. 7. — C. 1083-1096.
134. *Sejdić E., Djurović I., Jiang J.* Time–frequency feature representation using energy concentration: An overview of recent advances // *Digital signal processing*. — 2009. — T. 19. — №. 1. — C. 153-183.
135. *Harris F. J.* On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform // *Proceedings of the IEEE*. — 1978. — T. 66. — №. 1. — C. 51-83.
136. *Sugavanam S., Fabbri S., Le S. T., Lobach I., Kablukov S., Khorev S., Churkin D.* Real-time high-resolution heterodyne-based measurements of spectral dynamics in fibre lasers // *Scientific reports*. — 2016. — T. 6. — №. 1. — C. 23152.
137. *Drobyshev, R. V., Poddubrovskii, N. R., Lobach, I. A., Kablukov, S. I.* High-resolution spectral analysis of long single-frequency pulses generated by a self-sweeping Yb-doped fiber laser // *Laser Physics Letters*. — 2021. — T. 18. — №. 8. — C. 085102.
138. *Poddubrovskii N. R., Lobach I. A., Kablukov S. I.* Regular mode-hopping dynamics in Erbium-doped ring fiber laser with saturable absorber // *Optics & Laser Technology*. — 2022. — T. 156. — C. 108568.
139. *Poddubrovskii N. R., Lobach I. A., Podivilov E. V., Kablukov S. I.* Time-resolved mode analysis in Er-doped self-sweeping ring fiber laser // *Laser Physics Letters*. — 2022. — T. 19. — №. 12. — C. 125102.
140. *Poddubrovskii N. R., Drobyshev R. V., Lobach I. A., Kablukov S. I.* Fiber lasers based on dynamic population gratings in rare-earth-doped optical fibers // *Photonics*. — MDPI. — 2022. — T. 9. — №. 9. — C. 613.

141. *Shao J., Li S., Shen Q., Wu Z., Cao Z., Gu J.* Experiment and theoretical explanation of optical bistability in a single erbium-doped fiber ring laser // *Optics Express*. — 2007. — T. 15. — №. 7. — C. 3673-3679.
142. *Marhic M. E.* Fiber optical parametric amplifiers, oscillators and related devices / Cambridge university press. — 2008. — 366 c.
143. *Carman R. L., Chiao R. Y., Kelley P. L.* Observation of degenerate stimulated four-photon interaction and four-wave parametric amplification // *Physical Review Letters*. — 1966. — T. 17. — №. 26. — C. 1281.
144. *Stolen R., Bjorkholm J.* Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 1982. — T. 18. — №. 7. — C. 1062-1072.
145. *Poddubrovskii N. R., Lobach I. A., Kablukov S. I.* Signal Processing in Optical Frequency Domain Reflectometry Systems Based on Self-Sweeping Fiber Laser with Continuous-Wave Intensity Dynamics // *Algorithms*. — 2023. — T. 16. — №. 5. — C. 260.
146. *Poddubrovskii N. R., Lobach I. A., Kablukov S. I.* Microwave-free BOTDA based on a continuous-wave self-sweeping laser // *Optics Letters*. — 2024. — T. 49. — №. 2. — C. 282-285
147. *Roggenbuck A., Schmitz H., Deninger A., Mayorga I. C., Hemberger J., Güsten R., Grüninger M.* Coherent broadband continuous-wave terahertz spectroscopy on solid-state samples // *New Journal of Physics*. — 2010. — T. 12. — №. 4. — C. 043017.
148. *Poddubrovskii N. R., Lobach I. A., Nikolaev N. A., Kablukov S. I.* Generation of tunable THz-radiation with self-sweeping Er-doped fiber laser // *Infrared, Millimeter-Wave, and Terahertz Technologies IX*. SPIE. — 2022. — T. 12324. — C. 66-73.
149. *Krivosheev A. I., Konstantinov Y. A., Barkov F. L., Pervadchuk V. P.* Comparative analysis of the brillouin frequency shift determining accuracy in extremely noised spectra by various correlation methods // *Instruments and Experimental Techniques*. — 2021. — T. 64. — C. 715-719.