

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОМЕТРИИ
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК (ИАиЭ
СО РАН)

На правах рукописи

Скворцов Михаил Игоревич

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ
РЕГУЛЯРНОЙ И СЛУЧАЙНОЙ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ
СВЯЗИ НА СТРУКТУРАХ, СФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ
ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ПОТОЧЕЧНОЙ ЗАПИСИ**

Специальность 1.3.6 «Оптика»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН,
директор ИАиЭ СО РАН
Бабин Сергей Алексеевич

Новосибирск – 2024

Оглавление

Список наиболее часто встречающихся обозначений и сокращений	4
Введение	6
Глава 1. Методики расчета, изготовления и характеристики резонатора и лазера с распределенной обратной связью	21
1.1 Резонатор РОС-лазера на основе ВБР с фазовым сдвигом: схема и модель.....	21
1.2 Изготовление ВБР с фазовым π -сдвигом с помощью фемтосекундных лазерных импульсов ИК диапазона	29
1.2.1 Модификация показателя преломления прозрачного материала с применением фемтосекундных импульсов.....	29
1.2.2 Методика поточечной фемтосекундной записи	31
1.2.3 Экспериментальная установка поточечной фс записи	34
1.3 Изготовление π -ВБР с применением непрерывного УФ излучения и голографической методики записи	37
1.4 Измерение мощностных, спектральных и шумовых характеристик излучения одночастотных волоконных лазеров.....	40
1.4.1 Измерение коэффициента усиления в активном световоде	43
1.4.2 Измерение спектра пропускания резонатора на основе ВБР с фазовым сдвигом.....	44
1.4.3 Определение частотного состава излучения.....	45
1.4.4 Относительный шум интенсивности	47
1.4.5 Фазовый и частотный шум излучения.....	50
1.4.6 Измерение ширины линии генерации	53
Глава 2. Волоконные лазеры на основе резонаторов с распределенной обратной связью, изготовленных с применением методики фемтосекундной поточечной записи	59
2.1 РОС-лазер на основе резонатора, изготовленного с применением фс поточечной методики в коммерчески доступном Er^{3+} световоде.....	59
2.1.1 Параметры резонатора.....	62
2.1.2 Экспериментальная схема и характеристика мощностных и спектральных параметров РОС-лазера.....	66
2.2 Минимизация длины резонатора РОС-лазера	70
2.2.1 Характеризация композитного световода с высокой концентрацией ионов эрбия.....	72

2.2.2 РОС-лазер на основе 5.3-мм резонатора, изготовленного с применением фс методики.....	77
2.2.3 Частотный состав излучения РОС-лазера на основе резонатора, изготовленного с применением УФ излучения и голографической методики записи в различных эрбиевых световодах.	81
2.3 РОС-лазер на основе резонатора, изготовленного с применением фс методики в Ho^{3+} световоде	83
Выводы к главе 2.....	85
Глава 3. Одночастотные и узкополосные перестраиваемые лазеры с использованием случайной распределенной обратной связи.....	87
3.1 Сужение ширины линии генерации эрбиевого РОС-лазера за счет применения дополнительной случайной распределенной обратной связи .	87
3.1.1 Теоретическая оценка мгновенной ширины линии генерации для гибридной конфигурации РОС-лазера со случайной распределенной обратной связью в виде одномодового волокна SMF-28	89
3.1.2. Измерение мгновенной ширины линии эрбиевого лазера на основе составного резонатора РОС-лазера и СРОС в виде катушки SMF-28	93
3.1.3 Составной резонатор со СРОС на основе искусственного случайного отражателя	97
3.2 Узкополосные перестраиваемые лазеры на основе СРОС с искусственным рэлеевским отражателем.....	100
3.2.1 Характеристики искусственного рэлеевского отражателя.....	102
3.2.2 СРОС-лазер в конфигурации с полуоткрытым линейным резонатором на основе искусственного рэлеевского отражателя	106
3.2.3 Схема с кольцевым резонатором и искусственным рэлеевским отражателем.....	112
Выводы к Главе 3	118
Заключение.....	120
Благодарности.....	123
Список литературы	124

Список наиболее часто встречающихся обозначений и сокращений

ВБР – волоконная брэгговская решетка

π -ВБР – ВБР, имеющая фазовый π -сдвиг в структуре

РОС – распределенная обратная связь

СРОС – случайная распределенная обратная связь

РБО – распределенный брэгговский отражатель

ИК-излучение – диапазон излучения 0.74-2000 мкм (в контексте работы 0.98-2.07 мкм)

УФ-излучение – диапазон излучения 0.01-0.4 мкм (в контексте работы 0.244 мкм)

фс-излучение – импульсное излучение, с длительностью импульсов $\sim 1-100$ фс (в контексте работы ≈ 230 фс)

АОС – анализатор оптических спектров

АОМ – акустооптический модулятор

РЧ – радиочастотный

ССР – спектрально-селективный разветвитель

ЛД – лазерный диод

ИМЦ – интерферометр Маха-Цендера

ОСШ – отношение сигнал/шум

ОШИ – относительный шум интенсивности

n – показатель преломления среды

δn – амплитуда модуляции показателя преломления

Δn – величина двулучепреломления

λ , $\Delta\lambda$ – длина волны и спектральный диапазон (спектральная ширина), соответственно

λ_B , $\lambda_{ВБР}$ – резонансная длина волны ВБР

L , $L_{ВБР}$ – период ВБР

K , k_B – пространственная частота ВБР

κ – коэффициент связи мод ВБР

$\nu, \Delta\nu$ – частота и частотный диапазон (ширина спектра в Гц), соответственно

$\Delta\nu_L$ – ширина линии профиля Лоренца на полувывсоте

g, g_s – коэффициент усиления малого сигнала (много меньше мощности насыщения по сигналу) в пределах большой мощности накачки (больше мощности насыщения по накачке).

Введение

Одночастотный лазер (в некоторых случаях называемый одномодовым) это лазер, в спектре генерации которого присутствует единственная продольная мода. Считается, что первый одночастотный лазер был продемонстрирован в начале 60-х годов, в котором резонатор состоял из элементов объемной оптики, а в качестве активной среды применялась газовая смесь He-Ne [1]. Большинство твердотельных и газовых лазеров содержат компоненты, нуждающиеся в тщательной юстировке и дополнительной защите, что делает систему громоздкой и довольно хрупкой. Также подобные лазеры трудно использовать в приложениях, где требуется завести излучение в волоконный световод. Одночастотные полупроводниковые лазеры [2,3] можно легко интегрировать в блок с небольшим форм-фактором и волоконным выходом, однако при этом мощность излучения будет ограничена. Также зависимость показателя преломления среды от концентрации носителей заряда приводит к уширению линии генерации [4].

В отличие от других типов лазеров, волоконные лазеры не требуют юстировки, лазерная схема является компактной, невосприимчивой к электромагнитным полям и экстремальным температурам [5], а из-за широких спектров люминесценции ионов редкоземельных элементов в аморфном плавленом кварце они могут излучать на длинах волн, недоступных для твердотельных и газовых лазеров. Несмотря на то, что волоконные лазеры исследуются на протяжении десятилетий, они по-прежнему находятся на переднем крае лазерных технологий и продолжают инициировать появление новых приложений. Как важный класс волоконных излучателей, одночастотные лазеры находят всё больше применений с момента своего создания в 90-х годах [6]. Такие характеристики как высокая дифференциальная эффективность, точный выбор длины волны излучения, узкая линия генерации, низкий уровень фазовых шумов делают одночастотные волоконные лазеры привлекательными для широкого спектра

приложений: когерентная оптическая связь, высокоточное оптическое зондирование, оптическая метрология, спектроскопия и интерферометрия [7–11]. Кроме того, данные излучатели также могут быть использованы для реализации высокомошных лазеров посредством каскадного усиления [12,13] или многоканального когерентного объединения пучков, усиленное излучение может использоваться для генерации второй гармоники [14–16]. Также существует интерес к сужению линии генерации и подавлению фазового шума одночастотных волоконных лазеров, обусловленный применением данного излучателя в метрологических приложениях и когерентной рефлектометрии [17,18]. В частности, ширина линии менее кГц и шум интенсивности, ограниченный уровнем, близким к дробовому шуму фотодетектора, были продемонстрированы в работах [19,20].

Для реализации данного типа лазера важной частью является использование фильтрующего элемента, который имеет достаточно узкую полосу пропускания. Во многом благодаря созданию волоконных брэгговских решёток (ВБР) со спектральной шириной в несколько десятков пикометров реализация таких излучателей стала возможна в широком ИК-диапазоне. С момента создания первого распределенного волоконного отражателя, реализованного с помощью стоячей волны в сердцевине волоконного световода в 1978 г. [21], и по сей день активно исследуются методы изготовления ВБР. Существует большое количество схем записи ВБР, но принципиальных методов всего два: интерференционный и поточечный. Интерференционные схемы основаны на амплитудном или пространственном делении пучка лазера на две части и последующем их сведении в сердцевине световода для формирования периодической структуры интенсивности и наведенного показателя преломления соответственно. Как правило, запись производится ультрафиолетовым (УФ) источником в германосиликатном волокне, которое является фоточувствительным к УФ-диапазону излучения, что позволяет формировать в сердцевине структуры ВБР. Вторая методика основана на периодической засветке волокна за счет движения световода

относительно импульсного источника излучения, длина волны которого может находиться как в УФ, так и инфракрасной (ИК) области. Более подробно об этих методах и схемах записи написано в обзорной работе [22].

Пожалуй, наиболее часто применяемой конфигурацией волоконного одночастотного лазера является схема с распределенной обратной связью (РОС-лазер, англ. *distributed-feedback laser, DFB laser*) на основе ВБР с фазовым сдвигом, которая изготовлена в активном одномодовом световоде. Одномодовым называют световод, в котором распространяется одна поперечная мода. Фазовый сдвиг обеспечивает селекцию единственной продольной моды, т. е. реализуется одночастотная генерация. Впервые фазовый сдвиг в брэгговской структуре был предложен еще в 1972 году Когельником и Шенком [23], но первый экспериментальный образец появился спустя десятилетие в полупроводниковых лазерах [24]. Первый волоконный РОС-лазер был продемонстрирован в 1994 году [25], где в качестве активной среды использовалось эрбий-иттербиевое (Er:Yb) волокно длиной 3 см, физическая длина ВБР составила 2 см. Накачка производилась лазерным диодом с длиной волны 980 нм и максимальной мощностью 130 мВт, выходная мощность сигнала составила примерно 3.2 мВт на длине волны генерации 1535 нм. Сам же лазер значительно отличался от последующих конфигураций ввиду того, что фазовый сдвиг был реализован за счет точечного нагрева в структуре ВБР, тем не менее, данная работа дала старт развитию волоконным РОС-лазерам. В зависимости от легирующей примеси, диапазоны генерации РОС-лазера условно можно разделить на 1.03-1.15 мкм для иттербиевых [26], 1.53-1.62 мкм для эрбиевых [27] и эрбий-иттербиевых [25]; 1.73-2.05 мкм для тулиевых лазеров [28]. Первый иттербиевый лазер был реализован уже в 1995 году [26]. Его резонатор представлял собой 10-см активное волокно с изготовленной в ней «постоянной фазо-смещённой решёткой» (от оригинала англ. *permanent phase shifted grating*). Фазовый сдвиг реализовался за счёт дополнительной засветки УФ-излучением в определенной области ВБР. Можно сказать, что при точечном повышении

показателя преломления образуются две решётки, не совпадающие по фазе друг с другом, и фактически образуется интерферометр Фабри-Перо с малой базой, в том числе геометрически определяемой областью засветки. В качестве накачки использовался полупроводниковый диод с длиной волны 974 нм, генерация лазера происходила на длине волны 1047 нм с дифференциальной эффективностью 44%.

На данный момент представлено большое количество работ по Yb^{3+} РОС-лазерам [29–32]: характерные выходные мощности составляют от единиц до десятков милливатт, ширина линии генерации может достигать ~ 10 кГц. Аналитическая модель и многие нюансы, связанные с влиянием потерь в резонаторе, в том числе и из-за оболочечных мод, подробно описаны в работе [33] и диссертации М. Никулина [34]. Такие лазеры нашли применение в качестве задающего источника для генерации второй и четвёртой гармоник. В работах [15,16] при удвоении частоты РОС-лазеров было получено излучение на длинах волн 515 нм и 546 нм с выходной мощностью генерации 10 мВт и 4 Вт, соответственно, которое впоследствии применялось для спектроскопии переходов молекул йода. Получение четвертой гармоники в области УФ излучения описано во работах [35,36], и потенциально такие источники имеют широкий спектр применений: от изготовления ВБР до литографии.

Как было сказано ранее, первый волоконный РОС-лазер был создан на основе $\text{Er}:\text{Yb}$ световода, и его мощность не превышала 3.2 мВт. С тех пор было реализовано большое количество конфигураций РОС-лазера на переходах ионов эрбия (Er^{3+}). К знаковой работе [37] можно отнести генерацию на склоне спектра люминесценции эрбия на длине волны 1618 нм при длине волны накачки в 1534 нм - в максимуме поглощения ионов эрбия, следовательно, наличие ионов иттербия тут не является необходимым. В работе [38] 5-см резонатор был создан с помощью голографической методики записи: фазовая маска обеспечивает интерференцию между +1 и -1 порядками дифракции УФ-излучения внутри сердцевины световода, в то время как пучок лазера сканирует фазовую маску по всей длине. Изготовленный резонатор

накачивался полупроводниковым диодом с длиной волны 980 нм, максимальная выходная мощность генерации на длине волны 1535 нм составила 10.44 мВт, а дифференциальная эффективность - 21.5%. Насколько известно автору, данное значение является рекордным для Er:Yb РОС-лазеров. Добавка ионов иттербия к эрбию позволяет значительно повысить поглощение излучения накачки на 976 нм, тем самым повышая эффективность генерации, так как иттербий передаёт энергию возбуждения ионам эрбия. Но за счёт большого сечения поглощения ионов Yb^{3+} возникает температурный чирп вдоль резонатора (изменение величины периода в зависимости от координаты) [39], что сказывается как на стабильности, так и на эффективности генерации. Кроме того, в данном волокне присутствует фосфор, что снижает чувствительность к УФ-излучению и затрудняет в нём изготовление ВБР.

В случае чисто эрбиевых РОС-лазеров данные проблемы нивелируются из-за малого сечения поглощения накачки - температурного чирпа практически нет, что сказывается на стабильности генерации, но малой выходной мощностью в ~ 100 мкВт. Также коммерческие эрбиевые световоды обычно легированы германием, что позволяет изготавливать в них резонаторы, включающие ВБР структуры. Первые эрбиевые РОС-лазеры были также изготовлены в 1995 году. В работе [27] 36-мм резонатор был изготовлен в высоколегированном световоде с помощью фазовой маски, а сдвиг внутри структуры реализовался также за счёт дополнительной засветки. Для накачки использовался диод с длиной волны 1480 нм и мощностью до 50 мВт, выходная мощность генерации на длине волны 1547 нм соответствовала 5.6 мВт, таким образом, дифференциальная эффективность составила 17%, что до сих пор является рекордом для эрбиевых РОС-лазеров, при этом значение ширины линии не превышало 15 кГц. В [40] использовался диод накачки с длиной волны 980 нм, излучение которого заводилась в 10-см резонатор. Выходная мощность на длине волны 1550 нм составила 1 мВт при мощности накачки 120 мВт, таким образом, значение дифференциальной эффективности было менее 1%, что является типичной величиной для таких лазеров, ширина

линии генерации соответствовала 13 кГц. Подробно аналитическая модель эрбиевых РОС-лазеров изложена в трудах Фостера [41,42]. Ввиду того, что эрбиевые и эрбий-иттербиевые РОС-лазеры излучают в диапазоне с наибольшей прозрачностью волоконного световода, они на данный момент имеют наибольший интерес в приложениях, связанных с оптической связью или удаленными датчиками [43–47]. Как было показано, для изготовления таких резонаторов используется голографическая методика записи ВБР с применением УФ-излучения. Ввиду особенностей вытяжки волокна и самой методики изготовления резонатора в спектре генерации могут присутствовать две поляризационные моды, что продемонстрировано в работах [31,44,46]. При этом длина самой структуры составляет несколько сантиметров, что затрудняет использование такого резонатора в сенсорных приложениях.

Если развитие иттербиевых, эрбиевых и эрбий-иттербиевых РОС-лазеров шло параллельно, то первый тулиевый волоконный РОС-лазер появился в 2004 году при совместной работе Датского технического университета и фирмы Koheras [48]. Запись структуры проходила с помощью фазовой маски с периодом 1196 нм: длина резонатора составила 5 см, а фазовый сдвиг реализовался в центре структуры. В качестве накачки использовался Ti:sapphire лазер с длиной волны 790 нм и мощностью до 600 мВт, выходная мощность генерации достигала 1 мВт на длине волны 1735 нм. В работе [49] в качестве накачки применялись Er:Yb волоконные источники с длиной волны генерации 1600 и 1570 нм. За счет каскада усиления получилось достигнуть выходной мощности в 20 Вт на длине волны генерации 1930 нм. Также в работе упоминается о возможности генерации в области более 2 мкм, что впоследствии было опубликовано в работе [50]. Излучатели с такой длиной волны представляют интерес в лазерной локации и атмосферных оптических системах связи [51], так как в этом спектральном диапазоне находится локальный минимум поглощения атмосферы, а также в хирургической медицине [52,53] и неинвазивных тестах по определению наличия в организме бактерий *Helicobacter pylori* [54]. Диссертация С.

Филатовой [55] полностью посвящена двухмикронным излучателям в медицинских применениях. В качестве основного источника излучения применялся гольмиевый лазер, так как максимум спектра люминесценции гольмия находится в области 2.05 мкм [56], что позволяет реализовать более эффективные одночастотные лазеры в спектральном диапазоне более 2 мкм. Тем не менее, в обзорных работах [57,58] нет информации о гольмиевых РОС-лазерах, что, вероятно, связано со спецификой изготовления резонатора на искомую длину волны.

Развитие методики фемтосекундой (фс) поточечной записи [59,60] позволяет создавать ВБР с уникальными характеристиками: изготовление возможно даже в нефоточувствительном волокне и в широком диапазоне длин волн без дополнительных компонент в виде фазовых масок; возможна реализация различных функций аподизации (изменение среднего значения наведенного показателя преломления в зависимости от координаты) [61], чирпирования [62], параметров и количества фазовых сдвигов внутри структуры [63]. При данном методе записи наведенная величина двулучепреломления на порядок превышает значение остаточного двулучепреломления в волокне [63]. Возможности записи ВБР методом фемтосекундой поточечной записи, в т.ч. с фазовым сдвигом, обобщены в диссертации А.А.Вольфа [64], однако исследование характеристик РОС-лазеров с такими решетками и их сравнение с традиционными не проводилось.

Таким образом, целью данной работы является исследование возможности улучшения характеристик эрбиевого лазера с распределённой обратной связью (РОС) за счет применения поточечной фс методики записи для формирования регулярных структур показателя преломления типа ВБР с фазовым сдвигом, а также случайных структур показателя преломления для формирования случайной РОС (СРОС). В частности, большой интерес представляет получение генерации единственной поляризационной моды на основе регулярной ВБР с фазовым сдвигом, записанной фс импульсами, минимизация геометрических размеров такого резонатора, применение

случайных структур, изготовленных с использованием поточечной фс методики записи, для уменьшения ширины линии и получения одночастотной генерации, перестраиваемой по спектру, как альтернатива РОС-лазеру.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Расчет параметров резонатора РОС-лазера с селекцией одной поляризационной моды (без физического воздействия на резонатор) для генерации одночастотного излучения на основе коммерчески доступного эрбиевого волоконного световода.
2. Реализация эрбиевого РОС-лазера на основе ВБР с фазовым сдвигом, изготовленной с применением поточечной фс методики записи, исследование его мощностных и спектральных характеристик: дифференциальной эффективности, отношения сигнал/шум, относительного шума интенсивности, ширины линии генерации.
3. Поиск подходящего эрбиевого волоконного световода и реализация РОС-лазера на основе ВБР с фазовым сдвигом, изготовленной с применением поточечной фс методики записи в данном световоде, имеющей минимальную длину резонатора. Исследование его мощностных и спектральных характеристик: дифференциальной эффективности, отношения сигнал/шум, относительного шума интенсивности, ширины линии генерации.
4. Оценка возможности сужения ширины линии генерации РОС-лазера в конфигурации с дополнительной случайной РОС (СРОС) за счет рэлеевского рассеяния в многокилометровой катушке одномодового волоконного световода. Экспериментальное исследование эффекта сужения линии и сравнение значений мгновенной ширины генерации для конфигураций РОС-лазера и гибридной схемы, включающей СРОС. Сравнение СРОС от катушки одномодового волокна и от искусственной случайной структуры, записанной поточечной фс методикой в отрезке волокна.

5. Реализация одночастотного лазера в схеме с кольцевым и линейным резонатором со СРОС на случайных структурах, изготовленных с помощью поточечной фс методики записи, исследование его мощностных и спектральных характеристик: дифференциальной эффективности, отношения сигнал/шум, относительного шума интенсивности, ширины линии генерации, а также возможностей перестройки частоты генерации.

Диссертация состоит из введения, трёх глав и заключения, в котором приведены основные результаты работы.

В первой главе (методической) рассматриваются теоретические и экспериментальные основы лазера с распределенной обратной связью на основе волоконной брэгговской решётки с фазовым сдвигом. Приводятся упрощенные выражения для характеристик структуры: спектральная ширина, коэффициенты отражения/пропускания. Также кратко описана методика, основанная на теории связанных мод, для моделирования оптического спектра резонатора. Обсуждаются физические основы процессов, протекающих при поглощении фс импульсов в объеме прозрачного материала. Представлена методика по изготовлению резонаторов с применением фс поточечной записи, в сравнении с голографической методикой с использованием ультрафиолетового источника. Представлена обобщенная схема лазера на основе волоконной брэгговской решётки с фазовым сдвигом. Приведено описание методик для получения спектральных и мощностных параметров излучателя.

Вторая глава посвящена исследованию характеристик эрбиевых РОС-лазеров на основе резонатора, изготовленного с применением фс поточечной методики записи. Теоретически обосновывается генерация единственной поляризационной компоненты для лазера на основе 32-мм резонатора, изготовленного в коммерчески доступном световоде, без физического воздействия на структуру, также приведены его основные характеристики.

Продемонстрирован РОС-лазер с рекордно коротким резонатором с физической длиной в 5.3 мм, записанным в высоколегированном композитном световоде производства Научного центра волоконной оптики (НЦВО) РАН. В ходе характеристики отмечено, что полученные параметры не уступают аналогичным для РОС-лазеров с длиной резонатора на порядок больше. В конце главы приведено сравнение частотного состава излучения РОС-лазеров, резонаторы которых изготовлены с применением поточечной фс методики и голографической с использованием УФ-излучения.

В третьей главе дана теоретическая оценка для мгновенной ширины линии (на временах порядка микросекунд) генерации в гибридной конфигурации, где к свободному концу резонатора РОС-лазера была приварена СРОС в виде многокилометровой катушки одномодового волокна SMF-28. Согласно оценке, величина, на которую возможно сузить мгновенную ширину РОС-лазера в гибридной конфигурации составила несколько порядков, что было подтверждено экспериментом. В качестве альтернативы длинной катушке предложена СРОС на искусственной случайной структуре, изготовленной с применением фс поточечной методики. Интегральное отражение от четырех образцов с физической длиной 10 см каждый соответствовало отражению от 10-км катушки SMF-28. Данная структура была также приварена к свободному концу резонатора РОС-лазера, и с применением методики самогетеродинамирования было установлено, что ширина линии РОС-лазера в гибридной конфигурации сузилась в 7.5 раз на временах ~ 100 мксек. Далее СРОС структуру, изготовленную с применением фс методики, применяли в схемах с полуоткрытым и кольцевым резонаторами, а в качестве активной среды использовались различные эрбиевые световоды. В обеих конфигурациях был продемонстрирован режим одночастотной генерации, но в случае схемы с полуоткрытым резонатором он достигался только в определенном диапазоне мощностей. Также показано, что применение широкополосной СРОС значительно упрощает реализацию перестройки длины волны генерации, что было продемонстрировано в

конфигурации с полуоткрытым резонатором, где длина волны излучения перестраивалась в диапазоне $\Delta\lambda \sim 10$ нм.

Научная новизна

Впервые реализован и исследован волоконный РОС-лазер на основе ВБР с фазовым сдвигом в качестве резонатора, изготовленной с применением фс поточечной методики, генерирующий единственную поляризационную моду без физического воздействия на него (скручивания). Длина структуры составила 32 мм, выходная мощность одночастотного излучения на длине волны генерации 1550 нм соответствовала 700 мкВт при мощности накачки 525 мВт на длине волны 980 нм. Ширина линии генерации, измеренная на временах ~ 100 мксек, при максимальной выходной мощности равнялась 17 кГц, отношение сигнал/шум для оптического спектра составило около 70 дБ, уровень относительного шума интенсивности соответствовал -85 дБ/Гц на частоте 660 кГц.

Реализован волоконный РОС-лазер с рекордно короткой длиной резонатора – 5.3 мм, изготовленного с применением фс поточечной методики в высоколегированном композитном эрбиевом световоде. Спектральные и мощностные характеристики соответствовали аналогичным параметрам для РОС-лазера с типичной длиной резонатора в несколько сантиметров: мощность на длине волны генерации 1550 нм составила 550 мкВт при мощности накачки 600 мВт на длине волны 980 нм, ширина линии генерации, измеренная на временах ~ 100 мксек равнялась 3.5 кГц, отношение сигнал-шум для оптического спектра составило ≈ 60 дБ, значение относительного шума интенсивности равнялось -95 дБ/Гц на частоте 1.15 МГц.

Предложен и экспериментально реализован метод сужения мгновенной ширины линии генерации РОС-лазера до субгерцовых значений с применением дополнительной СРОС за счет рэлеевского рассеяния в многокилометровой катушке одномодового волоконного световода. Продемонстрирована возможность сужения линии с использованием СРОС за

счет искусственной случайной структуры, записанной поточечной фс методикой.

Реализован узкополосный эрбиевый лазер с полуоткрытым резонатором, где в качестве слабоотражающего распределенного зеркала впервые использовалась СРОС на основе 10-см искусственной случайной рэлеевской структуры, изготовленной с помощью поточечной фс методики формирования искусственных неупорядоченных структур внутри волоконного световода и имеющей высокий уровень наведенного обратного рассеяния: порядка +40 дБ/мм относительно естественного уровня рэлеевского рассеяния волокна SMF-28. В данной конфигурации реализован одночастотный режим генерации с шириной линии ~ 10 кГц и выходной мощностью до ~ 3 мВт. При более высоких мощностях (до 100 мВт) продемонстрирована маломодовая генерация с узкой линией (≤ 3.3 пм). В совокупности с механическим растяжением ВБР для данной схемы получена перестройка длины волны узкополосной генерации в диапазоне 1533.4–1545 нм.

Реализован одночастотный эрбиевый лазер в кольцевой конфигурации, где в резонатор была включена СРОС на основе искусственной случайной рэлеевской структуры. Общая длина структуры составила ≈ 4 м, она состояла из 8 отражателей длиной 12 см каждый. Для данного лазера был получен одночастотный режим во всем диапазоне генерации при максимальной выходной мощности 7.8 мВт на длине волны излучения 1535 нм, ширина линии, измеренная на временах ~ 100 мксек, не превышала 750 Гц.

Практическая значимость

Результаты работы могут быть использованы для создания одночастотного лазера на основе распределенной обратной связи с селекцией поляризационных мод, что имеет особое значение для генерации второй гармоники. Субгерцовый источник излучения на основе гибридной схемы, состоящей из РОС-лазера и СРОС, перспективен для применения в

когерентной рефлектометрии. Одночастотные лазеры на основе случайной распределенной обратной связи, имеющие характеристики, аналогичные характеристикам РОС-лазера, также могут быть применены в таких областях как телекоммуникация, генерация второй гармоники, спектроскопия, сенсорные применения и др. При этом использование фс-методики записи регулярных и случайных структур показателя преломления позволяет создать одночастотные лазеры с улучшенными характеристиками в компактном исполнении [65].

Защищаемые положения:

1. Резонатор волоконного лазера с распределенной обратной связью на основе ВБР с фазовым сдвигом, изготовленной с применением поточечной фс методики записи в активном световоде, не сохраняющем поляризацию, позволяет генерировать единственную поляризационную моду.
2. Эрбиевый РОС-лазер с ультракоротким резонатором, изготовленным с применением поточечной фс методики записи в высоколегированном композитном световоде, демонстрирует мощностные и спектральные характеристики, сопоставимые с аналогичными характеристиками РОС-лазера, имеющего физическую длину на порядок больше.
3. Сужение мгновенной ширины линии генерации гибридного РОС-лазера с дополнительной случайной РОС за счет рэлеевского рассеяния в катушке одномодового световода пропорционально квадрату отношения ее длины к эффективной длине резонатора РОС-лазера. Сужение линии можно также получить с использованием СРОС на искусственной случайной структуре, записанной поточечной фс методикой в относительно коротком отрезке волокна.
4. Использование СРОС на случайной структуре, реализованной с помощью поточечной фс методики записи, совместно с узкополосной ВБР в конфигурации с полуоткрытым резонатором позволяет достичь

спектральных характеристик, сопоставимых со спектральными характеристиками РОС-лазеров, а мощностные значения в данной конфигурации значительно превосходят аналогичные параметры РОС-лазеров. При этом физическое воздействие на ВБР (сжатие/растяжение) позволяет производить перестройку узкой линии генерации в широком спектральном диапазоне.

5. Применение СРОС на случайной структуре и узкополосной ВБР в кольцевой (многопроходной) схеме обеспечивает одночастотный режим генерации во всём диапазоне мощности накачки. Спектральные характеристики соответствуют аналогичным параметрам РОС-лазера, а мощностные – на порядок больше.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались автором лично на Российском семинаре по волоконным лазерам (Новосибирск, 2018, 2020 и 2022 гг.), Всероссийской конференции по волоконной оптике (Пермь, 2021 и 2023 гг.), Международной конференции International Conference Laser Optics (Санкт-Петербург, 2018 и 2022 гг.), Международной конференции OSA Advanced Photonics Congress (Вашингтон, США, онлайн, 2020 г.), 29-ом Международном семинаре по лазерной физике LPHYS 2021 (онлайн, 2021 г.).

Личный вклад

Основные экспериментальные результаты, представленные в работе, были получены автором лично или при непосредственном участии. Автор был вовлечен на всех этапах: от постановки задачи до сборки экспериментальных схем, обработки и анализа данных и их дальнейшей подготовки для научных публикаций.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 17 печатных работах, 8 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК РФ [66–73],

в том числе из них 4 в первом квартиле (Q1) и 2 во втором (Q2) базы WoS, 9 – в сборниках трудов конференций [74–82].

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, благодарностей, списка сокращений и условных обозначений и списка литературы. Полный объём диссертации составляет 139 страниц, включая 65 рисунков и 3 таблицы. Список литературы содержит 163 наименования.

Глава 1. Методики расчета, изготовления и характеристики резонатора и лазера с распределенной обратной связью

Данная глава является методической, в ней рассмотрены теоретические основы ВБР с фазовым сдвигом в структуре. В общем виде представлен метод моделирования спектров пропускания таких структур, основанный на теории связанных мод. Кратко описан процесс изготовления как с применением голографической методики, где в качестве источника излучения используется УФ-лазер, так и с использованием поточечной фс-методики, где применяется лазер, генерирующий в ИК-диапазоне. Рассмотрены физические основы процессов, протекающих в случае применения обеих методик.

В общем виде представлена принципиальная схема волоконного РОС-лазера, где в качестве резонатора используется ВБР с фазовым сдвигом. Схематично представлены стенды для определения основных характеристик выходного излучения, а также дано краткое теоретическое описание их применения.

1.1 Резонатор РОС-лазера на основе ВБР с фазовым сдвигом: схема и модель

Резонатор волоконного лазера с распределенной обратной связью формируется в оптическом волокне – цилиндрическом световоде коаксиальной конструкции, состоящем из сердцевины и оболочки. В зависимости от типа волокна характерные размеры диаметра сердцевины находятся в диапазоне от единиц микрометров для одномодовых волокон и до нескольких сотен микрометров для многомодовых световодов. Для оболочки значение диаметра в редких случаях составляет несколько десятков микрометров и может достигать половины миллиметра. Излучение в сердцевине распространяется вдоль световода за счет полного внутреннего отражения, которое происходит на границе раздела сред с различными показателями преломления. Для того, чтобы показатель преломления

сердцевины отличался от показателя преломления оболочки, в её состав добавляют различные примеси: оксиды германия (GeO_2), алюминия (Al_2O_3), фосфора (P_2O_5). Характерная величина разности показателей преломления составляет $\sim 10^{-2}$. Для изготовления активных волокон, которые впоследствии применяются в качестве активной среды в лазерах, сердцевину легируют редкоземельными металлами: иттербий (Yb^{3+}), эрбий (Er^{3+}), гольмий (Ho^{3+}) и т.д.. Типичная ширина спектра люминесценции для ионов редкоземельных элементов составляет порядка 100 нанометров. Как правило, для накачки активных световодов применяются полупроводниковые лазерные диоды с волоконным выходом, а в качестве зеркал резонатора для волоконных лазеров используются волоконные брэгговские решётки.

ВБР – это одномерная структура, изготовленная в сердцевине световода, с периодической модуляцией показателя преломления. Пример такой структуры схематично представлен на рис. 1.1.

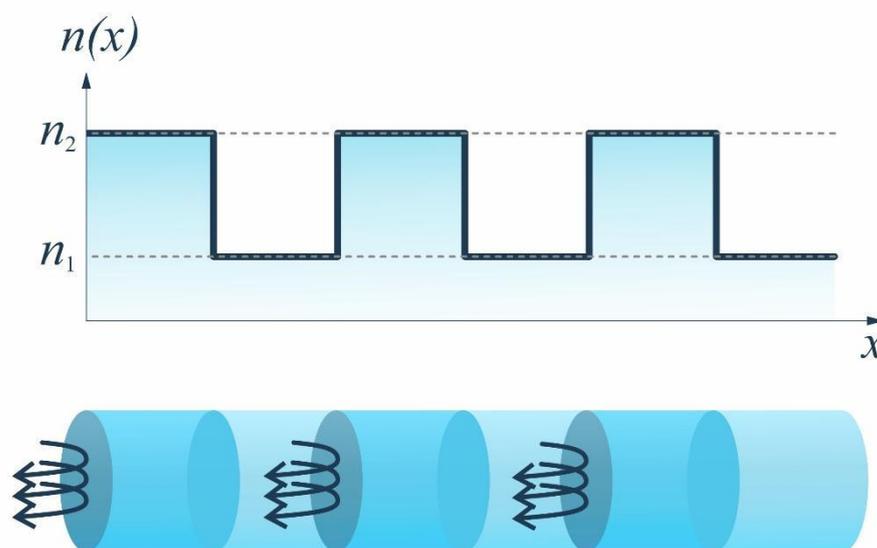


Рисунок 1.1 Сверху представлена зависимость показателя преломления брэгговского отражателя от длины структуры. Снизу схематически показана интерференция волн, отраженных от разных штрихов решётки.

При разности фаз волн, отраженных от соседних штрихов решетки, равной 2π , интерференция становится конструктивной и происходит заметное отражение. Данное условие интерференционного усиления для отраженных лучей можно записать в следующем виде: $2k\Lambda = 2\pi N$, где $k = \omega n_{эфф} / c$ – волновое число в среде; ω , c – частота и скорость света, соответственно; Λ – период структуры, $N = 1, 2, 3, \dots$ – целое число, порядок брэгговского резонанса, $n_{эфф}$ – эффективный показатель преломления области сердцевины, где изготовлена ВБР. Как правило, при изготовлении структуры (далее в работе можно часто встретить словосочетание «запись ВБР») ориентируются на самый сильный резонанс $N = 1$, тогда резонансная длина волны отражения равна:

$$\lambda_B = 2n_{эфф}\Lambda. \quad (1.1)$$

Таким образом, типичный период для структур, рассчитанных на отражение излучения в области ближнего ИК диапазона, составляет сотни нанометров.

Хорошей математической моделью для описания ВБР являются уравнения связанных мод [83]. Направив ось x вдоль волокна, мы можем записать изменение эффективного показателя преломления, состоящего из постоянной величины n_0 и малой синусоидальной добавки:

$$n(x) = n_0 + \delta n \cdot \sin(Kx + \theta(x)), \quad (1.2)$$

где $K = 2\pi/\Lambda$ – пространственная частота решетки, δn – разность показателя преломления между соседними штрихами (амплитуда модуляции показателя преломления), как правило, типичное значение для данной величины находится в диапазоне 10^{-5} - 10^{-3} , поэтому существенное отражение (с учетом отражения Френеля на единичном штрихе – $r = \delta n / 2n_{эфф} \sim 10^{-5}$ - 10^{-3}) может достигаться на структурах с физической длиной в несколько сантиметров. Электрическое поле можно записать в виде суммы двух волн, бегущих вправо и влево:

$$E(x) = u(x)e^{i(kx + \theta/2)} + v(x)e^{-i(kx + \theta/2)}, \quad (1.3)$$

где $u(x)$, $v(x)$ –медленно меняющаяся амплитуда с длиной волны, близкой к резонансу ВБР. Подставив поле в данном виде в уравнение Гельмгольца

$$\Delta E + \frac{\omega^2 n(x)^2}{c} E = 0, \quad (1.4)$$

получаем систему укороченных уравнений

$$u' = i\delta u + i\kappa v, v' = -i\delta v - i\kappa u, \quad (1.5)$$

которая описывает изменение амплитуд двух встречных волн и называется уравнениями связанных мод или связанных волн. Штрих означает производную по координате x , также введен коэффициент связи мод $\kappa = \pi \delta n / \lambda_B$ и отстройка $\delta = (2\pi n_0 / \lambda - \pi / L) - (1/2) d\theta / dx$.

ВБР, имеющая не постоянное среднее значение наведенного показателя преломления вдоль оси x , можно представить как последовательность однородных решеток, где данная величина в каждой ВБР является константой. Решение для каждого сегмента будет выглядеть как [34]:

$$\begin{pmatrix} u(x) \\ v(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch\gamma L - i\frac{\delta}{\gamma} sh\gamma L & -i\frac{\kappa}{\gamma} sh\gamma L \\ i\frac{\kappa}{\gamma} sh\gamma L & ch\gamma L + i\frac{\delta}{\gamma} sh\gamma L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u(x+L) \\ v(x+L) \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

где $\gamma = \sqrt{\kappa^2 - \delta^2}$, а матрицу из (1.6) принято называть трансфер-матрицей (переходной) или Т-матрицей. Это можно представить в виде схемы (рис. 1.2), которая иллюстрирует постановку задачи рассеяния в общем случае и из которой будут найдены коэффициенты отражения и прохождения для однородного участка ВБР.

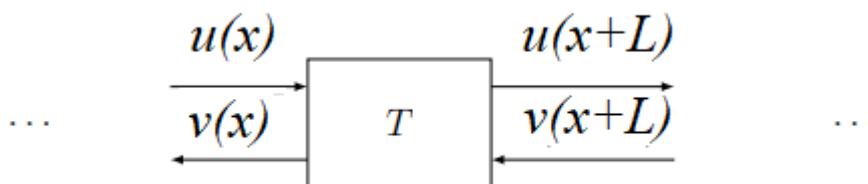


Рисунок 1.2 Блок-схема для задачи рассеяния в общем случае.

В случае постановки левой задачи рассеяния (волна падает на решетку слева) для уравнений связанных мод (1.6) надо потребовать, чтобы справа ничего не падало, т.е. $v(x+L) = 0$. Амплитудные коэффициенты отражения и прохождения по определению для данной задачи выглядят как $r = v(x)/u(x)$ и $t = u(x+L)/u(x)$, соответственно. Исходя из (1.6), левый коэффициент отражения в зависимости от отстройки будет выглядеть следующим образом:

$$R(\delta) = r^2 = \frac{\chi^2 sh^2 \gamma L}{\gamma^2 ch^2 \gamma L + \delta^2 sh^2 \gamma L} = \frac{\chi^2}{\gamma^2 ch^2 \gamma L + \delta^2}. \quad (1.7)$$

Так как $R+T = 1$ и максимальное отражение происходит в резонансе $\delta = 0$, то коэффициенты можно представить, как:

$$R(0) = R_{\max} = th^2 \chi L, \quad T = 1/ch^2 \chi L \approx 4e^{-2\chi L}, \quad (1.8)$$

где приближение справедливо при оптической силе $\chi L \gg 1$. Кроме того, хотелось бы отметить, что спектральная ширина для однородной ВБР определяется [84]:

$$\Delta\lambda \sim \lambda \sqrt{\left(\frac{\delta n}{n}\right)^2 + \left(\frac{\Lambda}{L}\right)^2}, \quad (1.9)$$

и зависит от наведенного показателя преломления и длины самой структуры.

Резонатор волоконного РОС-лазера изготавливается в активном световоде, физическая длина составляет единицы сантиметров и в редких случаях может достигать десятков [85]. Схематично структура резонатора представлена на рис. 1.3: две примерно равные однородные ВБР разделены между собой сдвигом фазы модуляции показателя преломления. Величина сдвига соответствует половине периода ВБР (π -сдвиг) или четверти её резонансной длины волны в материале. В дальнейшем для удобства такие структуры будут обозначаться как π -ВБР. Ширина спектра такой ВБР, как правило, составляет не более половины нанометра, а коэффициент пропускания, удовлетворяющий условию достижения порога генерации,

находится в диапазоне от долей до десятка процентов в зависимости от коэффициента усиления в активном световоде.

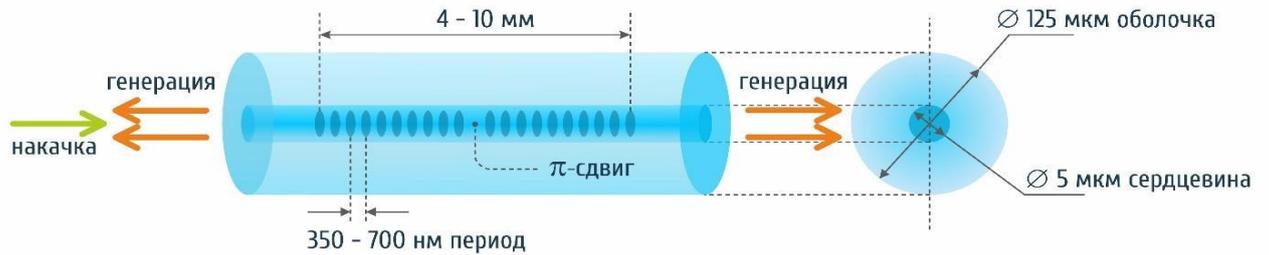


Рисунок 1.3. Схема резонатора волоконного лазера с распределенной обратной связью.

Для иллюстрации частотного состава холодного резонатора получим его спектр пропускания, последовательно перемножив три матрицы: две трансфер-матрицы, соответствующие однородным ВБР, и стоящую между ними матрицу фазового сдвига. Трансфер-матрицы для однородных ВБР будут выглядеть аналогично матрице из выражения (1.6), а матрица фазового сдвига:

$$T_{\pi} = \begin{pmatrix} e^{-i\theta/2} & 0 \\ 0 & e^{i\theta/2} \end{pmatrix},$$

схематично это можно представить как

$$\begin{pmatrix} u_4 \\ v_4 \end{pmatrix} = T_{43} \begin{pmatrix} u_3 \\ v_3 \end{pmatrix} = T_{43} T_{32} \begin{pmatrix} u_2 \\ v_2 \end{pmatrix} = T_{43} T_{32} T_{21} \begin{pmatrix} u_1 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

где $T_{43}T_{21}$ – трансфер-матрицы однородных ВБР, $T_{32} \equiv T_{\pi}$ – матрица фазового сдвига. С учетом (1.6) и (1.10) на рис. 1.4 представлен расчётный спектр пропускания резонатора РОС-лазера с параметрами: физическая длина ВБР – 5 см, период структуры – 533 нм, показатель преломления сердцевины световода – 1.45, наведенный показатель преломления составляет $\delta n = 10^{-4}$, фазовый сдвиг равен $\theta = \pi$ (≈ 270 мкм).

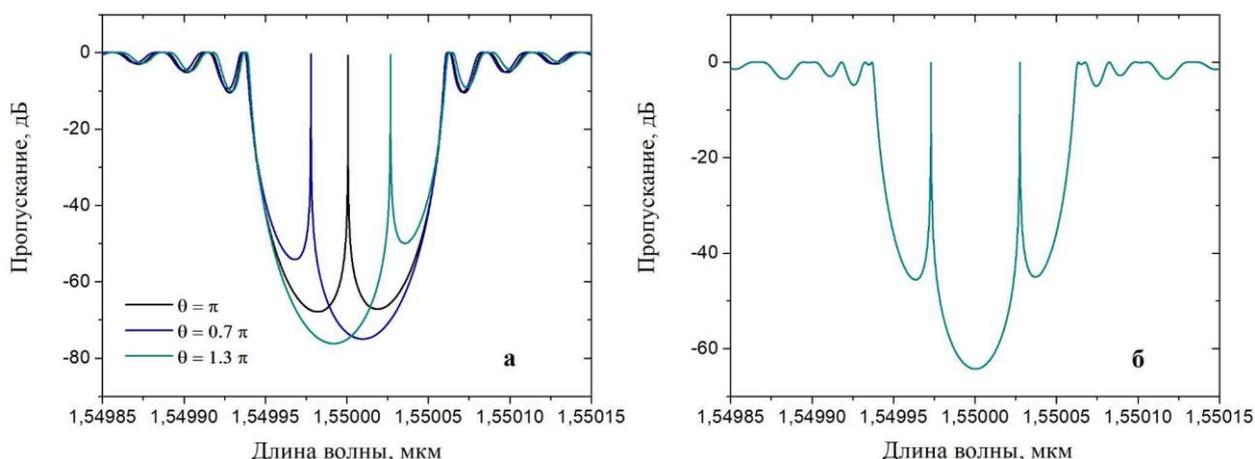


Рисунок 1.4. Расчётный спектры пропускания резонатора РОС-лазера с фазовым сдвигом равным π - черный цвет, 0.7π - зеленый цвет, 1.3π - синий цвет. (б) Спектр пропускания резонатора РБО-лазера с общей длиной 5 см и длиной для каждой ВБР 2 см.

В спектре пропускания присутствует единственный узкий пик на резонансной длине волны, который соответствует основной продольной моде. Таким образом, применяя π -ВБР в качестве резонатора, мы реализуем одночастотный режим генерации, и для такой конфигурации при $\kappa L \gg 4$ значение пропускания для основной моды составляет [46]:

$$T = 4 \cdot \exp(-\kappa L). \quad (1.11)$$

При фазовом сдвиге $\theta \neq \pi$, происходит смещение полосы пропускания резонатора от максимума отражения структуры к периферии спектра, что приводит к уменьшению добротности для моды. В случае, когда $\kappa L \gg 1$ и фазовое отклонение лежит в интервале $0.7\pi < \theta < 1.3\pi$ (рис. 1.4 – зелёный и синие цвета), формулу (1.11) можно использовать в качестве оценки.

В какой-то степени можно утверждать, что конфигурация РОС-лазера является предельным случаем для конфигурации лазера с распределёнными брэгговскими отражателями (РБО-лазер). Как следует из названия, РБО-лазер состоит из двух ВБР, разделенных участком активного световода, сами ВБР могут быть записаны как в пассивном, так и в активном световоде. Таким образом, данная конфигурация представляет собой волоконный аналог интерферометра Фабри-Перо, для которого частотный интервал между продольными модами эквидистантен и составляет $-\Delta\nu = c/2nl_{eff}$, где c –

скорость света; n – показатель преломления волокна; l_{eff} – эффективная длина базы, включающая активное волокно, а также участки ВБР, на которых излучение затухает экспоненциально. На рис. 1.4 (б) представлены расчетные спектры пропускания для РБО-лазера: длина каждой ВБР 2 см, активной части – 1 см, наведенный показатель преломления для обеих ВБР – $\delta n = 10^{-4}$. Несмотря на короткую базу, резонатор является плотным для двух продольных мод, что приводит к многочастотной генерации. Количество генерирующих частот кроме эффективной длины резонатора также зависит от спектральной ширины ВБР, так как она определяет диапазон усиления. В свою очередь, спектральная ширина ВБР зависит, в том числе, и от длины структуры (см. выражение (1.9)). Поэтому реализовать одночастотный лазер в РБО-конфигурации является трудной задачей, так как необходимо иметь короткую базу, но при этом сами ВБР должны быть достаточно длинными, что тяжело реализуемо. В конфигурации РОС-лазера рассматривается простейший случай точечного фазового сдвига, поэтому с учетом (1.11) эффективная длина резонатора по порядку величины определяется как:

$$L_{eff} \sim \frac{1}{\kappa} . \quad (1.12)$$

Таким образом, для резонатора РОС-лазера с заявленными выше параметрами эффективная длина составляет всего 5 мм. Как итог, проблема перескока продольных мод при нагреве или растяжении/сжатии резонатора (что выполняется при перестройке или стабилизации длины волны генерации) для РОС-лазера отсутствует, в отличие от РБО-конфигурации.

1.2 Изготовление ВБР с фазовым π -сдвигом с помощью фемтосекундных лазерных импульсов ИК диапазона

1.2.1 Модификация показателя преломления прозрачного материала с применением фемтосекундных импульсов

Процесс поглощения фс лазерных импульсов, сфокусированных вглубь материала, грубо делится на следующие этапы [86,87]: нелинейное поглощение излучения и ионизация вещества, трансфер энергии от возбужденных электронов к решетке материала, разогрев материала до высоких температур и его последующее остывание до первоначальной температуры. Механизм взаимодействия фс лазерного импульса с прозрачным материалом значительно отличается от механизмов, свойственных импульсам с длительностью более пикосекунды, так как для субпикосекундных импульсов временной интервал возбуждения электронов меньше времени рассеяния фотонов на электронах (~ 1 пс). Фактически это означает, что взаимодействие фс импульса с веществом заканчивается до того, как разогретые электроны передадут энергию решетке материала. Тепловая диффузия вне фокального объема будет минимальной, таким образом, воздействие остается локализованным (до ~ 1 мкм³). При этом из-за сверхкороткой длительности лазерного импульса в фокальном объеме интенсивность излучения достигает рекордных величин (~ 10 ТВт/см²) и на первый план выходят нелинейные процессы.

Одним из существенных нелинейных процессов является многофотонная ионизация, характеризующаяся следующими параметрами: I_{MFA} – порог многофотонной ионизации; $K \geq E_g/h\omega$ – коэффициент фотонности процесса, где E_g – ширина запрещенной зоны материала, $h\omega$ – энергия фотона. Коэффициент фотонности является целым числом и определяет минимальное количество фотонов, которое необходимо для преодоления электроном ширины запрещенной зоны материала и перехода из валентной зоны в зону проводимости. Так, для кварцевого стекла, для которого $E_g = 7.6$ эВ, и длины

волны фс излучения 800 нм фотонность процесса $K = 5$, а $I_{MPA} = 25$ ТВт/см². Помимо многофотонной ионизации свободные электроны в диэлектрике могут возникнуть вследствие туннельной ионизации в сильном поле проходящего через материал излучения. В данном случае происходит деформация кулоновского потенциала и электрон может туннелировать через потенциальный барьер. Такой тип ионизации возможен при большой амплитуде поля и низкой частоте падающего излучения. В промежуточном случае электрон может поглотить энергию нескольких фотонов, а далее туннелировать через потенциальный барьер. В зависимости от характеристик фс излучения изначально основной вклад в ионизацию электронов могут вносить как многофотонная, так и туннельная ионизация [88]. При последовательном поглощении электроном нескольких фотонов с суммарной энергией больше ширины запрещенной зоны и последующей ударной ионизации происходит переход электрона из валентной зоны в зону проводимости. При повторении данного процесса происходит рост плотности свободных электронов лавинообразным образом, а, следовательно, возникает лавинообразный рост плотности плазмы, из-за чего данный процесс называют лавинной ионизацией. Рост плотности плазмы ограничен значением критической плотности плазмы $\rho_{BD} = \epsilon_0 m_e \omega_p^2 / q_e^2$, где m_e – эффективная масса электрона, ω_p – плазменная частота, q_e – заряд электрона. Когда значение плазменной частоты соответствует частоте падающего излучения, плазма становится непрозрачной. Считается, что оптический пробой наступает при достижении внутри материала данного значения плотности плазмы. При длине волны 1026 нм значение критической плотности плазмы составляет $\rho_{BD} \approx 10^{21}$ см⁻³. В дальнейшем энергия плазмы перераспределяется из-за электрон-фононных взаимодействий в энергию решетки материала, приводящей к различным видам модификации. Тип модификации зависит не только от параметров фс излучения (длина волны, длительность и энергия импульса), но также от условий фокусировки и свойств прозрачного материала. Всего выделяют три вида модификаций, характерных для кварцевого стекла:

плавное изменение показателя преломления, формирование двулучепреломляющего изменения показателя преломления, образование пустот [64,87].

1.2.2 Методика поточечной фемтосекундной записи

Существует большое количество методик, применяющихся для записи ВБР, как с помощью УФ лазерных источников – KrF эксимерный лазер, вторая гармоника Ar⁺ лазера, так и фемтосекундных лазеров видимого или ИК диапазона – титан-сапфировые и Yb:KGW лазеры. Среди них фс поточечный метод изготовления является имеющим наибольшее число опций, так как позволяет управлять продольной и поперечной геометрией записываемой структуры: периодом и, следовательно, резонансной длиной волны ВБР, коэффициентом связи, вводить чирп и фазовые сдвиги в структуру [89], позиционировать ВБР в любой области волоконного световода, что позволяет селективировать поперечные моды в многомодовом волокне [90]. Также поточечная методика является наименее требовательной к энергии фс импульсов, что упрощает её реализацию. Так, при поточечной записи ВБР диапазон энергий фс импульсов составляет ~10–100 нДж [91], в случае фс записи через фазовую маску энергия достигает значений ~1 мДж [92].

В 2004 году была представлена методика фс поточечной (от англ. point-by-point) записи ВБР [59], где применялся титан-сапфировый лазер со следующими характеристиками: длина волны излучения – $\lambda = 800$ нм, длительность импульса – $\Delta t = 150$ фс, частота следования импульсов – $f_{las} = 1$ кГц, энергия импульсов – $E_p \sim 100$ нДж. Перемещение самого волоконного световода в области фокусировки фс излучения осуществлялось с применением двухкоординатной линейной подвижки (линейного позиционера). При данной методике каждый штрих ВБР создается за счет поглощения одного фс импульса при равномерном перемещении волоконного световода (рис. 1.5). Таким образом, период структуры зависит от скорости

перемещения волокна v_{tr} и частоты следования лазерных импульсов f_{las} согласно следующему выражению:

$$\Lambda_{ВБР} = v_{tr} / f_{las} . \quad (1.13)$$

Если при изготовлении структуры частота следования f_c импульсов является постоянной, то период ВБР можно варьировать путем изменения v_{tr} непосредственно в ходе записи, создавая при этом chirпованную ВБР или массив структур с различными резонансными длинами волн.

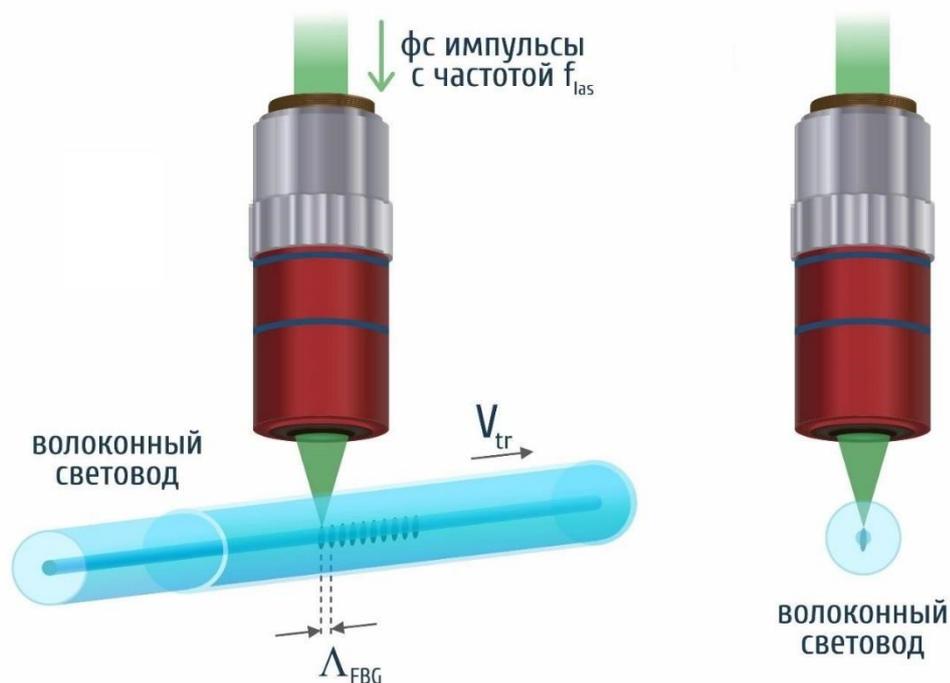


Рисунок 1.5 Фокусировка фс импульсов при поточечной записи ВБР.

Стандартный одномодовый волоконный световод, рассчитанный на работу в диапазоне длин волн 1.55 мкм, имеет сердцевину с типичным диаметром ~ 8 мкм и диаметром поля моды ~ 10 мкм на длине волны 1.55 мкм (например, Corning SMF-28). В то же время, одиночный фс импульс с гауссовым поперечным распределением образует в области фокусировки модификацию показателя преломления эллиптической формы [93]. При этом ориентация данной модификации совпадает с направлением распространения фс излучения. Это связано с тем фактом, что порог нелинейного поглощения лазерного излучения достигается в определенном объеме, в котором интенсивность превышает критическую (≈ 20 ТВт/см² для кварцевого стекла).

Для гауссового пучка, распространяющегося в прозрачной среде с показателем преломления $n = 1.46$ вдоль оси Y интенсивность может быть записана в следующем виде [94]:

$$I(x, y, z) \sim \frac{I}{1 + y^2/y_R^2} \exp\left[-\frac{2(x^2 + z^2)}{w_0(1 + y^2/y_R^2)}\right], \quad (1.14)$$

где $w_0 = \lambda/\pi n NA$ – перетяжка пучка в области фокусировки объектива с апертурой NA , $y_R = knw_0^2/2$ – рэлеевская длина, λ и $k = 2\pi/\lambda$ – длина волны и волновое число в вакууме соответственно. Например, для лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 1.026$ мкм и объектива с числовой апертурой $NA = 0.4$ перетяжка пучка будет составлять $w_0 \approx 0.55$ мкм. С учетом формы (1.14) на рис. 1.6 приведен пример расчетного распределения интенсивности в плоскости $XY|_{z=0}$ для пучка с указанными параметрами.

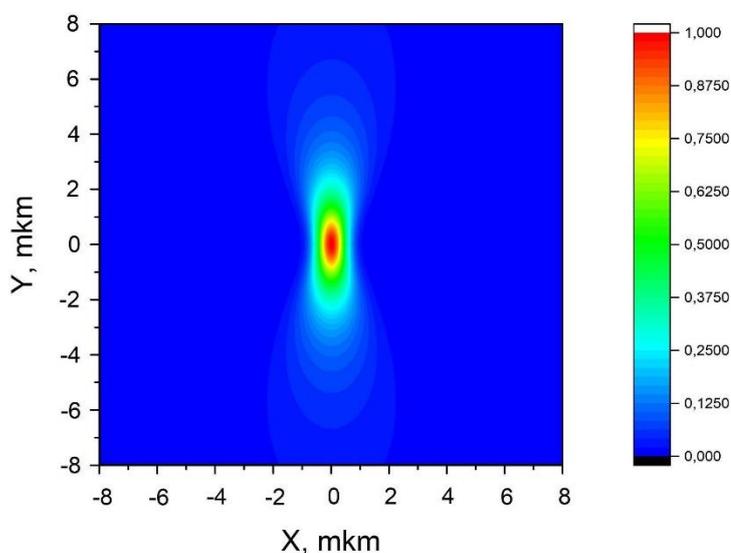


Рисунок 1.6 Нормированное распределение интенсивности вблизи области фокусировки для гауссового пучка, распространяющегося вдоль оси Y .

Таким образом, при записи ВБР с применением поточечной методики в стандартных волоконных световодах достигается лишь частичное перекрытие поля моды с областью анизотропной фс-модификации показателя преломления.

1.2.3 Экспериментальная установка поточечной фс записи

Запись ВБР производилась на установке прецизионной фс лазерной модификации материалов [63,64]. Главными элементами данной установки являются Yb:KWG фемтосекундный лазер Light Conversion PHAROS 6W и высокоточный линейный транслятор Aerotech ABL1000. Их характеристики представлены в виде таблиц ниже.

Таблица 1 – Технические характеристики фемтосекундного лазера Light Conversion Pharos 6 W.

Активный кристалл	Yb:KWG
Длина волны	1026 нм
Длительность импульса	230 фс
Энергия импульса	≤ 200 мкДж
Частота повторения импульсов	1–200 кГц
Мода	TEM ₀₀
Поляризация	Линейная
Качество пучка, M²	< 1.2

Таблица 2 – Технические характеристики высокоточной платформы позиционирования Aerotech ABL1000.

Система привода	Линейный бесщёточный сервопривод
Область перемещений	100 мм
Точность позиционирования	200 нм
Повторяемость перемещений	50 нм
Разрешение энкодера	0.5 нм

Лазерный пучок с помощью системы поворотных зеркал и делителей пучка заводился на вход микрообъектива Mitutoyo 100× Plan Apo NIR HR. Оптическое волокно, в сердцевину которого производилась фокусировка пучка, продевалось через стеклянную феррулу с сошлифованной боковой поверхностью. Необходимость шлифовки была обусловлена снижением влияния линзирования лазерного излучения на поверхности феррулы.

Процесс изготовления фс поточечных ВБР был следующим: сперва свободный конец волоконного световода пропущался через феррулу и затем фиксировался с помощью зажима, установленного на платформе линейного транслятора Aerotech ABL1000. После этого на платформу отправлялась команда, приводящая её, а, следовательно, и волокно, в состояние равномерного прямолинейного движения (рис. 1.7). После короткой задержки, когда скорость платформы стабилизировалась, открывался затвор фемтосекундного лазера. Скорость движения волокна и частота лазерных импульсов выбирались таким образом, чтобы полученная структура имела необходимый период, что было описано в пункте 1.2.2. В большинстве экспериментов значение частоты следования импульсов составляло $f_{las} = 1$ кГц, таким образом, с учетом формул (1.1) и (1.13) для ВБР первого порядка с резонансной длиной волны $\lambda_{ВБР} \approx 1550$ нм скорость перемещения волоконного световода составила $v_{tr} \approx 0.535$ мм/с.

При записи π -ВБР зажим для волокна, который при записи однородных ВБР был жестко закреплен на высокоточном линейном позиционере Aerotech, в данном случае был установлен на пьезоэлемент (пьезо) с направлением смещения вдоль движения позиционера.

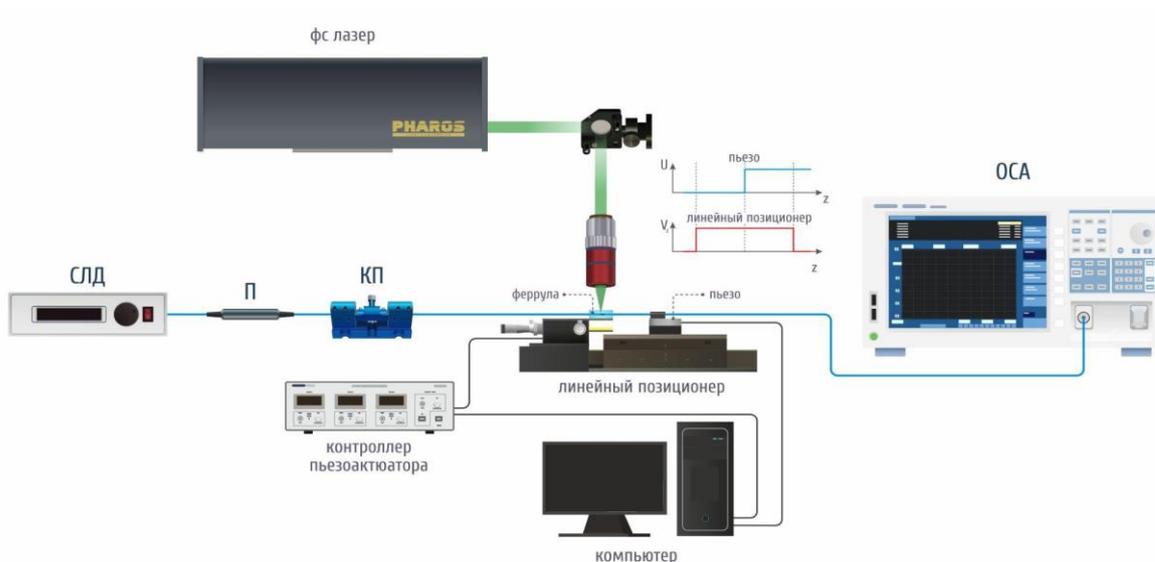


Рисунок 1.7 Схема установки для записи π -ВБР с применением фс-методики.

Во время записи ВБР в выбранный момент на пьезоэлемент подавалось напряжение $U \approx 5.3$ В (рис. 1.8), что придавало дополнительное смещение волокна вдоль направления его движения на величину $\Delta z \approx 0.27$ мкм. Величина смещения примерно соответствовала значению $L_{ВБР}/2$, где $L_{ВБР} = 0.535$ мкм – период ВБР 1-го порядка с резонансом вблизи длины волны 1550 нм. В общем случае величина смещения пьезоэлемента зависит от используемой модели и может варьироваться в широком диапазоне (~ 0.01 -10 мкм). Величина и момент продольного смещения пьезоэлемента, а, следовательно, и волоконного световода, устанавливались через управляющий компьютер, который также обеспечивал согласованность работы других устройств, участвующих в процессе записи.

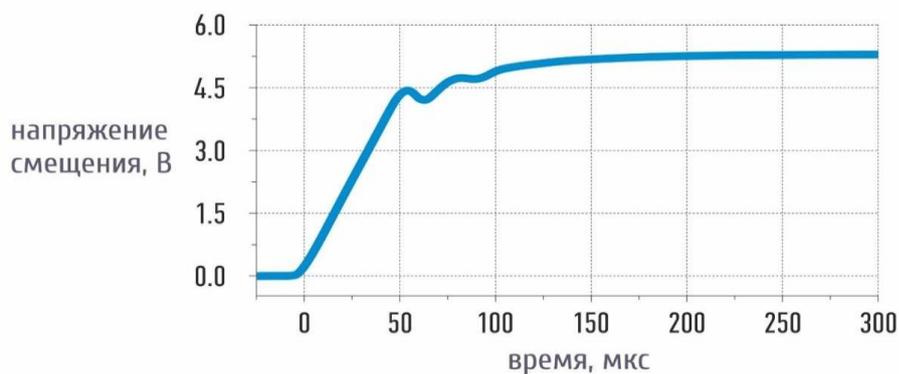


Рисунок 1.8 Осциллограмма напряжения, поданного на пьезоэлемент в момент реализации фазового сдвига в структуре.

Также следует отметить, что при подаче на пьезоэлемент напряжения в $U = 5.3$ В, время релаксации составляет около 200 мкс (рис. 1.8), что меньше выбранного интервала следования лазерных импульсов (1 мс). Синхронизация времени испускания фс лазерных импульсов и момента срабатывания пьезоэлемента позволяла вводить фазовые сдвиги в структуру ВБР без прерывания процесса движения волоконного световода и записи ВБР.

1.3 Изготовление π -ВБР с применением непрерывного УФ излучения и голографической методики записи

Механизм фоточувствительности германосиликатного волокна к УФ излучению подробно описан в работах [22,95], где было показано, что пик поглощения находится на ~ 240 нм (рис. 1.9) и соответствует синглет-синглетным переходам германиевых кислородно-дефицитных центров (ГКДЦ). Также в спектре поглощения присутствует более слабый синглет-триплетный пик с центром на ~ 330 нм.

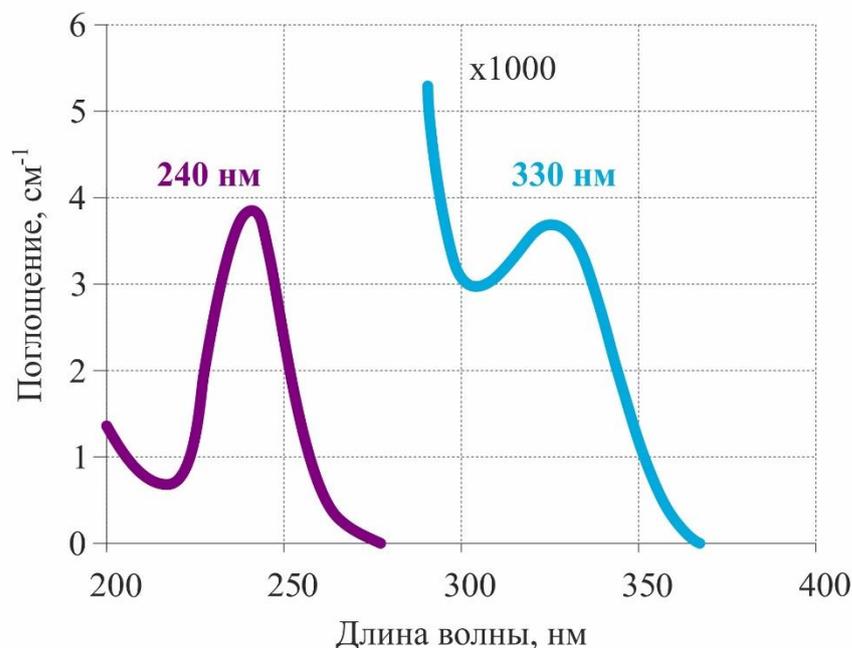


Рисунок 1.9 Спектр поглощения германосиликатного волоконного световода.

При облучении УФ происходит разрыв связей германия с кислородом, что приводит к образованию центров окраски. Таким образом, происходит

изменение спектра поглощения материала, а вследствие соотношения Крамерса-Кронига [96] возникает изменение показателя преломления и самой среды. Также за счёт передачи возбуждения (поглощенной энергии) и перераспределения механических напряжений в образце происходит уплотнение сетки стекла, что также влияет на изменение показателя преломления.

Схематично экспериментальная установка для изготовления ВБР представлена на рис.1.10. При записи моторизированный линейный транслятор с закреплёнными на нём фазовой маской, рассчитанной на брэгговскую длину волны 1550 нм, и волоконным световодом перемещался поперек пучка УФ лазера с длиной волны излучения ≈ 244 нм (вторая гармоника Ar^+ лазера). Маска была изготовлена из кварцевого стекла, прозрачного для УФ излучения, а также имеет рельеф, обеспечивающий сосредоточение основной доли мощности в +1 и -1 порядках. Это позволяет достигать высокого контраста интерференционной картины. Излучение лазера с гауссовым распределением интенсивности (диаметр пучка 1.2 мм) фокусировалось цилиндрической линзой в сердцевину световода, размер перетяжки пучка не превышал 100 мкм.

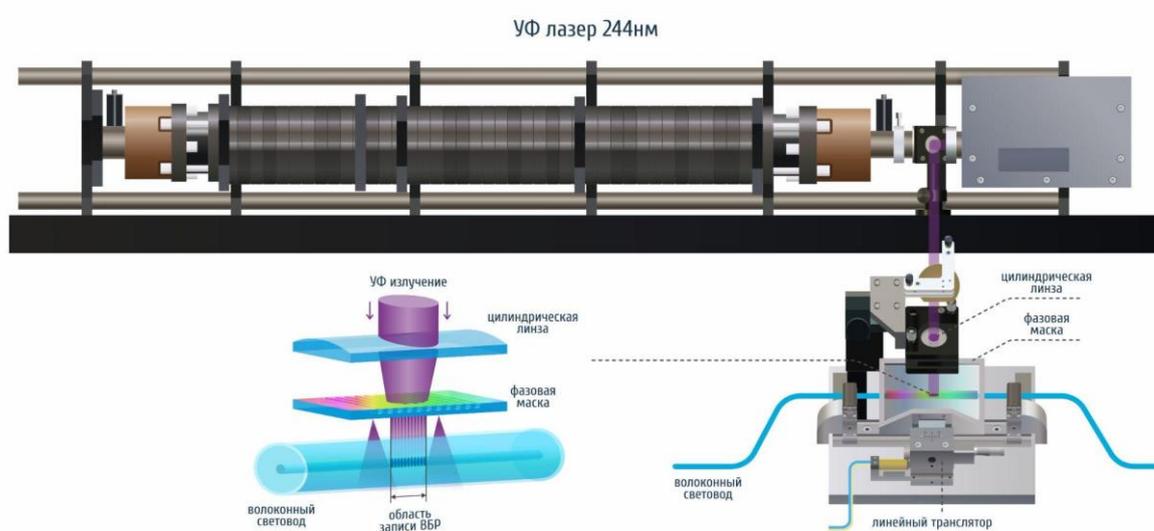


Рисунок 1.10 Голографическая схема записи ВБР.

Решетка имеет однородный профиль показателя преломления практически по всей длине структуры, так как волоконный световод равномерно перемещался через область перекрытия (интерференции) дифрагирующих пучков, за исключением центра структуры и концов, где имеется фазовый сдвиг и переходная область в 0.6 мм, соответственно. Фазовая маска установлена на подвижку с пьезоэлементом (рис. 1.10). В момент времени, когда записана половина структуры, на пьезоэлемент подаётся напряжение, что приводит к сдвигу фазовой маски относительно волокна. Так как сдвигка Δz соответствует величине полупериода структуры $L_{ВБР}/2$, то возникает «область затирания» регулярной структуры ВБР в центре, а длина данного участка соответствует приблизительно диаметру пучка (1.2 мм) – d . Фактически область фазового сдвига составляет 1.2 мм, что существенно, если производится попытка минимизировать длину резонатора. На рис. 1.11 (а) представлены расчётные спектры пропускания π -ВБР на разных этапах записи: при изготовлении половины структуры – зелёный цвет, при реализации фазового сдвига – синий цвет, для полностью записанной структуры – чёрный цвет. Параметры моделирования: физическая длина структуры – 4 см, наведенный показатель преломления составляет $\delta n \sim 10^{-4}$, период ВБР – 533 нм, фазовый сдвиг составил $\Delta L \approx d = 1.2$ мм.

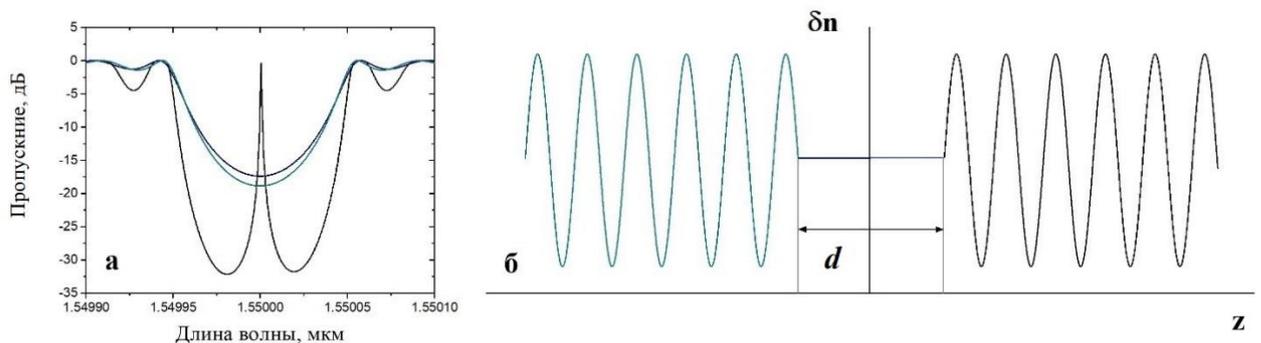


Рисунок 1.11(а) Расчётные спектры пропускания π -ВБР на разных этапах записи: при изготовлении половины структуры – зелёный цвет, при реализации фазового сдвига – синий цвет, для полностью записанной структуры – чёрный цвет. (б) Зависимость наведенного показателя преломления от продольной координаты структуры ВБР (схематично).

На рис.1.11(б) схематично представлена зависимость наведенного показателя преломления от длины ВБР. Данный подход фактически описывает методику по дополнительной засветке ВБР в центре структуры, большое количество работ посвящено данному методу, реализующему как фазовый сдвиг [26], так и аподизацию ВБР [97]. Тем не менее, резонаторы, изготовленные с применением данной технологии, обеспечивают генерацию одночастотного излучения [31].

Как можно заметить, методики по изготовлению резонатора на основе ВБР с фазовым сдвигом, представленные в двух последних разделах, изложены очень кратко и являются ознакомительными, автор рекомендует заинтересованному читателю посмотреть работы, где голографическая методика с применением УФ-излучения [97–99] и фс технология записи [64,99] изложены более подробно.

1.4 Измерение мощностных, спектральных и шумовых характеристик излучения одночастотных волоконных лазеров

Как и любые другие лазеры, волоконные лазеры состоят из трёх основных компонентов: активной среды, накачки – источника энергии, резонатора. Частично уже были рассмотрены резонаторы в виде π -ВБР и двух ВБР, разнесенных на расстояние много больше периода структуры (РБО-конфигурация). Далее в работе будут подробно описаны другие схемы одночастотных лазеров на основе гибридных резонаторов, включающих случайную распределенную обратную связь. Как говорилось ранее, излучение на 1.5 мкм представляет интерес ввиду наименьших потерь в световоде на данной длине волны и может применяться в приложениях, связанных с когерентной оптической связью, удаленным мониторингом и т.д. Поэтому в рассматриваемых схемах в качестве активной среды применяются волокна, допированные ионами эрбия – Er^{3+} . Усиление и генерация происходят по трёхуровневой схеме [100] рис (1.12).

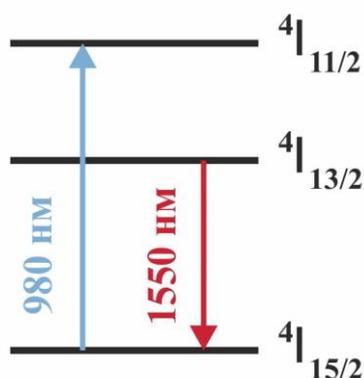


Рисунок 1.12 Энергетическая схема уровней иона Er^{3+} .

Полоса поглощения на длине волны накачки 0.98 мкм обусловлена переходом с основного уровня ${}^4I_{15/2}$ на метастабильный ${}^4I_{11/2}$, время жизни на котором составляет ~ 10 мсек. Усиление и генерация на длине волны 1.55 мкм соответствует переходу с уровня ${}^4I_{13/2}$ на основной ${}^4I_{15/2}$. Сечение поглощения на длине волны накачки и генерации составляет $\sigma_p^a = 0.2 \text{ нм}^2$, $\sigma_s^a = 0.4 - 0.8 \text{ нм}^2$, $\sigma_s^e = 0.4 - 0.8 \text{ нм}^2$ (в зависимости от длины волны поглощения 1530-1560 нм), соответственно; сечение излучения на длине волны генерации $\sigma_s^e = 0.4 - 0.8 \text{ нм}^2$ (в зависимости от длины волны генерации 1530-1560 нм). Данной информации достаточно для теоретической характеристики активного световода: определения концентрации активных ионов, коэффициента усиления при заданной длине волокна, мощности накачки и сигнала [101]. Следует понимать, что данные, предоставленные производителем волокна (коэффициент поглощения на длине волны излучения, накачки и т.д.), могут отличаться от экспериментальных, поэтому определение некоторых величин (того же усиления) будет обсуждено далее.

Обычно для накачки волоконных лазеров применяют полупроводниковые источники — инжекционные лазеры с резонатором Фабри-Перо на основе структур AlGaAs и InGaAsP, излучающие в диапазоне полосы поглощения редкоземельных элементов: 0.8 мкм, 0.9–0.98 мкм, 1.480

мкм. В большинстве экспериментальных схем, описанных далее, в качестве источника накачки применялся полупроводниковый диод от производителя «3sp technologies». Лазер имеет волоконный выход, в котором изготовлена ВБР для стабилизации длины волны генерации – 979.5 нм, максимальная выходная мощность не превышала 750 мВт. Таким образом, принципиальную схему волоконного РОС-лазера можно представить, как диод накачки, соединенный с π -ВБР посредством сварки через спектрально-селективный разветвитель (ССР), рис. 1.13. Основным свойством ССР является разделение длин волн по портам, поэтому на измерительные стенды попадает только сигнал генерации с отдельного порта без примеси излучения накачки.

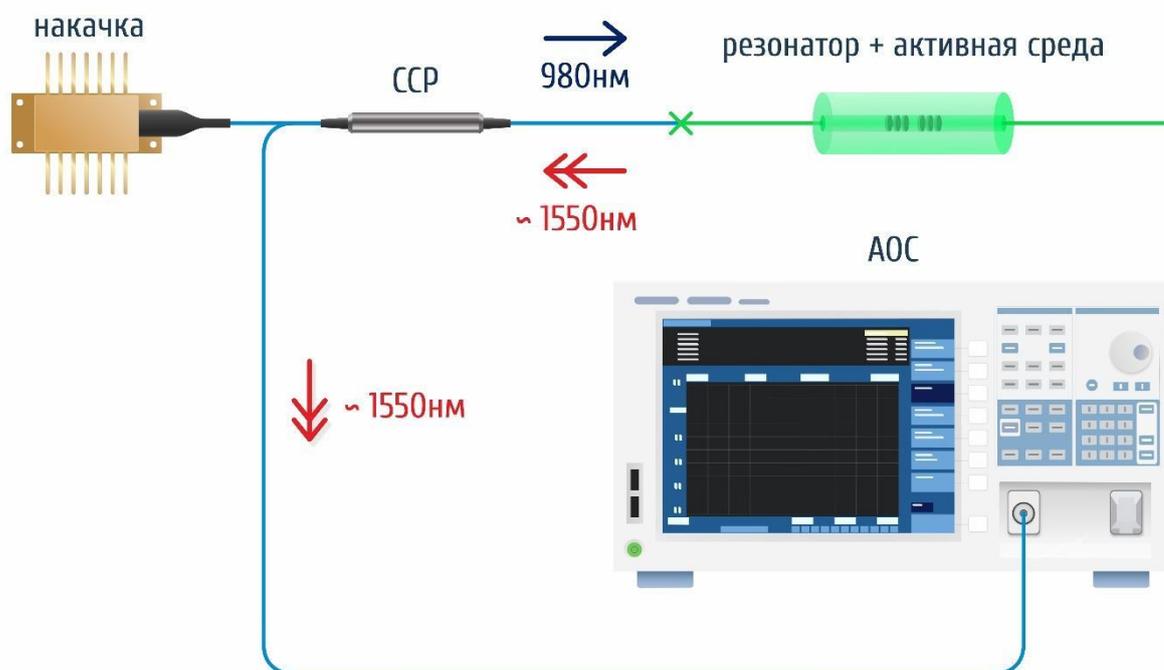


Рисунок 1.13 Схема волоконного РОС-лазера.

В качестве устройства регистрации оптических сигналов применялся анализатор оптических спектров (АОС) Yokogawa AQ6370D с волоконно-оптическим входом (рис. 1.13). Диапазон измерения длин волн данного прибора составляет 600–1700 нм с точностью до ± 0.001 нм, разрешающая способность до 0.02 нм, динамический диапазон до 78 дБ. Линейка полупроводниковых фотодиодов внутри АОС регистрирует мощность

генерации в диапазоне $\sim 10^{-12}$ - 10^{-1} Вт. Таким образом, прибор позволяет с хорошей точностью определять длину волны генерации, отношение сигнала к шуму (ОСШ), выходную мощность генерации. В качестве преобразователя из оптического сигнала в электрический использовался фотодиод изготовителя «Thorlabs» модели DET08CFC(/M) на основе InGaAs: диапазон длин волн соответствует 800–1700 нм, ширина полосы пропускания по уровню -3 дБ составляет 5 ГГц. Для определения режима генерации и получения осциллограммы биения сигнала был задействован осциллограф LeCroy WavePro 725Zi-A с полосой пропускания 2.5 ГГц и частотой дискретизации на канал 40 ГГц. В качестве устройства, позволяющего получать радиочастотные (РЧ) спектры сигнала, использовался РЧ анализатор спектров Agilent N9010A. Частотный диапазон измерения по постоянному току находится в интервале 9 кГц–3.6 ГГц, разрешение полосы пропускания по уровню -3 дБ составляет от 1 Гц до 3 МГц.

1.4.1 Измерение коэффициента усиления в активном световоде

Для измерения коэффициента усиления малого сигнала в активном световоде была собрана схема с сонаправленным распространением накачки, представленная на рис. 1.14.

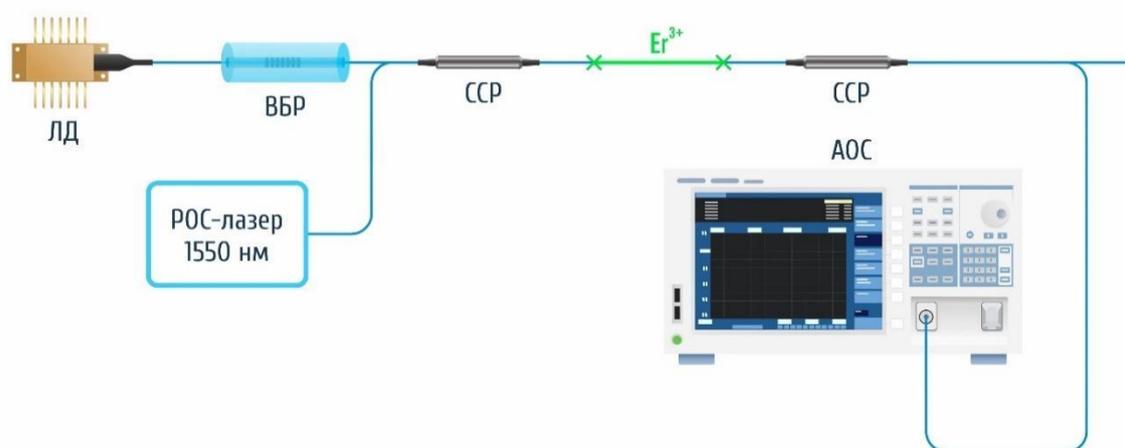


Рисунок 1.14 – Схема измерения коэффициента усиления малого сигнала в активном световоде. ЛД – лазерный диод, ВБР – волоконная брэгговская решётка (980 нм), ССР – спектрально - селективный разветвитель 1550/980 нм, АОС – анализатор оптических спектров.

В качестве источника накачки использовался полупроводниковый лазерный диод с волоконным выходом, к которому приварена ВБР для стабилизации длины волны излучения, мощность генерации на длине волны излучения 980 нм не превышает 350 мВт. Непрерывный эрбиевый РОС-лазер с длиной волны генерации 1550 нм и выходной мощностью ~ 10 мкВт использовался как сигнальный источник. Излучения накачки и генерации РОС-лазера заводились в исследуемый световод через ССР, остаточная накачка и усиленный сигнал выводились также с помощью ССР, приваренного ко второму концу световода. Для предотвращения нежелательного отражения излучения обратно в активный световод к сигнальному выходу и порту накачки были приварены коннекторы, полированные под углом. Измерение мощности выходного сигнала производилось с помощью АОС. Значение коэффициента усиления в дБ, нормированного на длину активного световода, вычислялось, исходя из следующей формулы:

$$g = \frac{10}{L} \lg \left(\frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} \right), \quad (1.15)$$

где L – длина активного световода, $P_{\text{вх}}$ – мощность входного сигнала, $P_{\text{вых}}$ – мощность выходного (усиленного) сигнала.

1.4.2 Измерение спектра пропускания резонатора на основе ВБР с фазовым сдвигом

Схема измерения спектра пропускания π -ВБР представлена на рис. 1.15. Излучение от суперлюминесцентного диода (СЛД) Thorlabs SLD1550S-A2, работающего в области длин волн 1.3-1.5 мкм, проходило через поляризатор (П) и контроллер поляризации (КП). Линейно поляризованное излучение заводилось на вход исследуемой ВБР. Контроллер поляризации позволял установить необходимый состав излучения при попадании сигнала на ВБР. Излучение, проходящее через данный порт, регистрировалось на АОС, за счет чего и получался спектр пропускания ВБР.



Рисунок 1.15 Схема измерения спектра пропускания π -ВБР.

1.4.3 Определение частотного состава излучения

Как отмечалось ранее, в излучении одночастотного лазера присутствует единственная продольная мода. Для резонаторов с типичной длиной несколько сантиметров частотный интервал между модами соответствует величине в единицы гигагерц, что может быть сопоставимо или даже меньше значения аппаратной функции оптического анализатора спектра. Если в качестве системы определения частотного состава рассмотреть АОС Yokogawa, то предельное разрешение прибора составляет 20 пм на длине волны 1550 нм или в частотном представлении – 2.7 ГГц, иначе говоря, АОС не подходит для определения частотного состава излучения. Наиболее простым методом является подача излучения на фотодиод с частотой отклика больше межмодового интервала для резонатора лазера и детектирование полученного электрического сигнала радиочастотным анализатором (рис. 1.16).



Рисунок 1.16 Схема измерения частотного состава излучения лазера.

На разностных частотах будут присутствовать максимумы биений. Математически это можно представить, как сложение двух сигналов в виде гармонических функций с одинаковыми амплитудами, но разными частотами:

$$A \cdot (\cos(\omega_1 t) + \cos(\omega_2 t)) = 2A \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right) \cdot \cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t\right). \quad (1.16)$$

В нашем случае интерес представляет часть выражения, отвечающая за низкочастотные колебания и являющаяся огибающей для высокочастотных колебаний. Так как модуль огибающей меняется от нуля до максимума дважды за период, то частота биения равняется удвоенной частоте огибающей или разности частот исходных сигналов: $\omega_{\text{биений}} = \omega_1 - \omega_2$.

Типичные радиочастотные спектры РБО-лазера с эффективной длиной резонатора 10 см и РОС-лазера с длиной 5 см представлены на рис. 1.17 а и б, соответственно.

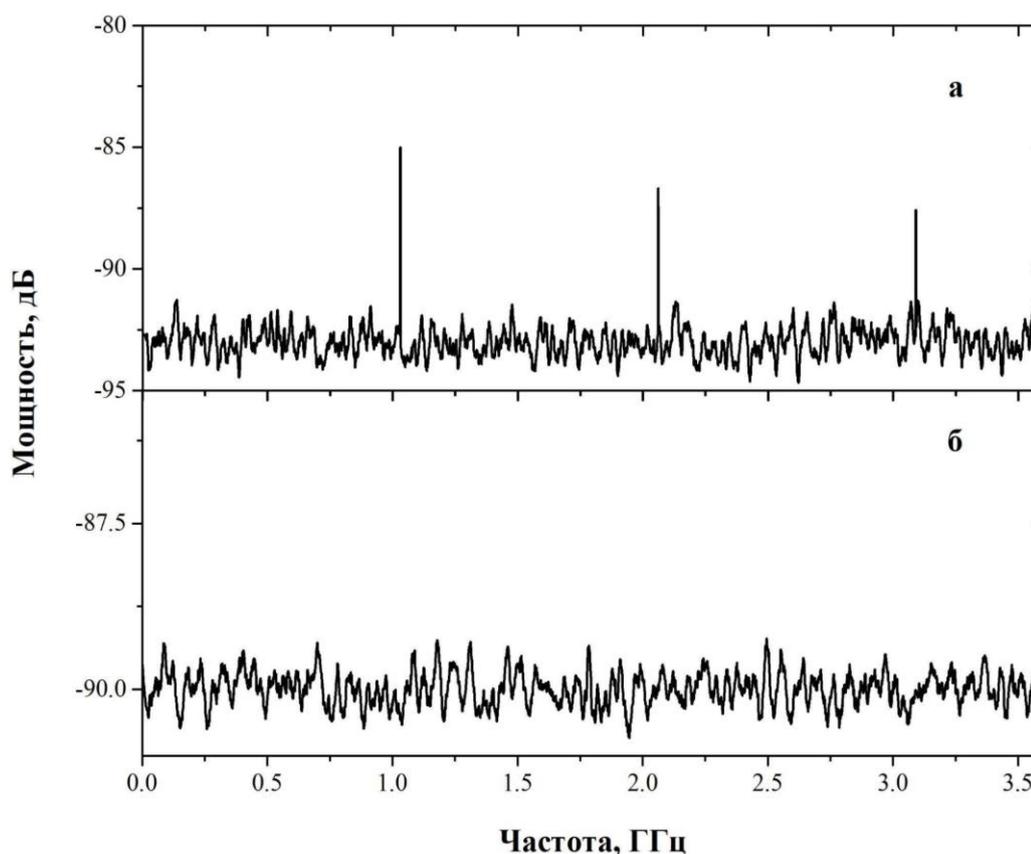


Рисунок 1.17 (а) Радиочастотный спектр РБО-лазера с эффективной длиной резонатора 10 см.(б) Радиочастотный спектр РОС-лазера с длиной резонатора 5 см.

В случае РБО-лазера межмодовый интервал эквидистантен рис. 1.17 (а) и определяется эффективной длиной резонатора, как было описано в параграфе 1.1. В случае генерации единственной продольной моды пики биений, по понятной причине, будут отсутствовать рис. 1.17 (б). Также существуют другие методы по исследованию спектральной структуры лазерного сигнала, например, применение сканирующего интерферометра Фабри-Перо [102]. Но, как правило, такой измерительный стенд необходимо часто юстировать в виду наличия объемных элементов, а также существуют трудности в заведении и выводе излучения для его исследования.

1.4.4 Относительный шум интенсивности

Мощность выходного сигнала можно представить в следующем виде:

$$P(t) = P_0 + \delta P(t), \quad (1.17)$$

где P_0 – постоянная составляющая сигнала, $\delta P(t)$ – шумовая компонента с нулевым средним значением относительно постоянного сигнала рис. 1.18.

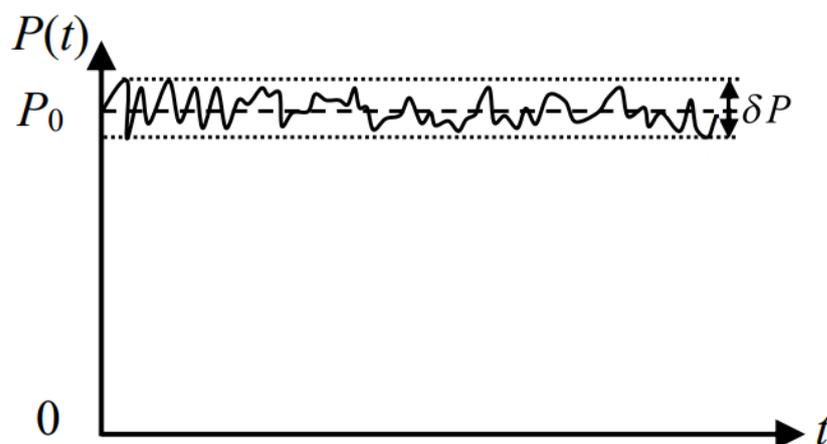


Рисунок 1.18 Временная диаграмма мощности сигнала.

Как правило, причиной шумов являются флуктуации источника накачки: для полупроводниковых лазерных диодов это связано с отклонениями тока смещения, что в свою очередь также приводит к релаксационным колебаниям (демпфированным колебаниям) лазерной

системы [103]. Для определения вклада шумовой составляющей в интенсивность удобно ввести параметр относительного шума интенсивности (ОШИ, в англ. литературе Relative Intensity Noise (RIN)):

$$\text{ОШИ} = \frac{\langle \delta P(t)^2 \rangle}{P_0^2}, \quad (1.18)$$

где $\langle \rangle$ – подразумевает усреднение по ансамблю на определенном временном интервале. Более наглядным представлением данного параметра является его разложение на частотные составляющие:

$$\text{ОШИ}(\Gamma\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} K_{\delta P, P}(\tau) \exp(-i\nu\tau) d\tau, \quad (1.19)$$

где $K_{\delta P, P}(\tau) = \langle \delta P(t) \cdot \delta P(t+\tau) \rangle / P_0^2$ – амплитуда автокорреляционной функции. Характерный спектр шума интенсивности для одночастотных волоконных РОС-лазеров при различной мощности накачки полупроводникового диода представлен на рис. 1.19 (адаптировано из [57]).

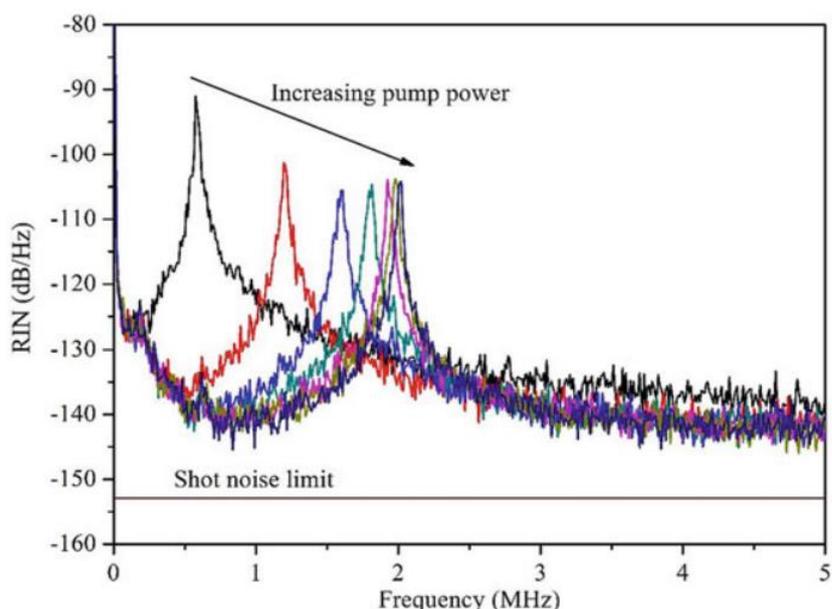


Рисунок 1.19 Спектр ОШИ в зависимости от мощности накачки.

Как можно заметить, спектр имеет выраженный пик, характеризующий частоту релаксационных колебаний лазерной системы, а его положение определяется из следующего соотношения [104]:

$$f_{ОШИ} \sim \sqrt{\frac{(r-1)}{\tau_{мет.ур} \cdot \tau_{фот.}} - \left(\frac{r}{2\tau_{мет.ур}}\right)^2}, \quad (1.20)$$

где r – отношение мощностей накачки к пороговой, $\tau_{мет.ур}$ – время жизни атома на метастабильном энергетическом уровне, $\tau_{фот.}$ – время жизни фотона в резонаторе. Таким образом, при увеличении мощности накачки пик ОШИ сдвигается в высокочастотную область, а ввиду увеличения выходной мощности сигнала значение амплитуды пика уменьшается (рис 1.19). Важно отметить, что размерность шкалы приведена в дБ/Гц, то есть фактически речь идет о частотной плотности шумов интенсивности. Так как $K_{\delta P.P}(\tau)$ можно получить с помощью обратного преобразования Фурье, то при $\tau = 0$:

$$K_{\delta P.P}(0) = \langle \delta P(t)^2 \rangle / P_0^2 \cong ОШИ(f_{ОШИ}) \cdot \Delta \nu, \quad (1.21)$$

где $\Delta \nu$ – полуширина пика релаксационных колебаний ≈ 2 кГц. Для типичного значения максимума $ОШИ(f_{ОШИ}) \approx -100$ дБ/Гц = 10^{-10} Гц $^{-1}$, получаем что $\sqrt{\langle \delta P(t)^2 \rangle} / P_0^2 \approx 4.5 \cdot 10^{-4}$.

Экспериментальная схема для определения ОШИ представлена на рис.1.20. Излучение подается на фотодиод и регистрируется РЧ анализатором спектров, из которого получаем значение в максимуме – $ОШИ_{РЧ}(f_{ОШИ})$. Среднее значение мощности определяется с помощью осциллографа $\langle U(t)^2 \rangle / R$ где $U(t)$, R напряжение на осциллографе и сопротивление на нём, соответственно.

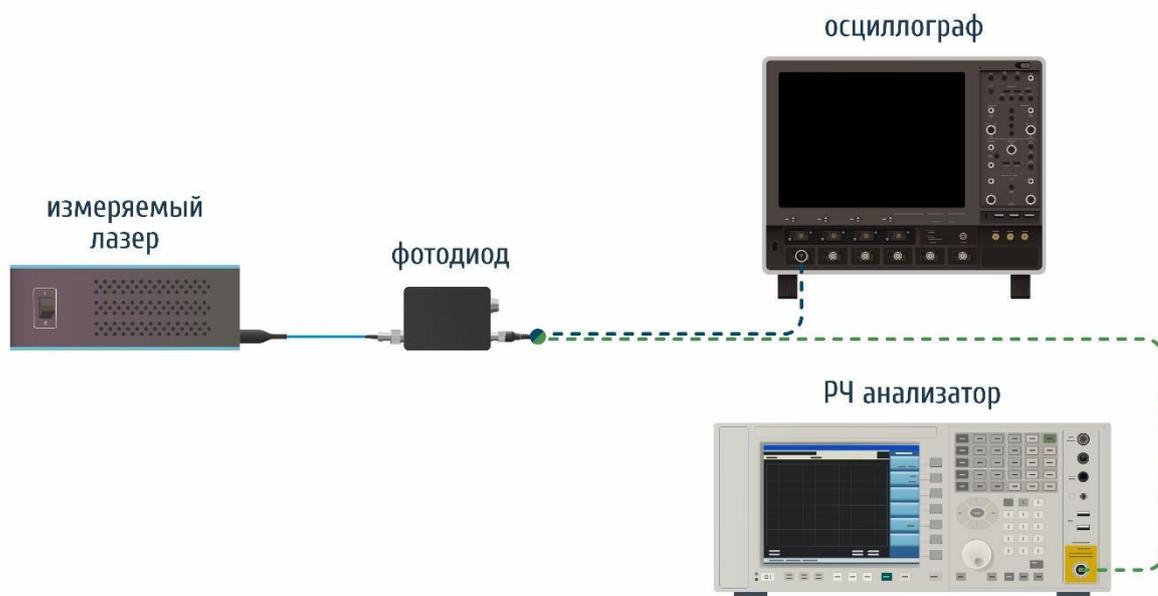


Рисунок 1.20 Схема измерения ОШИ.

Так как с хорошей точностью электрическая мощность есть квадрат от оптической, то:

$$ОШИ(f_{ОШИ}) = ОШИ_{РЧ}(f_{ОШИ}) - 10 \cdot \lg \left(\frac{\langle U(t)^2 \rangle}{R \cdot 1 мВт} \right) - 10 \cdot \lg(\Delta f), \quad (1.22)$$

где Δf - полоса пропускания РЧ анализатора спектра, при измерении ОШИ с $\Delta f = 1$ последний член (1.22) равняется нулю.

1.4.5 Фазовый и частотный шум излучения

В случае, когда шум интенсивности сигнала оказывает незначительный вклад в флуктуации комплексной амплитуды, на первый план выходят фазовые шумы. Комплексная амплитуда сигнала выглядит как

$$E(t) = E_0 e^{i(\omega_0 t + \phi(t))}, \quad (1.23)$$

где E_0 – модуль комплексной амплитуды, ω_0 – угловая частота лазера в радианах, $\phi(t)$ – фазовый угол, который можно представить в виде $\phi(t) = \phi_0 + \tilde{\phi}(t)$, состоящий из постоянной и шумовой величины с нулевым

средним относительно постоянной фазы. Следовательно, линейная частота излучения за время τ изменяется как:

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi\tau} (\omega_0\tau + \phi(t+\tau) - \phi(t)) = \nu_0 + \tilde{\nu}(t), \quad (1.24)$$

где ν_0 – центральная линейная частота излучения, $\tilde{\nu}(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt}$ – шумовая компонента с нулевым средним относительно центральной частоты. По аналогии с (1.19) спектральная плотность частотных флуктуаций:

$$S_\nu(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_\nu(\tau) \exp(-i\nu\tau) d\tau, \quad (1.25)$$

где $R_\nu(\tau) = \langle \tilde{\nu}(t+\tau) \tilde{\nu}(t) \rangle$ – автокорреляционная функция частотных флуктуаций. С учетом определения $\tilde{\nu}(t)$, которое дано выше через фазу (флуктуации частоты являются по сути производной по времени от флуктуации фазы), и выражения (1.25) связь между спектральными плотностями флуктуаций фазы и частоты можно выразить следующим образом:

$$S_\nu = f^2 S_\phi. \quad (1.26)$$

В работе [18,105] показано, что спектральная плотность флуктуаций частоты хорошо описывается суперпозицией независимых шумовых процессов: естественные шумы – вибрация, флуктуации температуры; фликкер-шум фазы – возникает из-за различных шумов электроники; дробовой шум фотонов; белый шум фазы (спонтанный шум), который проявляет себя на высоких частотах. Для волоконных РОС-лазера зависимость шумовых компонент от частоты представлена в обзорной работе [46] – рис. 1.21 (адаптировано из [46]).

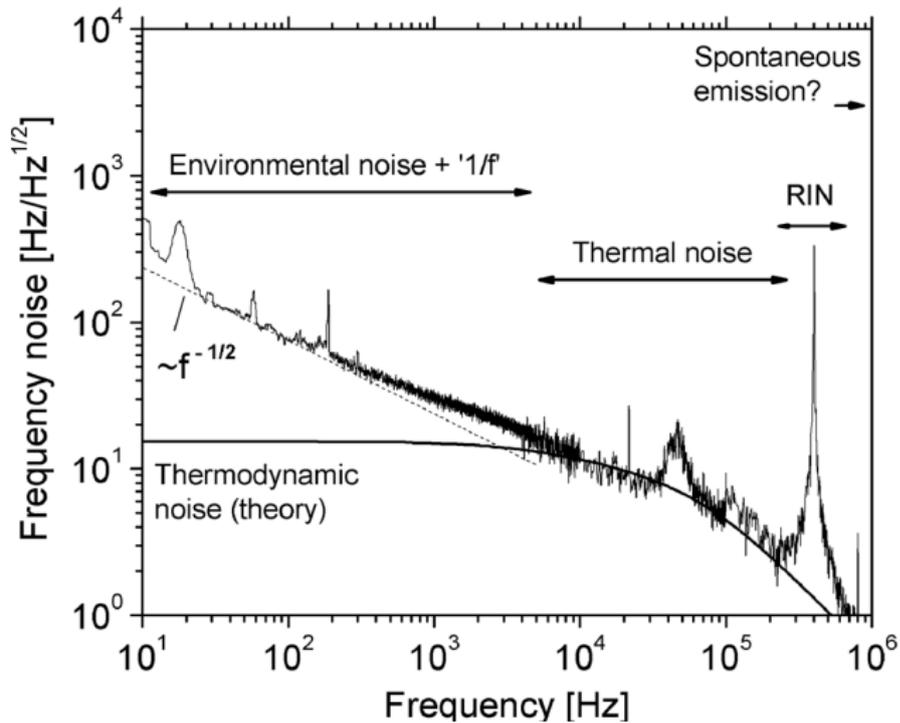


Рисунок 1.21 Частотный шум волоконного РОС-лазера.

Так как не существует прибора, который напрямую измерял бы флуктуацию частоты, то для методики измерений данного параметра вполне подходит схема самогетеродинирования на основе интерферометра Маха-Цендера (ИМЦ) рис.1.22.

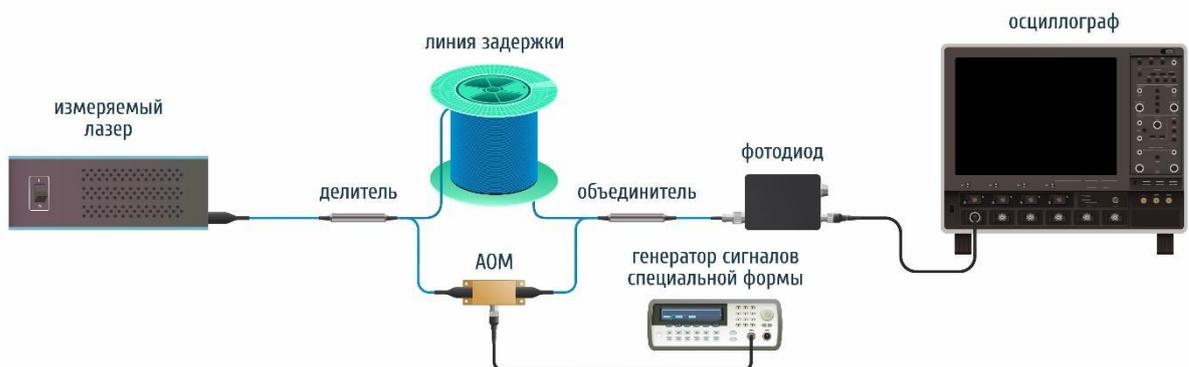


Рисунок 1.22 Схема самогетеродинирования на основе интерферометра Маха-Цендера.

Для получения гармонического сигнала на заданной частоте в одном из плеч находился акустооптический модулятор (АОМ), в качестве линии задержки приваривалась катушка одномодового волоконного световода. Далее суммарный сигнал поступал на фотодетектор и регистрировался с помощью

осциллографа. Следует отметить, что длина катушки в схеме выбиралась опционально, а частотный диапазон, в котором измерялась флуктуация частоты, зависел от выбранного окна времени измерения в осциллографе. В отсутствие амплитудных шумов в лазерном источнике сигнал биений на осциллографе представляет вещественную функцию $b(t)$:

$$b(t) = a(t) \cdot \cos(\phi(t)), \quad (1.27)$$

где $a(t)$, $\phi(t)$ – мгновенная амплитуда и фаза сигнала. Так называемый комплексный сигнал, связанный с вещественным сигналом $b(t)$, может быть найден с помощью преобразования Гильберта H [106] следующим образом:

$$b_{\kappa}(t) = b(t) + iH[b(t)]. \quad (1.28)$$

Тогда можем определить величины $a(t) = \sqrt{(b(t))^2 + (H[b(t)])^2}$, $\phi(t) = \arctan(H[b(t)]/a)$.

Последовательно вычисляя шумовую компоненту частоты $\tilde{\nu}(t)$ и её автокорреляционную функцию $R_{\nu}(\tau)$, для которой впоследствии применяется преобразование Фурье, получаем плотность спектра флуктуации частоты (1.25). Описанный метод хорошо апробирован в работах [105,107], а в работе [107] в качестве приложения предоставлен софт для вычисления плотности спектра частотных шумов из осциллограммы биений:

https://opticapublishing.figshare.com/articles/software/Laser_Coherence_Analyzer/4165368?file=6808992

1.4.6 Измерение ширины линии генерации

Для понимания формы линии спектра генерации и её связи с фазовыми (частотными) шумами, введём спектральную плотность мощности для комплексного представления электромагнитной волны (1.23) через автокорреляционную функцию $R_E(\tau) = \langle E(t+\tau) E^*(t) \rangle$:

$$S_E(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_E(\tau) \exp(-i\nu\tau) d\tau. \quad (1.29)$$

После математических вычислений, подробно описанных в работе [18], спектральная плотность мощности выглядит следующим образом:

$$S_E(\nu - \nu_0) = E_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-i2\pi(\nu - \nu_0)\tau] \exp\left(-\int_0^{+\infty} S_\phi(f) [1 - \cos(2\pi f\tau)] df\right) d\tau. \quad (1.30)$$

Рассмотрим лазер, чьи частотные флуктуации могут быть представлены только в виде белого (частотно-независимого) шума – постоянной величины во всем частотном диапазоне S_v^0 . Из (1.26) следует:

$$S_\phi = \frac{S_v^0}{f^2}. \quad (1.31)$$

Подставляя (1.31) в (1.30), приводим к выражению:

$$S_E(\nu - \nu_0) = 2E_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\tau [-i2\pi(\nu - \nu_0) + \pi^2 S_v^0]) d\tau. \quad (1.32)$$

Вычисляя (1.32) и выделяя действительную часть результата, получаем спектральную плотность мощности в следующем виде:

$$S_E(\nu - \nu_0) = 2E_0^2 \frac{\pi^2 S_v^0}{(\pi^2 S_v^0)^2 + 4\pi^2(\nu - \nu_0)^2}. \quad (1.33)$$

Таким образом, спектр мощности лазера с флуктуациями частоты только с компонентой белого шума, имеющего спектральную плотность S_v^0 , имеет профиль функции Лоренца с полной шириной на полувысоте:

$$\Delta\nu_L = \pi S_v^0. \quad (1.34)$$

Как было сказано ранее, белый шум превалирует в области высоких частот от ~ 10 кГц и фактически им определяется мгновенная ширина линии или предел Шавлова-Таунса [108], рис.1.23 (адаптирован из [103]).



Рисунок 1.23 Спектр частотного шума для Nd:YAG лазера.

Таким образом, необходимо производить измерения фазового/частотного шума в области частот выше 10 кГц. Но значения плотности спектра фазового шума в высокочастотной области могут быть ограничены флуктуациями тока в фотодетекторе и определяются формулой Шоттки [109]:

$$S_{\phi}(f) = 8e / RP, \quad (1.35)$$

где e – заряд электрона, P – мощность излучения, попавшая на фотодиод, R – значение токовой чувствительности фотодиода, которое приближённо равно 1 А/Вт. Используя формулы (1.31), (1.35) и (1.34) при выходной мощности ≤ 100 мкВт (так как сигнал ослабляется после ИМЦ) и на частоте $\nu \sim 1$ МГц, получаем предельное значение мгновенной ширины линии генерации $\Delta\nu_L \sim 0.1$ Гц.

Ширина линии становится больше при увеличении временного интервала измерения, так как появляется влияние шумовых компонент на более низких частотах, которые существенно превосходят значения величины белых шумов (см. рис. 1.21, рис. 1.23). В работе [110] представлена методика определения ширины линии на длительных временах, которая сводится к

интегрированию спектра плотности частотных флуктуаций в заданном частотном диапазоне (в зависимости от времени измерения):

$$\Delta\nu = \sqrt{A(8\ln 2)}, \quad (1.36)$$

где $A = \int_{1/T_0}^{+\infty} H(S_\nu(f) - 8\ln(2)\nu / \pi^2) S_\nu(f) df$; H – функция Хевисайда

($H(x) = 1$ при $x \geq 0$, $H(x) = 0$ при $x < 0$), T_0 – время измерения. Но для оценки параметра ширины данный метод является затруднительным ввиду трудоёмкой обработки сигнала. Для определения ширины на длительных временах (~100 мксек) удобно применять методику самогетеродинамирования [111], которая хорошо согласуется с [110], что показано в работе [112].



Рисунок 1.24 Схема самогетеродинамирования на основе интерферометра Маха-Цендера.

Излучение после прохождения через ИМЦ поступало на фотодетектор, далее для получения радиочастотного спектра биений применяется РЧ анализатор спектров. Как было показано в пункте 1.4.3, биения сигнала наблюдаются на разностной частоте, лежащей в полосе измерений электроники, в данном случае на частоте модуляции АОМ. Суммарный оптический сигнал, приходящий на фотодетектор при условии, что плечи сбалансированы по мощности, выглядит как $E_\Sigma(t) = E(t)e^{i\Omega_{АОМ}t} + E(t-T)$, соответственно интенсивность:

$$I_\Sigma(t) = 2E^2(1 + \cos[\Omega_{АОМ}t + \phi(t) - \phi(t-T)]), \quad (1.37)$$

где Ω_{AOM} – частота модуляции АОМ, T – временная задержка, определяемая длиной катушки. Таким образом, автокорреляционную функцию интенсивности можно представить следующим образом:

$$R_I = E^4 \left(4 + 2 \cos(\Omega_{AOM} t) \exp \left[-4 \int_0^{+\infty} \sin^2(\pi f \tau) \sin^2(\pi f T) \frac{S_v(f)}{f^2} df \right] \right). \quad (1.38)$$

В зависимости от длины линии задержки, член $\sin^2(\pi f T)$ может фильтровать как низкие, так и высокие частоты в спектре флуктуации частоты $S_v(f)$. Другими словами, линия задержки не может быть слишком короткой ввиду того, что длина когерентности лазера довольно большая. Используя данную методику, нельзя определять мгновенную ширину линии, которая определяется белым шумом и превалирует на высоких частотах. Также невозможно производить измерения на временах ~ 1 сек ввиду физических ограничений, связанных с длиной линии задержки. Как правило, в работах по измерению ширины линии генерации с применением методики самогетеродинамирования [111,113] длина линии задержки составляет $\sim 1-10$ км. Поэтому измерения происходят на временном интервале $\sim 0.01-0.1$ мсек, что значительно фильтрует естественные шумы. Типичный спектр биения (спектральная плотность интенсивности) на таких временах имеет составной характер - профиль Фойгта [114], являющийся свёрткой функций Лоренца и Гаусса, в котором хвосты хорошо аппроксимируются Лоренцианом (рис 1.25).

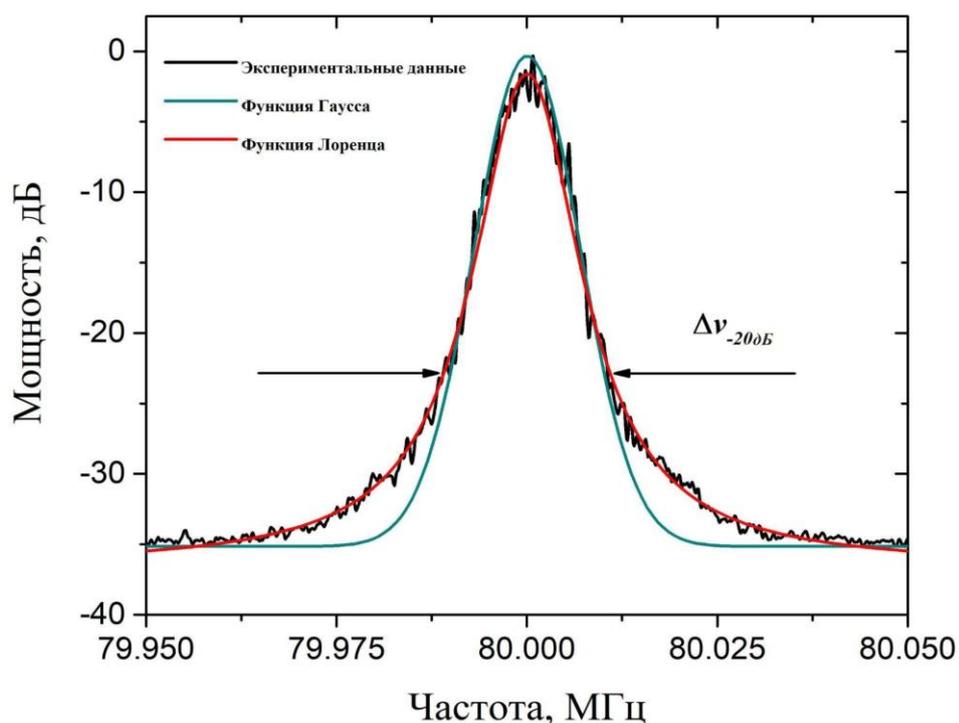


Рисунок 1.25 Типичный спектр биения сигнала при измерении ширины методикой самогетеродинарирования.

Поэтому для оценки ширины линии Лоренца на полувысоте применяется удобное соотношение [115]:

$$\Delta\nu_L = \frac{\Delta\nu_{-20dB}}{2\sqrt{99}}, \quad (1.39)$$

$\Delta\nu_{-20dB}$ – ширина линии Фойгта на уровне -20 дБ. Следует напомнить, что данная ширина лоренциана отличается от ширины в (1.34), так как контекст измерения подразумевает временной интервал ~ 100 мксек и ширина линии на уровне -20 дБ, вероятно, не будет соответствовать белому шуму.

Характеристики, описанные выше, считаются ключевыми, так как являются определяющими для применения в конкретных приложениях и, как правило, именно данные параметры указываются в различных спецификациях для коммерческих приборов.

Глава 2. Волоконные лазеры на основе резонаторов с распределенной обратной связью, изготовленных с применением методики фемтосекундной поточечной записи

В данной главе представлены результаты по реализации эрбиевого РОС-лазера, резонатор которого изготовлен с применением фс методики записи в коммерчески доступном световоде. Показано, что ввиду особенностей изготовления фс излучением π -ВБР, в выходном спектре генерации присутствует только одна поляризационная мода при отсутствии каких-либо физических манипуляций с резонатором.

Также продемонстрирован эрбиевый РОС-лазер с рекордно короткой длиной резонатора 5.3 мм. Структура резонатора была также изготовлена с применением фс методики в высоколегированном композитном световоде, предоставленном Научным центром волоконной оптики (НЦВО). Несмотря на высокую концентрацию редкоземельных элементов, состав волокна способствовал снижению количества кластеров в световоде, что привело к непрерывному режиму генерации. Полученные в ходе характеристики мощностные и спектральные параметры излучателя были сопоставимы с аналогичными для РОС-лазера с длиной резонатора значительно больше.

Представленные в данной главе результаты опубликованы в работах [66–68] и представлены на конференциях [74–77,82].

2.1 РОС-лазер на основе резонатора, изготовленного с применением фс поточечной методики в коммерчески доступном Er^{3+} световоде

Как правило, в излучении волоконного РОС-лазера присутствуют две ортогональные поляризационные моды. Это связано с тем, что в волоконном световоде присутствует остаточное двулучепреломление, приводящее к генерации двух частот. Природа данного эффекта, а также сама величина двулучепреломления объясняется, в том числе, направлением поляризации УФ излучения, с помощью которого и изготавливается резонатор [116]. Тем не менее, в той же работе отмечено, что данный эффект может быть вполне

ограничен собственным двулучепреломлением световода, который вероятно возникает при асимметрии изготовления заготовки, а величина двулучепреломления варьируется в диапазоне $\Delta n \sim 10^{-6} - 10^{-5}$. Из этого следует, что частотная отстройка между поляризационными модами составляет величину от сотен МГц до единиц ГГц. Известно, что в ряде приложений необходимо излучение с одной поляризационной компонентой. Например, для применения в спектроскопии крайне желательно использовать источник с единственной линией генерации, так как она будет «прописывать» спектр вещества. Если данное измерение будет произведено двумя поляризационными модами, отстоящими друг от друга на частотном интервале ~ 100 МГц, то обработка данных будет невозможна или крайне затруднена в зависимости от методики. Если говорить о генерации второй гармоники, то некоторые нелинейные элементы, такие как кристаллы ВВО, PPLN, удваивают частоту генерации только для определенной поляризации. Таким образом, крайне важно добиться генерации с единственной поляризационной модой. В работе [117] проводилось исследование подавления поляризационных мод за счёт скручивания волокна вокруг продольной оси. Было показано, что величина сигнала биения поляризационных мод монотонно уменьшается в зависимости от угла поворота. Для углов менее 700 градусов величина сигнала может быть подавлена более чем в 100 раз. Недостатком данного подхода является физическое воздействие на волоконный световод, способное приводить к поломке резонатора. Также использование дополнительных конструктивов для кручения и фиксации резонатора значительно усложняет конфигурацию лазера. В [31] из-за неравномерного поглощения накачки вдоль иттербиевого световода возникает температурный чирп резонатора. Данный эффект наблюдается при мощности значительно выше пороговой и приводит к уменьшению добротности резонатора и отсутствию генерации для одной из поляризационных мод. В работе [118] 5-см резонатор РОС-лазера был изготовлен в эрбий-иттербиевом световоде, а сила ВБР отличалась для двух

поляризаций. Данный эффект достигался за счет того, что поляризация пучка ультрафиолетового (УФ) лазера, используемого для изготовления структуры ВБР, была ориентирована перпендикулярно относительно оси волокна. Таким образом, в направлении одной из осей значение наведенного показателя преломления было больше, что сказывалось на силе ВБР для одной из поляризаций, в результате чего наблюдался режим генерации с одной поляризационной модой на длине волны 1550 нм. Выходная мощность составила 20 мВт при мощности накачки 110 мВт на длине волны 980 нм. Естественно, необходимость дополнительных меток для определения направления поляризации лазера и прецизионных компонентов для точной фиксации световода значительно усложняло процесс. Для решения последней проблемы применялись волокна с D-образным профилем [119,120], в которых плоская грань служила меткой для определения направления поляризации лазера.

ВБР, изготовленные с применением поточечной методики, имеют ряд преимуществ по сравнению со структурами, записанными УФ излучением: возможна эксплуатация при более высоких температурах (до ≈ 800 °С для решёток в активных волокнах [121], до ≈ 1050 °С — в пассивных [5]), наведенное двулучепреломление в структуре значительно больше — до $\sim 10^{-4}$ против $\sim 10^{-6}$ - 10^{-5} . С учетом этого в [122] был реализован Er:Yb РБО-лазер, генерирующий линейно-поляризованное излучение в одночастотном режиме. За исключением изменения длины волны генерации, характеристики не менялись при нагреве резонатора до 600 °С.

Наведенное двулучепреломление для структуры ВБР, изготовленной с помощью поточечной фс методики, связано с эллиптической формой модуляции показателя преломления (рис. 2.1), что было показано в пункте 1.2.2.

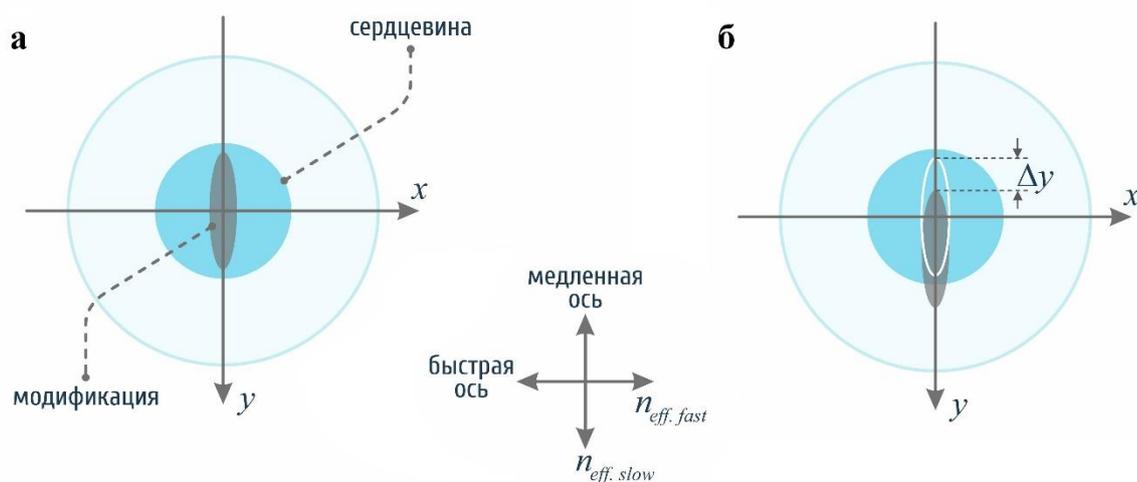


Рисунок 2.1 (а) Модификация центральной части сердцевины волоконного сердцевина. (б) Ошибки позиционирования модификации, возникающие в процессе записи ВБР.

Таким образом, наведенный показатель преломления для каждой поляризационной составляющей разный, соответственно, и плотности резонаторов и условия генерации также будут разными. В работе [93] демонстрируются результаты моделирования зависимости величины наведенного двулучепреломления от площади и эллиптичности области модуляции.

В данном разделе представлены результаты по формированию резонатора РОС-лазера с применением поточечной методики в коммерчески доступном активном волокне, допированном ионами эрбия. На основе полученного образца была реализована лазерная схема РОС-лазера и изучен модовый состав излучения, мощностные и спектральные характеристики.

2.1.1 Параметры резонатора

Для создания резонатора была использована методика фемтосекундной поточечной записи, описанная в первой главе, где в структуру ВБР вводится фазовый сдвиг за счет быстрого пьезосмещения световода во время его перемещения с постоянной скоростью через феррулу (пункт 1.2.3). В качестве активного эрбиевого волокна использовался световод марки CoreActive

модель EDF-L1500. Для измерения коэффициента усиления слабого сигнала в композитном световоде была собрана схема с сонаправленным распространением накачки, описанная в пункте 1.4.1. Максимальная выходная мощность полупроводникового диода накачки составила 250 мВт на длине волны генерации 980 нм. Непрерывный эрбиевый РОС-лазер с длиной волны 1550 нм и выходной мощностью 30 мкВт использовался в качестве сигнального источника, длина активного волокна составила 50 см. На рис. 2.2 (а) представлена зависимость значения коэффициента усиления от мощности накачки, который достигает $g \approx 5.5$ дБ/м.

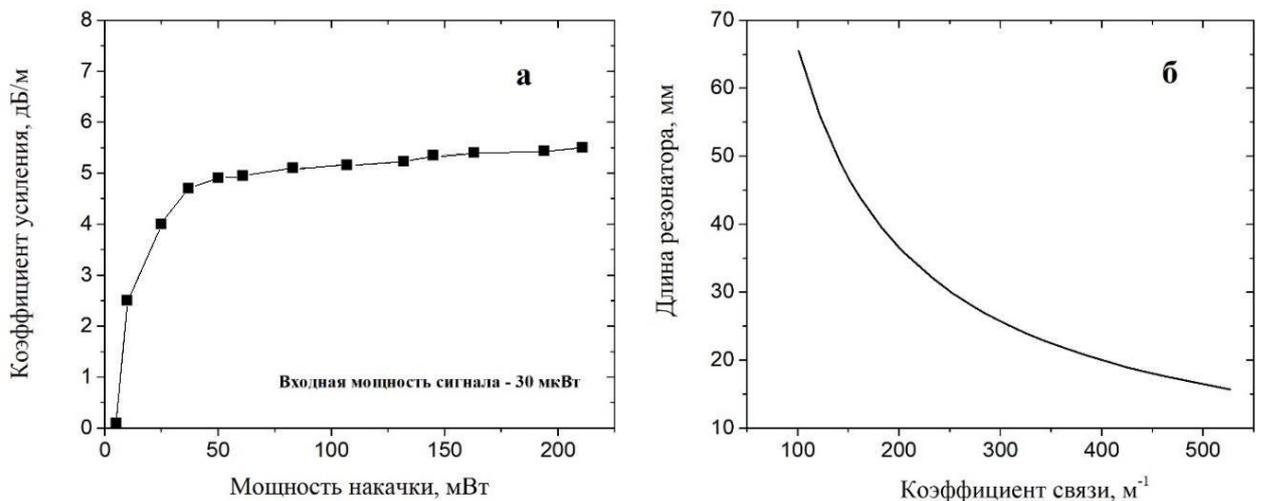


Рисунок 2.2 – (а) Значение коэффицента усиления, нормированного на длину активного световода, в зависимости от мощности накачки. (б) Зависимость длины резонатора от коэффицента связи.

На пороге генерации должно выполняться условие, в котором усиление эквивалентно потерям в резонаторе, таким образом, данное утверждение можно представить следующим образом [46]:

$$g \approx 4\kappa_{\text{быстр.,медл.}} \exp(-\kappa_{\text{быстр.,медл.}} L) + \alpha, \quad (2.1)$$

где первый член в правой части равенства отвечает за плотность потерь на структуре (на единицу длины), второй – связан с рассеянием Ми на ней же и фоновыми потерями в самом световоде (загрязнение примесями). Преобразуя (2.1), получим минимальную длину π -ВБР для генерации с учетом особенностей структуры резонатора и активной среды в случае разных поляризационных компонент:

$$L \approx -\ln\left(\frac{g - \alpha}{4\kappa_{\text{быстр.,медл.}}}\right) / \kappa_{\text{быстр.,медл.}} \quad (2.2)$$

На рис 2.2 (б) представлена зависимость минимальной длины резонатора от коэффициента связи при типичной интегральной величине пассивных потерь 20%. Коэффициент усиления соответствовал значению для искомого активного световода и составил $g \approx 5.5$ дБ/м. Коэффициент связи, используемый для моделирования, находился в диапазоне $100-530 \text{ м}^{-1}$, что соответствует диапазону наведенного показателя преломления в области $\delta n = 0.5 \cdot 10^{-4} - 2.5 \cdot 10^{-4}$ (типичные значения для ВБР, изготовленной с применением фс поточечной методики) при $\lambda_B = 1.55$ мкм. Как видно из рис. 2.2 (б), длину резонатора можно варьировать в широком диапазоне в зависимости от параметров записи.

В ходе работы в волокне CorActive EDF-L 1500 была изготовлена π -ВБР длиной 32 мм. Схема измерения спектра пропускания π -ВБР представлена в пункте 1.4.2. На рис. 2.3 показаны спектры, измеренные для ортогональных поляризаций с использованием анализатора оптического спектра Arx AP2050 с разрешением 40 фм. Непрерывными линиями обозначены экспериментальные значения: красный цвет – медленная поляризационная ось, черный цвет – быстрая поляризационная ось; пунктирными линиями представлено численное моделирование: синий цвет – медленная поляризационная ось, черный цвет – быстрая поляризационная ось. Для расчета использовалась численная методика [123], реализующая решение уравнений связанных мод и частично описанная в первой главе. Плоские участки экспериментальных спектров обусловлены динамическим диапазоном прибора. Значения наведенного показателя преломления при численном моделировании для быстрой и медленной поляризационной оси составили $\delta n_{\text{быстр.}} \approx 1.05 \cdot 10^{-4}$, $\delta n_{\text{медл.}} \approx 1.2 \cdot 10^{-4}$, соответственно. Величина фазового сдвига составила $\Delta l \approx 300$ мкм или $\approx 1.1 \pi$. Отстройка длины волны для быстрой и медленной оси поляризации равна $\Delta \lambda = \lambda_{\text{быстр.}} - \lambda_{\text{медл.}} \approx 14.9$ пм

(вставка рис. 2.3), что соответствует значению наведенного двулучепреломления $\Delta n = \Delta\lambda/2L = 1.4 \cdot 10^{-5}$. Как можно заметить, $\Delta n \neq \delta n_{медл} - \delta n_{быстр.}$, так как данная величина может зависеть от таких факторов как выход модифицированной области за границу сердцевины рис. 2.1(б), что связано с ошибками позиционирования (о чём, в том числе, свидетельствуют асимметричные боковые резонансы [64]), а также от собственного двулучепреломления световода. Из-за рассеяния на структуре резонатора, в зависимости от параметров записи, потери могут составлять более 20% [124]. Так как в спектральном диапазоне вблизи 1310 нм отсутствуют потери, связанные с поглощением атомов эрбия, то нормированный уровень потерь на искомой длине волны представлен на рис. 2.4 и составляет 1.8 дБ.

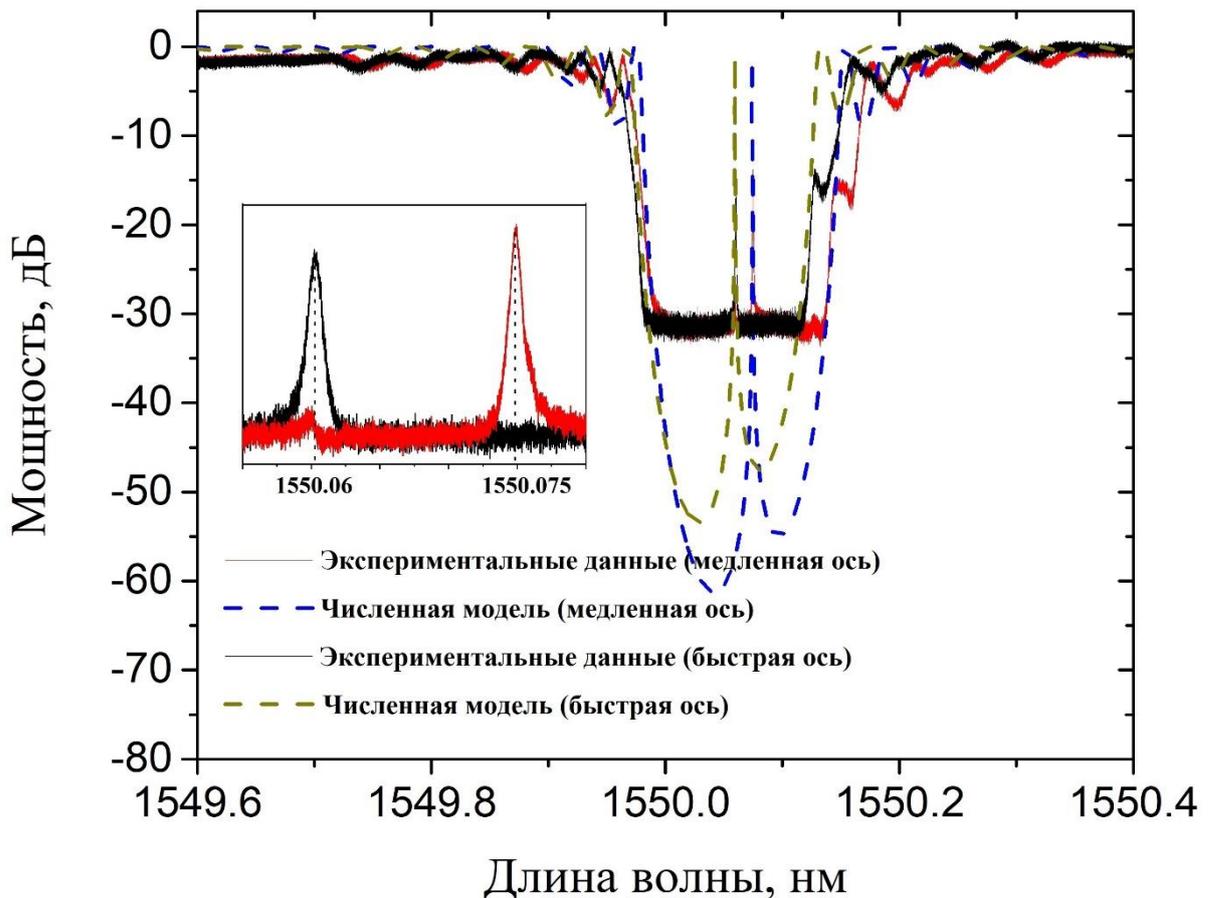


Рисунок 2.3 Спектр пропускания π -ВБР в ортогональных поляризациях (с увеличением в области π -сдвига). Непрерывными линиями обозначены экспериментальные значения, пунктирными линиями представлено численное моделирование.

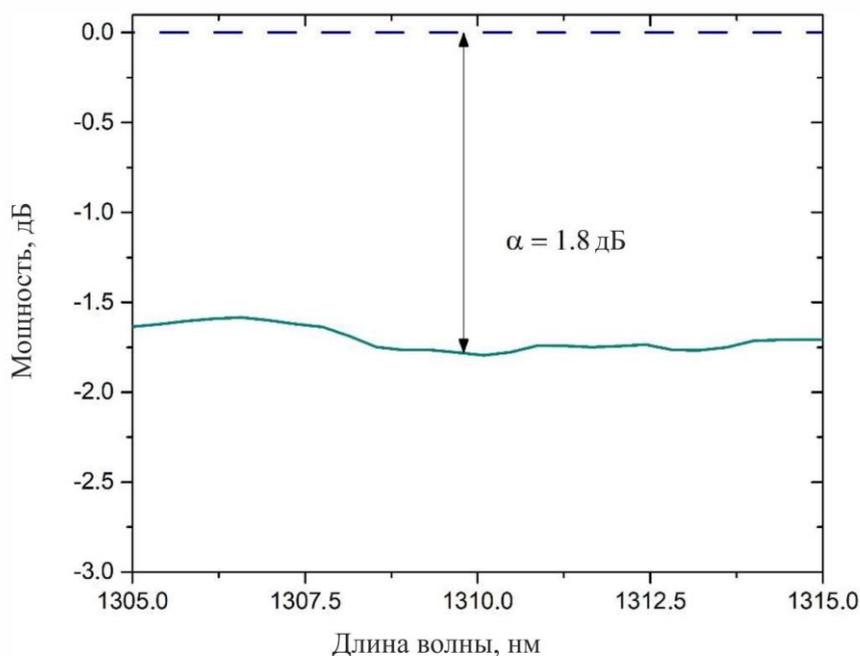


Рисунок 2.4 Нормированный спектр пропускания структуры π -ВБР вблизи длины волны 1310 нм.

Потери на сварках вблизи длины 1310 нм для искомого активного волокна и волокна, выходящего из ССР (1060 НР), можно оценить [125] как $\alpha_{\text{сварка}} \approx 10\%$, следовательно, интегральные потери, связанные с рассеянием в волокне и структуре π -ВБР, соответствуют $\approx 18\%$. С учетом параметров изготовления резонатора и особенностей световода минимальная длина π -ВБР, при которой возможна генерация излучения, соответствующая медленной и быстрой поляризационной оси, приблизительно составляет 29.1 мм и 32.8 мм. Таким образом, с учётом выражения (2.2) условие генерации для быстрой поляризационной компоненты не выполнимо и одночастотный режим генерации должен наблюдаться во всем диапазоне мощности накачки.

2.1.2 Экспериментальная схема и характеристика мощностных и спектральных параметров РОС-лазера.

Принципиальная экспериментальная схема РОС-лазера на основе π -ВБР, а также стенды по характеристике излучения представлены в параграфе 1.4. Для удобства данные компоненты были объединены на рис. 2.5.

Максимальная выходная мощность накачки составила 525 мВт на длине волны генерации 980 нм.

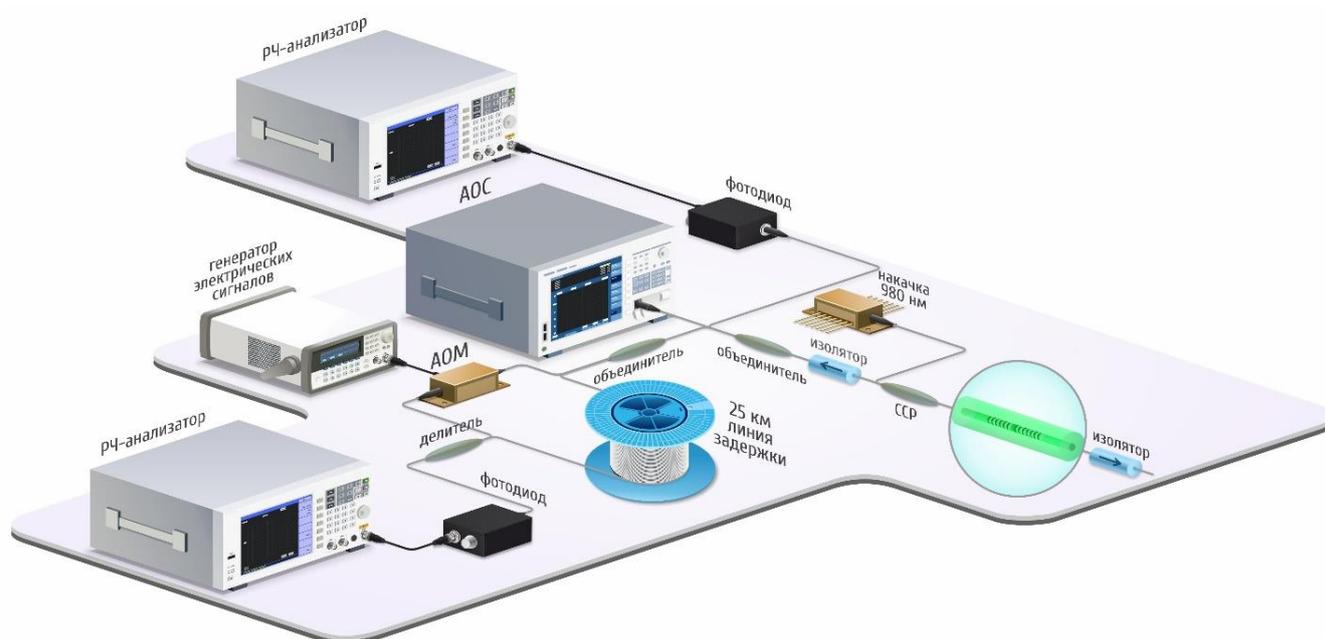


Рисунок 2.5 Схема РОС-лазера и сопутствующего измерительного оборудования.

Сигнал выходного излучения лазера, распространяющегося в противоположном направлении от излучения накачки, был разделен делителем 1×3 на 3 измерительных канала, через которые проводились измерения параметров излучения. Для измерения ширины линии с использованием методики самогетеродинамирования линия задержки в ИМЦ составила 56 км.

На рис. 2.6 (а) представлена зависимость выходной мощности генерации РОС-лазера от мощности накачки.

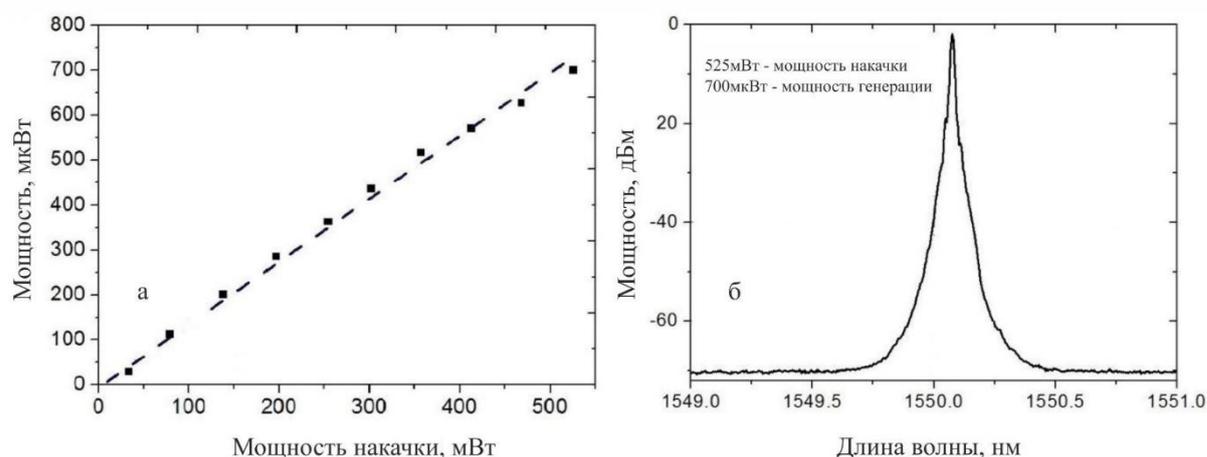


Рисунок 2.6 (а) Экспериментальная зависимость мощности генерации от излучения накачки - квадраты, линейная аппроксимация - пунктирная линия. (б) Спектр генерации РОС-лазера при максимальной мощности накачки.

Измеренное значение пороговой мощности составило ≈ 40 мВт, выходная мощность достигла 700 мкВт при максимальной мощности накачки, таким образом, дифференциальная эффективность составила ≈ 0.14 %, что является характерной величиной для Er^{3+} РОС-лазера. На рис 2.6 (б) показан оптический спектр генерации с длиной волны 1550.05 нм при максимальной мощности, отношение сигнала к шуму составило порядка ~ 70 дБ, а ширина спектра на полувысоте не превышала значения аппаратной функции прибора ≈ 20 пм.

На рис. 2.7 представлен РЧ спектр излучения при максимальной выходной мощности генерации. Разница центральных длин волн для π -ВБР в ортогональных поляризациях составляет $\Delta\lambda \approx 14.9$ пм (рис. 2.3), что соответствует разностной частоте биения $\Delta\nu \approx 1.86$ ГГц для заданной длины волны генерации. Отсутствие пика биения на данной частоте свидетельствует об одночастотном режиме генерации. Как было отмечено ранее, для более точного определения спектральной ширины лазерной генерации была применена методика самогетеродинамирования, рис. 2.8 (а).

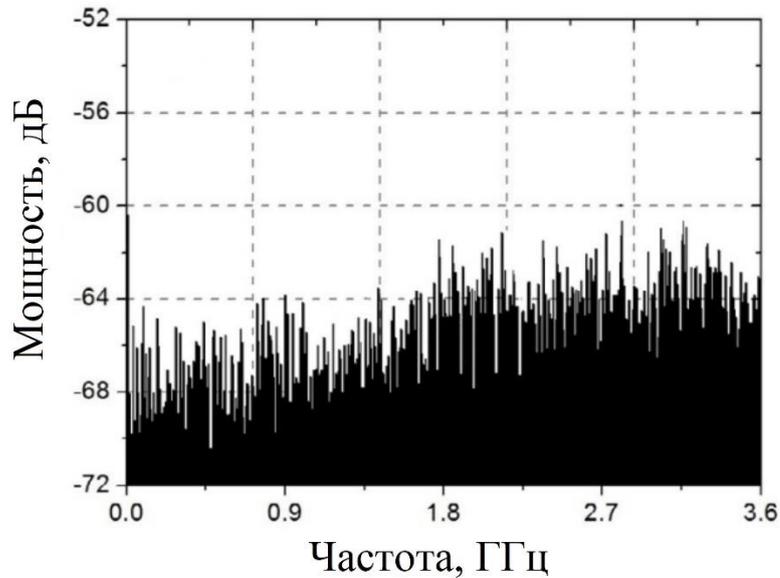


Рисунок 2.7 Радиочастотный спектр РОС-лазера при максимальной выходной мощности.

Ширина сигнала биений на полувысоте при мощности генерации лазера ~ 200 мкВт равна 33.4 кГц, что соответствует ширине спектральной линии 17 кГц на временах линии задержки ≈ 0.3 мсек.

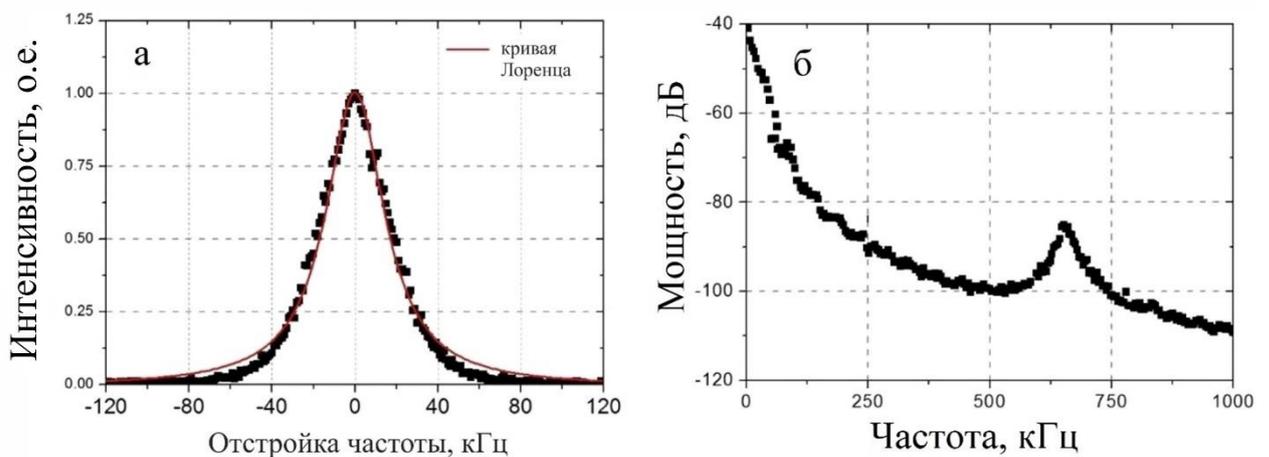


Рисунок 2.8 (а) Спектр биения. (б) Спектр относительного шума интенсивности.

На рис. 2.8 (б) представлен спектр относительного шума интенсивности: при максимальной мощности накачки значение пика составило -85 дБ/Гц на частоте 660 кГц.

Таким образом, представленный РОС-лазер на основе резонатора, изготовленного с помощью фс поточечной записи, обладает идентичными мощностными и спектральными характеристиками, что и РОС-лазер с

резонатором, изготовленным с применением УФ-методики [22]. При этом во всем диапазоне мощности накачки наблюдается одночастотный режим генерации без физического воздействия на резонатор.

2.2 Минимизация длины резонатора РОС-лазера

Как было продемонстрировано ранее, типичная длина резонатора волоконного РОС-лазера обычно составляет несколько сантиметров, что может быть слишком много для сенсорных приложений, где такие излучатели используются в качестве активных датчиков точечного воздействия [46]. Такие датчики более чувствительные и точные в измерениях по сравнению с традиционными ВБР, изготовленными в пассивном световоде. Более того, их можно легко интегрировать в массив датчиков, реализуя при этом новые сенсорные схемы. Например, трехэлементный векторный гидрофон с высокой чувствительностью [126], который широко применяется для подводного акустического мониторинга в оборонных целях, при поиске и разведке нефтяных и газовых месторождений и т. д.. Для таких применений удобно использовать резонаторы ≤ 1 см, кроме того, короткие РОС-лазеры привлекательны с точки зрения изготовления (уменьшение накопления ошибок во время записи структуры) и укладки в конечный прибор ввиду своей компактности.

На данный момент были продемонстрированы волоконные Er/Yb РБО-лазеры с длиной резонатора 8.4 мм, обеспечивающие одночастотную генерацию в области 1.54 мкм с шириной линии ≈ 3 кГц [47]. Поскольку РБО-лазеры имеют существенные недостатки, описанные в первой главе, то более привлекательным вариантом является изготовление коротких π -ВБР. Насколько известно, самые короткие РОС-лазеры имеют длину резонатора 16 мм в волокне, легированном Yb³⁺ [30], и длиной в 17–20 мм в Er³⁺ волокне [127,128], что в первую очередь обусловлено отсутствием активных волокон с высоким коэффициентом усиления при низкой концентрации кластеров (ионные пары), наличие которых способствует импульсной генерации. Одно

из решений данной проблемы — применение фосфатных и алюмосиликатных световодов, в которых возможна высокая концентрация легирования при меньшем формировании кластеров, в отличие от германосиликатных световодов [129]. Однако короткую и высокоотражающую ВБР с использованием УФ излучения затруднительно изготовить в подобных световодах из-за достаточно малой фоточувствительности: показано, что в фосфатном Er/Yb волокне возможно получить эффективную генерацию РОС-лазера, но физическая длина резонатора составила ≈ 5 см [38]. Также при изготовлении резонатора с применением голографической методики записи возникают «области затирания», которые увеличивают общую длину резонатора (что было отмечено в параграфе 1.3.).

В данном разделе представлены результаты по изготовлению резонатора РОС-лазера с рекордно короткой длиной 5.3 мм в композитном световоде с высокой концентрацией Er^{3+} – 1.2 мол.%. Композитное волокно было изготовлено путем плавления фосфатного стекла, легированного редкоземельными элементами, в кварцевой трубке [130,131]. Поскольку присутствие оксида фосфора снижает фоточувствительность, то, как и в предыдущем параграфе, была применена фемтосекундная технология, позволяющая изготавливать ВБР в нефоточувствительных волокнах. Данный образец был интегрирован в лазерную схему РОС-лазера: произведена характеристика частотного состава излучения, мощностных и спектральных характеристик. Также в данном волокне был изготовлен резонатор с помощью УФ-технологии записи с использованием фазовой маски [31]. Из-за слабой фоточувствительности световода запись короткого резонатора с применением голографической методики невозможна, длина π -ВБР составила 40 мм. На основе данного резонатора был реализован РОС-лазер, для которого также был изучен частотный состав излучения

2.2.1 Характеризация композитного световода с высокой концентрацией ионов эрбия

Световод, используемый в качестве активной среды для РОС-лазера, был изготовлен путем спекания фосфатного стекла в трубке из кварцевого стекла при температуре ≈ 2000 °С и дальнейшей вытяжки световода, более подробно данный процесс описан в работах [130,132]. В состав сердцевины волоконного световода входили: 65 мол. % оксида фосфора, 7 мол. % Al_2O_3 , 12 мол. % B_2O_3 , 9 мол. % Li_2O и 7 мол. % RE_2O_3 . Концентрация оксида эрбия в исходном стекле составляла около 1.2 мол. % [133]. Также данный состав содержал гадолиний, а суммарная концентрация оксидов редких земель составляла около 7 мол. %. При вытяжке заготовки с сердцевиной, состоящей из фосфатного, и оболочкой из кварцевого стекла в световод, происходит значительная взаимная диффузия фосфатного и кварцевого стекла. Таким образом концентрация оксида фосфора в сердцевине составляла около 26 мол.%, для оценки концентрации оксидов алюминия, лития, бора и гадолиния, входящих в состав исходного стекла, можно принять, что их концентрация уменьшается пропорционально снижению концентрации оксида фосфора в сердцевине световода по сравнению с исходным стеклом. Диаметр сердцевины изготовленного световода, измеренный по изображению торца, полученному с помощью электронного микроскопа, составил около 4.0 мкм, диаметр оболочки из кварцевого стекла составил 100 мкм (рис. 2.9).



Рисунок 2.9 Изображение торца композитного световода, полученное с помощью электронного микроскопа.

На длине волны 1.55 мкм исследовался модовый состав полученного композитного световода. При различных условиях возбуждения на входе исследуемого световода на выходном торце наблюдалось только распределение интенсивности, соответствующее фундаментальной моде сердцевинны световода. Это свидетельствует о том, что изготовленный световод являлся одномодовым в окрестности данной длины волны. На рис. 2.10 (а) показан спектр оптических потерь вне областей поглощения ионов эрбия: минимальное значение в данном диапазоне составляет 4-5 дБ/м. По большей части, данная величина определяется степенью загрязнения фосфатного стекла при варке.

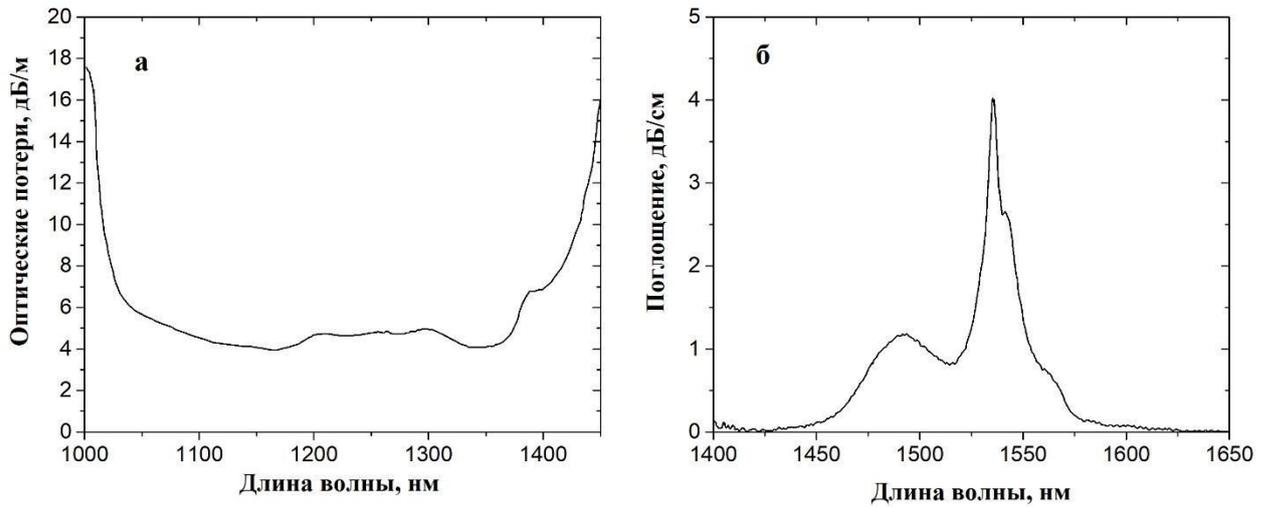


Рисунок 2.10 (а) Спектр оптических потерь вне областей поглощения эрбия. (б) Спектр поглощения композитного световода в окрестности длины волны 1550 нм.

На рисунке 2.10 (б) представлен спектр поглощения композитного световода в окрестности длины волны 1550 нм в режиме слабого сигнала: максимальная величина составила 4 дБ/см на длине волны 1535 нм. Значение поглощения на длине волны 980 нм, измеренное с помощью полупроводникового диода также в режиме слабого сигнала, соответствует 1.4 дБ/см. Таким образом, концентрация активных ионов составляет $N \approx 1.6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Как было отмечено ранее, в оптических волокнах с высокой концентрацией активных ионов ($N > 10^{19} \text{ см}^{-3}$) происходит процесс кластеризации – объединение ионов в пары (в кластеры). Предполагается, что при передаче энергии в кластерах часть активных ионов безызлучательно релаксирует на основной уровень, поглощая при этом излучение накачки независимо от её интенсивности, что в свою очередь приводит к импульсной генерации лазера [134]. Следующее выражение позволяет определить долю ионов, которые безызлучательно релаксируют на основное состояние [135]:

$$M = 10 \cdot \lg \left(\frac{T_m}{T_e} \right) / \alpha L, \quad (2.3)$$

где T_m и T_e – расчетные и измеренные значения пропускания волокна на длине волны накачки; α – коэффициент поглощения слабого входного сигнала, L –

длина активного световода. Для определения значения T_m используется трансцендентное уравнение [100]:

$$T_m - \exp[-\alpha L + (1 - T_m) P_{ex} / P_{нас}] = 0, \quad (2.4)$$

где P_{ex} и $P_{нас}$ – входная мощность и мощность насыщения на длине волны накачки, соответственно. Данная аналитическая модель соответствует прохождению излучения при отсутствии кластеров (содержание 0%).

Для определения концентрации кластеров в композитном волокне был измерен коэффициент пропускания излучения на длине волны накачки 980 нм (рис. 2.11), физическая длина активного световода составила ≈ 7 см. С учетом уравнения (2.4) была произведена оценка – доля ионов не превышает 8%. Для сравнения, в работе [136] для эрбиевого РБО-лазера представлена зависимость режима генерации от концентрации ионов и кластеров, а также от мощности накачки с длиной волны генерации 980 нм. Показано, что один из типов исследуемых волокон Er-80 содержит концентрацию активных ионов $N \approx 3.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а процентное содержание кластеров составляет 14%. Для РБО-лазера с длиной волны излучения 1530 нм на основе данного волокна при пороге генерации наблюдался импульсный режим, при дальнейшем увеличении мощности накачки режим переходил в непрерывный. Таким образом, используемое нами композитное волокно имеет достаточно низкое содержание кластеров с учетом высокой концентрации активных ионов. Это можно объяснить тем, что добавление фосфора и оксида алюминия [135] способствует уменьшению концентрации кластеров.

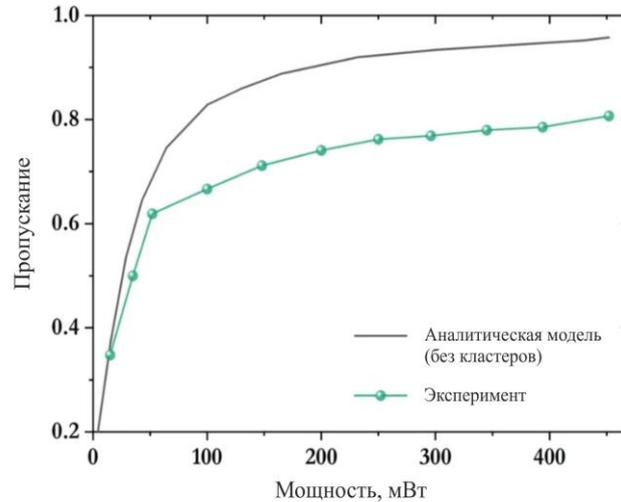


Рисунок 2.11 Зависимость коэффициента пропускания волокна от мощности накачки: экспериментальные данные (зелёный цвет) и аналитическая модель (черный цвет).

Для измерения коэффициента усиления малого сигнала в композитном световоде была также собрана схема, представленная в пункте 1.4.1. Максимальная выходная мощность диода накачки составила 320 мВт на длине волны генерации 980 нм. Непрерывный эрбиевый РОС-лазер с длиной волны 1550 нм и выходной мощностью в 10 мкВт использовался в качестве сигнального источника, длина активного волокна составила 2 см. На рис. 2.12 (а) представлена зависимость значения коэффициента усиления от мощности накачки.

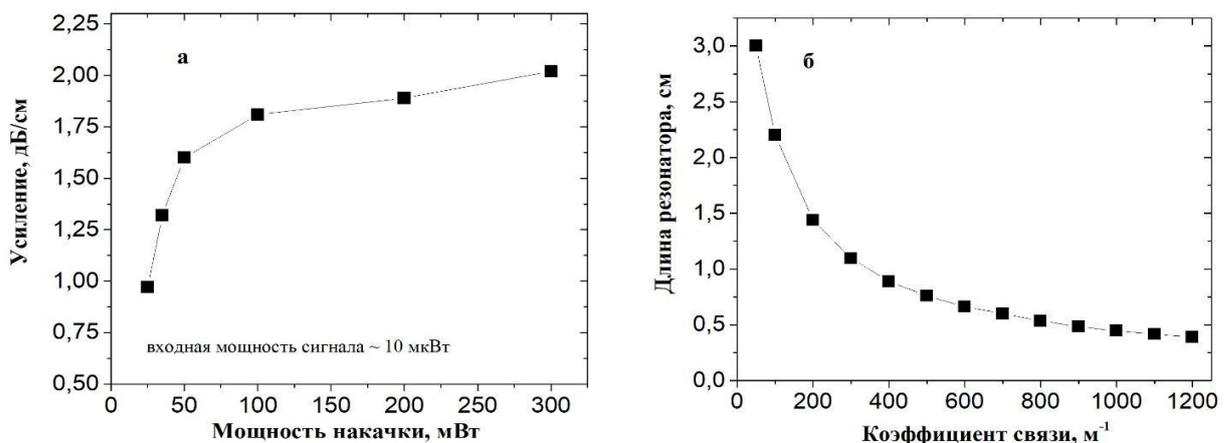


Рисунок 2.12 (а) Значение коэффициента усиления, нормированного на длину активного световода, в зависимости от мощности накачки. (б) Зависимость длины резонатора от коэффициента связи.

Величина коэффициента усиления в максимуме составила около 2 дБ/см. С учетом формулы (2.2) зависимость длины резонатора для пороговой генерации от коэффициента связи представлена на рис. 2.12 (б). Как видно из графика, даже для относительно слабоотражающего резонатора РОС-лазера с коэффициентом связи $\kappa = 100 \text{ м}^{-1}$ длина составляет всего 3 см, а оценка длины структуры с вполне достижимым $\kappa = 1200 \text{ м}^{-1}$ становится менее 4 мм.

2.2.2 РОС-лазер на основе 5.3-мм резонатора, изготовленного с применением фс методики

С применением фс-методики изготовления π -ВБР, описанной также в 1 главе, был реализован резонатор длиной 5.3 мм. На рис. 2.13 представлены измеренные спектры пропускания в ортогональных поляризациях с использованием анализатора оптического спектра Arax AP2050 с разрешением 1 пм. В отличие от резонатора, изготовленного в EDFL-1500, быстрая ось π -ВБР для искомого волокна имеет больший коэффициент отражения. Поскольку плотность ВБР для $\lambda_{\text{быстр.}}$ больше, чем для $\lambda_{\text{медл.}}$, то $|\delta n_{\text{быстр.}}| > |\delta n_{\text{медл.}}|$, где δn — наведенный показатель преломления ВБР. С другой стороны, из условия Брэгга должно быть $n_{\text{эфф.быстр.}} < n_{\text{эфф.медл.}}$, где $n_{\text{эфф.}}$ — эффективный показатель преломления. Таким образом, два условия $|\delta n_{\text{быстр.}}| > |\delta n_{\text{медл.}}|$ и $n_{\text{эфф.быстр.}} < n_{\text{эфф.медл.}}$ могут быть удовлетворены одновременно только в том случае, если наведенный показатель преломления δn — «отрицательный», иначе говоря в области модуляции происходит образование микропустот и, следовательно, $n_{\text{эфф}}$ ниже показателя преломления сердцевины световода в котором изготовлена структура. Действительно, образование микропустот было продемонстрировано в объемных стеклах [137] с такой же геометрией фокусировки и энергией импульса, что и в нашем случае.

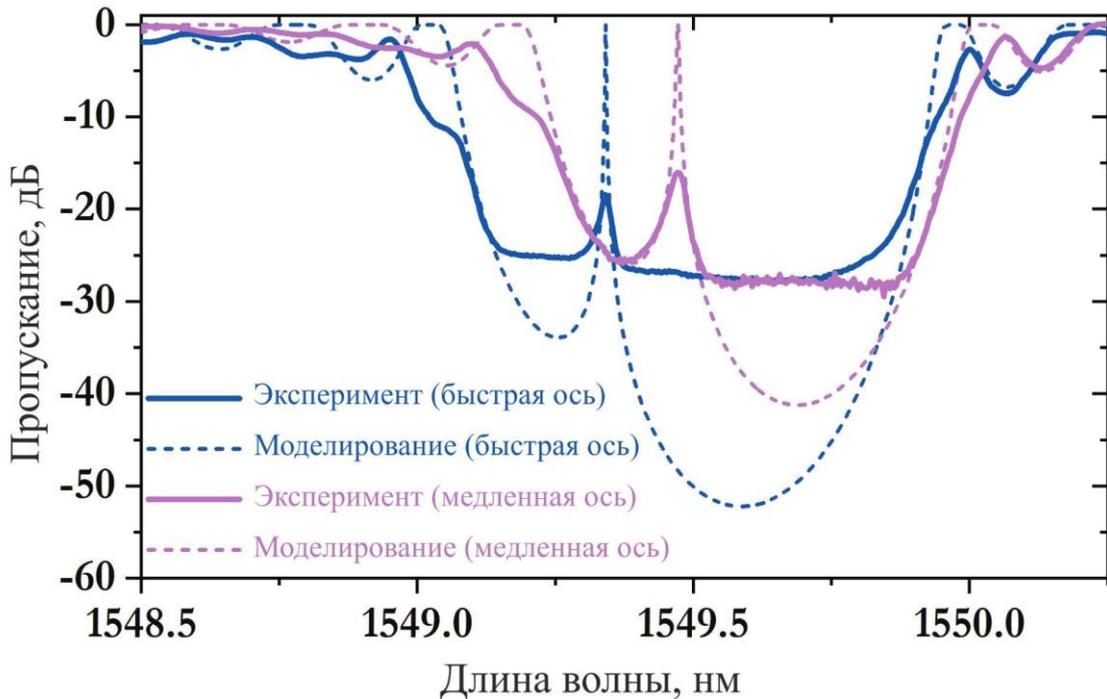


Рисунок 2.13 Спектр пропускания π -ВБР в ортогональных поляризациях. Непрерывными линиями обозначены экспериментальные значения: розовый цвет – медленная поляризационная ось, синий цвет – быстрая поляризационная ось (на рисунке подписано наоборот). Пунктирными линиями представлено численное моделирование: розовый цвет – медленная поляризационная ось, синий цвет – быстрая поляризационная ось.

Численное моделирование с коэффициентами связи $\kappa_{\text{быстр.}} = 1357 \text{ м}^{-1}$ и $\kappa_{\text{медл.}} = 1115 \text{ м}^{-1}$ для быстрой и медленной осей соответственно хорошо согласуется с соответствующими экспериментальными спектрами, несмотря на ограниченный динамический диапазон. Моделирование также позволяет оценить значение фазового сдвига, которое составляет $\Delta l \approx 0.23 \text{ мкм}$ (или 0.85π) для периода ВБР $l \approx 0.53 \text{ мкм}$, и значение двулучепреломления, которое составляет $\Delta n \approx \delta n_{\text{медл.}} - \delta n_{\text{быстр.}} = 1.1 \cdot 10^{-4}$ при модуляции показателя преломления $\delta n_{\text{быстр.}} \approx 6.7 \cdot 10^{-4}$.

Экспериментальная схема РОС-лазера на основе π -ВБР, записанной в активном световоде, со стендами для измерения характеристик излучения аналогична показанной на рис. 2.5. Накачка РОС-резонатора осуществляется одномодовым лазерным диодом с длиной волны 980 нм и выходной мощностью до 600 мВт. Край ВБР совпадает с местом сварки между активным

сегментом волокна и краем пассивного световода, через который проходит излучение накачки, см. рис. 2.14 (а). Таким образом, часть активного волокна, не содержащая ВБР, не влияла на порог генерации и мощностные характеристики, поскольку измерялось выходное излучение лазера, распространяющееся в направлении, противоположном излучению накачки.

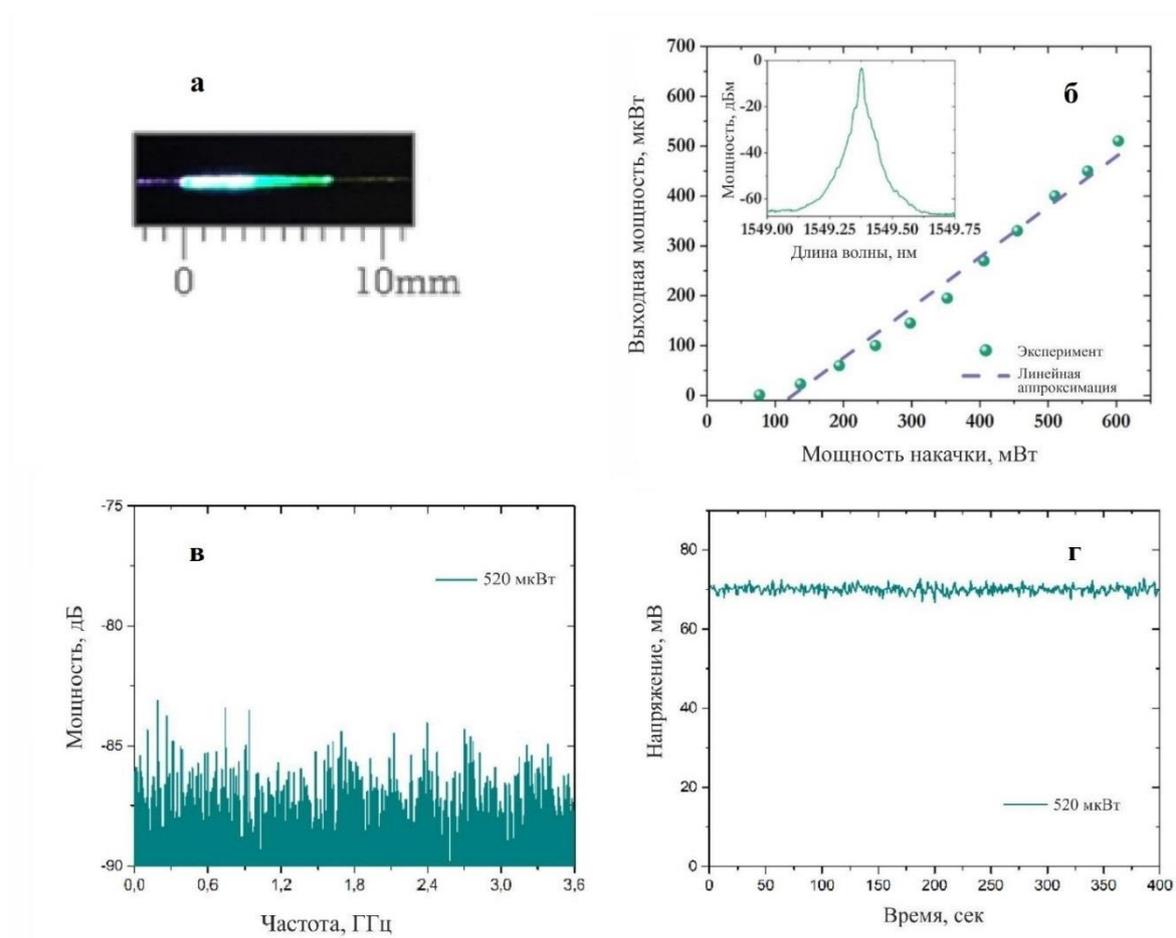


Рисунок 2.14 (а) Фотография резонатора РОС-лазера в процессе накачки. (б) Зависимость выходной мощности излучения от мощности накачки, вставка: спектр генерации при максимальной мощности излучения. (в) Радиочастотный спектр сигнала. (г) Осциллограмма сигнала.

На рис. 2.14 (б) представлена зависимость мощности выходного излучения от мощности накачки. Порог генерации наблюдается при величине накачки ≈ 75 мВт. Оптический спектр представлен на вставке: отношение сигнала к шуму составило ≈ 60 дБ, генерация наблюдалась только для быстрой оси поляризации на длине волны 1549.4 нм во всем диапазоне мощностей от пороговой до максимальной, что выражается в отсутствии пиков биений в РЧ

спектре, рис. 2.14 (в). Как было отмечено ранее, такое поведение характерно для РОС-лазеров на основе резонаторов, записываемых фемтосекундной лазерной методикой поточечной записи, где коэффициент связи ВБР различен для разных осей поляризации. Кроме того, манипуляции со сварками могли привести к частичному затиранию наведенного показателя преломления и незначительному уменьшению длины резонатора. Максимальная выходная мощность составила 520 мкВт, следовательно, полученная дифференциальная эффективность ($\eta \sim 0.1\%$) сравнима с типичными значениями для эрбиевых РОС-лазеров, имеющих на порядок большую длину резонатора. Непрерывный режим генерации также наблюдался во всем диапазоне генерации, на рис. 2.14 (г) представлена осциллограмма при максимальной выходной мощности.

Для более точного измерения ширины линии генерации также применялась методика самогетеродинирования с длиной линии задержки 25 км. Ширина РЧ спектра сигнала биений составила около 70 кГц на уровне -20 дБ для выходной мощности 200 мкВт, что соответствует ширине линии лазера на полувысоте (пункт 1.4.6) 3.5 кГц, рис. 2.15 (а). На рис. 2.15 (б) показан спектр относительного шума интенсивности при максимальной мощности лазера.

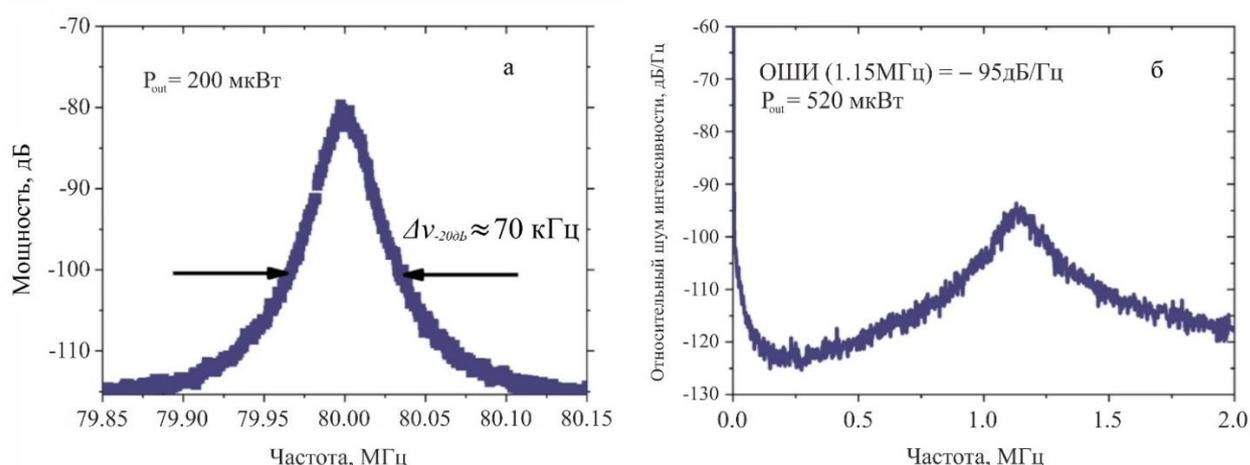


Рисунок 2.15 (а) Радиочастотный спектр сигнала биений, измеренный с применением методики самогетеродинирования. (б) Относительный шум интенсивности, измеренный при максимальной выходной мощности лазера.

Для эрбиевых РОС-лазера типичные значения частот, на которых находится пик релаксационных колебаний, обычно не превышают 0.6 МГц, в конкретном случае данная величина составила 1.15 МГц при выходной мощности 520 мкВт. Это связано с тем, что значение частоты, на которой находится пик, зависит в том числе и от времени жизни τ активных ионов на метастабильном уровне, а также от времени жизни τ_c фотона в резонаторе (см формулу (1.20)). Стоит отметить, что время жизни на метастабильном уровне почти в 3 раза меньше, чем в стандартных коммерчески доступных волокнах из-за наличия в фосфатном волокне гидроксильных групп. Измеренный уровень ОШИ составляет -95 дБ/Гц на частоте 1.15 МГц, что является типичным значением для данного типа лазеров без внешней активной стабилизации.

Таким образом, мощностные и спектральные характеристики 5.3-мм РОС-лазера на основе высоколегированного активного волокна аналогичны характеристикам РОС-лазера с длиной резонатора на порядок больше. Также показано влияние времени жизни ионов на метастабильном уровне на значение частоты пика ОШИ. Насколько известно, длина резонатора РОС-лазера, равная 5.3 мм, является рекордно короткой для данного типа резонатора.

2.2.3 Частотный состав излучения РОС-лазера на основе резонатора, изготовленного с применением УФ излучения и голографической методики записи в различных эрбиевых световодах.

Для реализации РОС-лазеров с применением УФ непрерывного излучения использовалась методика голографической записи, представленная в параграфе 1.3. В качестве активных волокон для резонатора использовались те же, что и в предыдущих параграфах: CoreActive EDF-L1500, и высоколегированное эрбиевое волокно производства НЦВО. Для изготовления резонатора в волокне EDF-L1500 использовалась заготовка с длиной активной области 32 мм, а в случае высоколегированного эрбиевого

световода – 40 мм. Время экспозиции и мощность УФ излучения при изготовлении π -ВБР в обоих световодах было одинаковым и составило ~ 10 минут и 30 мВт, соответственно.

Спектр излучения РОС-лазера с резонатором, изготовленным в коммерческом световоде, при пороге генерации представлен на рис.2.16 (а).

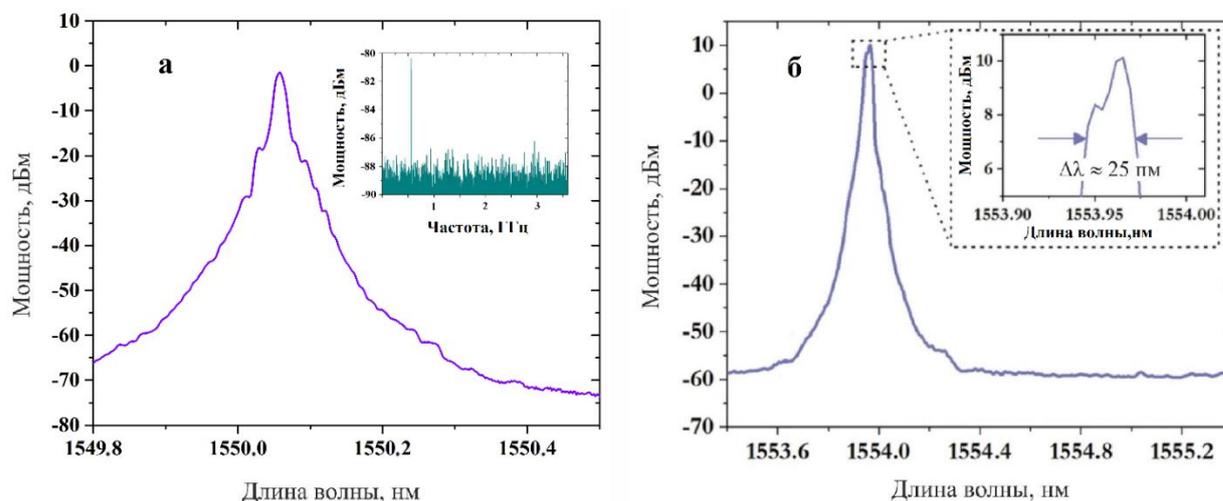


Рисунок 2.16 (а) Оптический спектр РОС-лазера с резонатором, изготовленным в коммерческом волокне, на вставке: РЧ спектр излучения. (б) Оптический спектр РОС-лазера с резонатором, изготовленным в коммерческом волокне, на вставке: приближенный спектр оптического излучения.

Ширина спектра соответствует аппаратной функции и не превышает 20 пм при максимальной выходной мощности 700 мкВт. На вставке представлен РЧ спектр излучения, на котором представлен пик биения поляризационных мод на частоте 560 МГц, что соответствует 4 пм. Для конфигурации с резонатором на основе композитного световода из оптического спектра заметно (рис.2.16 (б)), что отстройка между модами составляет 25 пм, или 3.3 ГГц. Получается, что величина двулучепреломления в структуре π -ВБР, изготовленной в волокне CoreActive EDF-L1500 и НЦВО, составила $7.5 \cdot 10^{-6}$ и $4.7 \cdot 10^{-5}$, соответственно. Исходя из того, что запись резонаторов происходила при одних и тех же параметрах (время экспозиции, мощность УФ-излучения), в конкретном случае можно утверждать, что величина двулучепреломления в большей степени зависит от собственной анизотропии световода. Кроме того, данное предположение косвенно подтверждает тот факт, что в случае коммерческого волокна плотность поглотившегося УФ-излучения больше,

(так как структура резонатора короче при остальных идентичных параметрах записи), а величина двулучепреломления в структуре примерно в шесть раз меньше, чем для π -ВБР, изготовленной в волокне производства НЦВО.

Таким образом, фс методика позволяет нивелировать данный эффект, где большая площадь области модификации показателя преломления, имеющая эллиптическую форму, находится именно внутри сердцевины световода, что сказывается на различии в добротности резонатора для разных поляризационных компонент.

2.3 РОС-лазер на основе резонатора, изготовленного с применением фс методики в Ho^{3+} световоде

Оптоволоконные источники, работающие в спектральном диапазоне около 2 мкм, имеют много потенциальных применений в области медицины [53], сенсорных систем и телекоммуникации [138]. В настоящее время для этих приложений широко используются тулиевые лазеры, имеющие максимальную эффективность генерации на длине волны 1.9 мкм, но спектр люминесценции значительно спадает к 2 мкм, таким образом, эффективность на более длинных волнах значительно снижается [56]. Для сравнения, спектр излучения гольмиевых волоконных лазеров охватывает диапазон от 1.95 до 2.21 мкм [6], что позволяет генерировать сигнал в длинноволновом диапазоне. На данный момент было продемонстрировано множество источников на основе гольмиевых волокон: высокомогущные непрерывные лазеры [139], сверхкороткие импульсные лазеры [140], усилители [141] и т. д., но, насколько известно, гольмиевые РОС-лазеры не были реализованы.

Как говорилось ранее, методика фемтосекундной поточечной записи [63] позволяет реализовывать ВБР в нефоточувствительных световодах и в широком диапазоне длин волн. В качестве активной среды, в которой изготавливалась π -ВБР с применением фс-методики, использовалось гольмиевое волокно с коэффициентом поглощения -109 дБ/м на длине волны 1150 нм, таким образом, концентрация активных ионов составляет $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Диаметр сердцевины и оболочки 10 мкм и 125 мкм, соответственно. Более подробная информация о данном волокне приведена в работе [142]. В 45-мм участке активного световода была записана π -ВБР с физической длиной 42 мм, периодом $\Lambda = 0.717$ мкм и фазовым сдвигом $\Delta L \approx 0.35$ мкм, расположенным в центре структуры. Экспериментальная схема представлена на рис. 2.17.

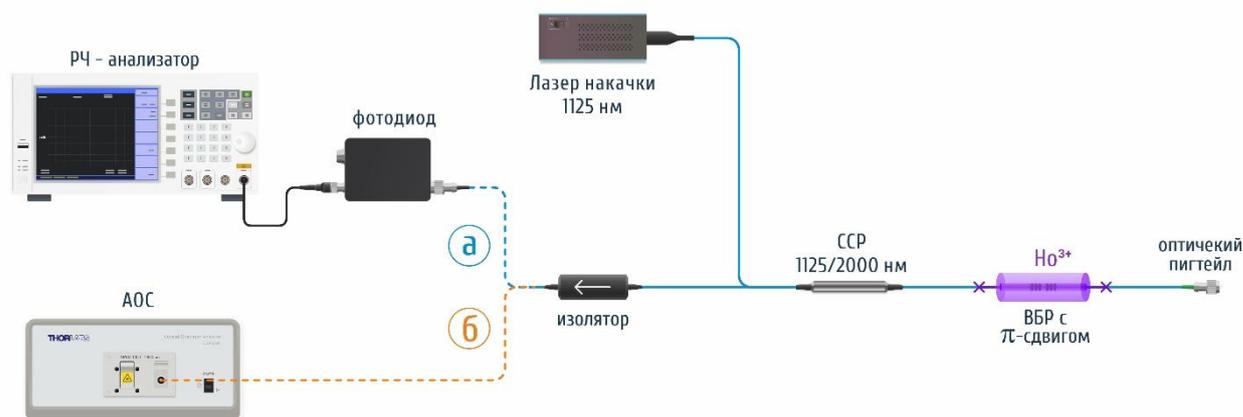


Рисунок 2.17 Схема гольмиевого РОС-лазера и сопутствующего измерительного оборудования.

В качестве источника накачки использовался волоконный Yb^{3+} лазер с длиной волны генерации 1125 нм и максимальной выходной мощностью 5.25 Вт. Излучение накачки через ССР с портами на 1125 нм/2070 нм заводилось в резонатор гольмиевого РОС-лазера. Для определения длины волны генерации и выходной мощности применялся оптический анализатор спектра Thorlabs OSA203B, в случае измерения ОШИ использовался фотодиод Thorlabs DET05D2 с полосой пропускания 20.6 МГц и РЧ анализатор. Генерация возникла на длине волны 2.07 мкм (рис. 2.18 (а)), ширина линии соответствовала значению аппаратной функции 100 пм. Порог достигался при мощности накачки 1.4 Вт, а максимальная выходная мощность составила 12.5 мВт при мощности накачки 5.25 Вт, соответственно, значение дифференциальной эффективности составило 0.31% (рис. 2.18 (б)). Относительный шум интенсивности представлен на рис. 2.18 (в), значение амплитуды пика составляет -85 дБ/Гц на частоте 800 кГц.

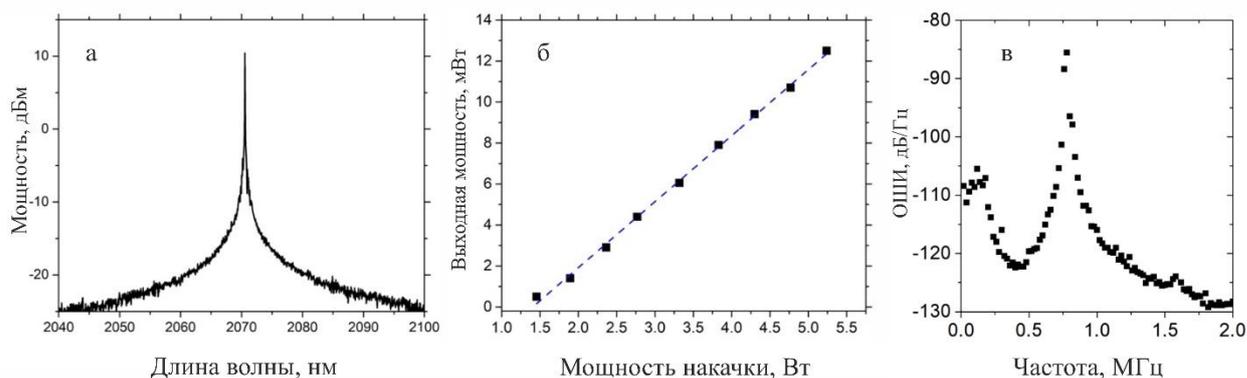


Рисунок 2.18 (а) Спектр генерации РОС–лазера при максимальной мощности накачки. (б) Экспериментальная зависимость мощности генерации от излучения накачки (точки) и линейная аппроксимация (пунктирная линия). (в) Относительный шум интенсивности при максимальной мощности генерации.

Таким образом, впервые реализован Ho^{3+} РОС-лазер с длиной волны генерации 2.07 мкм. Подобные излучатели могут быть актуальны в таких областях применений, как спектроскопия, телекоммуникации, а также в неинвазивных тестах по определению наличия в организме бактерий (например, *Helicobacter pylori*) [54].

Выводы к главе 2

В данной главе представлены результаты по реализации РОС-лазера на основе 32-мм резонатора, изготовленного с применением фемтосекундной методики в коммерчески доступном эрбиевом световоде. Из-за относительно сильного наведенного двулучепреломления в структуре π -ВБР значительно отличалась плотность резонатора для быстрой и медленной поляризационных осей, вследствие чего порог генерации достигался только для медленной поляризационной компоненты. В результате во всем диапазоне мощности накачки наблюдался одночастотный режим генерации на длине волны 1550 нм. Были исследованы мощностные и спектральные характеристики излучения: для оптического спектра ОСШ соответствовал значению 70 дБ, дифференциальная эффективность соответствовала $\eta \approx 0.14\%$, при максимальной выходной мощности излучения 700 мкВт ширина линии составила 17 кГц на временах линии задержки 0.27 мсек, а пик относительного

шума интенсивности находился на уровне -85 дБ/Гц при частоте 660 кГц. Таким образом, представленный РОС-лазер имеет характеристики, равнозначные характеристикам для конфигурации с резонатором, реализованным с помощью УФ-методики. Одночастотный режим достигался при отсутствии физического воздействия на структуру резонатора.

Также продемонстрирован эрбиевый РОС-лазер на основе резонатора, имеющего рекордно короткую длину – 5.3 мм, изготовленный также с применением фс поточечной методикой записи в высоколегированном композитном световоде. Несмотря на высокую концентрацию редкоземельных элементов, непрерывная генерация наблюдалась во всем диапазоне накачки. Полученные параметры лазера соответствовали типичным значениям для эрбиевых РОС-лазера с длиной резонатора на порядок больше: дифференциальная эффективность составила $\approx 0.1\%$ при выходной мощности генерации в 525 мВт, ширина линии генерации – 3.5 кГц на временах линии задержки 0.12 мсек, значение максимума пика относительного шума интенсивности соответствовало -95 дБ/Гц на частоте 1.15 МГц. Также впервые продемонстрирован Ho^{3+} РОС-лазер с длиной волны генерации 2.07 мкм, дифференциальной эффективностью $\approx 0.31\%$ и значением относительного шума интенсивности -85 дБ/Гц на частоте 800 кГц. Ширина линии генерации соответствовала аппаратной функции АОС (≈ 100 пм).

Глава 3. Одночастотные и узкополосные перестраиваемые лазеры с использованием случайной распределенной обратной связи

В данной главе представлена теоретическая модель для оценки сужения мгновенной ширины линии генерации РОС-лазера в гибридной конфигурации с дополнительной случайной распределенной обратной связью (СРОС) на катушке одномодового световода. Далее, для предложенной конфигурации реализована экспериментальная схема и проведено измерение как мгновенной ширины линии генерации, так и долговременной (на временах линии задержки) с применением методики самогетеродинирования. Также качественно показаны результаты для сужения линии в конфигурации со СРОС на случайной структуре показателя преломления, изготовленной с помощью фемтосекундных лазерных импульсов.

Затем изложены результаты по реализации узкополосных лазеров в кольцевой и линейной схемах со СРОС на случайной фс структуре. Для обеих конфигураций представлены как мощностные, так и спектральные характеристики. В частности, для линейной схемы продемонстрирована возможность спектральной перестройки в широком диапазоне.

Представленные в данной главе результаты опубликованы в работах [69–73] и на конференциях [78–81].

3.1 Сужение ширины линии генерации эрбиевого РОС-лазера за счет применения дополнительной случайной распределенной обратной связи

В настоящее время представляет интерес возможность сужения линии генерации одночастотных лазеров с помощью рэлеевского обратного рассеяния в отрезке пассивного волокна – как с естественными, так и искусственно наведенными флуктуациями показателя преломления. В такой гибридной схеме использование волоконного элемента со случайным спектром отражения приводит к дополнительной спектральной фильтрации и сужению линии генерации лазера, соответственно. Данные излучатели

потенциально интересны в таких областях как спектроскопия, когерентная рефлектометрия с высоким разрешением. В работе [143] для сужения линии полупроводникового лазера с длиной волны излучения 1.58 мкм применялся внешний волоконный резонатор в кольцевом исполнении, где обратное отражение осуществлялось с помощью рэлеевского рассеяния. Использование кольцевого интерферометра позволило увеличить эффективную длину рассеяния за счет большого числа проходов продемонстрировано сужение линии излучения полупроводникового лазера от ~ 10 МГц до 20 кГц (более чем в 2000 раз). В [144] продемонстрирован перестраиваемый одночастотный волоконный эрбиевый лазер в кольцевой конфигурации, в котором для сужения линии использовался внешний рэлеевский отражатель в виде катушки волокна SMF-28e длиной 660 м. Ширина линии генерации во всем диапазоне перестройки (1549.7-1550.18 нм) не превышала 3 кГц. В работе [145] в кольцевой схеме эрбиевого лазера с полупроводниковым усилителем в качестве внешнего распределенного отражателя использовался участок световода длиной 5 км с повышенным уровнем рэлеевского рассеяния (~ 34 дБ/км). Была продемонстрирована двухволновая генерация, для каждой из длин волн наблюдался одночастотный режим с шириной линии ~ 1 кГц. В работе [146] представлена схема перестраиваемого одночастотного кольцевого эрбиевого лазера с внешним распределенным отражателем с повышенным уровнем рэлеевского рассеяния, наведенным в одномодовом волокне длиной 50 м (HSF UHNA3, Thorlabs, интегральный коэффициент отражения -38 дБ). Достигнуто подавление побочных мод на 67 дБ, при этом ширина линии генерации составила менее 1.2 кГц при различных мощностях накачки для любой длины волны в диапазоне перестройки (~ 40 нм). Случайная распределенная обратная связь не требует изготовления регулярных структур в световоде, что максимально упрощает реализацию экспериментальной схемы. При этом особый интерес представляет формирование относительно коротких случайных структур.

В данном разделе проведено моделирование и эксперимент по сужению линии генерации в гибридной конфигурации волоконного эрбиевого РОС-лазера с длиной резонатора 6 см и катушкой волокна SMF-28 длиной 25 км. Продемонстрировано значительное сужение мгновенной ширины линии – до субгерцовых значений. Также обсуждаются дальнейшие возможности применения данной методики с интеграцией в экспериментальную схему короткого (~10 см) искусственного рэлеевского отражателя.

3.1.1 Теоретическая оценка мгновенной ширины линии генерации для гибридной конфигурации РОС-лазера со случайной распределенной обратной связью в виде одномодового волокна SMF-28

Как было отмечено ранее, РОС-лазер состоит из двух брэгговских решеток с коэффициентами отражения $r_{1,2}$, записанных в активной среде и сдвинутых друг относительно друга на половину периода решетки (π -сдвиг). Рассмотрим модель с двумя одинаковыми решетками длиной $L_{1,2}=L_j=L_{gr}/2$ с прямоугольным профилем наведенного показателя преломления $\delta n(z) = \delta n \cdot \sin(2k_B z)$ с брэгговской длиной волны $\lambda_{Br}=2\pi n/k_B$. Коэффициенты отражения таких решеток в среде с постоянным усилением $g_s \ll \delta n \cdot k_B$, при $r(k_B) \rightarrow 1$ и малых отклонениях от резонанса $|q| < \delta n k_B$ приближенно равны [69]:

$$r_1 = r_2 = r(k_B + q - ig_s) \approx \tanh(\delta n k_B L_j / 2n) \left(1 + \frac{g_s + iq}{\delta n k_B / 2n}\right). \quad (3.1)$$

Тогда для амплитуды A монохроматической волны с частотой $\omega = (k_B + q)c/n = \omega_B + \Omega$, совершающей полный обход резонатора, в силу непрерывности поля выполняется следующее соотношение: $A = r_1 r_2 A + A_{sp}$. Из этого выражения следует, что отношение интенсивности спектра излучения $I_q(\Omega) = |A|^2 / \Omega$ к спектральной плотности спонтанных шумов имеет вид:

$$\frac{I_q(\Omega)}{I_{sp}(\Omega)} = \frac{1}{|1 - r^2(k_B + q - ig_s)|^2}. \quad (3.2)$$

Подставляя сюда приближенное выражение для коэффициентов отражения, получим лоренцеву форму спектра или аналог формулы Шавлова-Таунса [108] для волоконного РОС-лазера:

$$\frac{I_q(\Omega)}{I_{sp}(\Omega)} = \frac{1}{\left|1 - r^2(k_B) \left(1 + 2 \frac{g_s + iq}{\delta nk_B / 2n}\right)\right|^2} = \frac{1}{\delta^2 + (2q / (\delta nk_B / 2n))^2} = \frac{1}{\delta^2 + (\Omega T_{rt})^2}, \quad (3.3)$$

где положительная $\delta = 1 - r^2(k_B) - 4ng_s / (\delta nk_B) \ll 1$ связана с интенсивностью через насыщение усиления $g_s(I)$, а T_{rt} – эффективное время обхода резонатора. $I_{sp}(\Omega)$ – средняя спектральная плотность интенсивности спонтанного излучения в моде (на ширине резонанса можно считать константой, поскольку ширина линии эмиссии много больше ширины резонанса). Эффективная длина резонатора составляет $L_{POC} = 2n / (\delta nk_B)$ [46], соответственно, время обхода резонатора соответствует значению $T_{rt} = 2L_{POC}n / c = 4n^2 / (c\delta nk_B)$.

В нашем случае при физической длине решетки, равной 6 см, и коэффициенте пропускания $\approx 10^{-3}$, эффективная длина резонатора L_{POC} составляет 14 мм. Интегрируя выражение (3.3) по частоте,

$$I = \int \frac{d\Omega}{2\pi} \frac{I_{sp}(\Omega)}{\delta^2 + (\Omega T_{rt})^2} = \frac{I_{sp}(\Omega)}{2\delta T_{rt}}, \quad (3.4)$$

получим зависимость мгновенной ширины спектра на полувысоте от суммарной интенсивности лазерного излучения I и времени обхода T_{rt} :

$$\Delta_{POC} = \frac{I_{sp}(\Omega)}{2T_{rt}^2 I} = \frac{I_{sp}(\Omega)}{2I} \cdot \left(\frac{c}{2L_{POC}n}\right)^2. \quad (3.5)$$

Так как спектральная плотность спонтанного излучения в полосе излучения РОС-лазера составляет ~ 0.5 пВт/пм и выходная мощность $I \approx 1$ мВт, то, воспользовавшись (3.5), получаем, что мгновенная ширина линии РОС-лазера может быть оценена по порядку как ~ 10 Гц.

Далее будет рассмотрено рэлеевское отражение в пассивном световоде. Эффективная длина волокна как рэлеевского отражателя определяется его физической длиной и потерями согласно формуле: $L_{eff} = \frac{1 - \exp(-2\alpha L)}{2\alpha}$. Для катушки длиной 25 км данная величина составляет около 10 км. Интегральный коэффициент отражения катушки R_k определяется ее эффективной длиной и коэффициентом рэлеевского рассеяния $R_k = \varepsilon L_{eff}$, где $\varepsilon = 3 \cdot 10^{-4}$ 1/км [147], таким образом, $R_k = 3 \cdot 10^{-3}$, а характерное значения модуля случайной амплитуды $|r(k)| \approx 0.05$. В целом функция $r(k)$ является быстро меняющейся комплексной величиной. Если приварить рэлеевский отражатель в виде катушки к РОС-лазеру, например, для определенности справа (рис. 3.1), то его правое зеркало становится составным с коэффициентом отражения:

$$\tilde{r}_2 \approx r_2(k) + r(k)T_2. \quad (3.6)$$

Здесь T_2 – коэффициент пропускания правого зеркала решетки, который можно оценить из коэффициента пропускания целостной решетки. В нашем случае T_2 составляет около 5%, что будет показано далее. В узкой области генерации, можно считать, что $r_2(k) = r_2(k_B - ig_s) = const$. Если для некоторой отраженной волны в области $r(k_j)$ фаза приблизительно совпадает с фазой r_2 , то отражатели складываются конструктивно и модуль коэффициента отражения увеличивается, повышая добротность для данной моды. Моде, для которой модуль коэффициента отражения составного зеркала максимален, выйдет в генерацию. Для упрощения можно заменить рэлеевские отражатели одним точечным отражателем, расположенным на расстоянии $z = L_{eff}$, с

амплитудой отражения $r = \sqrt{\varepsilon L_{eff}}$. Тогда формула (3.3) для данной конфигурации резонатора будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{I_q(\Omega)}{\langle I_{sp}(\Omega) \rangle} = \frac{1}{\left| 1 - r_1(k_B - ig_s)(r_2(k_B - ig_s) + T_2 r \cdot \exp(2iqL_{eff})) \right|^2} = \frac{1}{\delta^2 + (2qT_2 r L_{eff})^2} \quad (3.7)$$

По аналогии с (3.4) и (3.5) мгновенная ширина линии генерации на полувысоте

для составного резонатора составляет $\Delta = \left(\frac{c}{2T_2 \sqrt{\varepsilon L_{eff}} L_{eff} n} \right)^2 \frac{I_{sp}(\Omega)}{2I}$ или через

ширину линии РОС-лазера:

$$\Delta = \left(\frac{L_{РОС}}{2T_2 \sqrt{\varepsilon L_{eff}} L_{eff} n} \right)^2 \Delta_{РОС}. \quad (3.8)$$

Таким образом, ширина линии генерации может сузиться более чем в $\sim 10^6$ раз. Качественно данный эффект можно интерпретировать следующим образом: резонатор имеет составной спектр, в котором полоса пропускания резонатора РОС-лазера, образованная за счёт формирования фазового сдвига, сужена за счет узких резонансов спектра СРОС (рис. 3.1). Аналогично, в работе [148] линия генерации полупроводникового лазера была обужена внешним резонатором, а эффект был объяснен увеличением времени жизни фотонов в лазерной системе:

$$\Delta\nu \sim \Delta\nu_{н.л.} \tau_{л.р.} / \tau_{в.р.}, \quad (3.9)$$

где $\Delta\nu$ – ширина линии в конфигурации составного резонатора, $\Delta\nu_{н.л.}$ – ширина линии полупроводникового лазера $\tau_{л.р.}$ – время жизни фотонов в лазерном резонаторе, $\tau_{в.р.}$ – время жизни фотонов во внешнем резонаторе. Как можно заметить, данный вывод согласуется с (3.8).

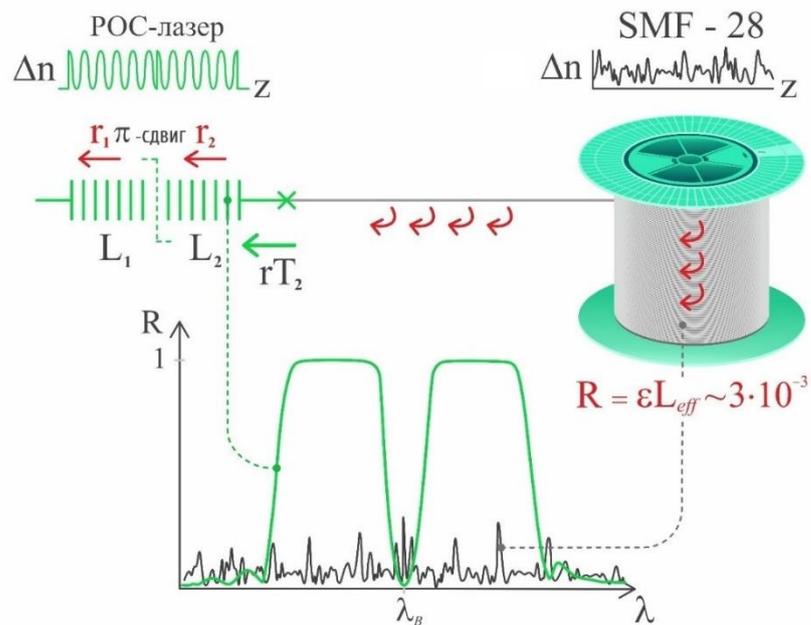


Рисунок 3.1 Схема гибридного резонатора на основе π -ВБР и катушки SMF -28.

3.1.2. Измерение мгновенной ширины линии эрбиевого лазера на основе составного резонатора РОС-лазера и СРОС в виде катушки SMF-28

Для реализации РОС-лазера был изготовлен резонатор с применением методики голографической записи [22], описанной в первой главе, в эрбиевом световоде марки Nuferrn PS-ESF-3/125. Спектр пропускания резонатора РОС-лазера представлен на рис. 3.2.

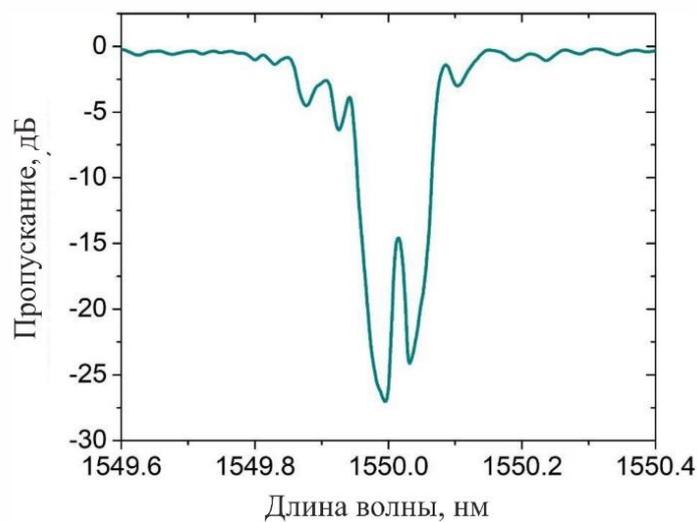


Рисунок 3.2 Спектр пропускания 60-мм резонатора РОС-лазера.

Физическая длина записанной структуры ВБР с фазовым сдвигом, сформированным в центре ВБР, составила 60 мм, наведенный показатель преломления $\delta n \sim 10^{-4}$. Применяя численную методику [123], определяем, что коэффициент пропускания одной из половин структуры составляет $T_{1,2} \approx 5\%$. На основе данного резонатора была реализована схема РОС-лазера. Излучение диода накачки с длиной волны генерации 980 нм и выходной мощностью до 600 мВт заводилось в резонатор. Для реализации конфигурации с составным резонатором к свободному концу π -ВБР была приварена катушка SMF-28 длиной 25 км, уровень рэлеевского рассеяния которой составлял -105 дБ/мм.

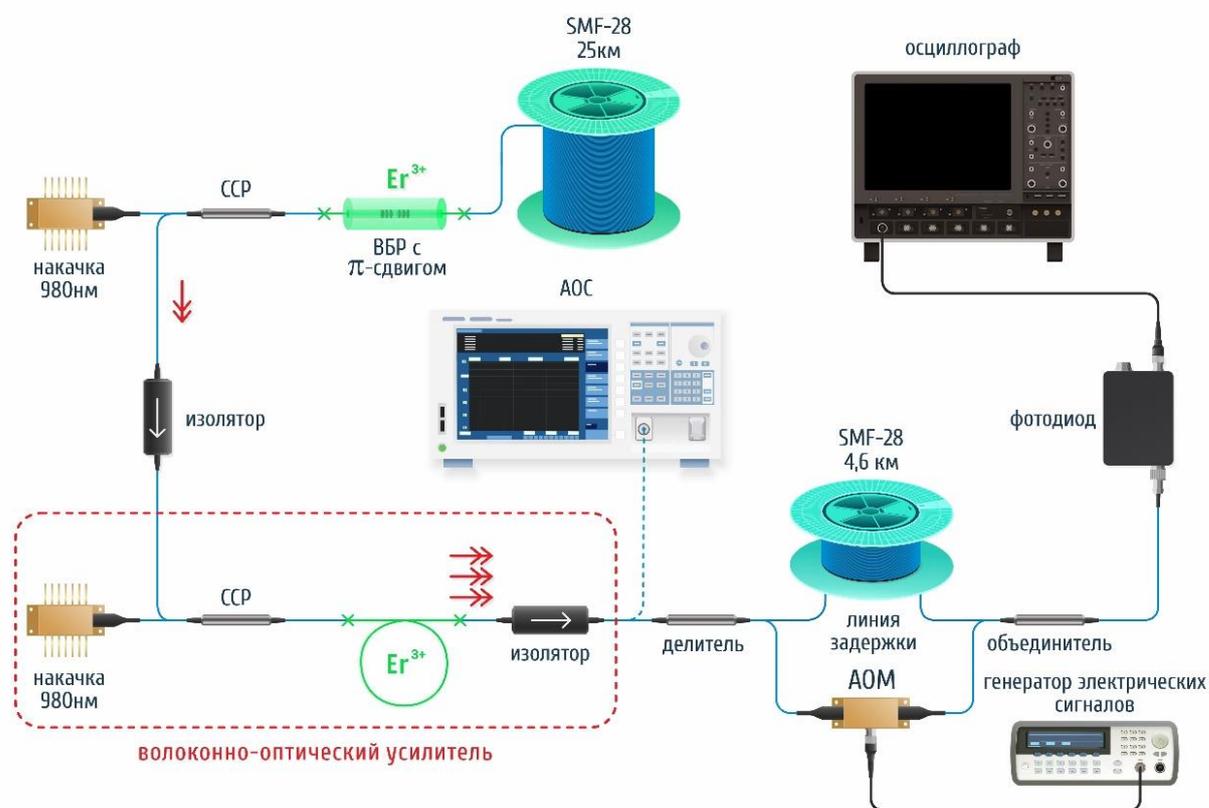


Рисунок 3.3 Экспериментальная схема эрбиевого лазера с составным резонатором.

Генерируемое во встречном направлении по отношению к распространению накачки лазерное излучение с мощностью не более 1 мВт заводилось в измерительную схему через изолятор для предотвращения паразитных отражений. Для усиления измеряемого сигнала в схему был добавлен волоконно-оптический усилитель, состоящий из активного волокна, в которое

через ССР заводилось излучение полупроводникового лазерного диода с длиной волны генерации 980 нм (на рис. 3.3 выделен красным цветом). Измеренный оптический спектр приведен на рис.3.4 (а): отношение сигнала к шуму ≈ 60 дБ, ширина линии генерации соответствовала аппаратной функции АОС ≈ 20 пм. Для измерения фазовых шумов сигнал подавался на ИМЦ с длиной линии задержки 4.6 км, на входе интерферометра мощность сигнала составила ≈ 30 мВт.

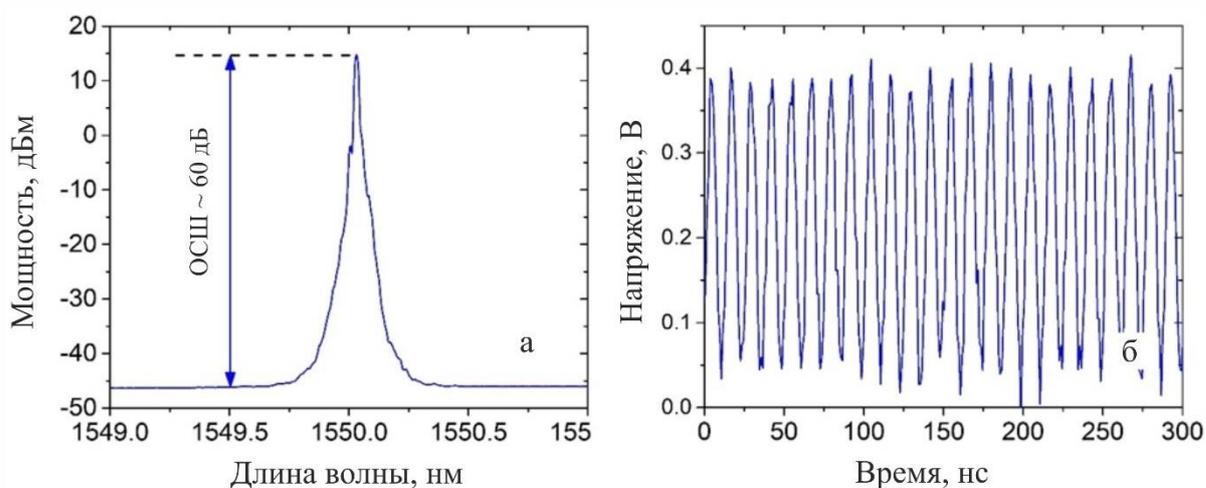


Рисунок 3.4 (а) Оптический спектр генерации усиленного сигнала, поданного на вход интерферометра Маха-Цендера. (б) Осциллограмма сигнала биения.

Применяя методику обработки осциллограммы биения сигнала, описанную в первой главе (пункт 1.4.5) и работах [105,107], были получены спектры фазового шума для РОС-лазера и лазера с составным резонатором (рис. 3.5). Расстояние между пиками в спектре фазового шума соответствует расстоянию между продольными модами интерферометра Маха-Цендера длиной 4.6 км и составляет $\Delta\nu \approx 45$ МГц. Пунктирные линии на рис. 3.5 (а) определяют значения фазового шума для излучения с профилем Лоренца с различной спектральной шириной (0.1 Гц – 10 кГц). Как было сказано в пункте 1.4.6, в области частот более 10 кГц, как правило, присутствует белый шум S_v^0 , который определяет нижний предел ширины линии генерации лазера или его мгновенную ширину $-\Delta\nu_L = \pi S_v^0$ [103,149]. Для РОС-лазера значение

мгновенной ширины линии генерации, определяемой белым шумом, составляет ≈ 15 Гц, что согласуется с представленной оценкой в предыдущем параграфе. В случае конфигурации с составным резонатором значение ширины линии на частотах более 100 кГц ограничены электрическими шумами [103]. Оценка «сверху» значения ширины генерации, определенная по «всплескам» сигнала над уровнем электрического шума на частотах 10-100 кГц, составляет 0.1 Гц. Если предположить, что уровень белого шума (S_v^0) для составного резонатора находится ниже значения электрического шума и зависимость фазового шума от частоты аналогична зависимости для РОС-лазера без СРОС, то можно оценить, что мгновенная ширина линии генерации может достигать значения в $\sim 10^{-3}$ Гц (рис. 3.5(б)).

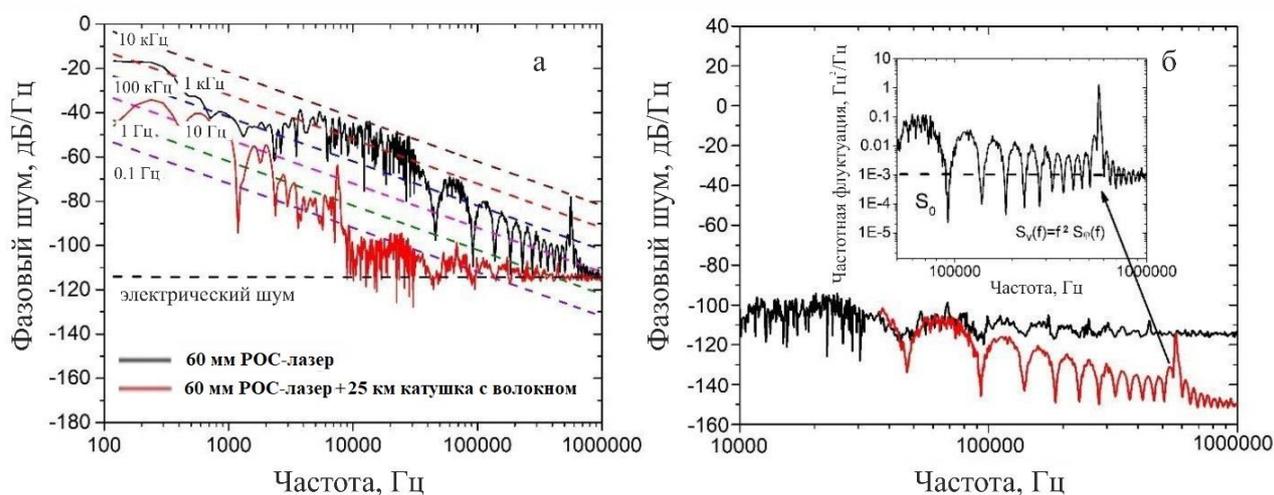


Рисунок 3.5 (а) Спектр фазового шума для 60-мм РОС-лазера (черный цвет) и РОС-лазера с составным резонатором (красный цвет). (б) Спектр фазового шума для РОС-лазера с составным резонатором (черный цвет) и «оценочное» поведение (красный цвет) в диапазоне 10 – 100 кГц, на вставке: спектр частотного шума.

Данное предположение подтверждается тем, что разница значений мгновенных ширин в ~ 4 порядка достигается на частотах ~ 10 кГц, а пик ОШИ полностью ограничен электрическими шумами (рис. 3.5 (б) красный цвет).

Для более наглядной демонстрации эффекта сужения в конфигурации с составным резонатором была применена методика самогетеродинамирования [111], в качестве линии задержки использовалась катушка одномодового

волокна SMF-28 протяженностью ≈ 30 км. Радиочастотные спектры биения для разных конфигураций резонатора представлены на рис. 3.6.

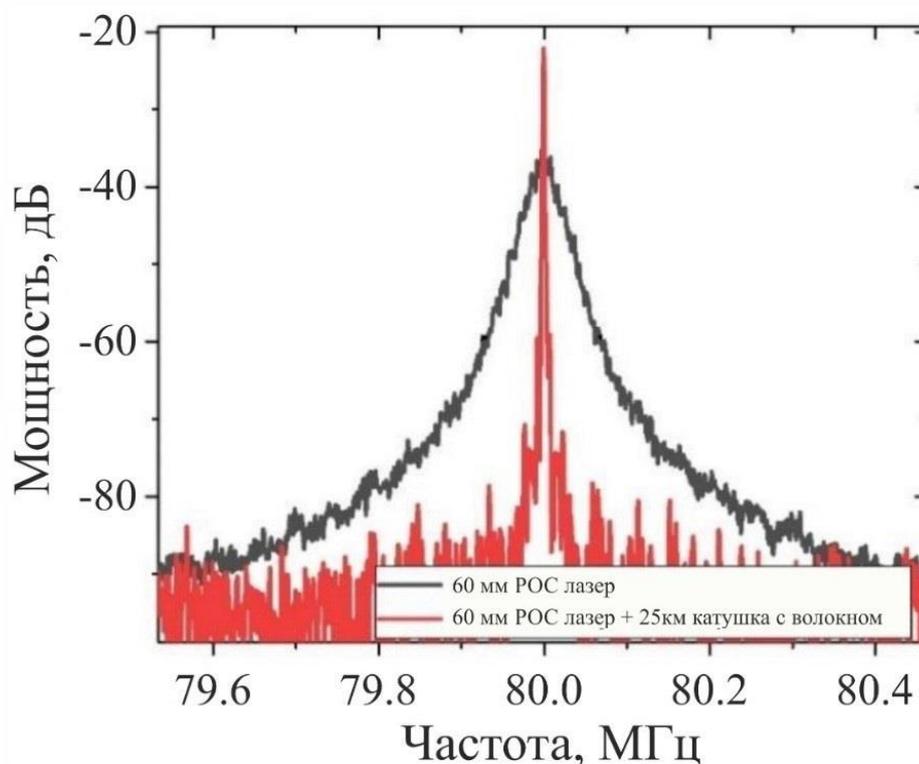


Рисунок 3.6 Радиочастотные спектры биений РОС-лазера (черный цвет) и РОС-лазера с составным резонатором (красный цвет).

Ширины линий на уровне -20 дБ составили 120 кГц и 3.2 кГц для РОС-лазера и лазера с составным резонатором, соответственно, что определяет значение ширины на полувысоте как 6 кГц и 160 кГц. Полученные значения являются величиной интегральной и отличаются от полученных ранее, так как измерение проводилось на временах, соответствующих линии задержки ~ 100 мксек.

3.1.3 Составной резонатор со СРОС на основе искусственного случайного отражателя

В качестве альтернативы длинной катушке возможно использовать СРОС на случайной структуре показателя преломления, изготовленной с

применением поточечной фс методики, благодаря которой модификация показателя преломления имеет неупорядоченный характер вдоль волокна. При равном коэффициенте отражения искусственный отражатель будет иметь длину на несколько порядков меньше, чем отражатель на естественных неоднородностях. Более подробно про эти структуры будет изложено в следующем разделе.

На рис. 3.7 представлена экспериментальная схема по сужению линии генерации РОС-лазера с применением искусственного рэлеевского отражателя. Четыре рэлеевских отражателя, изготовленных в пассивном световоде SMF-28, длиной по 10 см каждый были приварены к 3-см резонатору РОС-лазера, изготовленному также с применением фс методики в коммерчески доступном эрбиевом световоде Fibercore I-25(980/125). На вставке показана рефлектограмма гибридного резонатора, полученная с помощью высокоразрешающего рефлектометра обратного рассеяния LUNA OBR4600. Уровень рассеяния СРОС был на 40 дБ больше естественного уровня рэлеевского рассеяния, таким образом, интегральное отражение от СРОС составило $\sim 0.05\%$, и соответствует обратному рэлеевскому рассеянию катушки SMF-28 длиной ~ 10 км. Оптический спектр отражателя, представленный на вставке к рис. 3.7, демонстрирует широкополосное отражение с узкими пиками и случайными амплитудами, обусловленное интерференцией излучения на лазерно-индуцированных неоднородностях.

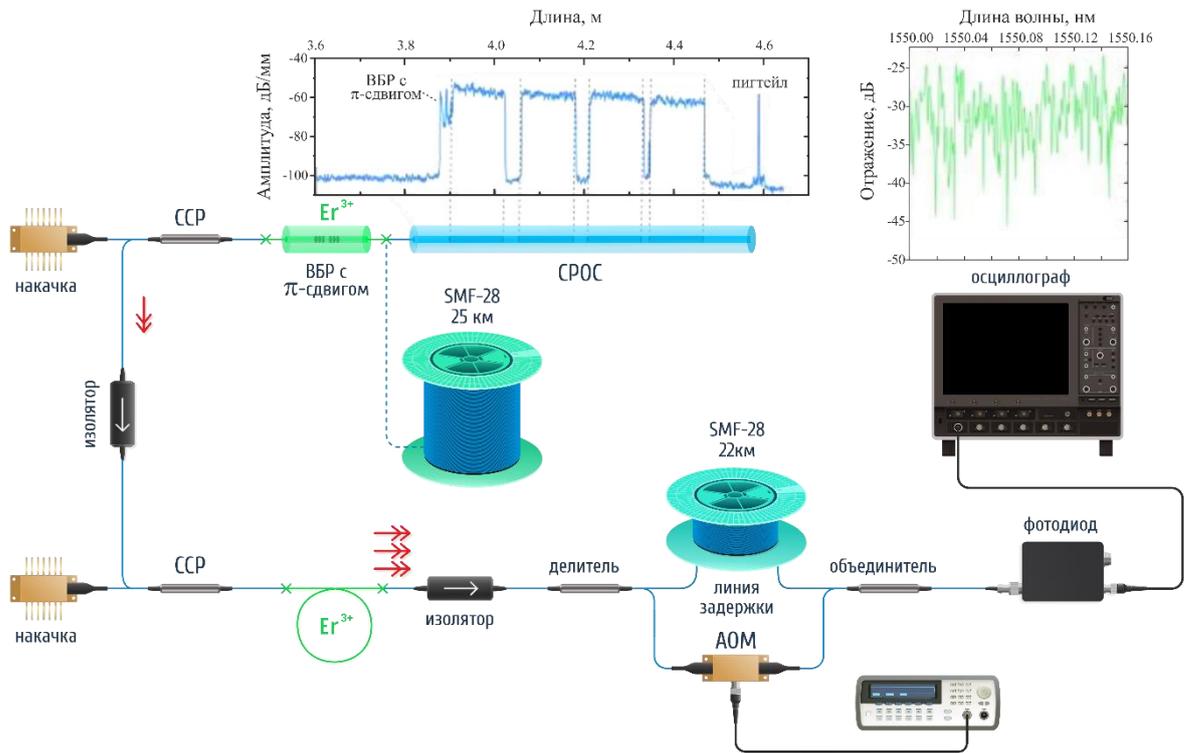


Рисунок 3.7 Экспериментальная схема эрбиевого лазера с составным резонатором и измерительным стендом.

В данном эксперименте ширина линии определялась с помощью методики гетеродинирования, линия задержки составила 22 км. Выходная мощность сигнала, поданного на ИМЦ, составляет ~ 30 мВт на длине волны генерации 1555 нм, рис. 3.8 (а).

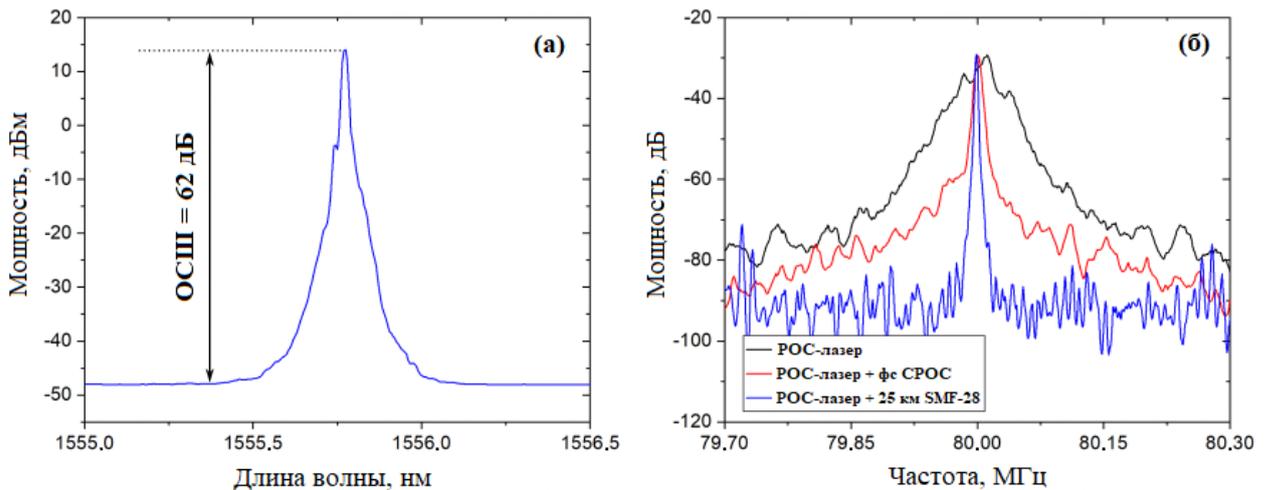


Рисунок 3.8 (а) Оптический спектр генерации усиленного сигнала, поданного на вход интерферометра Маха-Цендера. (б) Радиочастотный спектр сигнала биений, полученный с применением методики самогетеродинирования, для разных конфигураций резонатора: РОС-лазер (черный цвет), совместно с искусственной СРОС (красный цвет) и 25-км катушкой волокна SMF-28 (синий цвет).

РЧ спектры биений для различных конфигураций представлены на рис. 3.8 (б): ширина линии для РОС-лазера, а также гибридных конфигураций с искусственными отражателями и катушкой волокна длиной 25 км составляет 120 кГц, 16 кГц и 6 кГц на уровне -20 дБ, соответственно. Таким образом, продемонстрировано сужение лазерной линии при использовании искусственных рэлеевских отражателей, изготовленных с помощью фс методики, что указывает на общность природы наблюдаемого эффекта со схемой, где применяется естественная СРОС.

3.2 Узкополосные перестраиваемые лазеры на основе СРОС с искусственным рэлеевским отражателем

Волоконные лазеры со случайной распределенной обратной связью (СРОС-лазеры) получили широкий интерес научного сообщества, поскольку имеют достаточную простую и дешевую схему реализации, а также позволяют осуществлять высокоэффективную генерацию лазерного излучения в широком диапазоне длин волн. Их применение актуально во многих областях: от опроса датчиков [150] и удаленного зондирования [151] до нелинейного удвоения частоты [152]. Одним из примеров случайных лазеров являются источники излучения, в которых случайная распределенная обратная связь возникает из-за рэлеевского рассеяния света на естественных флуктуациях показателя преломления среды, а усиление – за счет эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в волоконных световодах [153]. Как правило, такой класс лазеров имеет длину резонатора от сотен метров до сотен километров. Без дополнительной спектральной селекции характерная ширина линии генерации волоконного СРОС-лазера определяется контуром ВКР-усиления и составляет 1-2 нм [147].

В лазерах на основе активных световодов также применяется рэлеевская СРОС, реализуемая за счет длинных ($L \sim 1-10$ км) отрезков пассивного световода. Так, в работе [145] в кольцевой схеме эрбиевого лазера в качестве одного из отражателей использовался участок световода длиной 5 км, который

обеспечивал обратную связь. За счёт волоконных брэгговских решёток (ВБР), изготовленных на разные резонансные длины волн, была продемонстрирована двухволновая генерация. Для каждой из длин волн наблюдался одночастотный режим с шириной линии ~ 1 кГц.

Поскольку стандартные волоконные световоды имеют низкий уровень рэлеевского рассеяния, то его усиление возможно за счет наведения в световоде точечных или непрерывных случайных отражателей, что позволяет значительно уменьшить длину резонатора СРОС-лазера. В коротких ВКР-лазерах ($L \sim 0.5 \sim 10$ м) СРОС реализуется за счет введения случайных фазовых сдвигов вдоль ВБР, записанной на всей длине световода [154], либо при записи массива ВБР, записанных через случайные интервалы [155]. В общем случае в таких лазерах может достигаться одночастотный режим ВКР-генерации в определенном диапазоне мощностей, но из-за конкуренции мод и тепловых эффектов данные излучатели, как правило, имеют плохую стабильность.

Использование технологии фс лазерной модификации показателя преломления для формирования искусственных неупорядоченных структур внутри волокна существенно снижает требования к точности записи структур по сравнению с записью периодических структур (ВБР) и позволяет на несколько порядков уменьшить длину резонатора со СРОС по сравнению с лазерами на основе рэлеевского рассеяния на естественных неоднородностях. Так, в работе [156] представлен лазер с кольцевым резонатором, где в качестве выходного случайного отражателя использовалась структура, сформированная в волокне с применением фс методики. Данная структура представляла из себя набор точечных отражателей с произвольным расстоянием между соседними областями модификации в интервале 10-30 мкм. Образец имел 8 сегментов по 1 см каждый, который в свою очередь содержал ≈ 500 отражателей. Для увеличения области модификации показателя преломления производилось сканирование пучком фс лазера в поперечном направлении световода. Таким образом, спектр случайного

отражателя имел сложную картину, которая возникала за счет образования интерферометров Фабри-Перо (в результате связи мод сердцевины) и Маха-Цендера (в результате связи мод сердцевины и оболочки). В результате многочисленные слабоотражающие спектральные фильтры обеспечивали одночастотный режим генерации. Ширина линии лазера составляла 2.1 кГц при выходной мощности 2.9 мВт.

В данном разделе представлена реализация узкополосных Er^{3+} лазеров со СРОС на основе неупорядоченных структур, изготовленных с применением поточечной фемтосекундной лазерной методики, в конфигурации с линейным и кольцевым резонаторами. Также продемонстрированы результаты характеристики модового состава, спектральных и мощностных характеристик для обеих конфигураций.

3.2.1 Характеристики искусственного рэлеевского отражателя

Для создания компактного образца, обладающего высоким уровнем рэлеевского рассеяния, использовалась технология фемтосекундной лазерной модификации показателя преломления [60]. Ранее было показано, что такой подход представляет хорошую альтернативу волокну с искусственно увеличенным уровнем рэлеевского рассеяния [157], благодаря тому, что наведение рассеивающих структур возможно практически в любом типе световодов, что позволяет контролировать геометрию структуры без нарушения целостности волокна. С точки зрения структурных изменений в материале значительное усиление рэлеевского рассеяния в области экспозиции фс лазерного излучения обусловлено возникновением нанорешеток с типичной физической шириной штриха менее 10 нм и периодом ~ 100 нм, что было показано в ряде работ [158,159]. Эффект формирования нанорешеток объясняется различными механизмами: интерференцией между полем фс лазерного импульса и полем электронной плазмы, образованной в процессе поглощения импульса [160], экситон-поляритонной самоорганизацией [161], наноплазмонной моделью [162] и др.

В настоящее время использование искусственных рэлеевских отражателей, созданных с помощью фемтосекундного лазерного излучения, ограничено лишь сенсорными применениями [158,159], однако, ввиду своих спектральных свойств они также представляют интерес для волоконных лазеров со случайной распределенной обратной связью, как это было отмечено ранее.

В данной работе мы так же использовали фс лазер, представленный в первой главе (пункт 1.2.3), с энергией ~ 0.28 мкДж на входе в объектив и частотой повторения импульсов 10 кГц. Фемтосекундное излучение фокусировалось в область сердцевины волоконного световода Corning SMF-28e+. В процессе облучения волоконный световод перемещался в продольном направлении с помощью линейного позиционера со скоростью 0.1 мм/с, при таких условиях запись плотность импульсов составила 100 ед./мкм, что приводило к модификации показателя преломления и образованию дефектов, усиливающих уровень рэлеевского рассеяния. Контроль уровня рэлеевского рассеяния осуществлялся с помощью высокоразрешающего рефлектометра обратного рассеяния LUNA OBR4600. Общая длина записанного образца составила 100 мм, а наведенный уровень обратного рассеяния в среднем составлял +41.3 дБ/мм относительно уровня естественного рассеяния, используемого световода рис. 3.9 (а). Отметим, что важной особенностью изготовленного образца является низкий уровень наведенных потерь, который в нашем случае находился на уровне ~ 0.05 дБ/см на 1535 нм рис. 3.9 (б), что было достигнуто путем оптимизации скорости движения образца, а также частоты и энергии фс лазерных импульсов.

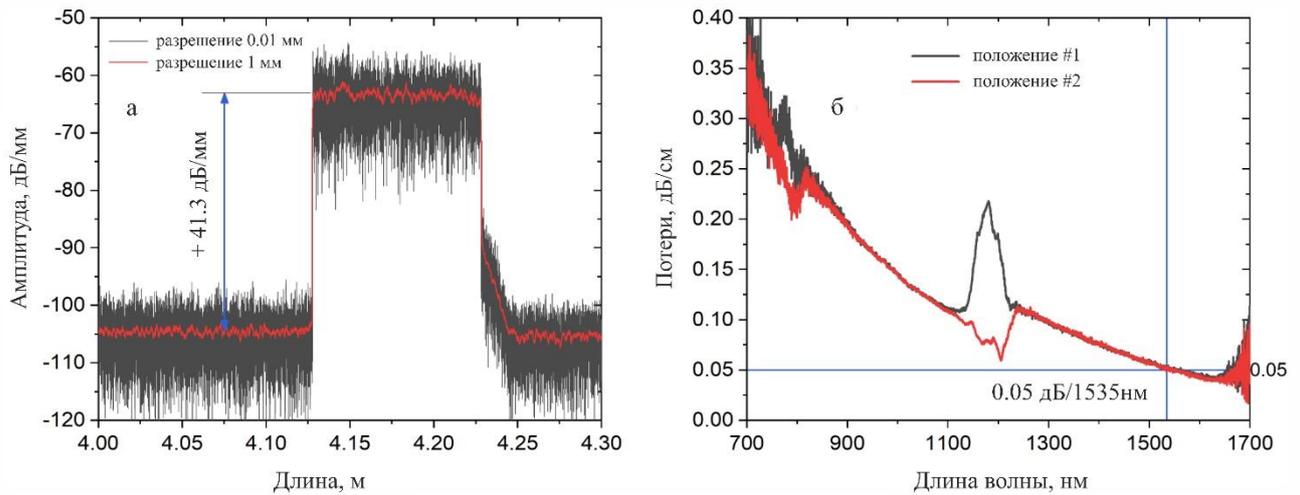


Рисунок 3.9 Рефлектограмма (а) и спектр потерь (б) искусственного рэлеевского отражателя.

Как можно увидеть из спектра потерь для созданного образца искусственного рэлеевского отражателя, потери имеют сильную зависимость от длины волны. В области длин волн 1250-1600 нм с уменьшением длины волны потери возрастают от уровня 0.04 дБ/см до 0.1 дБ/см. Далее на длинах волн 1100-1250 нм в спектре наблюдается пик/провал, в зависимости от укладки волокна, что мы связываем с достижением длины волны отсечки используемого световода SMF-28e+. На длине волны 1100 нм потери составляют -0.1 дБ/см и достигают уровня -0.35 дБ/см на длине волны 700 нм. Известно, что при модификации SiO₂ с помощью фемтосекундного лазерного излучения вклад в потери дают как рэлеевское рассеяние на неоднородностях с размером, много меньшим длины волны, так и рассеяние Ми на неоднородностях с размером порядка длины волны [124,163]. Таким образом, из полученных экспериментальных данных можно заключить, что созданный 100-мм искусственный рэлеевский отражатель имеет интегральный коэффициент отражения $R_{\text{СРОС}} = 0.004\%$, что эквивалентно рэлеевскому отражению от 1.36-км отрезка волокна SMF-28e+, а суммарный уровень потерь на длине волны 1535 нм составил 0.5 дБ.

Благодаря большому количеству неоднородностей, находящихся в коротком отрезке волокна, в частотном представлении искусственный рэлеевский отражатель представляет из себя широкополосный набор узких

пиков/провалов, ограниченных спектральным разрешением измерительного устройства (~ 1 ГГц), что для области длин волн 1530-1610 нм показано на рис. 3.10 (а) и для узкого диапазона вблизи 1550 нм на рис 3.10 (б), при этом видность полос превышает 30 дБ. Полученная спектральная картина свидетельствует об эффективной интерференции отраженного света на индуцированных неоднородностях.

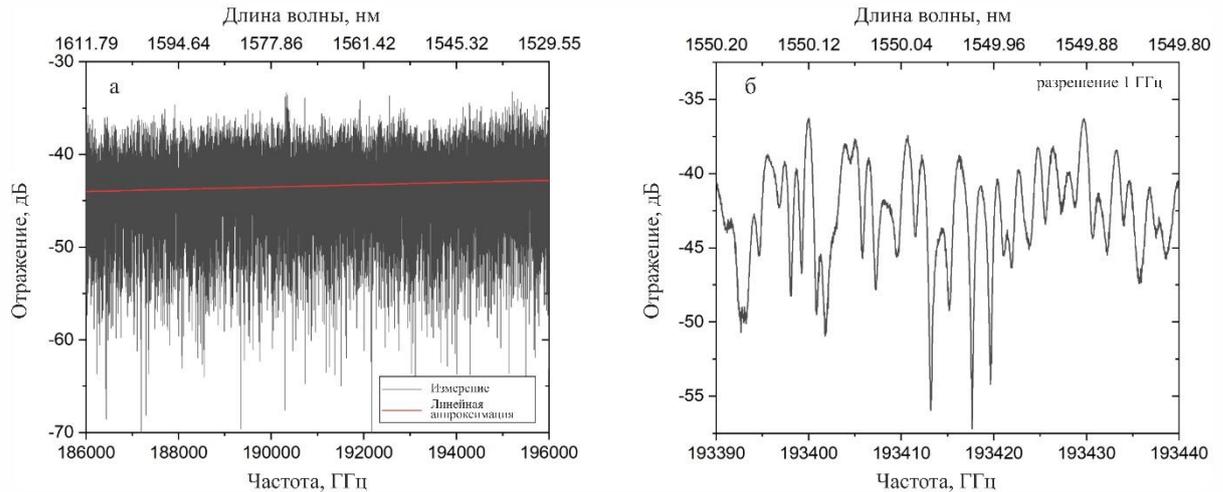


Рисунок 3.10 (а) Спектр отражения распределенного рэлеевского отражателя, измеренный с помощью LUNA OBR4600 в диапазоне длин волн 1530-1610 нм и (б) приближенная область спектра.

Относительно низкий уровень потерь и относительно высокий уровень наведенного рассеяния делает искусственные рэлеевские отражатели, записанные с помощью фс лазерного излучения, привлекательной альтернативой распределенным широкополосным отражателям на основе точечных отражателей, в которых основной вклад дает френелевское отражение [156]. В частности, эллиптическая форма точечной модификации показателя преломления, индуцированной с помощью фс излучения, приводит к возникновению сильной связи между модами сердцевинно-оболочкой [124], что в свою очередь приводит к высокому уровню потерь для сердцевинной моды [156].

3.2.2 СРОС-лазер в конфигурации с полукрытым линейным резонатором на основе искусственного рэлеевского отражателя

Полукрытый резонатор случайного лазера образован высокоотражающей ВБР ($R_{\text{ВБР}} \approx 90\%$, $\lambda = 1535$ нм, $\Delta\lambda = 0,065$ нм), с помощью которой осуществляется выбор длины волны излучения лазера, коротким отрезком Er^{3+} волокна и 100-мм искусственным случайным отражателем Рэля, изготовленным по технологии фс-записи (характеристики описаны ранее) и служащим в качестве выходного зеркала, рис. 3.11. В качестве активной среды было использовано коммерчески доступное волокно Fibercore I-25(980/125) и высоколегированные волокна (Er^{3+} 0.4 мол. % и Er^{3+} 1.2 мол.), изготовленные в научном центре волоконной оптики (НЦВО), основные параметры которых приведены в таблице 3 и частично представлены во второй главе. Накачка резонатора осуществлялась лазерным диодом с длиной волны 980 нм и максимальной выходной мощностью 680 мВт. Чтобы свести к минимуму влияние обратного отражения от компонентов, оптический изолятор был помещен сразу после рэлеевского отражателя. Выходное излучение лазера, распространяющееся совместно с излучением накачки, разделялось на два измерительных канала с помощью ответвителя 1×2 . Первый канал был подключен к АОС Yokogawa AQ6370 для измерения выходной мощности и регистрации спектров, второй канал использовался для анализа состава мод излучения, относительного шума интенсивности и ширины линии лазера (линия задержки в ИМЦ составила 25 км).

Использование специализированных волоконных световодов производства НЦВО (характеристики приведены в Табл. 3) было обусловлено желанием снизить длину резонатора с целью уменьшения количества продольных мод при сохранении приемлемого уровня эффективности генерации лазера.

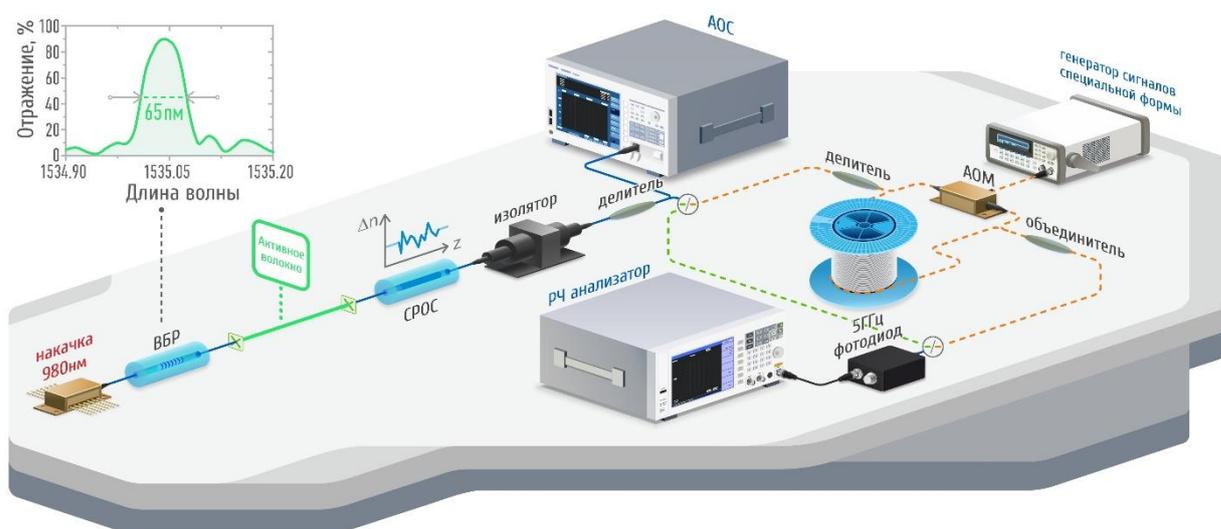


Рисунок 3.11 Экспериментальная схема СРОС–лазера в конфигурации с полуоткрытым резонатором.

Таблица 3. Параметры Er^{3+} волокон.

	НЦВО Er 1.2 мол. %	НЦВО Er 0.4 мол. %	Fibercore I-25(980/125)
Длина волокна	0.155 м	0.37 м	1.25 м
Диаметр поля моды	3.86 мкм @ 1550 нм	4.86 мкм @ 1550 нм	5.3-6.3 мкм @ 1550 нм
Числовая апертура	0.288	0.265	0.23-0.26
Поглощение слабого сигнала	1.25 дБ/см @ 980 нм 3.65 дБ/см @ 1535 нм	0.44 дБ/см @ 980 нм 1.4 дБ/см @ 1535 нм	35-45 дБ/см @ 1531 нм
Фоновые потери	4.1 ± 0.2 дБ/м @ 1300 нм	4.1 ± 0.2 дБ/м @ 1300 нм	≤ 10 дБ/км @ 1200 нм

На рис. 3.12 (а) представлена зависимость выходной мощности генерации от мощности накачки. Как можно увидеть, наименьший порог лазерной генерации достигался для волокна Fibercore I-25(980/125) при мощности накачки ~62 мВт. Для волокон НЦВО с 1.2 мол. % Er^{3+} и 0.4 мол. %

Er^{3+} порог генерации составлял ~ 230 мВт и ~ 130 мВт, соответственно, что может быть объяснено более высоким уровнем внутрирезонаторных потерь в схеме лазера, а также меньшим значением интеграла перекрытия мод сердцевины активного и пассивного световодов. С точки зрения эффективности наилучший результат показала схема на основе Fibercore I-25(980/125), для которой дифференциальная эффективность составила 16.5%, для волокон из НЦВО 1.2 мол.% и 0.4 мол.% данные значения достигали 8.5% и 6.4%, соответственно.

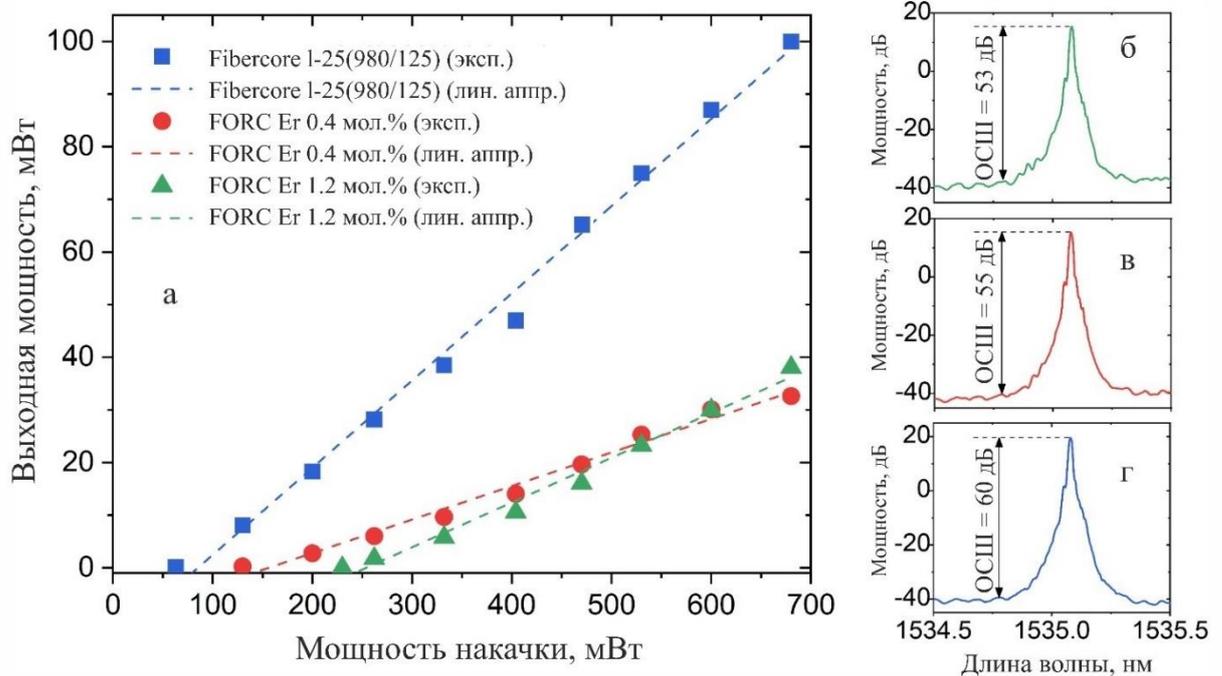


Рисунок 3.12 (а) Мощность генерации СРОС-лазера в зависимости от мощности накачки и типа активного волокна. Спектры генерации для каждого из активных волокон измеренные при максимальной мощности: (б) НЦВО Er^{3+} 1.2 мол. %, (в) НЦВО Er^{3+} 0.4 мол. %, и (г) Fibercore I-25(980/125).

Как можно заметить из спектров генерации (см. рис. 4.12 (б-г)), полученное отношение сигнал/шум для лазеров на основе волокон Fibercore I-25(980/125) и НЦВО достигает 53-60 дБ, что сопоставимо с обычных РОС-лазерами. Поскольку в области диапазона мощности лазерного излучения до 2.5-3 мВт, которая соответствует одночастотному режиму генерации (рис. 3.13), ширина линии генерации соответствовала аппаратной функции АОС, для измерения

ширины линии применялась также методика самогетеродинамирования, что будет показано далее. При больших мощностях модовый состав определялся путем измерения РЧ спектров биений продольных мод (рис. 3.13). При этом для волокон НЦВО Er^{3+} 0.4 мол. % и Er^{3+} 1.2 мол. % в РЧ спектре наблюдалось не более 1 пика, что соответствует 2 продольным модам во всем диапазоне мощностей лазеров, для волокна Fibercore I-25(980/125) наблюдалось не более 3 пиков, что соответствует 4 продольным модам во всем диапазоне мощностей.

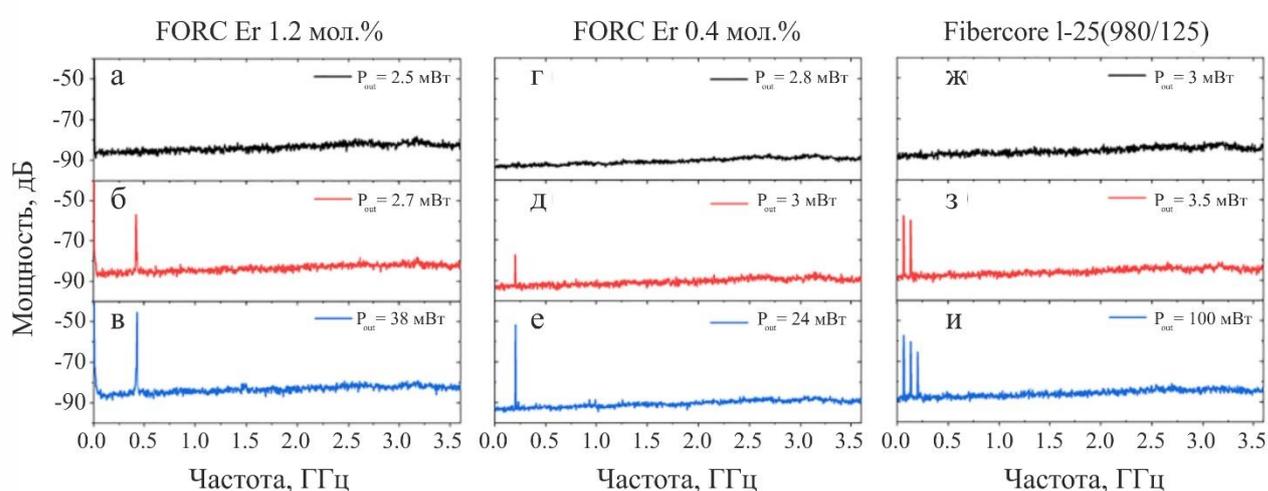


Рисунок 3.13 Радиочастотные спектры межмодовых биений для СРОС-лазеров на основе различных волокон: (а)-(в) НЦВО Er^{3+} 1.2 мол. %, (г)-(е) НЦВО Er^{3+} 0.4 мол. %, (ж)-(и) Fibercore I-25(980/125) при различных уровнях выходной мощности.

Полученные данные также были использованы для оценки эффективной длины резонатора. Так, в случае волокна Fibercore I-25(980/125) разница частот биений соседних мод составила 65 МГц, что соответствует длине резонатора 158 см. Разница частот и длина резонатора составили 200 МГц и 51 см для волокна НЦВО Er^{3+} 0.4 мол. % и 415 МГц и 25 см для волокна НЦВО Er^{3+} 1.2 мол. %, соответственно. С учетом длины резонатора Фабри-Перо спектральная ширина генерации СРОС-лазеров во всех случаях не превышает 3.3 пм.

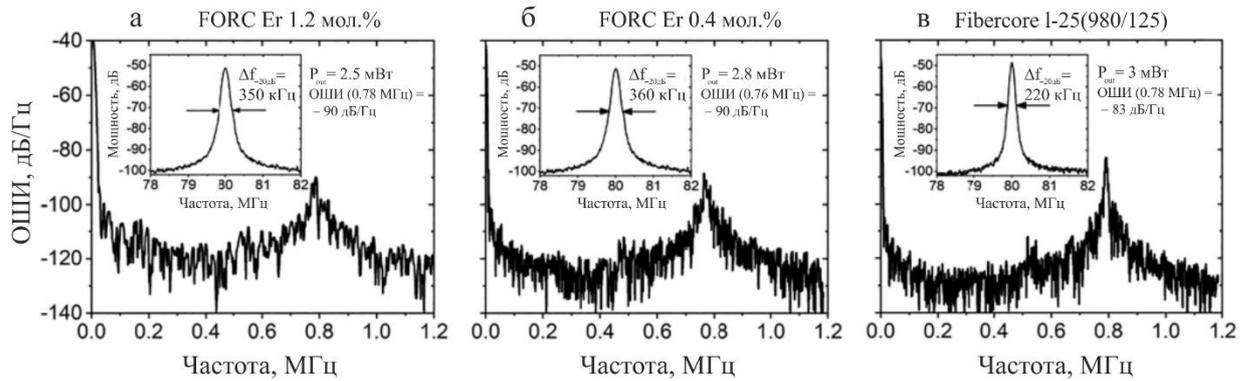


Рисунок 3.14 Спектры ОШИ СРОС-лазеров при генерации в одночастотном режиме: (а) НЦВО Er^{3+} 1.2 мол. %, (б) НЦВО Er^{3+} 0.4 мол. %, (в) Fibercore I-25(980/125). На вставках показана соответствующая ширина линии лазера, измеренная с применением методики самогетеродинамирования.

При генерации каждого из лазеров в одночастотном режиме измерялись значения пика относительного шума интенсивности и спектральной ширины линии. Как видно из рис. 3.14(а)-(в), пик релаксационных колебаний наблюдается на частоте 0.76-0.79 МГц для всех СРОС-лазеров, с пиковыми амплитудами -90 дБ/Гц, -88 дБ/Гц и -83 дБ/Гц для НЦВО 1.2 мол. % Er^{3+} , НЦВО 0.4 мол. % Er^{3+} и Fibercore I-25(980/125), соответственно. Ширина линии генерации измерялась методом самогетеродинамирования, как описано ранее и показано на вставках к рис. 3.14. Для лазера на основе волокна Fibercore I-25(980/125) ширина спектра биений составляет 220 кГц на уровне -20 дБ, что соответствует значению ширины линии на полувысоте 11 кГц. Для лазера на основе волокон НЦВО Er^{3+} 1.2 мол. % и НЦВО Er^{3+} 0.4 мол. % ширины линий генераций составили 17.5 кГц и 18 кГц, соответственно.

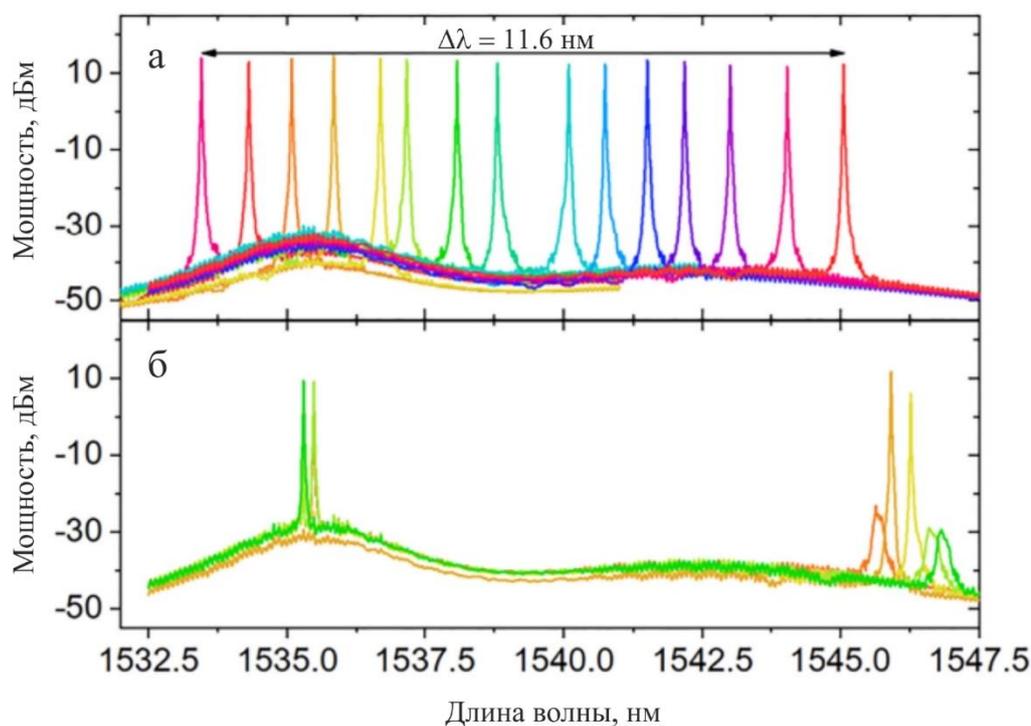


Рисунок 3.15 Перестройка длины волны СРОС-лазера на основе волокна НЦВО 1.2 мол. % Er^{3+} : одноволновой (а) и многоволновой (б) режимы работы.

Поскольку отражатель Рэлея работает как широкополосное зеркало, то для СРОС-лазера на основе волокна НЦВО 1.2 мол.% Er^{3+} реализована перестройка длины волны лазерной генерации путем механического растяжения высокоотражающей ВБР. Как видно из рис. 3.15 (а), генерация лазера наблюдалась исключительно на резонансной длине волны, перестраиваемой ВБР в спектральном диапазоне 1533.4–1545 нм. РЧ спектры, измеренные для разных длин волн в диапазоне перестройки при мощности ~ 30 мВт, показали наличие до 4 мод в генерации. В более длинноволновом диапазоне ($\lambda > 1545$ нм) генерация лазера перешла в неустойчивый режим, при котором появляется спектральная линия на длине волны максимального усиления эрбиевого волокна ($\lambda \approx 1535$ нм), как показано на рис. 3.15 (б).

3.2.3 Схема с кольцевым резонатором и искусственным рэлеевским отражателем

Для конфигурации с кольцевым резонатором применялся искусственный рэлеевский отражатель, изготовленный со схожими параметрами, описанными в предыдущем разделе. Отличие заключалось в частоте повторения импульсов – 40 кГц и скорости линейного транслятора 0.2 мм/с. Таким образом, плотность импульсов составила 200 ед./мкм. Общая длина записанного образца составила ≈ 4 м и состояла из 8 отражателей длиной 12 см каждый, расстояние между соседними участками варьировалось в диапазоне 40-50 см, а наведенный уровень обратного рассеяния составил ≈ 50 дБ/мм относительно уровня естественного рассеяния Fibercore SM1500SC(9/125)P в зависимости от отражателя, рис. 3.16 (а).

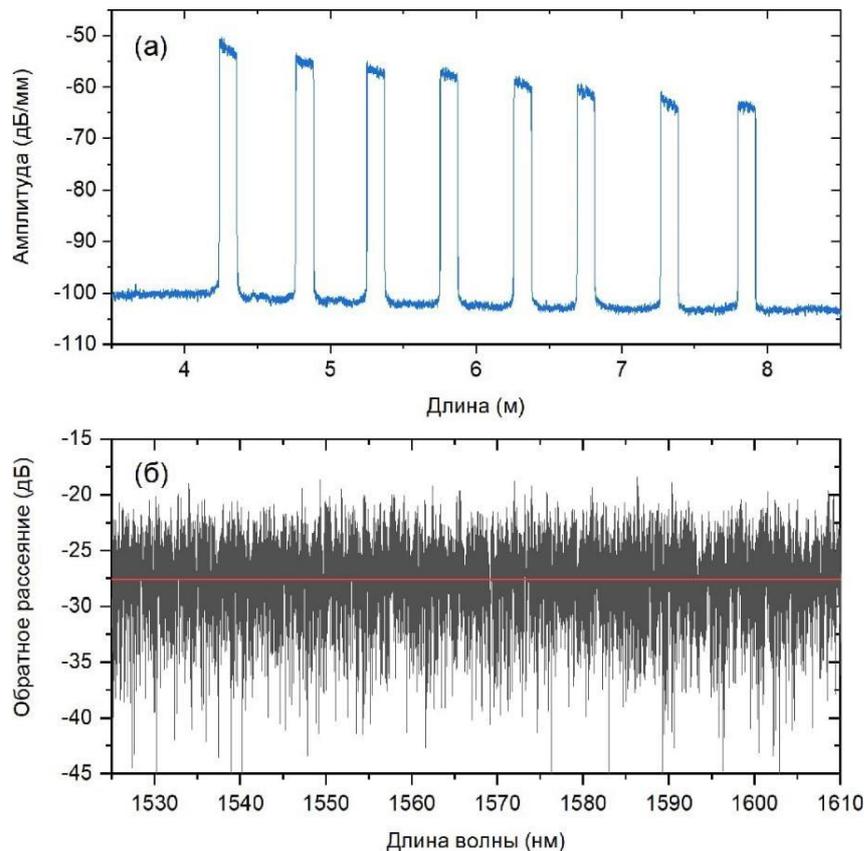


Рисунок 3.16 (а) Рефлектограмма и (б) спектр отражения структуры СРОС.

коэффициентом отражения 90% и шириной 65 пм обеспечивала спектральную фильтрацию. Таким образом, узкополосная генерация возникала за счет комбинации когерентного рэлеевского рассеяния в СРОС, двустороннего усиления - полупроводникового и волоконного усилителей, а также фильтрующего эффекта ВБР. Также для предотвращения нежелательной обратной связи на выход был помещен изолятор. Приборы и методики для измерения спектральных и мощностных характеристик были аналогичны ранее описанным. На рис. 3.18 (а) представлена зависимость мощности выходного излучения от мощности накачки. Порог генерации достигался при мощности накачки 63 мВт, при максимальной мощности накачки ≈ 500 мВт значение выходной мощности сигнала составило 7.8 мВт.

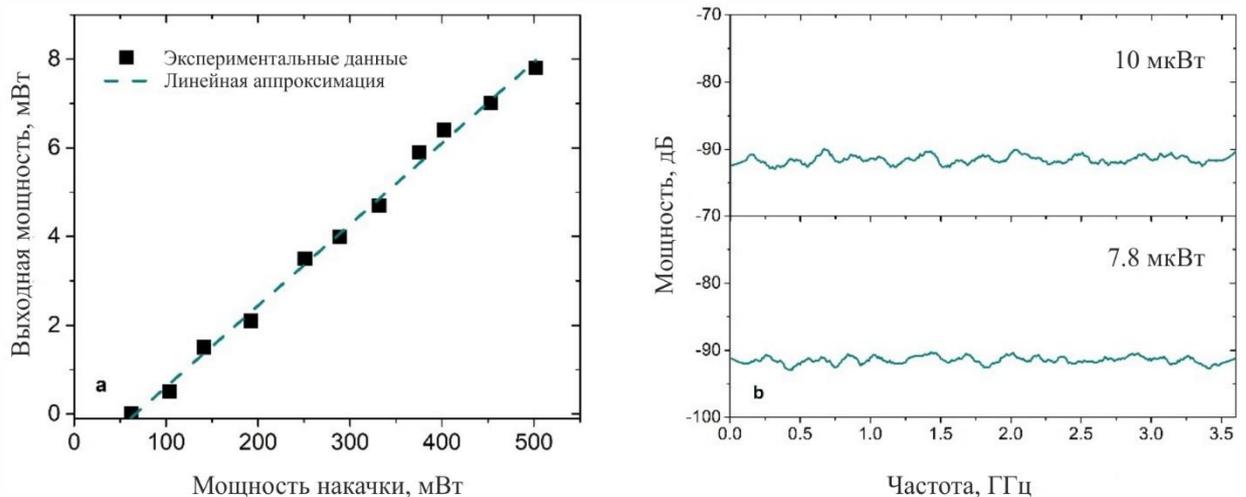


Рисунок 3.18 (а) Измеренная выходная мощность в зависимости от мощности накачки; (б) РЧ-спектр при пороговой и максимальной выходной мощности.

На рис. 3.18 (б) представлены РЧ спектры излучения сигнала при пороговой и максимальной выходной мощности: во всем диапазоне отсутствуют пики биения продольных мод, что соответствует режиму одночастотной генерации. На рис. 3.19 (а) показан оптический спектр генерации при максимальной выходной мощности: отношение сигнала к шуму составило 63 дБ, ширина линии генерации на полувысоте соответствовала аппаратной функции АОС и не превышала 20 пм.

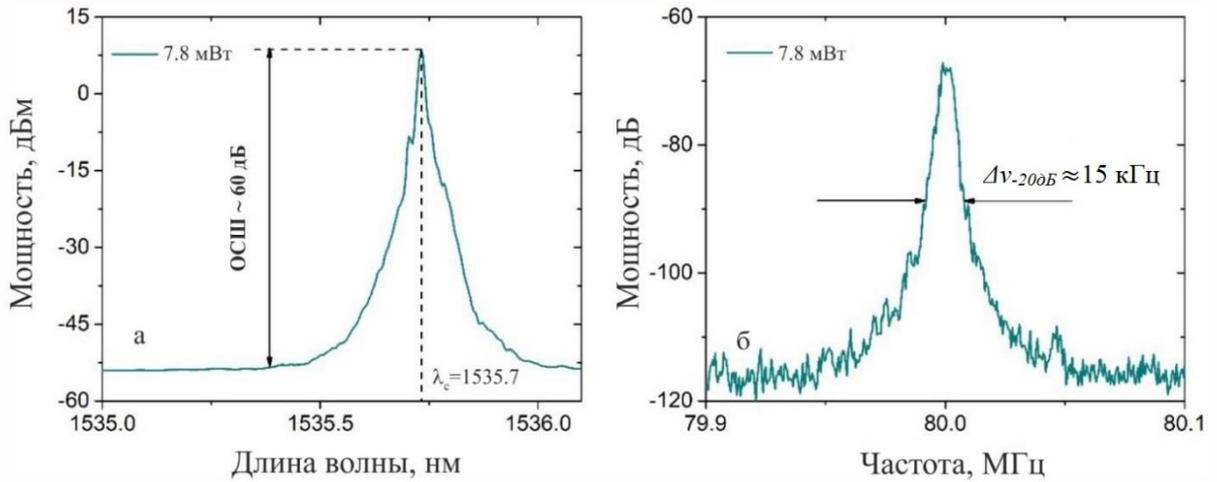


Рисунок 3.19 (а) Спектр генерации при максимальной выходной мощности; (б) Спектр радиочастотных биений, полученный гетеродинным методом.

На рис. 3.19 (б) представлен спектр биения при максимальной выходной мощности: ширина линии на уровне -20 дБ составила 15 кГц, что соответствует 0.75 кГц на полувысоте.

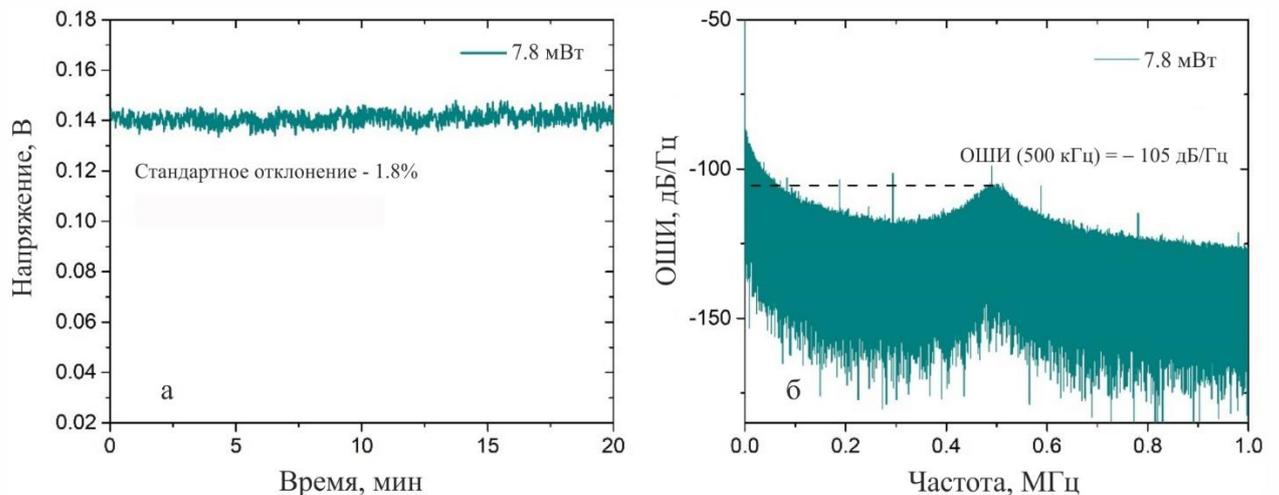


Рисунок 3.20 (а) Осциллограмма выходного излучения; (б) относительный шум интенсивности, измеренный при максимальной выходной мощности.

Среднеквадратичное отклонение флуктуации выходной мощности на временном интервале ~ 10 мин. составило $\approx 2\%$ (рис 3.20(а)). Относительный шум интенсивности на частоте 0.5 МГц соответствовал -105 дБ/Гц (рис. 3.20(б)). Таким образом, спектральные характеристики СРОС-лазера в данной конфигурации не уступают волоконным лазерам с распределенной обратной связью (РОС-лазер) на основе ВБР с фазовым сдвигом. При этом по

мощностным характеристикам представленный лазер превосходит эрбиевые РОС-лазеры на порядок.

Достижение одночастотного режима в данной конфигурации качественно можно объяснить следующим образом. Так как СРОС обеспечивает обратную связь за счёт упругого рассеяния на неоднородностях, то сохраняется фазовая когерентность между входящей и отраженной от неупорядоченной среды волнами. Амплитуда рассеянных волн от СРОС усиливается за счет включения в резонатор волоконного и полупроводникового усилителей, а фазовая корреляция приводит к сложной интерференционной картине, которая в свою очередь ограничена спектром ВБР [145]:

$$E_{out} = \sum_{j=1}^N E_{ASE} \prod_l^j \exp\left(-\alpha L - i \frac{2\pi n \nu L}{c}\right) \sum_{k=1}^K G_k R_k \exp\left(-2\alpha z_k - i \frac{4\pi n \nu z_k}{c}\right), \quad (3.10)$$

где E_{ASE} – усиленное спонтанное излучение, форма которого определяется спектром ВБР; α, n – коэффициенты потерь и показателя преломления волоконного световода, соответственно; ν, c – частота электромагнитной волны и её скорость распространения в вакууме, соответственно; L – длина кольцевого резонатора; N – общее количество обходов составного резонатора, K – общее количество отражающих центров СРОС; z_k – координата k -го центра СРОС; R_k, G_k – коэффициенты отражения и усиления электромагнитной волны для k -го центра СРОС, соответственно. С учетом рефлектограммы (рис. 3.16 (a)), на рис. 3.21 представлены смоделированные интерференционные картины в зависимости от количества обходов резонатора излучением генерации, полученные с помощью уравнения (3.10): $I_{out} = E_{out}^* \cdot E_{out}$.

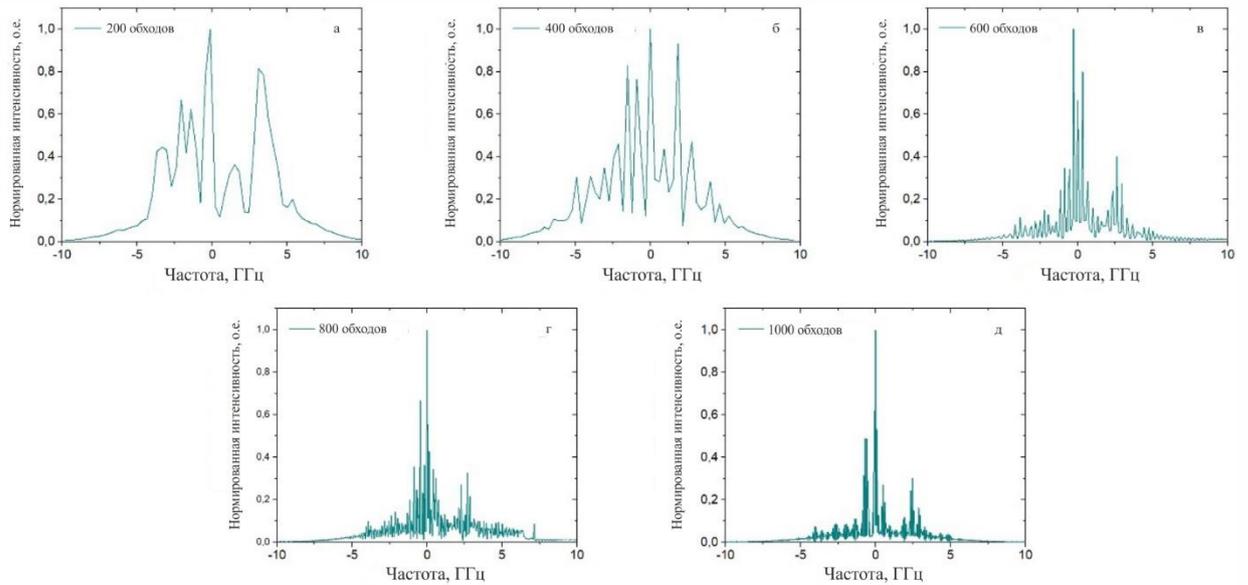


Рисунок 3.21 Модель интерференционных картин для предлагаемого резонатора кольцевого СРОС-лазера в зависимости от количества обходов излучением резонатора.

Поскольку исходным затравочным сигналом является усиленное спонтанное излучение из волоконного и полупроводникового усилителей с относительно низкой когерентностью, определяемой спектральной шириной ВБР, то только входной конец СРОС будет обеспечивать когерентную рэлеевскую обратную связь. По мере увеличения обходов резонатора эффективная длина отражателя СРОС, способная обеспечить когерентное отражение, будет расти ввиду увеличения длины когерентности излучения, а также его мощности от обхода к обходу из-за применения волоконного и полупроводникового усилителей. Так как резонансные пики наблюдаются из-за конструктивной интерференции излучения, отраженного от СРОС, то увеличение центров отражения приводит к более высокой вероятности обеспечить когерентную обратную связь для усиления существующих резонансов. В генерацию выходят резонансы на тех частотах, для которых потери компенсируются усилением. Принимая во внимание, что огибающая спектра усиления имеет не плоский спектр, определяющийся ВБР и сужающийся при увеличении числа обходов, мы можем заключить, что в совокупности данные факторы приводят к одночастотной генерации излучения, см. рис. 3.22.

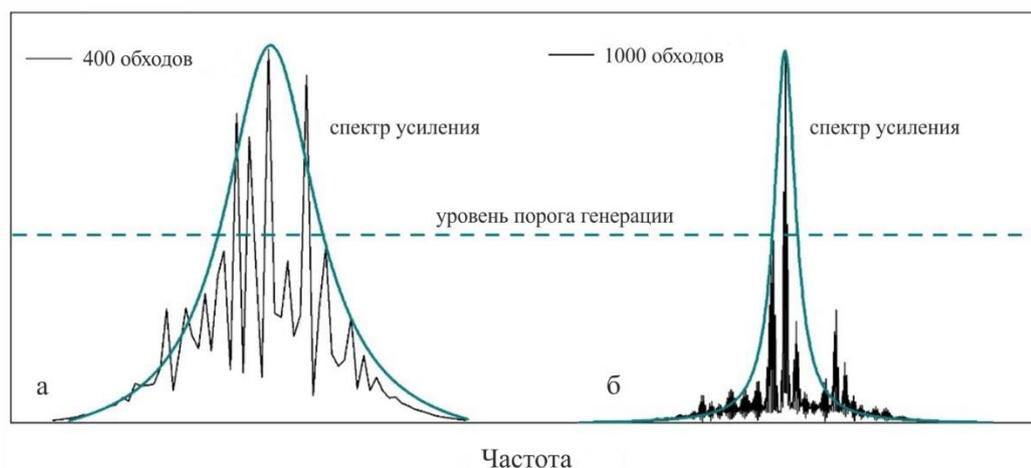


Рисунок 3.22 Схематическая демонстрация распределения продольных мод в резонаторе СРОС-лазера: (а) четыре моды и (б) одна мода, превышающая порог генерации.

Выводы к Главе 3

Таким образом, в данной главе было продемонстрировано сужение линии генерации эрбиевого РОС-лазера в конфигурации составного резонатора со СРОС в виде 25-км катушки одномодового волокна SMF-28: для мгновенных значений ширин, полученных в результате оценки на основе фазовых шумов, отличие составило четыре порядка: ~ 10 Гц для РОС-лазера, $\sim 10^{-3}$ Гц для гибридной конфигурации. Такое сужение невозможно наблюдать непосредственно из экспериментальных данных по фазовому шуму из-за ограничений, связанных с электрическими шумами фотодетектора, но можно оценить путем аппроксимации. В то же время расчетный предел для сужения мгновенной ширины линии генерации, полученный из теоретической оценки, составляет $\sim 10^6$, что оставляет место для дальнейших экспериментов с использованием более точных методов измерения. Кроме того, значительное сужение наблюдалось на временном масштабе ~ 100 мкс и было измерено с использованием методики самогетеродинамирования – ширина линии на полувысоте для РОС-лазера в обычной и гибридной конфигурациях составляет около 6 кГц и 160 Гц соответственно. Также при помощи методики самогетеродинамирования была показана возможность сужения линии генерации с применением искусственного рэлеевского отражателя. Для СРОС

длиной ≤ 1 м ширина линии генерации на временном интервале ~ 100 мкс составила 0.8 кГц, в то время как значение ширины РОС-лазера на том же временном диапазоне соответствовало 6 кГц.

Продемонстрировано применение подобных искусственных отражателей для различных конфигураций эрбиевых лазеров. В случае полуоткрытого резонатора одночастотный режим генерации достигался при пороге генерации с выходной мощностью до ~ 3 мВт и шириной линии ~ 10 кГц. При выходных мощностях до 100 мВт наблюдалась генерация с малым количеством продольных мод: ширина линии не превышала 3.3 пм. В то же время исследуемый волоконный СРОС-лазер имел эффективность 6–16% (в зависимости от применяемого активного волокна), что является высоким показателем для узкополосных волоконных лазеров, легированных эрбием. Более того, совместное применение искусственного отражателя с перестраиваемой ВБР позволило реализовать перестройку длины волны генерации в широком диапазоне с сохранением узкой ширины линии. Такой лазер потенциально является перестраиваемым в пределах всей полосы усиления эрбиевого волокна. Использование СРОС-структуры позволило получить одночастотную генерацию в конфигурации с кольцевым резонатором во всём диапазоне мощности накачки. Выходная мощность составила ≈ 7.8 мВт при максимальной мощности накачки в 500 мВт, при этом ширина линии генерации составляла 0.75 кГц. Таким образом, спектральные характеристики реализованного СРОС-лазера сравнимы со спектральными характеристиками эрбиевых РОС-лазеров, а мощностные на порядок лучше, при этом реализация экспериментальной схемы существенно упрощается.

Заключение

В диссертационной работе получены следующие основные результаты:

1. Реализован волоконный РОС-лазер на основе ВБР с фазовым сдвигом, записанной с применением фемтосекундной поточечной методики в активном волоконном световоде, не сохраняющем поляризацию. Ввиду анизотропного наведения показателя преломления в структуре ВБР с фазовым сдвигом наблюдалась генерация единственной поляризационной моды с длиной волны излучения 1550 нм. Получены следующие мощностные и спектральные характеристики излучения: дифференциальная эффективность составила $\eta \approx 0.14\%$ при максимальной выходной мощности в 700 мкВт, ширина линии генерации составила 17 кГц (на временах ~ 100 мксек), отношение сигнал-шум соответствовало 70 дБ, пик относительного шума интенсивности находился на уровне -85 дБ/Гц на частоте 660 кГц. Для сравнения частотного состава излучения были изготовлены аналогичные резонаторы с применением голографической методики записи УФ-излучением в различных Er^{3+} световодах. Во всех конфигурациях одночастотный режим не наблюдался (в спектре присутствуют две поляризационные моды).
2. Продемонстрирован волоконный РОС-лазер с рекордно короткой длиной резонатора 5.3 мм, изготовленный в высоколегированном композитном эрбиевом волоконном световоде с применением фемтосекундной поточечной методики записи. Несмотря на высокую концентрацию редкоземельных элементов в световоде, содержание кластеров не превышало 8%, что позволило получить непрерывную генерацию во всем диапазоне мощностей накачки. Показано, что характеристики данного лазера соответствуют аналогичным характеристикам для РОС-лазера с длиной резонатора несколько сантиметров: дифференциальная эффективность составила $\eta \approx 0.1\%$, при максимальной выходной мощности 520 мкВт, ширина линии генерации

составила 3.5 кГц (на временах ~ 100 мксек), отношение сигнал-шум соответствовало 60 дБ, пик относительного шума интенсивности находился на уровне -95 дБ/Гц при частоте в 1.15 МГц. Также с помощью фс-методики записи был реализован первый (насколько нам известно) No^{3+} РОС-лазер с длиной волны генерации 2.07 мкм, физическая длина резонатора составила 42 мм. Значение дифференциальной эффективности соответствовало 0.31%, величина относительного шума интенсивности в максимуме на частоте 800 кГц не превышала -85 дБ/Гц. Ширина линии генерации, измеренная АОС, при максимальной выходной мощности 12.5 мВт соответствовала значению аппаратной функции (≈ 100 пм).

3. Экспериментально продемонстрировано сужение линии генерации РОС-лазера в гибридной конфигурации с дополнительной СРОС за счет рэлеевского рассеяния в 25-км катушке одномодового волокна SMF-28. Значения мгновенных ширин получены из данных на основе спектральной плотности частотных шумов и соответствовали 15 Гц для РОС-лазера и 10^{-3} Гц для гибридной конфигурации, полученной оценочно ввиду ограничения, вызванного электрическими шумами фотоприемника. Также продемонстрирована возможность сужения линии с применением СРОС на основе искусственного рэлеевского отражателя, изготовленного с помощью фс-методики. Структура состояла из четырех рэлеевских отражателей, длина каждого сегмента составила 10 см с уровнем обратного рассеяния на 40 дБ больше естественного уровня рэлеевского рассеяния. Суммарное отражение от СРОС структуры составило ~ 0.05 %, что эквивалентно обратному рэлеевскому рассеянию катушки SMF-28 длиной ~ 10 км. Присоединив случайный отражатель к резонатору РОС-лазера по аналогии с катушкой SMF-28, мы наблюдали сужение линии генерации в ≈ 7.5 раз. Измерения проводились на временном интервале в 100 мксек.

4. Предложен и реализован узкополосный эрбиевый лазер в конфигурации с полукрытым резонатором, где в качестве слабоотражающего выходного зеркала применялась СРОС на случайной структуре, изготовленной с помощью фс-методики. Одночастотный режим генерации был реализован в диапазоне выходных мощностей до ~ 3 мВт с шириной линии ~ 10 кГц. При высоких мощностях (до 100 мВт) ширина линии генерации не превышала 3.3 пм. В зависимости от степени легирования используемых световодов дифференциальная эффективность эрбиевого СРОС-лазера составила 6–16%, отношение сигнал-шум для оптического спектра находилось в диапазоне 53–60 дБ, значение относительного шума интенсивности не превышало -80 дБ/Гц во всех случаях. В данной конфигурации продемонстрирована перестройка длины волны генерации в диапазоне 1533.4–1545 нм за счет растяжения ВБР.
5. Реализован волоконный эрбиевый лазер на основе кольцевой схемы с применением узкополосной ВБР и СРОС на случайной структуре, изготовленной с помощью технологии фс лазерной модификации показателя преломления. Использование искусственной СРОС позволило значительно уменьшить длину резонатора по сравнению с лазерами на основе рэлеевского рассеяния на естественных неоднородностях. Во всём диапазоне мощности накачки наблюдался одночастотный режим генерации с шириной линии не превышающей 750 Гц (на временах ~ 100 мксек). Отношение сигнала к шуму при максимальной выходной мощности в 7.8 мВт составило 63 дБ, относительный шум интенсивности не превышал -105 дБ/Гц на частоте 500 кГц.

Благодарности.

Основную благодарность я хотел бы выразить своему научному руководителю — Бабину Сергею Алексеевичу, который инициировал актуальные задачи и оказывал неоценимую помощь в анализе и обсуждении результатов, оформлении научных публикаций и подготовки данной диссертационной работы. Также хотел поблагодарить своих ближайших коллег, благодаря которым были проведены основные экспериментальные работы и подготовлены материалы к публикациям: Алексея Вольфа, Александра Достовалова, Софью Абдуллину, Ксению Проскуруину, Владимира Камынина, Серафиму Филатову, Александра Власова, Екатерину Евменову, Вадима Тереньтева, Евгения Голикова, Виктора Симонова. В целом хотелось бы выразить благодарность всем коллегам из лабораторий волоконной оптики и оптических сенсорных систем Института автоматизации и электрометрии СО РАН, так как всегда имело место продуктивное взаимодействие и доброжелательная рабочая атмосфера. Отдельно автор хотел бы выразить признательность руководителю тематической группы нелинейной оптики Подвилову Евгению Вадимовичу за многочисленные обсуждения полученных экспериментальных результатов и их теоретической обоснованности, Егоровой Ольге Николаевне из Института общей физики РАН за предоставленное высоколегированное эрбиевое волокно без которого была бы не возможна реализация рекордно короткого резонатора РОС-лазера, а также группе Никитина Сергея Петровича из компании Т8 за предоставление софта, который значительно упростил обработку данных. Наконец, я благодарен самым близким и родным людям, которые всегда были рядом и поддерживали меня — Скворцову Игорю Валентиновичу, Скворцовой Жанне Николаевне, Приходько Наталье Степановне, Поповой Алисе, Копьеву Евгению, Крачкову Петру, Козыреву Евгению, Процюку Ивану, Давидюку Игорю, Тикану Алексею.

Список литературы

1. Massey G.A., Oshman M.K., Targ R. Generation of Single-Frequency Light Using the FM Laser // *Applied Physics Letters*. 1965. Vol. 6, №1. P. 10–11.
2. Scifres D.R., Burnham R.D., Streifer W. Distributed-feedback single heterojunction GaAs diode laser // *Applied Physics Letters*. 1974. Vol. 25, №4 P. 203-206.
3. Kobayashi K., Mito I. Single frequency and tunable laser diodes // *Journal of Lightwave Technology*, 1988. Vol. 6, № 11. P. 1623–1633.
4. Henry C. Theory of the linewidth of semiconductor lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1982. Vol. 18, № 2. P. 259–264.
5. Martínez A., Khrushchev I., Bennion I. Thermal properties of fibre Bragg gratings inscribed point-by-point by infrared femtosecond laser// *Electronics letters*. 2005. Vol. 41, № 4. P. 176–178.
6. Ball G.A., Morey W.W., Glenn W.H. Standing-wave monomode erbium fiber laser // *IEEE Photonics Technology Letters*. 1991. Vol. 3. P. 613–615.
7. Radic S. Coherent regeneration // *Nature Photonics*. 2010. Vol. 4, № 10. P. 669–670.
8. Diaz S., Abad S., Lopez-Amo M. Fiber-optic sensor active networking with distributed erbium-doped fiber and Raman amplification // *Laser & Photonics Reviews*. 2008. Vol. 2, № 6. P. 480–497.
9. Chou C.W. et al. Optical Clocks and Relativity // *Science*. 2010. Vol. 329, № 5999. P. 1630–1633.
10. Adhikari R.X. Gravitational radiation detection with laser interferometry // *Rev. Mod. Phys.* 2014. Vol. 86, № 1. P. 121–151.
11. Eyler E.E. Precision, Not Power // *Science*. 2011. Vol. 333, № 6039. P. 164–165.

12. Feng S. et al. Widely Tunable Single Longitudinal Mode Fiber Laser With Cascaded Fiber-Ring Secondary Cavity // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2013. Vol. 25, № 4. P. 323–326.
13. Feng Z. et al. Significant intensity noise suppression of single-frequency fiber laser via cascading semiconductor optical amplifier // *Laser Phys. Lett.* 2015. Vol. 12, № 9. P. 095101.
14. Wallerand J.-P. et al. Absolute frequency measurement of molecular iodine lines at 514.7 nm, interrogated by a frequency-doubled Yb-doped fibre laser // *Metrologia*. 2006. Vol. 43, № 3. P. 294.
15. Wallerand J. -P. A frequency doubled amplified-fiber laser for molecular iodine spectroscopy near 515 nm // *2004 Conference on Precision Electromagnetic Measurements*. 2004. P. 50-51.
16. Markert F. et al. 4W continuous-wave narrow-linewidth tunable solid-state laser source at 546 nm by externally frequency doubling a ytterbium-doped single-mode fiber laser system // *Opt. Express*. 2007. Vol. 15, № 22. P. 14476–14481.
17. Hald J. et al. Fiber laser optical frequency standard at 1.54 μm // *Opt. Express*. 2011. Vol. 19, № 3. P. 2052–2063.
18. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения. Litres. 2022. 510 с.
19. Li C. et al. All-optical frequency and intensity noise suppression of single-frequency fiber laser // *Opt. Lett.* 2015. Vol. 40, № 9. P. 1964–1967.
20. Zhao Q. et al. Broad-bandwidth near-shot-noise-limited intensity noise suppression of a single-frequency fiber laser // *Opt. Lett.*, OL. Optica Publishing Group, 2016. Vol. 41, № 7. P. 1333–1335.
21. Hill K.O. et al. Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication // *Applied Physics Letters*. 1978. Vol. 32, № 10. P. 647.
22. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press, 2009. 634 p.

23. Kogelnik H., Shank C.V. Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers // *Journal of Applied Physics*. 1972. Vol. 43, № 5. P. 2327–2335.
24. Utaka K. et al. $\lambda/4$ -shifted InGaAsP/InP DFB lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1986. Vol. 22, № 7. P. 1042–1051.
25. Kringlebotn J.T. et al. $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ -codoped fiber distributed-feedback laser // *Opt. Lett.* 1994. Vol. 19, № 24. P. 2101–2103.
26. Margulis W. et al. 10 cm Yb^{3+} DFB fibre laser with permanent phase shifted grating // *Electronics Letters*. 1995. Vol. 31, № 12. P. 969–970.
27. Hübner J. et al. Distributed feedback Er^{3+} -doped fibre laser // *Electronics Letters*. 1995. Vol. 31, № 17. P. 1445–1446.
28. Agger S., Povlsen J.H., Varming P. Single-frequency thulium-doped distributed-feedback fiber laser // *Optics Letters*. 2004. Vol. 29, № 13. P. 1503–1505.
29. Nikulin M.A. et al. Distributed feedback ytterbium fiber laser: experiment and analytical model // *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*. 2010. Vol. 27, № 7. P. 1414–1420.
30. Butov O.V. et al. 1030 nm Yb^{3+} distributed feedback short cavity silica-based fiber laser // *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*. 2017. Vol. 34, № 3. P. A43–A48.
31. Babin S.A. et al. Single frequency single polarization DFB fiber laser // *Laser Physics Letters*. 2007. Vol. 4, № 6. P. 428–432.
32. Tao Y. et al. Low-threshold 1150 nm single-polarization single-frequency Yb -doped DFB fiber laser // *Opt. Lett.* 2021. Vol. 46, № 15. P. 3705–3708.
33. Jaskorzynska B. et al. Gain saturation and pump depletion in high-efficiency distributed-feedback rare-earth-doped lasers // *Opt. Lett.* 1996. Vol. 21, № 17. P. 1366–1368.
34. Никулин М.А. Исследование иттербиевых волоконных лазеров с распределенной обратной связью: дисс. канд. физ.-мат. наук. 2010. 95 с.

35. Friedenauer A. et al. High power all solid state laser system near 280 nm // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. 2006. Vol. 84, № 3. P. 371–373.
36. Herskind P. et al. Second-harmonic generation of light at 544 and 272 nm from an ytterbium-doped distributed-feedback fiber laser // *Opt. Lett.* 2007. Vol. 32, № 3. P. 268–270.
37. Fu L.B. et al. Erbium-ytterbium L-band fibre-DFB laser pumped at 1534nm // *ECOC-IOOC 2003 (29th European Conference on Optical Communication - 14th International Conference on Integrated Optics and Optical Fibre Communication)*. 2003. 2 p.
38. Jiang M., Zhou P., Gu X. Ultralong π -phase shift fiber Bragg grating empowered single-longitudinal mode DFB phosphate fiber laser with low-threshold and high-efficiency // *Scientific Reports*. 2018. Vol. 8, № 1. P. 13131.
39. Kamynin V.A. et al. Distributed Temperature Monitoring Inside Ytterbium DFB and Holmium Fiber Lasers // *Journal of Lightwave Technology*. 2021. Vol. 39, № 18. P. 5980–5987.
40. Loh W.H., Laming R.I. 1.55 micron phase-shifted distributed feedback fibre laser: 17 // *Electronics Letters*. 1995. Vol. 31, № 17. P. 1440–1442.
41. Foster S. Spatial Mode Structure of the Distributed Feedback Fiber Laser // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2004. Vol. 40, № 7. P. 884–892.
42. Foster S. A New Derivation of the Fundamental Mode Equations for Low Gain Distributed Feedback Lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2007. Vol. 43, № 1. P. 4–5.
43. Zhou K. et al. kHz-order linewidth controllable 1550 nm single-frequency fiber laser for coherent optical communication // *Opt. Express*. 2017. Vol. 25, № 17. P. 19752–19759.
44. Mizrahi V. et al. Stable single-mode erbium fiber-grating laser for digital communication // *Journal of Lightwave technology*. 1993. Vol. 11, № 12. P. 2021–2025.

45. Huang W., Zhang W., Li F. Acoustic Emission Source Location Using a Distributed Feedback Fiber Laser Rosette: 10 // *Sensors*. 2013. Vol. 13, № 10. P. 14041–14054.
46. Cranch G.A., Flockhart G.M.H., Kirkendall C.K. Distributed Feedback Fiber Laser Strain Sensors // *IEEE Sensors Journal*. 2008. Vol. 8, № 7. P. 1161–1172.
47. Zhang Y., Guan B.-O., Tam H.-Y. Ultra-short distributed Bragg reflector fiber laser for sensing applications // *Opt. Express*. 2009. Vol. 17, № 12. P. 10050–10055.
48. Agger S., Varming P., Povlsen J.H. Single-frequency thulium-doped silica DFB fiber laser at 1735 nm// *Fiber Lasers: Technology, Systems, and Applications*. 2004. Vol. 5335. P. 277–284.
49. Gapontsev D. et al. 20W single-frequency fiber laser operating at 1.93 μm // *Conference on Lasers and Electro-Optics*. 2007. P. CFI5.
50. Geng J. et al. Efficient operation of diode-pumped single-frequency thulium-doped fiber lasers near 2 μm // *Opt. Lett.* 2007. Vol. 32, № 4. P. 355–357.
51. Alharbi A.G. et al. Performance Optimization of Holmium Doped Fiber Amplifiers for Optical Communication Applications in 2–2.15 μm Wavelength Range // *Photonics*. 2022. Vol. 9, № 4. P. 245.
52. GRASSO M., CHALIK Y. Principles and applications of laser lithotripsy: experience with the holmium laser lithotrite // *Journal of Clinical Laser Medicine & Surgery*. 1998. Vol. 16, № 1. P. 3-7.
53. WOLLIN T.A., DENSTEDT J.D. The Holmium Laser in Urology // *Journal of Clinical Laser Medicine & Surgery*. 1998. Vol. 16, № 1. P. 13–20.
54. Vladimirskaya A.D. et al. Single-Frequency Thulium Doped Fiber Laser with Distributed Feedback // *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*. 2020. Vol. 56, № 4. P. 405–411.

55. Филатова С.А. Волоконные лазеры двухмикронного диапазона для медицинских применений: дисс. канд. физ.-мат. наук 2019. 161 с.
56. Jackson S.D. Towards high-power mid-infrared emission from a fibre laser // *Nature Photon.* 2012. Vol. 6, № 7. P. 423–431.
57. Yang Z. et al. *Single-Frequency Fiber Lasers.* Springer, 2019. 174 p.
58. Voo N.Y. Development, characterisation and analysis of narrow linewidth, single-frequency DFB fibre lasers in the 1.5 μm - 2 μm region: phd. University of Southampton, 2006. 175 p.
59. Martínez A. et al. Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser // *Electronics letters.* 2004. Vol. 40, № 19. P. 1170–1172.
60. Dostovalov A.V. et al. Femtosecond point-by-point inscription of Bragg gratings by drawing a coated fiber through ferrule // *Opt. Express.* 2016. Vol. 24, № 15. P. 16232–16237.
61. Williams R.J. et al. Point-by-point inscription of apodized fiber Bragg gratings // *Opt. Lett.* 2011. Vol. 36, № 15. P. 2988–2990.
62. Chen C. et al. Multi-resonance peaks fiber Bragg gratings based on largely-chirped structure // *Optics Communications.* 2018. Vol. 412. P. 150–154.
63. Wolf A. et al. Femtosecond-pulse inscription of fiber Bragg gratings with single or multiple phase-shifts in the structure // *Optics & Laser Technology.* 2018. Vol. 101. P. 202–207.
64. Вольф А.А. Поточечная фемтосекундная запись брэгговских решеток в специализированных волоконных световодах: дисс. канд. физ.-мат. наук 2020. 129 с.
65. Бабин С.А., Вольф А.А., Достовалов А.В., Немов И.Н., Скворцов М.И., Чурин А.Е. Пат. 2816557 Рос. Федерация. Компактный одночастотный линейно-поляризованный волоконный источник излучения (варианты). №2023127819. заявл. 30.10.2023; опубл. 02.04.2024. Бюл. № 10, 2024. с.13.

66. Skvortsov M.I. et al. Distributed feedback fiber laser based on a fiber Bragg grating inscribed using the femtosecond point-by-point technique // *Laser Physics Letters*. 2018. Vol. 15, № 3. P. 035103.
67. Wolf A.A. et al. All-fiber holmium distributed feedback laser at 2.07 μm // *Opt. Lett.* 2019. Vol. 44, № 15. P. 3781.
68. Skvortsov M.I. et al. Advanced distributed feedback lasers based on composite fiber heavily doped with erbium ions // *Scientific Reports*. 2020. Vol. 10, № 1. P. 14487.
69. Skvortsov M.I. et al. Extreme Narrowing of the Distributed Feedback Fiber Laser Linewidth Due to the Rayleigh Backscattering in a Single-Mode Fiber: Model and Experimental Test // *Photonics*. 2022. Vol. 9, № 8. P. 590.
70. Скворцов М.И. и др. Одночастотный эрбиевый лазер со случайной распределенной обратной связью на основе неупорядоченных структур, созданных фемтосекундным лазерным излучением//*Квантовая электроника*. 2021. Т. 51. № 12. С. 1051-1055.
71. Skvortsov M.I. et al. Narrow-Linewidth Er-Doped Fiber Lasers with Random Distributed Feedback Provided by Artificial Rayleigh Scattering // *J. Lightwave Technol., JLT*. 2022. Vol. 40, № 6. P. 1829–1835.
72. Dostovalov A. et al. Continuous and discrete-point Rayleigh reflectors inscribed by femtosecond pulses in singlemode and multimode fibers // *Optics Laser Technology*. 2023. Vol. 167. P. 109692.
73. Skvortsov M.I. et al. Single-Frequency Ring Fiber Laser with Random Distributed Feedback Provided by Artificial Rayleigh Scattering // *Photonics*. 2024. Vol. 11, № 2. P. 103.
74. Skvortsov M.I. et al. Distributed feedback fiber laser based on fiber Bragg grating inscribed by femtosecond point-by-point technique // 2018 International Conference Laser Optics (ICLO). 2018. P. 34–34.

75. Skvortsov M.I. et al. Ultrashort-Cavity DFB Laser Based on Er³⁺-Heavily-Doped Phosphosilicate Fiber // OSA Advanced Photonics Congress (AP) 2020. 2020. P. SoTu3H.4.
76. Скворцов М.И. и др. Волоконный лазер с распределенной обратной связью на основе ВБР с фазовым сдвигом, изготовленной с применением фемтосекундного излучения // 8-й Российский семинар по волоконным лазерам: материалы семинара. Новосибирск, Россия: ИАиЭ СО РАН. 2018. С. 63–64.
77. Скворцов М.И. и др. 5-мм лазер с распределенной обратной связью на основе композитного Er³⁺ волоконного световода // 9-й Российский семинар по волоконным лазерам: материалы семинара. Новосибирск, Россия: ИАиЭ СО РАН. 2020. С. 68–69.
78. Скворцов М.И. и др. Сужение линии генерации эрбиевого РОС-лазера за счет рэлеевского рассеяния в пассивном волокне // 10-й Российский семинар по волоконным лазерам: материалы семинара. Новосибирск, Россия: ИАиЭ СО РАН. 2022. С. 39–40.
79. Skvortsov M.I. et al. Er-doped fiber laser with regular and random distributed feedback // Journal of Physics: Conference Series (LPHYS'21). 2022. Vol. 2249. P. 012016.
80. Skvortsov. M.I. et al. Narrowing of the generation line of a DFB laser to subhertz width in hybrid configuration // 2022 International Conference Laser Optics (ICLO). 2022. P. 1–1.
81. Скворцов М.И. и др. Узкополосный Эрбиевый Лазер Со Случайной Распределенной Обратной Связью На Основе Неупорядоченных 1-Мерных Структур, Созданных Фемтосекундным Лазерным Излучением // Фотон-Экспресс. 2021. № 6 (174). С. 102–103.
82. Скворцов М.И. и др. Компактные Одночастотные Лазеры На Основе Высоколегированного Эрбиевого Световода // Фотон-Экспресс. 2023. № 6 (190). С. 213–214.

83. Hall D.G. Coupled-mode theory for corrugated optical waveguides // *Opt. Lett.* 1990. Vol. 15, № 11. P. 619–621.
84. Vasil'ev S.A. et al. Fibre gratings and their applications // *Quantum Electron.* 2005. Vol. 35, № 12. P. 1085–1103.
85. Loranger S. et al. Single-frequency low-threshold linearly polarized DFB Raman fiber lasers // *Opt. Lett.* 2017. Vol. 42, № 19. P. 3864–3867.
86. Gattass R.R., Mazur E. Femtosecond laser micromachining in transparent materials // *Nature Photonics.* 2008. Vol. 2, № 4. P. 219–225.
87. Itoh K. et al. Ultrafast Processes for Bulk Modification of Transparent Materials // *MRS Bulletin.* 2006. Vol. 31, № 8. P. 620–625.
88. Schaffer C.B., Brodeur A., Mazur E. Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses // *Measurement Science and Technology.* 2001. Vol. 12, № 11. P. 1784–1794.
89. Burgmeier J. et al. Point-by-point inscription of phase-shifted fiber Bragg gratings with electro-optic amplitude modulated femtosecond laser pulses // *Opt. Lett.* 2014. Vol. 39, № 3. P. 540–543.
90. Zlobina E.A. et al. Nearly single-mode Raman lasing at 954 nm in a graded-index fiber directly pumped by a multimode laser diode // *Opt. Lett.* 2017. Vol. 42, № 1. P. 9–12.
91. Williams R.J. et al. Optimizing the net reflectivity of point-by-point fiber Bragg gratings: the role of scattering loss // *Opt. Express.* 2012. Vol. 20, № 12. P. 13451–13456.
92. Mihailov S.J. et al. Fiber Bragg gratings made with a phase mask and 800-nm femtosecond radiation // *Opt. Lett.* 2003. Vol. 28, № 12. P. 995–997.
93. Jovanovic N. et al. Polarization-dependent effects in point-by-point fiber Bragg gratings enable simple, linearly polarized fiber lasers // *Opt. Express.* 2009. Vol. 17, № 8. P. 6082–6095.

94. Cheng Y. et al. Control of the cross-sectional shape of a hollow microchannel embedded in photostructurable glass by use of a femtosecond laser // *Opt. Lett.* 2003. Vol. 28, № 1. P. 55–57.
95. Othonos A., Kalli K., Kohnke G.E. Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing // *Physics Today*. 2000. Vol. 53, № 5. P. 61.
96. Kronig R. de L. On the Theory of Dispersion of X-Rays // *J. Opt. Soc. Am., JOS A*. 1926. Vol. 12, № 6. P. 547–557.
97. Абдуллина С.Р. Подавление боковых резонансов в спектре волоконных брэгговских решеток, записанных гауссовым пучком в голографических схемах: дисс. канд. физ.-мат. наук. 2014. 128 с.
98. Власов А.А. Волоконные брэгговские решётки для применений в перестраиваемых волоконных лазерах: дисс. канд. физ.-мат. наук. 101 с.
99. Бутов О.В. Физические свойства волоконных брэгговских решеток и устройств на их основе: дисс. док. физ.-мат. наук. 2020. 292 с.
100. Barnard C. et al. Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronic*. 1994. Vol. 30, № 8. P. 1817–1830.
101. Lei C. et al. Investigation of C-band pumping for extended L-band EDFAs // *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*. 2020. Vol. 37, № 8. P. 2345–2352.
102. Jenkins F.A., White H.E. *Fundamentals of optics*. New York: McGraw-Hill. 1957. 766 p.
103. Звелто О. *Принципы лазеров*. Лань. 2008. 720 с.
104. Weingarten K.J., Braun B., Keller U. In situ small-signal gain of solid-state lasers determined from relaxation oscillation frequency measurements // *Opt. Lett.* 1994. Vol. 19, № 15. P. 1140–1142.
105. Fomiryakov E. et al. New Approach to Laser Characterization Using Delayed Self-Heterodyne Interferometry // *J. Lightwave Technol., JLT*. 2021. Vol. 39, № 15. P. 5191–5196.

106. Luo H., Fang X., Ertas B. Hilbert Transform and Its Engineering Applications // AIAA journal. 2009. Vol. 47, № 4. P. 923–932.
107. Von Bandel N. et al. Time-dependent laser linewidth: beat-note digital acquisition and numerical analysis // Optics Express. 2016. Vol. 24, № 24. P. 27961.
108. Schawlow A.L., Townes C.H. Infrared and Optical Masers // Phys. Rev. American Physical Society, 1958. Vol. 112, № 6. P. 1940–1949.
109. Fomiryakov E.A. et al. Influence of Laser Phase Noise on the Operation of a Coherent Reflectometer Using Fiber with Arrays of Artificial Reflectors // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2023. Vol. 59, № 1. P. 77–99.
110. Bucalovic N. et al. Experimental validation of a simple approximation to determine the linewidth of a laser from its frequency noise spectrum // Appl. Opt. 2012. Vol. 51, № 20. P. 4582–4588.
111. Okoshi T., Kikuchi K., Nakayama A. Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum // Electronics Letters. 1980. Vol. 16, № 16. P. 630–631.
112. Xu D. et al. Laser phase and frequency noise measurement by Michelson interferometer composed of a 3×3 optical fiber coupler // Opt. Express. 2015. Vol. 23, № 17. P. 22386–22393.
113. Xu S.H. et al. An efficient compact 300 mW narrow-linewidth single frequency fiber laser at $1.5 \mu\text{m}$ // Opt. Express. 2010. Vol. 18, № 2. P. 1249–1254.
114. Olivero J. Empirical fits to the Voigt line width: A brief review // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1977. Vol. 17, № 2. P. 233–236.
115. Hui R., O’Sullivan M. Fiber-Optic Measurement Techniques. 2022. 846 p.

116. Erdogan T., Mizrahi V. Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers // J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB. 1994. Vol. 11, № 10. P. 2100–2105.
117. Bartolo R.E., Cranch G.A., Kirkendall C.K. The nature of the polarization beat frequency as a function of twist for DFB fiber lasers // Advances in Fiber Lasers. 2003. Vol. 4974. P. 96–105.
118. Ibsen M. et al. Robust high power (>20 mW) all-fibre DFB lasers with unidirectional and truly single polarisation outputs // Conference on Lasers and Electro-Optics (1999). 1999. P. CWE4.
119. Fu L.B. et al. Single-Polarization All-fiber DFB Laser with Keyed Axis Output // Optical Fiber Communications Conference (2002). 2002. P. WJ5.
120. Fu L.B. et al. Keyed axis single-polarisation all-fibre DFB laser // Electronics Letters. 2002. Vol. 38, № 24. P. 1537.
121. Smelser C.W., Mihailov S.J., Grobncic D. Formation of Type I-IR and Type II-IR gratings with an ultrafast IR laser and a phase mask // Opt. Express. 2005. Vol. 13, № 14. P. 5377–5386.
122. Lai Y. et al. Distributed Bragg reflector fiber laser fabricated by femtosecond laser inscription // Opt. Lett. 2006. Vol. 31, № 11. P. 1672–1674.
123. Erdogan T. Fiber grating spectra // Journal of Lightwave Technology. 1997. Vol. 15, № 8. P. 1277–1294.
124. Åslund M.L. et al. Optical loss mechanisms in femtosecond laser-written point-by-point fibre Bragg gratings // Opt. Express. 2008. Vol. 16, № 18. P. 14248–14254.
125. Иванов А.Б. Волоконная оптика: компоненты, системы передачи, измерения. Компания Сайрус Системс. 1999. 669 с.
126. Zhang X. et al. Short cavity DFB fiber laser based vector hydrophone for low frequency signal detection // Photonic Sens. 2017. Vol. 7, № 4. P. 325–328.

127. Wong A.C.L. et al. Extremely short distributed Bragg reflector fibre lasers with sub-kilohertz linewidth and ultra-low polarization beat frequency for sensing applications // *Measurement Science and Technology*. 2011. Vol. 22, № 4. P. 045202.
128. Butov O.V. et al. Short-cavity DFB fiber lasers // *2017 Progress In Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS)*. 2017. P. 1594–1597.
129. Albert J. et al. Strong Bragg gratings in phosphate glass single mode fiber // *Applied Physics Letters*. 2006. Vol. 89, № 10. P. 101127.
130. Egorova O.N. et al. Phosphate-core silica-clad Er/Yb-doped optical fiber and cladding pumped laser // *Opt. Express*. 2014. Vol. 22, № 7. P. 7632–7637.
131. Egorova O.N. et al. Single-frequency fibre laser with a cavity formed by Bragg gratings written in the core of an active composite fibre using KrF laser radiation (248 nm) // *Quantum Electron*. 2019. Vol. 49, № 12. P. 1112–1116.
132. Egorova O.N. et al. High-beam quality, high-efficiency laser based on fiber with heavily Yb³⁺-doped phosphate core and silica cladding // *Opt. Lett*. 2015. Vol. 40, № 16. P. 3762–3765.
133. Denker B.I. et al. Gain characteristics of fibers with a heavily erbium-doped phosphate-based core and silica cladding // *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*. 2019. Vol. 36, № 10. P. 2705–2711.
134. Sanchez F. et al. Effects of ion pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers // *Physical Review A*. 1993. Vol. 48, № 3. P. 2220–2229.
135. Plotskii A.Y. et al. Amplifying properties of heavily erbium-doped active fibres // *Quantum Electron*. 2005. Vol. 35, № 6. P. 559.
136. Li N. et al. Self-pulsing in Erbium-doped fiber laser // *2015 Optoelectronics Global Conference (OGC)*. 2015. P. 1–2.

137. Schaffer C.B., Jamison A.O., Mazur E. Morphology of femtosecond laser-induced structural changes in bulk transparent materials // *Applied Physics Letters*. 2004. Vol. 84, № 9. P. 1441.
138. Scholle K. et al. 2 μm Laser Sources and Their Possible Applications // *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics*. IntechOpen, 2010.
139. Jackson S.D. et al. High-power 83 W holmium-doped silica fiber laser operating with high beam quality // *Opt. Lett.* 2007. Vol. 32, № 3. P. 241–243.
140. Chamorovskiy A. et al. Femtosecond mode-locked holmium fiber laser pumped by semiconductor disk laser // *Opt. Lett.* 2012. Vol. 37, № 9. P. 1448–1450.
141. Simakov N. et al. High gain holmium-doped fibre amplifiers // *Opt. Express*. 2016. Vol. 24, № 13. P. 13946–13956.
142. Ryabochkina P.A. et al. Absorption and luminescence characteristics of $^5\text{I}_7 \leftrightarrow ^5\text{I}_8$ transitions of the holmium ion in Ho^{3+} -doped aluminosilicate preforms and fibres // *Quantum Electron.* 2015. Vol. 45, № 2. P. 102–104.
143. Bulushev A.G. et al. Reduction in the line width of an injection laser by resonant Rayleigh scattering in a fiber ring interferometer // *Sov. J. Quantum Electron.* 1989. Vol. 19, № 4. P. 479.
144. 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 // *Opt. Express*. 2011. Vol. 19, № 27. P. 25981–25989.
145. Xu Y. et al. Single-mode SOA-based 1kHz-linewidth dual-wavelength random fiber laser // *Opt. Express*. 2017. Vol. 25, № 14. P. 15828–15837.
146. Dang L. et al. A Longitude-Purification Mechanism for Tunable Fiber Laser Based on Distributed Feedback // *J. Lightwave Technol., JLT*. 2022. Vol. 40, № 1. P. 206–214.
147. Turitsyn S.K. et al. Random distributed feedback fibre lasers // *Physics Reports*. 2014. Vol. 542, № 2. P. 133–193.

148. Laurent P., Clairon A., Breant C. Frequency noise analysis of optically self-locked diode lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1989. Vol. 25, № 6. P. 1131–1142.
149. Owens D.K., Weiss R. Measurement of the phase fluctuations in a He-Ne Zeeman laser // *Review of Scientific Instruments*. 1974. Vol. 45, № v9. P. 1060–1062.
150. Zhang L. et al. High-Efficiency Random Fiber Laser Based on Strong Random Fiber Grating for MHz Ultrasonic Sensing // *IEEE Sensors Journal*. 2020. Vol. 20, № 9. P. 5885–5892.
151. Wang Z.N. et al. Long-distance fiber-optic point-sensing systems based on random fiber lasers // *Opt. Express*. 2012. Vol. 20, № 16. P. 17695–17700.
152. Dontsova E.I. et al. Frequency doubling of Raman fiber lasers with random distributed feedback // *Optics Letters*. 2016. Vol. 41, № 7. P. 1439.
153. Turitsyn S.K. et al. Random distributed feedback fibre laser // *Nature Photonics*. 2010. Vol. 4, № 4. P. 231–235.
154. Gagné M., Kashyap R. Random fiber Bragg grating Raman fiber laser // *Opt. Lett.* 2014. Vol. 39, № 9. P. 2755–2758.
155. Skvortsov M.I. et al. FBG array-based random distributed feedback Raman fibre laser // *Quantum Electron.* 2017. Vol. 47, № 8. P. 696.
156. Li Y. et al. Narrow linewidth low frequency noise Er-doped fiber ring laser based on femtosecond laser induced random feedback // *Applied Physics Letters*. 2014. Vol. 105, № 10. P. 101105.
157. Fuertes V. et al. Engineering nanoparticle features to tune Rayleigh scattering in nanoparticles-doped optical fibers // *Scientific Reports*. 2021. Vol. 11, № 1. P. 9116.
158. Yan A. et al. Distributed Optical Fiber Sensors with Ultrafast Laser Enhanced Rayleigh Backscattering Profiles for Real-Time Monitoring of

- Solid Oxide Fuel Cell Operations // *Scientific Reports*. 2017. Vol. 7, № 1. P. 9360.
159. Wang M. et al. Femtosecond laser fabrication of nanograting-based distributed fiber sensors for extreme environmental applications // *International Journal of Extreme Manufacturing*. 2021. Vol. 3, № 2. P. 025401.
160. Shimotsuma Y. et al. Self-Organized Nanogratings in Glass Irradiated by Ultrashort Light Pulses // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 91, № 24. P. 247405.
161. Beresna M., Gecevičius M., Kazansky P.G. Polarization sensitive elements fabricated by femtosecond laser nanostructuring of glass [Invited] // *Opt. Mater. Express*. 2011. Vol. 1, № 4. P. 783–795.
162. Taylor R., Hnatovsky C., Simova E. Applications of femtosecond laser induced self-organized planar nanocracks inside fused silica glass // *Laser & Photonics Reviews*. 2008. Vol. 2, № 1–2. P. 26–46.
163. Amorim V.A. et al. Loss Mechanisms of Optical Waveguides Inscribed in Fused Silica by Femtosecond Laser Direct Writing // *J. Lightwave Technol., JLT*. 2019. Vol. 37, № 10. P. 2240–2245.