

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Ватник Илья Дмитриевич

**Мощностные характеристики волоконного
ВКР-лазера со случайной распределенной обратной
связью**

01.04.05 «Оптика»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Чуркин Дмитрий Владимирович

Новосибирск – 2014

Содержание

Список сокращений и обозначений	4
Введение	6
1 Волоконный ВКР-лазер со случайной распределенной обратной связью	19
1.1 Эффект вынужденного комбинационного рассеяния	19
1.1.1 Измерение коэффициента ВКР	22
1.2 Обратное рэлеевское рассеяние	24
1.2.1 Измерение геометрического фактора Q	26
1.3 Основные свойства ВКР-лазера со СРОС	27
1.3.1 Мощностные характеристики	28
1.3.2 Спектральные характеристики	29
1.3.3 Временная динамика и радиочастотные спектры	34
1.3.4 Качество выходного пучка	35
1.4 Схемы лазера	37
1.5 Модель баланса мощностей	40
2 Продольные распределения мощности в разных схемах волоконного ВКР-лазера со СРОС	44
2.1 Измерение продольного распределения мощности генерации	44
2.2 Схема с односторонней накачкой из центра	47
2.3 Схема с прямой накачкой	49
2.4 Схема с обратной накачкой	56

2.5	Одноплечевая схема	60
3	Мощностные характеристики разных схем ВКР-лазеров со случайной распределенной обратной связью	65
3.1	Пороги генерации	65
3.2	Схема с прямой накачкой	69
3.2.1	Высокоэффективная генерация в схеме с прямой накачкой	71
3.3	Схема с обратной накачкой	78
3.4	Одноплечевая схема	80
3.5	Влияние паразитных отражений на мощностные характеристики	83
4	Каскадная генерация в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью	87
4.1	Балансная модель и расчет порогов	87
4.2	Высокоэффективная каскадная генерация	89
	Заключение	96
	Литература	99

Список сокращений и обозначений

A_{eff} — площадь поперечной моды волоконного световода

c — скорость света в вакууме

h — постоянная Планка

I — интенсивность излучения

$g(\Omega)$ — коэффициент ВКР-усиления, зависящий от отстройки

g_{eff} — эффективный коэффициент ВКР-усиления

$$g_p = g_R \lambda_s / \lambda_p$$

g_R — максимальный коэффициент ВКР-усиления

g_{2s} — коэффициент ВКР-усиления второй стоксовой компоненты

L — длина волокна

L_{opt} — оптимальная длина лазера

L_{eff} — эффективная длина

$L_{\text{resonator}}$ — длина резонатора, образованного ВБР

$L_{\text{minThresh}}$ — длина лазера с минимальным порогом

L_{RS} — длина усиления

n — коэффициент преломления

N_s — число фотонов первой стоксовой компоненты

N_p — число фотонов накачки

N_{2s} — число фотонов второй стоксовой компоненты

$N.A.$ — числовая апертура волоконного световода

P_s — мощность первой стоксовой компоненты

P_p — мощность накачки

P_{2s} — мощность второй стоксовой компоненты

P^{in} — мощность накачки, заводимая в волокно

P^{out} — выходная мощность

P^{\pm} — мощность волны, распространяющейся в сторону увеличения z (+) и уменьшения z (-)

P_{th} — пороговая мощность накачки

Q — геометрический фактор

R — коэффициент отражения

z — координата вдоль волокна

α — коэффициент линейных потерь

α_p — коэффициент линейных потерь на длине волны накачки
 α_s — коэффициент линейных потерь на длине волны первой стоксовой компоненты
 α_{2s} — коэффициент линейных потерь на длине волны второй стоксовой компоненты
 ε — коэффициент обратного рэлеевского рассеяния
 λ — длина волны
 η — эффективность генерации, P_s^{out} / P_p^{in}
 ν_p — частота излучения накачки
 ν_s — частота излучения стоксовой компоненты
 ν_{2s} — частота излучения стоксовой компоненты
 ω — циклическая частота электромагнитного излучения
 Ω — разница частот между накачкой и стоксовой компонентой

ВБР — волоконная брегговская решетка
ВКР — вынужденное комбинационное рассеяние
ВРМБ — вынужденное рассеяние Мандельштама - Бриллюэна
КР — комбинационное рассеяние
ОС — обратная связь
СРОС — случайная распределенная обратная связь
ССО — спектрально-селективный ответвитель

Введение

Концепция нерегулярной обратной связи (ОС) в оптическом генераторе появилась вскоре после создания первого лазера. В классической схеме рубинового лазера [1] используется резонатор Фабри-Перо – активная среда заключена между двумя плоскопараллельными зеркалами. Такая конфигурация приводит к появлению набора выделенных частот излучения с большим временем жизни фотонов в резонаторе и с характерным распределением поля внутри резонатора - продольных мод. Моды резонатора благодаря большому времени жизни испытывают большое усиление, что позволяет выполнить основное требование для генерации – превышение полного усиления электромагнитной волны за обход над потерями. При этом излучение с частотой, отличной от разрешенной частоты, быстро затухает, и в генерацию не выходит. Таким образом, классическая обратная связь является резонансной, и определяет частоты излучения, доступные для генерации.

В отличие от классической ОС, нерегулярная обратная связь предполагает наличие большого количества рассеивателей или отражателей, расположенных нерегулярным, хаотическим образом. Впервые нерегулярная обратная связь была применена в 1966 г. Абмарцумяном, Басовым, Крюковым и Летоховым в рубиновом лазере, в котором одно из зеркал оставалось плотным (коэффициент отражения $R = 70\%$), а второе было заменено на диффузный рассеиватель [2]. По воспоминаниям В. С. Летохова, эта идея пришла после того, как при юстировке системы рубиновых усилителей с помощью кусочка бумаги неожиданно возникала генерация [3], как оказалось, за счет обратного рассеяния на нем. Диффузный рассеиватель можно представить как набор хаотично расположенных слабых зеркал, каждое из которых вместе с плотным зеркалом создает резонатор Фабри-Перо. В то же время ширина мод в каждом резонаторе очень велика ввиду слабости отражения "фиктивного" зеркала. Поэтому моды разных резонаторов накладываются друг на друга, и необходимо рассматривать всю группу отраженных волн целиком. В результате в спектре генерируемого излучения отсутствовала модовая структура, а форма спектра определялась усиливающими свой-

ствами среды. Поэтому авторы назвали такую систему лазером с "нерезонансной обратной связью".

В том же году Летоховым было предложено объяснение аномалиям в радиоизлучении -ОН групп в межзвездной среде, таким как неожиданно малая ширина спектра, через генерацию за счет обратной связи при рассеянии на частицах космической пыли [4]. Впоследствии им была разработана диффузная модель, описывающая процесс генерации в усиливающей среде с рассеивателями в предположении, что длина свободного пробега фотона много меньше размеров среды [5] и показано, что поскольку полное усиление в среде пропорционально объему, а радиационные потери - площади границы среды, то увеличение объема среды приводит к возникновению генерации.

Следующий шаг был сделан только через два десятилетия, когда в работе [6] была экспериментально изучена генерация в активном кристалле, измельченном до порошкообразного состояния, и показано пороговое поведение мощности генерации и сужение спектра над порогом, как и предсказывалось В. С. Летоховым. В течение десяти последующих лет подобные результаты докладывались несколькими группами [7, 8].

В 1994 году Lawandy с соавторами предложил другой тип лазера с нерезонансной обратной связью, на основе раствора красителя родамин 6G со взвешенными микрочастицами оксида титана [9]. В такой системе также наблюдалось пороговое поведение мощности генерации с сужением линии генерации над порогом. Авторы подтвердили отличие полученной генерации от обычного усиленного спонтанного сигнала, наблюдая уменьшение ширины линии генерации при увеличении концентрации рассеивателей. После этой работы для лазерных генераторов с нерегулярной ОС был введен термин "random laser" [10, 11] или "случайный лазер" а интерес к таким системам стал неуклонно возрастать.

Существенно новые результаты были продемонстрированы в 1998 году в работах группы Н. Сао [12, 13]. Авторы использовали поликристаллическую пленку, а затем порошок оксида цинка как активный материал, с размерами частиц порядка 100 нм. В отличие от предыдущих работ, над порогом спектр генерации состоял из нескольких узких пиков, положения которых менялись от образца к образцу. Кроме того, форма спектра

и количество пиков также зависели от направления наблюдения. Все это говорило о том, что в системе реализована резонансная обратная связь, т. е. на определенных частотах существуют выраженные моды излучения с большим временем жизни. Авторы предположили, что причиной возникновения резонансов стоит полагать интерференцию волн, рассеянных в разных участках активной среды и прошедших разным оптический путь. Таким образом, нерегулярность обратной связи не обязательно означает ее нерезонансность.

Наконец, в 2011 году было показано, что в одной системе возможен переход от нерезонансной к резонансной обратной связи. В работе [14] взвесь наночастиц TiO_2 в растворе красителя облучалась излучением накачки, причем геометрия накачки изменялась с узконаправленного к широко расходящемуся пучку. При этом изменялось количество мод, возбуждаемых в объеме образца. При узконаправленной накачке всего несколько мод выходили в генерацию, и спектр соответственно состоял из нескольких отдельных узких пиков. При увеличении расходимости пучка накачки возбуждалось большее количество мод, возникало существенное их перекрытие и в результате генерировался широкий гладкий спектр, как в случайных лазерах с нерезонансной обратной связью. Таким образом, наличие или отсутствие резонансов при нерегулярной обратной связи зависит от того, сколько мод возбуждается, насколько узкой является каждая из мод (т.е. насколько сильна обратная связь) и т.д.

Необходимо отметить, что для появления резонанса обратная связь должна быть когерентной, т.е. сохранять фазу в процессе рассеяния падающей волны. Это условие может нарушаться, например, во взвеськах наночастиц в растворе красителя, если в качестве накачки использовать импульсное излучение с продолжительностью порядка миллисекунд. При этом положение рассеивателей за время импульса изменится за счет броуновского движения на величину порядка длины волны, и интерференционная картина исчезнет.

Все рассмотренные системы обладают следующими характерными свойствами — импульсная высокомоощная накачка для достижения необходимого усиления и соответственно импульсная генерация, ненаправ-

ленность генерируемого излучения, зависимость спектра генерации от направления наблюдения.

Последние два можно исключить, если перейти от объемных 3D или плоских 2D систем к одномерным. Для этого могут быть использованы квази-одномерные фотонные кристаллы [15, 16]. Другой возможностью, более привлекательной с точки зрения простоты исполнения и применения, является использование оптических волокон для создания случайных лазеров. В работе [17] использовалось фотонно-кристаллическое волокно с пустой сердцевиной, в которую была введена типичная активная среда для случайного лазера - взвесь частиц TiO_2 в растворе красителя родамин 6G. Волноводные свойства волокна при этом сохранились. В работе импульсным излучением второй гармоники Nd:YAG лазера возбуждался 4 мм участок волокна, и возникала направленная генерация с выходного торца волокна. Эффективность генерации увеличилась по сравнению с традиционным объемным случайным лазером на красителе за счет увеличения времени жизни фотона в волноводной структуре. В 2013 году был продемонстрирован другой подход [18]. Генерация была получена в полимерном волокне с добавкой красителя, при этом случайная ОС реализовывалась за счет рассеяния на наночастицах, образующихся в сердцевине волокна в процессе его вытяжки. Для накачки лазера также использовалась импульсная накачка.

Отдельно стоит выделить волоконные случайные лазеры, использующие специфические для волоконной оптики технологии. Например, нерегулярная ОС может быть реализована в волокнах методом ультрафиолетовой записи. В работах [19, 20] в волокне, легированном активными ионами Er^{3+} , создавался набор волоконных брегговских решеток (ВБР), при этом расстояние между соседними ВБР варьировалось случайным образом; коэффициент отражения каждой решетки также слабо варьировался. В результате реализовалась нерегулярная ОС. Усиление в волокне создавалось возбуждением ионов Er^{3+} с помощью непрерывного излучения накачки. Над порогом начиналась генерация набора случайно расположенных по спектру мод, т.е. обратная связь являлась резонансной. В работе [21] ультрафиолетовым излучением в сердцевине легированного волокна записывалась одна ВБР длиной несколько десятков

сантиметров, в которой присутствовало большое количество случайно расположенных фазовых сдвигов. Аналогично предыдущей работе, при превышении мощности непрерывной накачки над порогом, начиналась генерация сначала одной, а затем и нескольких мод, возникающих за счет резонансного характера ОС. При этом ширина каждой моды составляла менее пикометра.

Наконец, в 2010 году был продемонстрирован волоконный случайный лазер, существенно отличающийся от всех предыдущих [22]. В нем нерегулярная ОС была реализована за счет обратного рассеяния на флуктуациях коэффициента преломления, всегда образующихся в сердцевине оптического волокна в процессе его вытяжки, и случайным образом расположенных по волокну. Усиление в лазере создавалось за счет нелинейного эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), которое сравнительно легко достижимо в оптических волокнах благодаря высокой интенсивности световых полей внутри волноводной структуры с малым диаметром сердцевины (порядка десяти микрон). Таким образом, и ОС и усиление могут быть созданы практически в любом волоконном световоде, в том числе и в наиболее распространенных коммерчески доступных телекоммуникационных волокнах. Лазер получил название волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью (СРОС). Лазер с СРОС обладает рядом существенных отличий от всех исследуемых до этого случайных лазеров - он позволяет получать непрерывное направленное излучение с гауссовым выходным пучком, характерным для волоконных лазеров. Благодаря особенностям процесса ВКР-усиления в волокне, даже при использовании в лазерах со СРОС многомодовых волокон выходное излучение лазера может содержать лишь одну фундаментальную моду излучения. От традиционных ВКР-лазеров с обратной связью за счет ВБР данный лазер отличается отсутствием продольных мод, т.е. спектр генерации представляет собой континуум. Этот лазер представляет большой интерес не только как новая реализация оптического генератора с нерегулярной ОС, но и как уникальный источник излучения с возможностью его использования во всех тех областях оптики, в которых традиционно используются волоконные ВКР-лазеры с обратной связью другого типа. Привлека-

тельность лазера увеличивает простота его исполнения, поскольку лазер может быть выполнен целиком из оптоволоконных компонент, при этом для создания ОС не требуется дополнительных элементов. Так, в простейшем случае ВКР-лазер со СРОС представляет из себя отрезок стандартного телекоммуникационного волокна, в который с помощью спектрально-селективного ответвителя вводится излучение накачки.

Вслед за первой публикацией [22] возник ряд работ, подтверждающих перспективность волоконного ВКР-лазера со СРОС. Так, поскольку обратная связь за счет рэлеевского рассеяния является неселективной по частоте, она может быть использована для получения многоволновой генерации [23, 24, 25]. В этих работах использовались те или иные волоконные фильтры, модулирующие спектральные потери, что приводило к генерации набора узких спектральных линий внутри спектральной области ВКР-усиления. Что интересно, равномерность распределения мощности генерации между разными линиями оказалась выше, чем для лазера, использующего традиционную обратную связь за счет френелевского отражения на выходном торце волокна [23]. Дальнейшее изучение многоволновой генерации различных схем проводилось в работах [26, 27].

Широкий спектр ВКР-усиления в волоконных световодах позволяет получать перестраиваемую генерации в ВКР-лазере со СРОС при условии использования перестраиваемого фильтра [28, 29]. Как оказалось, неселективность обратной связи по частоте позволяет получить равномерную перестройку в широком спектральном диапазоне, сравнимом с диапазоном перестройки ВКР-лазеров с традиционной обратной связью [28].

Использование узкополосного спектрального фильтра позволило в работе [30] получить генерацию волоконного ВКР-лазера со СРОС с шириной линии всего 0.05 нм, т.е. существенно более узкополосную по сравнению с линией ВКР-лазеров с традиционной обратной связью, с шириной ~ 1 нм. Был создан лазер, объединяющий все три возможности, и обладающий узкополосной перестраиваемой многоволновой генерацией [31].

Изучалась также и возможность генерации в спектральных диапазонах, отличных от первоначально продемонстрированного стандартного

телекоммуникационного диапазона ~ 1.5 мкм. Так, было показано, что обратная связь за счет обратного рэлеевского рассеяния позволяет получать генерацию в спектральной области 1.4 мкм [32], 1.2 мкм [33], 1.1 мкм [34]. В первом случае в качестве накачки лазера со СРОС использовался ВКР-лазер с обратной связью за счет ВБР, в остальных - иттербиевые волоконные лазеры.

Поскольку интегральная величина обратной связи за счет обратного рэлеевского рассеяния растет с увеличением длины волокна, начиная с первой работы [22], исследователи использовали длинные отрезки волокна в качестве активной среды лазера - десятки и сотни километров. Генерация в таких длинных отрезках волокна может быть использована как источник распределенного ВКР-усиления сигнала в оптических линиях связи. Действительно, в таких системах актуальной задачей является создание максимально равномерного усиления сигнала на максимально протяженном участке оптической линии; в современных линиях используются усилительные участки порядка 100 км, а длина ВКР-лазера со СРОС может достигать величин порядка 300 км [35]. Кроме того, специфика обратной связи в лазере со СРОС может положительным образом сказаться на других параметрах распределенного усилителя: шум-фактор, интенсивность переноса шумов из накачки в сигнал, нелинейный штраф и т.д. Первые эксперименты по использованию ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью длиной 100 км в качестве распределенного усилителя были сделаны в [36]. Было показано, что использование ВКР-лазера со СРОС действительно может улучшить шум-фактор по сравнению с традиционными однопроходными распределенными усилителями на величину порядка 2.3 дБ, однако при этом увеличиваются штрафы, связанные с нелинейностью. В работе [37] численно изучалась интенсивность переноса шумов из накачки в стоковую компоненты в лазере со СРОС, и было показано, что этот параметр составляет величину не большую, чем в традиционном ВКР-усилителе.

Аналогично, распределенный усилитель на основе волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью может быть использован и в распределенных и удаленных ("remote") сенсорных системах. В работе [38] сигнал в распределенном ВРМБ-датчике длиной 154

км усиливался за счет генерации ВКР-лазера со СРОС. В работе [39] ВКР-лазер со СРОС использовался для опроса удаленного на 100 км датчика давления-температуры на основе ВБР, а перестраиваемая модификация лазера позволила опрашивать 11 ВБР-датчиков, удаленных на расстояние 200 км [40]. Более того, распределенный усилитель на основе лазера со СРОС позволил опросить датчик, отнесенный на длину 300 км [35].

Однако несмотря на непрерывно растущий интерес к лазеру со случайной распределенной обратной связью, практически не уделялось внимания таким базисным свойствам лазера, как мощностные характеристики. В работах [22, 41] было описано поведение пороговых мощностей генерации накачки в зависимости от длины лазера, однако полноценного исследования зависимости мощностей генерации от параметров лазера, конкретной схемы заведения накачки и т.д., проведено не было. Наличие такой информации является необходимым для создания лазера с оптимальными параметрами для конкретных применений. Например, при получении излучения в новых спектральных диапазонах ставится требование максимальной эффективности преобразования мощности накачки в мощность генерации. Отметим, что в большинстве из процитированных выше работ эффективность генерации составляла величины порядка 10%, что существенно меньше эффективности, получаемой в традиционных ВКР-лазерах и достигающей 80-90% (см. например, [42]). В разных работах используются различные конфигурации ВКР-лазера со СРОС, отличающиеся способом заведения накачки, а также наличием и расположением селективных элементов. Поэтому требуется систематическое изучение характеристик для разных конфигураций (схем) лазера.

При использовании ВКР-лазеров в качестве распределенных усилителей ставится требование максимально равномерного распределения мощности генерации вдоль волоконного световода для уменьшения шум-фактора усилителя. Поэтому актуальной задачей является изучение распределений мощности генерации вдоль волокна. Кроме того, знание о продольных распределениях мощности поможет провести оптимизацию выходных мощностей лазера.

Наконец, для получения генерации в определенных диапазонах ИК спектра в настоящий момент используются многокаскадные ВКР-лазеры с резонаторами. Естественным вопросом ставится возможность каскадной генерации в лазере со случайной распределенной обратной связью, и целесообразность ее использования, т.е. эффективность каскадной генерации.

Исходя из вышесказанного, основная цель данной работы была сформулирована как изучение мощностных характеристик волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью, включая продольные распределения и выходные мощности генерации, в том числе и каскадной.

Исходя из этого, задачи работы были сформулированы следующим образом:

1. Изучение продольных распределений мощности генерации волоконных ВКР-лазеров со случайной распределенной обратной связью в различных конфигурациях.
2. Изучение выходных мощностных характеристик волоконных ВКР-лазеров со случайной распределенной обратной связью, проведение оптимизации параметров лазера для достижения высокоэффективной генерации;
3. Изучение возможности каскадной генерации в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью.

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

В главе 1 рассматриваются принципы создания усиления и нерегулярной обратной связи в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью. Даются основные сведения о процессе вынужденного комбинационного рассеяния и обратном рэлеевском рассеянии, а также о способах измерения соответствующих констант в волоконных световодах, используемых в работе. Дан краткий обзор типичных свойств генерации лазера: мощностных, спектральных, временной динамики и выходного качества пучка. Рассматриваются основные схемы ВКР-лазера с случайной распределенной обратной связью. Описана

численная модель баланса мощностей, с помощью которой проводилось численное моделирование мощностных характеристик лазера.

Глава 2 посвящена изучению продольных распределений мощности в разных схемах волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью. Описана экспериментальная методика, с помощью которой измерялись продольные распределения мощности. Рассмотрены экспериментально полученные продольные распределения в схеме с односторонней накачкой из центра. Эта схема не представляет интерес с точки зрения получения высокоэффективной генерации, и рассматривается с целью верификации численной модели. Показано, что модель баланса мощностей хорошо описывает мощностные характеристики ВКР-лазера со СРОС. Измерения в этой схеме позволяют получить значения параметров волокна, используемые для дальнейшего проведения численного счета. Рассмотрены продольные распределения в схеме с прямой накачкой, и выписано аналитическое решение балансной модели, полученное Е. В. Подивиловым (ИАиЭ СО РАН). Показано, что обратная связь за счет рэлеевского рассеяния вносит значительный вклад в эволюцию мощности всюду вдоль волокна. Экспериментально и численно изучены продольные распределения в схеме с обратной накачкой, и показано, что распределение мощности генерации в этой системе имеет единственный максимум, расположенный в точке ввода накачки. Показано, что благодаря специфическому распределению, обратная связь за счет рэлеевского рассеяния в этой схеме существенна только в малой области вблизи точки ввода накачки. В остальной области наличием обратного рэлеевского рассеяния можно пренебречь. Наконец, экспериментально и численно исследованы распределения мощности в одноплечевой схеме. Показано, что в ней распределение обратной волны имеет максимум в точке ввода накачки, в то время как распределение прямой волны генерации имеет максимум в точке $z = L_{RS}$, где $L_{RS} \sim 1/\sqrt{P_p}$. В этой схеме влияние обратного рэлеевского рассеяния существенно всюду вдоль волокна.

В главе 3 рассмотрены выходные мощности генерации в разных схемах. Приведены аналитические выражения для пороговой мощности генерации в трех рассматриваемых схемах, указаны оптимальные длины

волокна для минимизации порога генерации. Затем поочередно рассмотрены выходные мощностные характеристики для схемы с прямой накачкой, схемы с обратной накачкой, и одноплечевой схемы. Проведено сравнение экспериментальных данных с численным счетом на основе балансной модели. Показано, что максимальная эффективность генерации в схеме с прямой накачкой достигается при оптимальной длине волокна, которая должна совпадать с длиной усиления (положением максимума мощности генерации) при данной мощности накачки. Экспериментально продемонстрирована высокоэффективная генерация в схеме с прямой накачкой, полученная за счет оптимизации длины лазера. Показано, что в схеме с обратной накачкой и в одноплечевой схеме происходит генерация обратной волны стоксовой компоненты с постоянной дифференциальной эффективностью всюду над порогом, достигающей порядка 100%. Величина дифференциальной эффективности при этом слабо зависит от параметров волокна, и от его длины. Этому способствуют специфические распределение мощности генерации в этих схемах — мощность стоксовой волны генерируется в малой области неистощенной накачки, испытывая максимальное усиление и не затухая за счет линейных потерь. Максимальная эффективность генерации в таких схемах, таким образом, может быть получена при использовании оптимальных длин волокна, когда порог генерации минимален. Наконец, рассмотрен такой важный с точки зрения практических применений эффект, как влияние на мощностные характеристики паразитных точечных отражений, которые могут возникать на выходных торцах волокна в процессе проведения эксперимента. Как было показано, наличие слабых отражений может существенно понизить порог первой и второй стоксовых компонент, а также принципиальным образом изменить дифференциальные эффективности генерации в схеме с односторонней накачкой. Таким образом, для получения хорошо контролируемых мощностных характеристик ВКР-лазера со СРОС необходимо обеспечивать отсутствие паразитных отражений.

Глава 4 посвящена изучению возможности каскадной генерации в ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью. На основе балансной модели, включающей в себя уравнения на вторую стоксову компоненту, выполнен расчет порогов каскадной генерации для разных

схем и показано, что порог генерации минимален в схеме с прямой накачкой, благодаря наиболее равномерному распределению мощности первой стоксовой компоненты в ней. Продемонстрирована экспериментальная реализация ВКР-лазера со СРОС с высокоэффективной каскадной генерацией: получено 5.2 Вт мощности второй стоксовой компоненты из 11.1 Вт накачки.

Практическая ценность полученных результатов обусловлена широким спектром возможных применений для изучаемого объекта. Простота исполнения лазера и доступность компонент, а также сравнимые со стандартными ВКР-лазерами с ВБР характеристики делают его привлекательной альтернативой при создании перестраиваемых, многоволновых лазеров, в задачах удвоении частоты, для создания распределенных ВКР-усилителей в сверхдальних оптических линиях связи и в сенсорных системах удаленного типа. Результаты и рекомендации, изложенные в работе, позволяют провести оптимизацию мощностных характеристик лазера для каждого конкретного применения.

Основные результаты по теме диссертации были опубликованы в 7 статьях в рецензируемых журналах, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией [33, 43, 44, 45, 46, 47, 48], и были представлены на 6 конференциях: Всероссийская конференция по волоконной оптике (12-14 октября 2011 г., Пермь), Российский семинар по волоконным лазерам (27-30 марта 2012 г., Новосибирск), Международная конференция Nonlinear Photonics (17-21 июня 2012 г., Колорадо Спрингс, США), Международная конференция CLEO Europe – IQEC (12-16 мая 2013 г., Мюнхен, Германия), Международная конференция LPHYS'13 (15-19 июля 2013 г., Прага, Чехия), Международная конференция Nonlinear Photonics (27-31 июля 2014 г., Барселона, Испания).

Сформулируем основные положения диссертации, выносимые на защиту:

1. Продольные распределения мощности генерации в ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью различаются для схем лазера с разным направлением распространения волны накачки. В схеме с обратной накачкой распределение мощности генерации имеет единственный максимум, который достигается у выходного

торца волокна, тогда как в одноплечевой схеме присутствует второй максимум мощности, отстоящий от точки ввода накачки на расстояние, зависящее от мощности накачки.

2. В волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью возможна генерация с высокой эффективностью. В схеме с прямой накачкой максимальная эффективность достигается при оптимальной длине волокна, зависящей от мощности накачки. В схеме с обратной накачкой и одноплечевой схеме максимальная эффективность достигается при длине волокна, обеспечивающей минимальный порог. Модель баланса мощностей хорошо описывает мощностные характеристики лазера, такие как продольные распределения мощности и выходные мощности генерации.
3. Слабые точечные отражатели принципиально изменяют мощностные характеристики волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью, а именно уменьшают порог генерации первой и второй стоксовой компонент, а также приводят к изменению дифференциальной эффективности генерации.
4. Обратная связь за счет рэлеевского рассеяния позволяет получать высокоэффективную каскадную генерацию второй стоксовой компоненты при достаточной величине ВКР-усиления.

Глава 1

Волоконный ВКР-лазер со случайной распределенной обратной связью

1.1 Эффект вынужденного комбинационного рассеяния

Для создания усиления в лазере с СРОС используется нелинейный процесс комбинационного рассеяния (КР), или, в английской литературе, Raman scattering. при комбинационном рассеянии происходит возбуждение падающим излучением с частотой ν_p колебательных уровней связей в аморфной матрице стекла SiO_2 . В результате образуется фотон с частотой $\nu_s = \nu_p - \Omega$, где Ω - так называемый стоксов сдвиг частоты, который определяется энергией оптических фононов среды. Поскольку сетка плавленого кварца, составляющего сердцевину волоконного световода, имеет аморфную структуру с большим количеством различных связей между атомами кремния и кислорода, спектр колебательных уровней очень широк, и лежит в диапазоне от единиц до десятков терагерц. Как и другие процессы рассеяния, комбинационное рассеяние можно рассматривать как поглощение фотона средой с ее возбуждением на виртуальный уровень, и последующим испусканием стоксова фотона и переходом системы на верхний колебательный уровень (см. рис. 1.1а). Вероятность процесса очень мала, так что он может наблюдаться только при достаточно больших мощностях накачки.

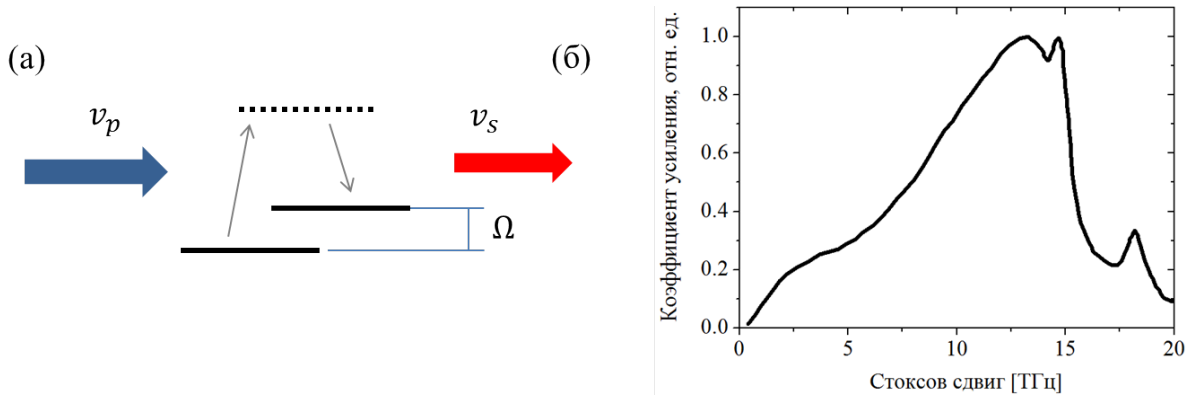


Рисунок 1.1: (а) Процесс комбинационного рассеяния (б) Типичный спектр усиления в комбинационном рассеяния

Так же, как для других радиационных процессов, связанных с переходами между состояниями квантовой системы, существует стимулированный аналог процесса комбинационного рассеяния [49] - вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). В нем присутствие в начальный момент времени в среде электромагнитной волны с частотой ν_s увеличивает вероятность комбинационного рассеяния волны накачки ν_p . При этом рассеянная стоксова волна имеет ту же частоту, волновой вектор, поляризацию, что и начальная волна ν_s . Таким образом, эффект ВКР позволяет усиливать стоксову волну за счет нелинейного взаимодействия оптических фоонов с волной накачки. Эволюцию количества фотонов стоксовой волны, распространяющейся в том же направлении, что и накачка, вдоль световода в простейшем случае описывают уравнением [50]

$$\frac{dN_s(\nu_s)}{dz} = g(\Omega)I_p(N_s(\nu_s) + 1), \quad (1.1)$$

где $N_s(\nu_s)$ - количество стоксовых фотонов с длиной волны ν_s , $I_p(\nu_s)$ - интенсивность волны накачки, $g(\Omega)$ - коэффициент усиления для отстройки Ω , определяющийся колебательным спектром сетки стекла. Типичная форма спектра $g(\Omega)$ изображена на рис. 1.1б. Единица в множителе $(N_s(\nu_s) + 1)$ учитывает спонтанное излучение в ту же электромагнитную моду, в которую происходит вынужденное рассеяние, в случае распространения излучения по волоконному световоду - в фундаментальную поперечную моду световода. Проинтегрировав выражение (1.1) по спектру в области вблизи ν_s с множителем $h\nu_s$, получим уравнение на мощность стоксовой волны

$$\frac{dP_s(\nu_s)}{dz} = g(\Omega)P_p(P_s(\nu_s) + h\nu\Delta\Omega), \quad (1.2)$$

Здесь $h\nu\Delta\Omega$ - интегральная по спектру усиления шириной $\Delta\Omega$ интенсивность спонтанного излучения, а переход от интенсивности к мощности накачки P_p сделан с помощью замены $g_R(\Omega) = g(\Omega)/A_{\text{eff}}$, A_{eff} - площадь поперечной моды волоконного световода, в которой сосредоточена мощность накачки. Помимо очевидной обратной зависимости от площади моды, g_R также обратно пропорционален длине волны накачки, поскольку при ее уменьшении та же мощность накачки означает меньшее число фотонов накачки [51].

Уравнение (1.2) полезно проинтегрировать для случая неистощимой накачки, когда ее распределение определяется лишь потерями в световоде $P_p(z) = P_p^{\text{in}} \exp(-\alpha_p z)$. Решение этого уравнения будет выглядеть как

$$P_s(z) = P_s(0) \exp(g_R P_p^{\text{in}} L_{\text{eff}}), \quad (1.3)$$

где эффективная длина

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - \exp(-\alpha_p L)}{\alpha_p} \quad (1.4)$$

учитывает уменьшение усиления за счет затухания волны накачки. Как видно, при большой длине волоконного световода $L_{\text{eff}} \rightarrow 1/\alpha_p$, т.е. в стандартных волокнах ($\alpha \sim 0.05$ 1/км) длина усиления не превышает 20 километров.

Благодаря малой площади моды волоконного световода (десятки мкм²), высокая эффективность процесса комбинационного рассеяния и заметный стоксовый сигнал может быть получен при сравнительно небольших пиковых мощностях. Поскольку рассеянный спонтанным образом стоксов сигнал продолжает затем усиливаться за счет вынужденного процесса, возможна ситуация, когда значительная часть мощности накачки начнет перекачиваться в стоксову волн. Процесс имеет пороговый характер, и пороговая мощность накачки для длинного волокна может быть оценена из выражения $P_{\text{th}} = 16(\alpha/g_R)$ [50]. Характерные величины g_R составляют порядка единиц 1/Вт/км, т.е. порог усиления спонтанного сигнала составляет порядка 1 Вт.

Отметим, что рассмотренные выше уравнения справедливы для излучения с достаточно узким спектром по сравнению со спектром ВКР-усиления. Для учета конечной ширины волны накачки и генерации в уравнении (1.2) следует использовать эффективный коэффициент усиления g_{eff} вместо g_R , который определяется формой спектров накачки и генерации:

$$g_{\text{eff}} = \frac{\int \int g(\omega_p - \omega_s) P_p(\omega_p) P_s(\omega_s) d\omega_p d\omega_s}{\int P_p(\omega_p) d\omega_p \int P_s(\omega_s) d\omega_s} \quad (1.5)$$

Например, для простого случая гауссовой формы спектров усиления, накачки и генерации с ширинами $\Delta\Omega_R$, $\Delta\Omega_p$ и $\Delta\Omega_s$ соответственно, в предположении широкого спектра усиления

$$g_{\text{eff}} = g_R \left(1 - \frac{\Delta\Omega_p^2 + \Delta\Omega_s^2}{\Delta\Omega_R^2} \right) \quad (1.6)$$

1.1.1 Измерение коэффициента ВКР

Один из методов определения коэффициента ВКР-усиления, позволяющий найти $g(\Omega)$ сразу во всем диапазоне отстроек, основан на измерении усиленного сигнала спонтанного комбинационного рассеяния. В этом методе излучение накачки заводится в достаточно длинный волоконный световод, на выходе из которого измеряется спектр спонтанного стоксова сигнала. В работе [52] этот метод был разработан для случая, когда измеряется спектр сигнала, распространяющегося в том же направлении, что и волна накачки. Ниже описывается разработанная нами модификация этого метода для схемы с измерением спектра сигнала встречной стоксовой волны по отношению к волне накачки (см. рис. 1.2). Нами было обнаружено экспериментально, что в такой схеме уменьшается статистическая погрешность измерения.

Рассмотрим уравнение для стоксовой волны, распространяющейся в обратном направлении. Поскольку спонтанный процесс комбинационного рассеяния происходит во всех направлениях равновероятно, уравнение будет аналогично (1.2). Учтем линейные потери для накачки α_p и сигнальной волны α_s , всегда присутствующие при распространении излучения по волоконному световоду. В результате получим

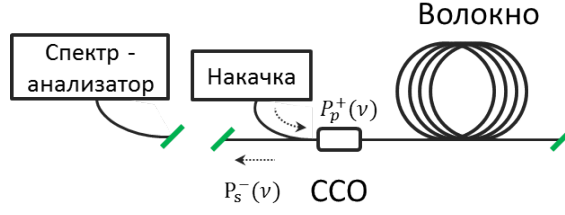


Рисунок 1.2: Схема измерения коэффициента ВКР-усиления. ССО - спектрально-селективный ответвитель.

$$-\frac{dP_s^-(z, \nu_p - \Omega, P_p^{in})}{dz} = g(\Omega)P_p^{in} \exp(-\alpha_p z)(P_s^- + h\nu\Delta\Omega) - \alpha_s P_s^-, \quad (1.7)$$

здесь $P_p^{in} \exp(-\alpha_p z)$ - распределение мощности накачки вдоль световода, P_p^{in} - входная мощность накачки. Это неоднородное уравнение первого порядка решается в явном виде с учетом граничного условия $P_s^-(L) = 0$, решение выглядит следующим образом:

$$P_s^-(0, \nu_p - \Omega, P_p^{in}) = h\nu\Delta\nu P_p^{in} e^{g(\Omega)P_p^{in}/\alpha_p} \int_0^L \exp\left(-(\alpha_s + \alpha_p)z - \frac{g(\Omega)P_p^{in}}{\alpha_p} \exp(-\alpha_p z)\right) dz \quad (1.8)$$

При изменении мощности накачки форма выходного спектра усиленного спонтанного сигнала (1.8) также изменяется. В эксперименте измеряется отношение двух спектральных функций обратного выходного сигнала (см. рис. 1.2) при разных входных мощностях накачки $A = P_s^-(0, \nu_p - \Omega, P_p^{in1})/P_s^-(0, \nu_p - \Omega, P_p^{in2})$, а затем это же отношение подгоняется, вычисляя A с помощью (1.8) с различными величинами $g(\Omega)$.

Необходимо отметить, что в предложенной схеме важным является отсутствие отражений, поскольку они существенно изменяют мощность наблюдаемого усиленного спонтанного сигнала, приводя к перераспределению мощности между прямым и обратным стоксовыми сигналами.

Нами были проведены измерения ВКР-усиления в используемых в дальнейших экспериментах волокнах, в том числе в телекоммуникаци-

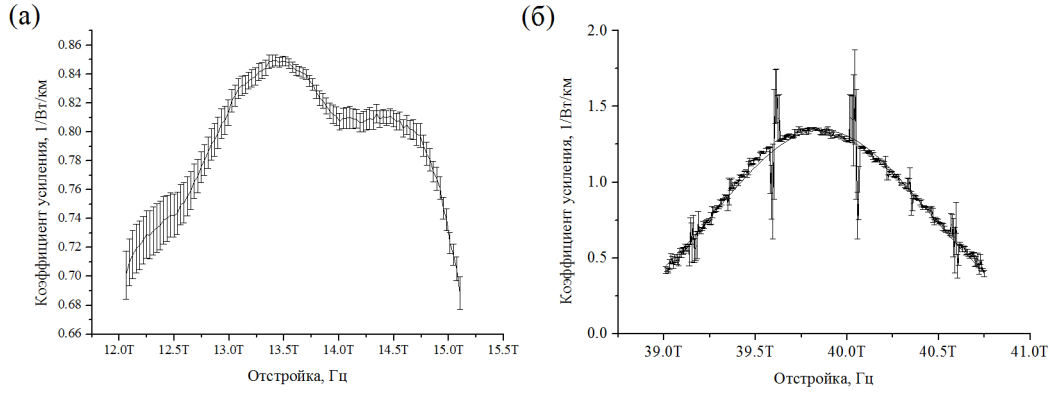


Рисунок 1.3: Измеренные спектры ВКР-усиления для (а) волокна SMF-28, (б) для фосфосиликатного волокна.

онном волокне SMF-28, и в фосфосиликатном волокне, сердцевина которого содержит P_2O_5 . В первом из них присутствует два пика усиления, соответствующие частотным отстройкам 440 и 480 см^{-1} (13.4 и 14.8 ТГц соответственно) и возникающие за счет возбуждения молекул SiO_2 , во втором, кроме того, существует пик вблизи 1330 см^{-1} - 40 ТГц за счет возбуждения P_2O_5 . Измеренные спектры хорошо согласуются с опубликованными данными [53, 54].

1.2 Обратное рэлеевское рассеяние

В процессе распространения по волоконному световоду излучение частично рассеивается на флуктуациях плотности, случайным образом распределенных в сердцевине. Эти неоднородности неизбежно возникают в процессе вытяжки световода, и определяют нижний предел линейных потерь α в ближнем инфракрасном диапазоне волокна. Поскольку размеры флуктуаций много меньше длины волны и составляют десятки нанометров [55, 56], реализуется процесс рэлеевского рассеяния, при котором зависимость интенсивности рассеяния от длины волны $\alpha \sim 1/\lambda^4$. Небольшая часть излучения рассеивается на углы порядка π , и может быть захвачена волноводной структурой световода, начав таким

образом распространятся в обратном направлении. В волоконной оптике этот эффект известен как обратное рэлеевское рассеяние (Rayleigh backscattering). Величину обратного рэлеевского рассеяния характеризуют долей рассеянного назад излучения ε с единицы длины волокна, которая связана с коэффициентом рэлеевских потерь выражением $\varepsilon = Q\alpha$, где геометрический фактор Q определяется структурой и числовой апертурой волокна [57, 58]. Оценочное выражение [57] $Q = 0.24N.A.^2/n_1^2$, где числовая апертура $N.A. = \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \sim 0.2$, n_2 и $n_1 \sim 1.5$ - коэффициенты преломления сердцевины и оболочки соответственно, дает величину $\sim 10^{-3}$. Таким образом, в стандартном телекоммуникационном волокне с потерями $\alpha \sim 0.05$ 1/км величина обратного рэлеевского сигнала составляет лишь $\sim 10^{-5}$ 1/км. Однако, несмотря на малость обратного рассеяния, суммарная отраженная мощность может накапливаться и играть существенную роль, если длина световода достаточно большая.

Эффект обратного рэлеевского рассеяния начал использоваться еще в семидесятых годах в системах оптической рефлектометрии [59]. В распределенных рамановских усилителях двойное рэлеевское отражение (т.е. два акта обратного рэлеевского рассеяния, приводящие к распространению сигнала в том же направлении, что и падающая волна) играет негативную роль, усиливаясь вместе с полезным сигналом и увеличивая уровень шумов. Обратное рэлеевское рассеяние в волоконных системах использовалось для создания обратной связи и достижения режима модуляции добротности в иттербиевом волоконном лазере [60], а также в лазерах с усилением за счет вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ). Было показано, что наличие слабого обратного рэлеевского сигнала достаточно, чтобы стабилизировать и сузить спектр генерации такого лазера в сто раз [61].

1.2.1 Измерение геометрического фактора Q

Для измерения коэффициента обратного рассеяния может быть использована схема, изображенная на рис. 1.4. Излучение накачки заводится в световод длиной L , отражение на торцах которого отсутствует. В световоде создается обратный сигнал за счет обратного рэлеевского рассеяния, малая часть которого отводится на измеритель мощности с помощью волоконного ответвителя.

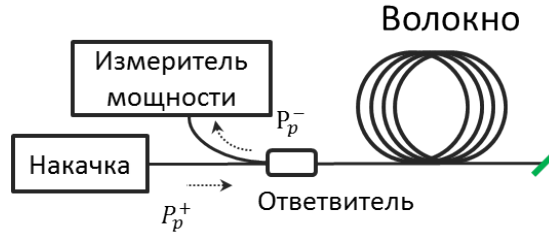


Рисунок 1.4: Схема измерения геометрического фактора Q .

Уравнение, описывающее эволюцию мощности обратной волны с учетом линейных потерь

$$\frac{dP_p^-(z)}{dz} = -\varepsilon P_p^+(0)e^{-\alpha z} + \alpha P_p^-, \quad (1.9)$$

Решение уравнения (1.9) с граничным условием $P_p^-(L) = 0$ дает мощность обратного сигнала в начале координат:

$$P_p^-(0) = \frac{1}{2}Q P_p^+(0) (1 - e^{-2\alpha L}), \quad (1.10)$$

или, другими словами, интегральная обратная связь в волокне длиной L составляет величину

$$P_p^-(0)/P_p^+(0) = \frac{1}{2}Q (1 - e^{-2\alpha L}), \quad (1.11)$$

Таким образом, в достаточно длинном волокне $L \gg 1/\alpha$ удвоенное отношение обратного сигнала на входе в световод к падающей мощности

$P_p^-(0)/P_p^+(0)$ равно геометрическому фактору Q . То есть длинный волоконный световод обладает интегральным коэффициентом отражения $R = 0.5Q \sim 0.001$.

1.3 Основные свойства ВКР-лазера со СРОС

Принципиальная схема лазера изображена на рис. 1.5. Усиление в волоконном световоде создается за счет эффекта ВКР, для этого в световод заводится излучение накачки. При распространении стоксова сигнала по волокну, обратное рэлеевское рассеяние приводит к появлению слабого обратного сигнала, который затем усиливается за счет ВКР. Как указывалось выше, полная доля отраженного сигнала составляет лишь 0.1% от падающей волны. Отметим, что необходимо обеспечить отсутствие френелевского отражения на выходных торцах световода. Действительно, отражение на границе раздела стекло-воздух составляет 4% и дает существенный вклад в обратный сигнал. Для того, чтобы избежать влияния френелевского отражения, достаточно выполнить торцы световода под углом. Тогда отраженное от торца излучение не захватывается волокном и не распространяется в обратном направлении.

Согласно (1.2), интегральное усиление за один проход световода может достигать величин $\exp(g_R P_p L_{eff}) \sim 10^5 - 10^6$. Благодаря высокому интегральному усилению, при определенной мощности накачки может быть выполнено условие баланса усиления и потерь за один полный обход световода. В этом случае начинается генерация. Впервые генерация СРОС-лазера была получена в так называемой симметричной схеме с прямой накачкой, аналогичной изображенной на рис. 1.5, когда две разнонаправленные волны накачки заводятся в световод в его середине.

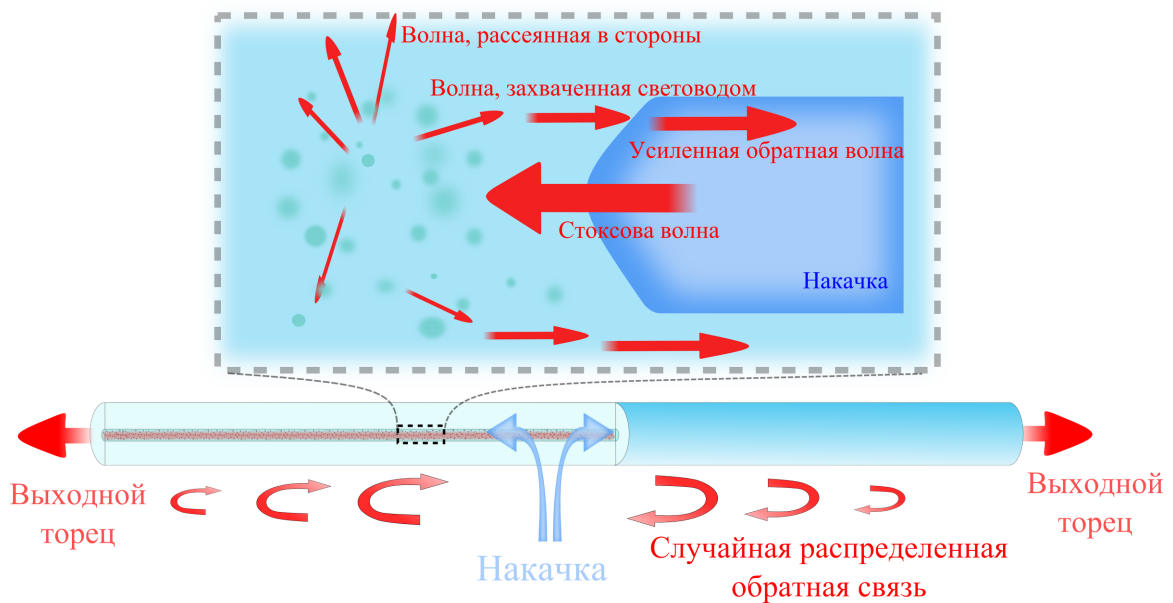


Рисунок 1.5: Волоконный ВКР-лазер со случайной распределенной обратной связью на рэлеевском рассеянии

1.3.1 Мощностные характеристики

Как и для других лазеров, для лазера со СРОС характерна пороговая зависимость мощности генерации от мощности накачки. На рис. 1.6 изображена зависимость выходной мощности генерации от мощности накачки в симметричной схеме лазера, полученная в пионерской работе [22]. Пороговая мощность накачки определяется условием равенства создаваемого ей ВКР-усиления и потерь. Поскольку отражение в лазере может произойти в любой точке вдоль волокна, то вместо простого уравнения на баланс усиления и потерь за обход резонатора необходимо использовать интегральное уравнение, учитывающее возможность прохождения светом всевозможных обходов волокна с отражениями в произвольных точках волокна (см. раздел 3.1). Мощность над порогом ограничена процессом насыщения усиления, который в случае ВКР-усиления обусловлен истощением мощности накачки.

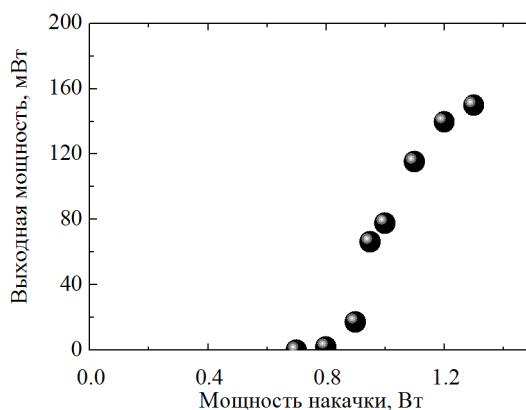


Рисунок 1.6: Зависимость мощности генерации от мощности накачки в лазере со СРОС.

1.3.2 Спектральные характеристики

Присутствие обратной связи за счет рэлеевского рассеяния должно приводить к тому, что излучение с длиной волны, соответствующей максимуму спектра комбинационного усиления, должно испытывать наибольшее интегральное усиление за обход и первым выходить в генерацию. Поскольку ВКР-усиление насыщается однородным образом [54], при достижении пороговой мощности это должно было бы привести к одночастотной генерации, с конечной шириной за счет вклада спонтанного излучения, описанного Шавловым и Таунсом в [62]. Их знаменитая формула гласит, что ширина линии обратно пропорциональна мощности генерации и квадрату добротности генерирующей моды. В других типах лазеров предел Шавлова-Таунса для ширины линии обычно не достигается, поскольку шумы различной природы сильно уширяют линию генерации. В ВКР-лазере со СРОС ситуация значительно отличается, поскольку обратная связь крайне мала. В этом случае каждая из мод, соответствующих наличию слабых отражателей в различных точках волокна, обладает крайне низкой добротностью. В этом случае спектры различных мод сильно перекрываются, и можно перейти к рассмотрению одной эффективной моды с крайне низкой добротностью, централь-

ной длиной волны, соответствующей максимуму ВКР-усиления и спектром, перекрывающим весь спектр усиления в среде [63]. В этом случае спонтанный шум, определяющийся формулой Шавлова-Таунса, может давать главный вклад в ширину линии моды. Таким образом, в припороговой области спектр стоксовой компоненты сужается при увеличении мощности генерации, в согласии с моделью Шавлова-Таунса. Эффект сужения был описан нами в рамках модели баланса мощностей, оперирующей спектральными плотностями мощности, и проверен экспериментально [64].

При достижении определенной мощности стоксовой компоненты на ее спектр начинают влиять нелинейные эффекты, такие как фазовая само- и кроссмодуляция, приводящие к уширению линии генерации над порогом. Это влияние определяется нелинейными свойствами среды волоконного световода, не является специфическим для ВКР-лазером со СРОС и хорошо изучено, например, для случая волоконных ВКР-лазеров с ВБР [65]. Так, известно, что нелинейное взаимодействие с волной накачки приводит к значительному уширению спектра генерации на пороге, а фазовая самомодуляция уширяет спектр при значительных мощностях генерации.

Типичное поведение выходного спектра при увеличении мощности накачки и приближении к порогу генерации изображено на рис. 1.7(а). Измерения спектров проводились нами в одноплечевой схеме лазера на основе 50 километров телекоммуникационного волокна OFS TrueWave RS и накачкой на длине волны 1455 нм, с соответствующим максимумом ВКР-усиления вблизи 1550 нм. На рис. 1.7(б) показано уширение спектра лазера при увеличении мощности генерации в надпороговой области. Как видно, характерная ширина спектра генерации ВКР-лазера со СРОС составляет порядка 1 нм, т.е. порядка 125 ГГц на длине волны 1550 нм.

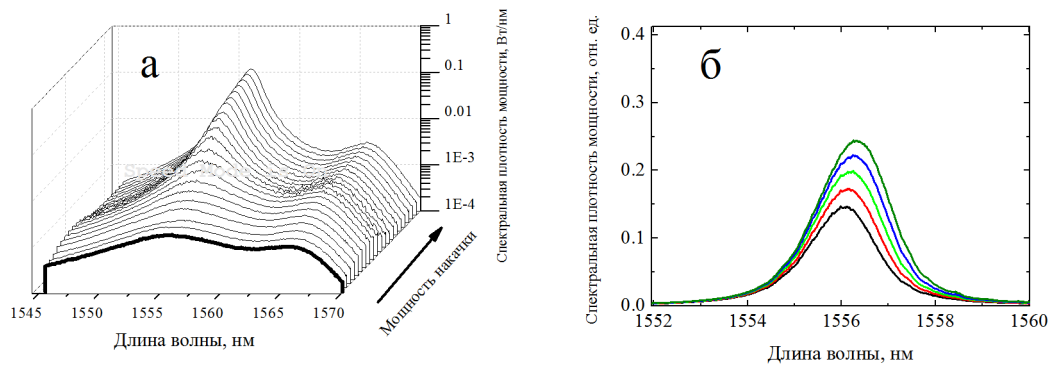


Рисунок 1.7: Эволюция спектра стоксовой компоненты при увеличении мощности накачки (а) под и на пороге генерации (б) выше порога генерации

Поскольку спектр ВКР-усиления в германосиликатном волокне имеет двухпиковую структуру (см. раздел 1.1), в лазере со СРОС возможна одновременная генерация на длинах волн, соответствующих обоим пикам. При этом сначала генерация начинается на коротковолновом пике, обладающем большим усилением, а при увеличении мощности накачки происходит перекачка энергии из спектральной области, соответствующей первому пику, в область, соответствующую второму. Порог генерации второго спектрального пика зависит от параметров используемого волоконного световода, его длины и т.д. На рис. 1.8 показана эволюция спектра генерации, измеренная нами в лазере на основе 11 км телекоммуникационного волокна OFS TrueWave RS с накачкой на длине волны 1115 нм [43]. При увеличении мощности накачки в спектре возникает второй пик, в который затем переходит большая часть мощности генерации.

Используя балансную модель 1.5 с рассмотрением отдельно интегральных мощностей внутри первого и второго спектральных пиков, можно рассчитать и порог появления второй спектральной компоненты, и распределение мощности генерации между двумя компонентами. В этой модели первый спектральный пик играет роль дополнительной накачки для второго пика. Такой расчет был нами выполнен, сравнение результатов с экспериментальными данными представлено на рисунке

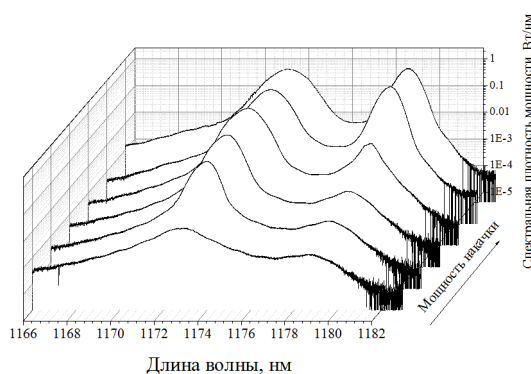


Рисунок 1.8: Двухпиковая структура спектра генерации СРОС лазера в германосиликатном волокне.

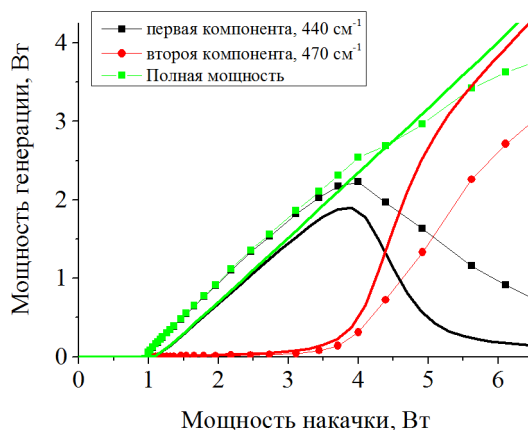


Рисунок 1.9: Выходные мощности генерации разных спектральных компонент двухпикового спектра генерации: эксперимент (квадраты) в сравнении с численным расчетом (сплошными)

1.9. Как видно, присутствует качественное согласие между численным расчетом и экспериментом.

Благодаря тому, что ширина спектра ВКР-усиления в германосиликатном волокне составляет порядка 10-20 нм, а обратная связь за счет рэлеевского рассеяния имеет неселективный по длине волны характер, в ВКР-лазере со СРОС легко достижима многоволновая генерация. Для этого достаточно использовать селективный элемент, например, набор брегговских решеток или интерференционный фильтр. Возможность многоволновой генерации впервые была показана в работе [23], в которой в схеме с обратной накачкой на длине волны 1455 нм с использованием 22 км стандартного телекоммуникационного волокна SMF-28 происходила

генерация 22 линий в диапазоне 1552-1570 нм, отстоящих на 0.8 нм, благодаря набору из соответствующего числа ВБР. В работе было показано, что интенсивность генерации распределена между разными линиями более равномерно, чем в случае, когда вместо рэлеевской обратной связи используется точечное отражение на выходном торце волокна. В работах [24, 27, 26] также была продемонстрирована многоволновая генерация в ВКР-лазере со СРОС, при этом в качестве селективного элемента использовалось волоконное зеркало Саньяка на основе двулучепреломляющего волокна, имеющее синусоидальный спектр отражения.

При перестройке селективного элемента длина волны генерации также будет перестраиваться. В работе [28] в центральную точку симметричной схемы $z = 0$ (Рис. 1.11(а),слева) был вставлен перестраиваемый акустооптический фильтр. В результате была получена генерация с перестройкой в диапазоне 1530-1575 нм. Такой диапазон перестройки сравним с перестройкой, полученной в ВКР-лазерах с традиционной обратной связью [66, 67, 68, 69]. Также необходимо отметить, что относительное изменение мощности генерации при перестройке в диапазоне 1530-1570 нм не превышало 3%. Такая равномерность перестройки существенно лучше, чем в традиционных линейных или кольцевых схемах ВКР-лазеров, где вариации мощности составляли порядка 20% при схожем диапазоне перестройки. Равномерность перестройки в ВКР-лазере со СРОС обусловлена тем, что эффективность генерации в нем слабо зависит от частотнозависимых параметров (коэффициент ВКР-усиления, потери и т.д.), см. главу 3.

Другой способ управления спектром ВКР-лазера - использование узкополосного селективного элемента для уменьшения ширины спектра генерации над порогом. В работе [30] в центральную точку симметричной схемы лазера (Рис. 1.11(в)) был вставлен узкополосный фильтр с шириной порядка 0.05 нм. В результате, ширина выходного спектра генерации

также составляла порядка 0.05 нм, однако при увеличении мощности генерации до 100 мВт неизбежное влияние нелинейных эффектов приводило к уширению выходного спектра до 0.3 нм, что тем не менее меньше, чем ширина спектра ВКР-лазера со СРОС без селективных элементов.

В работе [31] с помощью набора из перестраиваемого и узкополосного многоволнового фильтра была получена перестраиваемая многоволновая узкополосная генерация в ВКР-лазере со СРОС. Авторы получили генерацию 12 линий с шириной 0.034 нм каждая, перестраиваемую в диапазоне 1540-1565.5 нм.

1.3.3 Временная динамика и радиочастотные спектры

Волоконный ВКР-лазер со СРОС генерирует непрерывное излучение, т.е. на больших временных масштабах мощность генерации постоянна. При этом на достаточно малых временах порядка обратной ширины спектра $t \sim 1/\Delta\nu \approx 1/(100 - 200 \text{ ГГц}) \sim 1 - 10 \text{ пс}$ наблюдаются большие флуктуации интенсивности.

Поскольку нелинейные эффекты приводят к когерентному взаимодействию разных спектральных компонент, между амплитудами волн на разных длинах волн могут возникать корреляции, приводящие к изменению временной динамики и статистики полной интенсивности. Таким образом, экспериментальное изучение последних может дать информацию о влиянии нелинейных процессов на процесс генерации. Ранее такие исследования проводились для ВКР-лазеров с ВБР [70, 71].

В излучении волоконного ВКР-лазера со СРОС отсутствуют моды, соответствующие фиксированному пути обхода волоконного резонатора с определенным временем обхода. Поэтому в радиочастотном спектре не должны [22] присутствовать пики на частотах, пропорциональных

$c/2L_{\text{resonator}}n$, которые соответствуют межмодовым биениям и которые обязательно наблюдаются для других типов волоконных лазеров - ВКР-лазерах с ВБР, волоконных лазерах на редкоземельных элементах. На рис. 1.10 приведено сравнение радиочастотных спектров ВКР-лазера со СРОС и ВКР-лазера с обратной связью за счет френелевского 4% отражения на выходном торце волокна на основе отрезка волокна такой же длины. Измерения были проведены нами в лазере, описанном в разделе 3.2.1. Длина волокна составляла 850 м, соответствующая частота обхода указана на графике вертикальной красной линией. Как видно, наличие точечной обратной связи приводит к появлению спектральных мод и хорошо проявленного пика межмодовых биений. В случае ВКР-лазера со СРОС пик межмодовых биений отсутствует. Тем не менее, в спектре присутствует широкий малоинтенсивный пик на частотах, несколько отличающихся от частоты обхода. Наличие остаточного пика может быть связана с паразитным отражением на выходном коннекторе лазера со СРОС. В этом эксперименте использовался стандартный APC/FC коннектор с торцом волокна, выполненным под углом 8 градусов, и имеющий отражение порядка -60 дБ по спецификации, фактически же отражение изменяется для конкретных коннекторов от -50 до -60 дБ. В отрезке волокна длиной порядка 1 км интегральная величина обратной связи за счет рэлеевского рассеяния составляет порядка 10^{-4} (1.11), т.е. отражение на выходном коннекторе может играть заметную роль и приводить к появлению слабых "паразитных" продольных мод.

1.3.4 Качество выходного пучка

Все волоконные лазеры на основе одномодовых волоконных световодов, поддерживающих только фундаментальную поперечную моду электромагнитной волны, излучают пучки, близкие к гауссовым и обладаю-

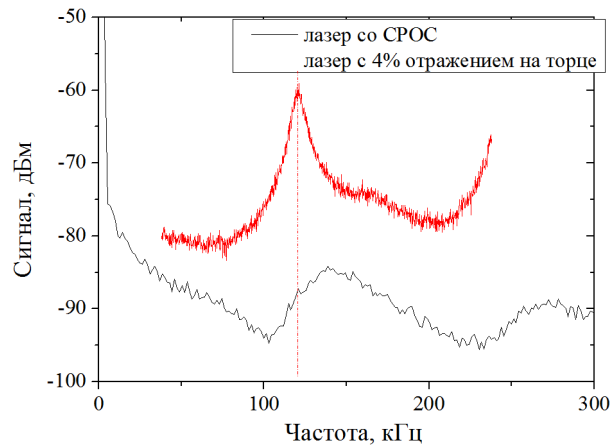


Рисунок 1.10: Сравнение радиочастотного спектра излучения ВКР-лазера со СРОС и ВКР-лазера с обратной связью за счет отражения на прямом выходном сколе волокна. Длина используемого волокна в обоих случаях – 850 м.

щие минимальной расходимостью [72], и волоконный лазер со СРОС не является исключением. Благодаря специфике процесса ВКР-усиления, в волоконных ВКР-лазерах возможна генерация излучения с фундаментальной поперечной модой даже в случае, если используется неодномодовый (мало- или многомодовый) волоконный световод. Этот эффект известен под названием "beam cleanup" или "оптическая чистка пучка" и проявляется в световодах определенного типа [73, 74]. Суть эффекта заключается в том, что ВКР-усиление, создаваемое многомодовым излучением накачки, больше для фундаментальной поперечной моды сигнала за счет большей эффективной площади её перекрытия с модой поля накачки. Поэтому на выходе из многомодового световода наблюдается генерация лишь основной моды стоксовой компоненты. Эффект оптической чистки достигается и в ВКР-лазерах со СРОС, поскольку тип обратной связи для него не существен. Так, в нашем эксперименте в лазере на основе волокна OFS TrueWave XL наблюдалась одномодовая генерация на длине волны 1173 нм, несмотря на то, что это волокно имеет длину волны отсечки более 1250 нм [43]. Практическая значимость эффекта оптической чистки в лазерах с СРОС была продемонстрирована позже

в работе [75], в которой в 4.5 км градиентного многомодового волокна заводилось излучение мощного многомодового полупроводникового диода на длине волны 940 нм. Излучение генерации на длине волны 980 нм хотя и осталось многомодовым, но обладало расходимостью в 4.5 раза меньше, чем излучение накачки. Авторы убедились, что если для обеспечения обратной связи использовать ВБР, записанную в многомодовом волокне, расходимость пучка для стоксовой компоненты меньше, чем для накачки, всего в 3 раза. Таким образом, волоконный ВКР-лазер с СРОС может быть использован для получения одномодового излучения в диапазоне < 1 мкм прямой конверсией излучения диодной накачки.

1.4 Схемы лазера

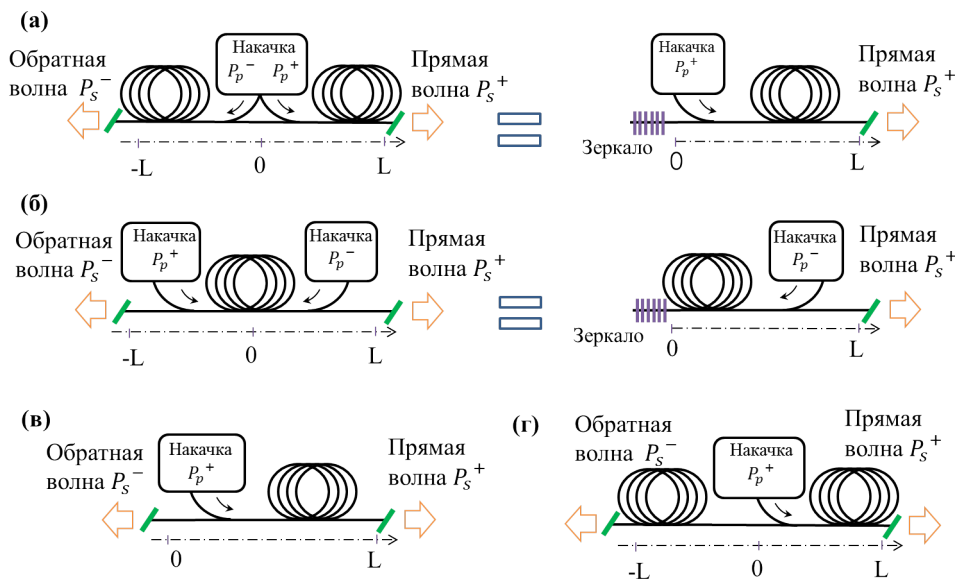


Рисунок 1.11: Различные схемы лазера с СРОС: (а) схемы с прямой накачкой (б) схемы с обратной накачкой (в) одноплечевая схема

Можно выделить три основных схемы волоконного ВКР-лазера со СРОС. Первая - это схема с прямой накачкой, в которой направление распространения волны накачки совпадает с направлением выходной волны генерации. (рис. 1.11а). Схема может быть реализована двумя способами.

Первый способ — с использованием двух одинаковых отрезков волокна, двух источников излучения накачки, заводящих волны накачки в центр схемы $z = 0$, которые распространяются по направлению к выходам лазера $z = L$ и $z = -L$ (рис. 1.11а, слева). Эта схема использовалась в первой демонстрации СРОС-лазера [22]. С точки зрения мощностных характеристик, благодаря симметрии относительно точки $z = 0$, эта схема аналогична схеме только с одним отрезком волокна $[0, L]$, одним источником накачки и одним выходом, в которой в точке $z = 0$ расположен отражающий элемент (рис. 1.11а, справа). Экспериментальная проверка этого факта была проделана в [41]. Поскольку в такой полусимметричной схеме используется в два раза меньше составляющих ее элементов, она является предпочтительной с точки зрения простоты реализации.

Граничные условия для этих двух схем можно записать единообразным образом, рассматривая только правое плечо системы. Граничные условия в левом плече задаются аналогично.

$$\begin{cases} P_p^+(0) = P_p^{in}, P_p^- = 0 \\ P_s^+(0) = P_s^-(0) \\ P_s^-(L) = 0 \end{cases} \quad (1.12)$$

Здесь отсутствует граничное условие на волну накачки в точке $z = 0$, поскольку можно пренебречь влиянием обратного рэлеевского рассеяния на волну накачки. Тогда можно на каждом из отрезков рассматривать только одну из волн накачек: P_p^+ на $[0, L]$, и P_p^- на $[-L, 0]$, либо, в полусимметричной схеме $[0, L]$, только одну волну накачки P_p^+ .

В схеме с обратной накачкой излучение накачки заводится через выходные торцы лазера $z = L$ и $z = -L$, и распространяется по направлению к $z = 0$. Также возможны симметричная и полусимметричная конфигурации (рис. 1.11б).

Граничные условия для симметричной схемы с обратной накачкой

$$\begin{cases} P_p^-(L) = P_p^{in}, P_p^+(-L) = P_p^{in} \\ P_s^-(L) = 0, P_s^+(-L) = 0, \end{cases} \quad (1.13)$$

а для полусимметричной

$$\begin{cases} P_p^-(L) = P_p^{in}, P_p^+ = 0 \\ P_s^-(L) = 0, P_s^+(0) = P_s^-(0), \end{cases} \quad (1.14)$$

При рассмотрении симметричной схемы с достаточно большой длиной волокна ($L > 1/\alpha_p \sim 20$ км) можно считать, что затухание волны накачки достаточно сильное, и влияние волны P_p^+ в области $[0, L]$ мало. В этом случае и для симметричной схемы можно использовать граничные условия (1.14).

Ниже в тексте диссертации все величины мощности накачки и генерации, в частности, значения порогов P_{thresh} и выходные мощности генерации P^{out} , будут приводится для мощностей накачки и генерации, вводимых только в одно плечо $[0, L]$.

Одноплечевая схема - это схема, в которой точечные отражатели отсутствуют, а излучение накачки заводится с одной стороны, в точке $z = 0$. В этой схеме есть два выхода, - для обратной волны генерации P_s^- в точке $z = 0$ и для прямой P_s^+ в точке $z = L$ (рис. 1.11в).

$$\begin{cases} P_p^+(L) = P_p^{in}, P_p^- = 0 \\ P_s^+(0) = 0, P_s^-(L) = 0, \end{cases} \quad (1.15)$$

Наконец, нами будет рассмотрена схема с накачкой из центра (рис. 1.11г). В этой схеме используется одна волна накачки, которая заводится в середину отрезка волокна, т.е. в половине всего используемого волокна - отрезок $[-L, 0]$ - отсутствует усиление. Граничные условия для этой схемы мы обсудим в разделе 2.2.

1.5 Модель баланса мощностей

Изучение продольных распределений мощности, также как и мощностных характеристик ВКР-лазеров со СРОС, может быть проведено также и численно с помощью модели баланса мощностей. Как уже было указано выше, процесс перекачки мощности из электромагнитной волны накачки в волну стоксовой компоненты можно описать простым уравнением 1.2. К изменению мощности стоксовой компоненты также приводят линейные потери, вклад которых учитывается членом $-\alpha P_s$.

Чтобы учесть влияние обратного рэлеевского отражения, необходимо рассмотреть два уравнения на мощности стоксовой компоненты P_s^+ , P_s^- , распространяющиеся в прямом и обратном направлении соответственно, и ввести в них члены вида εP_s^\pm , аналогично тому, как это было сделано в уравнении 1.9. По самому принципу построения модели, не учитывающей фазы электромагнитных волн, обратная связь за счет рэлеевского рассеяния в ней - некогерентная, т.е. приводит лишь к переносу энергии из одной волны генерации в другую. А поскольку характерные размеры флуктуаций плотности меньше длины волны излучения, то обратная связь может быть рассмотрена как равномерно распределенная вдоль волокна. В уравнении на волну накачки членом, связанным с рэлеевским рассеянием назад, пренебрегают. Кроме того, в уравнении на мощность накачки необходимо учитывать отток мощности при усилении стоксовой компоненты.

Если считать спектры волн накачки и генерации достаточно узкими, то система уравнений, описывающая стационарное распределение интегральных по спектру мощностей генерации и накачки в СРОС-лазере, выглядит следующим образом

$$\begin{cases} \pm \frac{dP_p^\pm}{dz} = -\alpha_p P_p^\pm - g_R \frac{\nu_p}{\nu_s} P_p^\pm (P_s^- + P_s^+ + 4h\nu_s \Delta\nu), \\ \pm \frac{dP_s^\pm}{dz} = -\alpha_s P_s^\pm + g_R (P_p^+ + P_p^-) (P_s^\pm + 2h\nu_s \Delta\nu) + \varepsilon P_s^\mp. \end{cases} \quad (1.16)$$

Здесь P_p , P_s - интегральные по спектру мощности накачки и стоксовой компоненты, а $\nu_{s,p}$ - их частоты соответственно; $\alpha_{s,p}$ - линейные потери на стоксовой длине волны и длине волны накачки, g_R и ε - коэффициент ВКР-усиления (см. (1.2)) и коэффициент обратного рэлеевского рассеяния (см. (1.9)) на длине волны генерации. $\Delta\nu$ - ширина спектра усиления: предполагается, что спонтанное комбинационное рассеяние происходит равномерно во всю эту спектральную область. Несмотря на то, что вклад спонтанного комбинационного рассеяния $2g_R h\nu_s \Delta\nu$ очень мал по сравнению с остальными, этот член необходимо оставлять в системе уравнений как источник шума для сходимости численных методов, используемых для решения системы (1.16), в противном случае численный счет сойдется к тривиальному нулевому решению. Отметим, что несмотря на малость ε , член, учитывающий обратную связь, может играть существенную роль в области z , где малы вклад члена ВКР-усиления. Граничные условия на мощности накачки и генерации зависят от используемой схемы лазера и рассмотрены в разделе 1.4. Отметим, что система уравнений (1.16) широко применялась для анализа длинных ВКР-усилителей [76, 77], использующихся в телекоммуникационных линиях связи, в частности, для учета влияния обратного рэлеевского рассеяния на их работу. В них слабый сигнал, возникающий в результате двух последовательных актов обратного рэлеевского рассеяния, может влиять на отношение сигнал/шум усилителя. Однако случай, когда отсутствует внешний входной сигнал (т.е. случай лазера, а не усилителя), в рамках балансной модели (1.16) не рассматривался. Также необходимо отметить, что система, аналогичная (1.16), но без учета рэлеевского

обратного рассеяния, широко используется для описания мощностных характеристик волоконных ВКР-лазеров с резонатором, образованным ВБР (см., например, [78] и ссылки в работе). Обратная связь в этом случае задается с помощью граничных условий на выходных торцах волокна. При этом возникает трудность, связанная с тем, что с увеличением мощности накачки спектр ВКР-лазера с ВБР $\Delta(P_p)$ за счет нелинейных процессов становится шире, чем спектр отражения ВБР. Это приводит к уменьшению эффективного коэффициента отражения волоконной брегговской решетки. Поэтому в балансной модели необходимо учитывать переменный характер коэффициента отражения $R(P_p)$. Поскольку в рамках балансной модели невозможно учесть нелинейные эффекты, то зависимость $R(P_p)$ должна быть введена извне (например, эмпирически). В то же время, в случае обратной связи за счет рэлеевского рассеяния такой проблемы не возникает, поскольку сила обратной связи слабо изменяется на масштабах порядка ширины спектра ~ 1 нм.

Наконец, если в системе (1.16) оперировать спектральной плотностью мощности $P_s(\lambda)$ и неоднородным ВКР-усилением $g_R(\lambda)$ вместо интегральных по спектру параметров, полученная система позволит рассматривать спектральные свойства СРОС-лазера там, где нелинейными свойствами можно пренебречь, т.е. под vicinity порога генерации. Этот вопрос рассмотрен нами в [64], но выходит за рамки данной работы.

При рассмотрении каскадного процесса генерации второй стоксовой компоненты система (1.16) может быть расширена по аналогии, при этом в уравнении на первую стоксову компоненту необходимо добавить член, учитывающий ее истощение при перекачки энергии во вторую компоненту. Подробнее эта система будет рассмотрена в разделе 4.1.

Численное моделирование системы (1.16) в нашей работе было выполнено в среде MATLAB. Для решения краевой задачи был реализован метод стрельбы, задача Коши решалась по формуле Рунге-Кутты 4

порядка. Для решения системы, включающей большое количество уравнений - в случае с каскадной генерацией - моделирование проводилось с использованием встроенных библиотек функций, реализующих метод коллокаций (функция `bvp4c`, неявная формула Лоббатто). Наличие члена, описывающего обратную связь, делает систему жесткой, и для получения сходящегося решения в некоторых случаях требовалось решать систему итеративно, последовательно увеличивая величину обратной связи ε , либо мощность входной накачки P_p^{in} . Т.е. решение на N-1 шаге $P_s(z)(P_p^{N-1})$ использовалось в качестве исходного для поиска решения $P_s(z)(P_p^N = P_p^{N-1} + \Delta P)$ на шаге N.

Глава 2

Продольные распределения мощности в разных схемах волоконного ВКР-лазера со СРОС

2.1 Измерение продольного распределения мощности генерации

Для экспериментального исследования продольного профиля генерации в разных схемах ВКР-лазера со случайной обратной связью проводилась следующая серия экспериментов. В качестве усиливающей среды со случайно распределенными неоднородностями использовался отрезок стандартного телекоммуникационного волокна SMF-28 длиной 84 км, сваренный из 9 катушек разной длины. В световод с помощью спектрально-селективных ответвителей 1455/1550 нм заводилось излучение лазера накачки на длине волны 1455 нм. В качестве лазера накачки использовался коммерчески доступный волоконный ВКР-лазер с шириной спектра порядка 0.5 нм. Используя один либо два источника

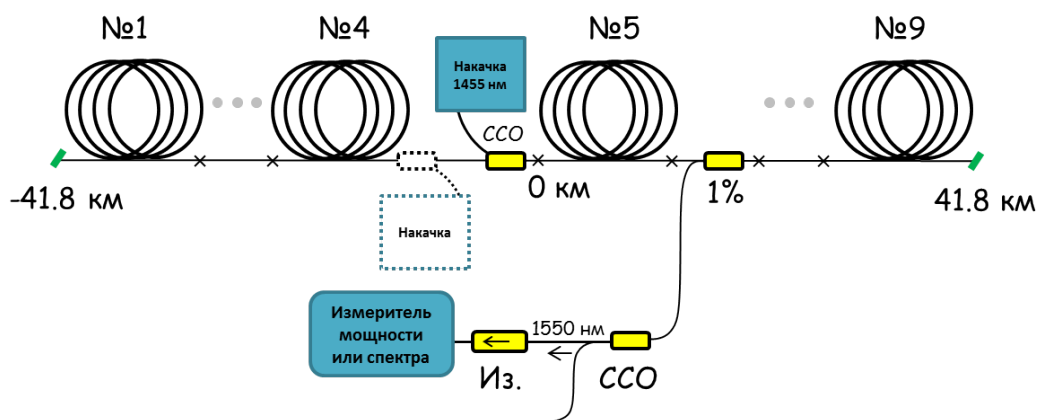


Рисунок 2.1: Схема эксперимента по измерению продольного распределения мощности генерации для случая схемы односторонней накачки их центра. Пунктиром показано альтернативное расположение источника накачки для увеличения количества точек в измеряемом распределении.

накачки и варьируя расположение спектрально-селективных ответвителей, можно было реализовать любую из схем лазера (раздел 1.4).

В каждый промежуток между отдельными отрезками волокна и к обоим выходам лазера ($z = -L$ и $z = L$) последовательно вваривались измерительный модуль, состоящий из 1% волоконного ответвителя, 1455/1550 спектрально селективного ответвителя (ССО), и изолятора (Из.). С помощью модуля проводились измерения мощности или спектра стоксовой волны без внесения паразитных отражений в систему, при этом волна накачки отфильтровывалась спектрально-селективным ответвителем. Измерительный модуль устанавливался поочередно в двух противоположных направлениях, для измерения мощности волн, распространяющихся как вправо (P_s^+), так и влево (P_s^-). В эксперименте проверялось, что присутствие измерительного модуля в системе не влияет на свойства генерации.

Длины каждой из 9 катушек волокна специально были выбраны неодинаковыми : 6.6, 6.7, 6.7, 21.9, 6.6, 4.9, 11, 9.2 и 10.1 км. Таким образом, была возможность создания двух отрезков волокна - "плечей" системы одинаковой длины (состоящих из 4 и 5 катушек) и заве-

дения волны накачки точно в середину системы, при этом координаты соединения отрезков составляли -35.2 км, -28.6 км, -21.9 км, 0 км, 6.6 км, 11.5 км, 22.5 км, 31.7 км, а выходы из волокна - соответственно -41.8 км и 41.8 км.

В зависимости от изучаемой схемы, излучение накачки заводилось с обоих торцов волокна (симметричная схема с прямой или с обратной накачкой, в этом случае согласно рис. 1.11а,б $L = 42$ км), или только с одного торца волокна (одноплечевая схема, согласно рис. 1.11в $L = 84$ км). Кроме того, была реализована схема, в которой используется только одна волна накачки, заводимая в середину отрезка волокна (рис. 2.1, рис. 1.11г) - схема с односторонней накачкой из центра. Эта схема не является оптимальной, поскольку в половине длины волоконного световода (от $-L$ до 0) отсутствует усиление. То есть в этом случае отрезок волокна $[-L, 0]$ играет роль распределенного отражателя.

Для увеличения количества точек в измеряемом распределении использовался следующий подход. В симметричных схемах, когда одинаковая мощность накачки заводится с двух выходных торцов волокна, должна присутствовать и симметрия распределения мощности $P(z)$ при его отражении относительно центральной точки $z = 0$. Поэтому зеркальное отражение $P_s(z_n) \rightarrow P_s(-z_n)$ распределения мощности, измеренного в местах сварок, вокруг точки $z = 0$ приводит к удвоению полного числа точек в результирующем распределении. В схемах, не обладающих свойством симметрии (с односторонней накачкой и с односторонней накачкой из центра), для удвоения количества данных проводились повторные измерения мощностей с направлением накачки, измененным на противоположное, все данные затем объединялись в результирующее распределение. Напомним, что длина лазера в схеме с односторонней накачкой в соответствии с обозначениями (1.15) составляла $L = 84$ км.

2.2 Схема с односторонней накачкой из центра

Схема с односторонней накачкой из центра (см. рис. 1.4г, рис. 2.1) не относится к основным схемам лазера, и была использована нами впервые, для определения для верификации балансной модели как инструмента для расчета продольных распределений, а также для определения некоторых из параметров волокна. Действительно, в правом ее плече $z = [0, L]$ создаваемое волной накачки усиление приводит к генерации прямой P_s^+ и обратной P_s^- стоксовых волн на длине волны 1555 нм. Поскольку в отрезке волокна $z = [-L, 0]$ волна накачки и усиление отсутствуют, волна генерации P_s^- , распространяясь на этом участке, испытывает лишь линейное затухание $dP_s^-/dz = \alpha_s P_s^-$. Обратное рэлеевское рассеяние приводит к возникновению слабого сигнала P_s^+ в соответствии с (1.10)

$$P_s^+(z + L) = 0.5QP_s^-(z + L) (1 - \exp(-2\alpha_s(z + L))) \quad (2.1)$$

Измеряя распределения мощности обратной P_s^- и прямой P_s^+ волн генерации в левом плече, можно определить коэффициент линейных потерь α_s и геометрический фактор Q соответственно. Результаты измерений приведены на графике 2.2. Подгонка параметров дала следующие значения: $\alpha_s = 0.045$ 1/км, $Q = 0.00105$. В дальнейшем эти значения использовались для расчетов в остальных схемах с использованием волокна SMF-28. Эти значения хорошо согласуются с типичными значениями, указываемыми производителем: $\alpha_s = 0.045$ 1/км, $Q = 0.0013$. Кроме того, в численной модели использовались указанные производителем значения $\alpha_p = 0.055$ 1/км, $g_R = 0.39$ 1/Вт/км.

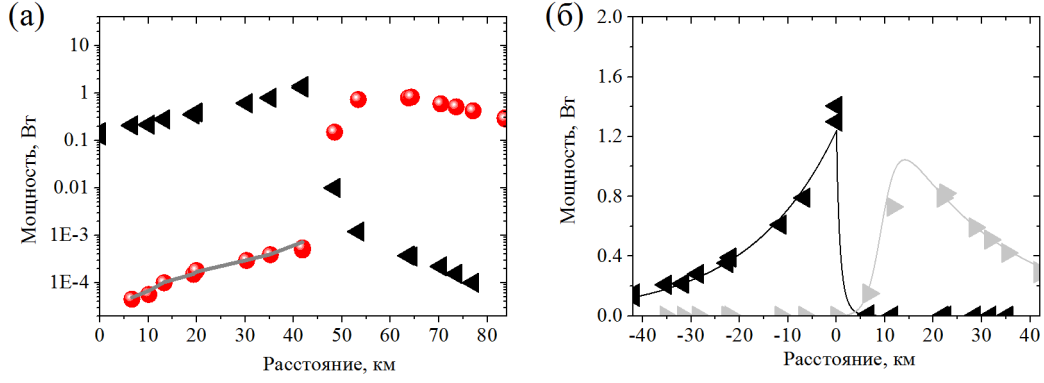


Рисунок 2.2: Продольные распределения мощности в схеме с односторонней накачкой из центра. (а) Логарифмический масштаб. Серая кривая - аналитическое решение для распространения в отрезке волокна без усиления. (б) Линейный масштаб. Мощность накачки - 4 Вт.

Граничные условия при численном расчете в этой схеме ставились следующим образом:

$$\begin{cases} P_p^+(0) = P_p, P_p^- = 0 \\ P_s^+(0) = R_L P_s^-(0), P_s^-(L) = 0, \end{cases} \quad (2.2)$$

Здесь $R_L = 1/2Q(1 - \exp(-2\alpha_s L))$, в соответствии с (1.11) - интегральный коэффициент отражения распределенного зеркала, образованного левым плечом системы $[-L, 0]$. Т.е. весь отрезок $[-L, 0]$ в расчетах заменялся на точечный отражатель с коэффициентом отражения R_L в точке $z = 0$.

На графике 2.2а,б представлено сравнение результатов численного счета с экспериментально измеренными распределениями. Как видно, расчеты в рамках балансной модели хорошо описывают экспериментальные данные как в области без усиления (левое плечо, $z < 0$, с использованием формулы (1.10)), так и в области $z > 0$ (прямое численное моделирование модели (1.16) с граничными условиями (2.2).).

Как видно из измеренных распределений, в этой схеме максимальная мощность генерации достигается в обратной волне P_s^- возле точки ввода

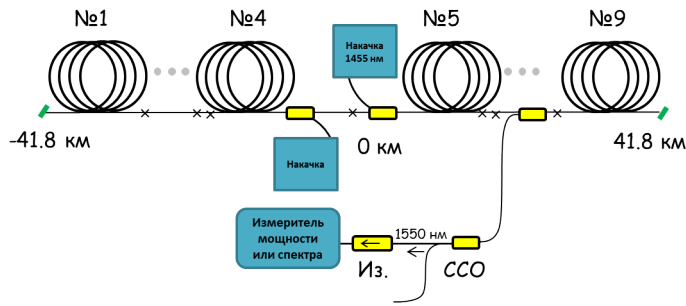


Рисунок 2.3: Эксперимент по изучению продольных распределений в схеме лазера с прямой накачкой.

накачки $z \sim 0$. Однако дальнейшее распространение обратной волны по отрезку $[-L, 0]$ происходит без усиления, поэтому мощность она выходе $P_s^-(-L)$ существенно меньше максимальной $P_s^-(0)$. Т.е. схема является неоптимальной с точки зрения достижения эффективной генерации.

2.3 Схема с прямой накачкой

На рисунке 2.3 изображена схема эксперимента по измерению продольных распределений в схеме с прямой накачкой. При проведении эксперимента, как уже указывалось выше, использовалась симметрия системы для увеличения конечного количества экспериментальных точек в продольных распределениях. Порог генерации в эксперименте составил порядка 0.8 Вт. Напомним, что мы указываем мощность лишь одной из двух волн накачки.

На графике 2.4 изображены измеренные продольные распределения для разных мощностей накачки. Как видно, распределения мощности генерации имеют максимум на некотором расстоянии, который приближается к точке $z = 0$ при увеличении мощности накачки. Для z , больших чем положение максимума, волна генерации распространяется с затуханием. Положение максимума $z = L_{RS}$ отвечает точке, в которой усиление становится равным линейным потерям на длине волны генерации. При

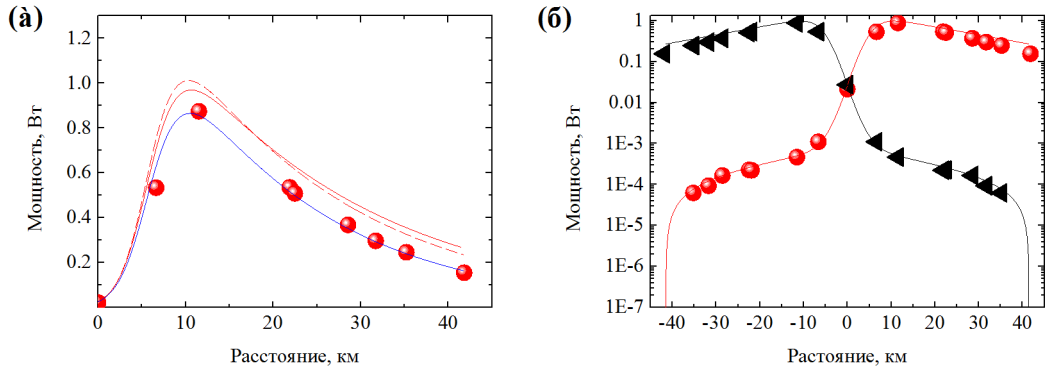


Рисунок 2.4: Продольные распределения мощности в схеме с прямой накачкой. Сравнение результатов численного счета (сплошная) и аналитической (пунктир) модели с экспериментально измеренными распределениями (красные точки - прямая волна, черные точки - обратная волна). Линейный масштаб (а) и логарифмический (б). Синяя кривая - скорректированный численный счет.

увеличении мощности генерации волна накачки истощается на все более коротком отрезке волокна, поэтому L_{RS} уменьшается и положение максимума приближается к $z = 0$.

Решение системы (1.16) в случае схемы с прямой накачкой может быть получено аналитически [79]. Далее приведем аналитическую модель, разработанную Е. В. Подивиловым.

Как видно из эксперимента (рис. 2.4), в схеме с прямой накачкой реализуется специфическое распределение мощности генерации вдоль волокна, а именно выполняется условие $P_s^+(z) \gg P_s^-(z)$ практически всюду вдоль волокна. Таким образом, можно пренебречь вкладом обратной волны $P_s^-(z)$ в затухание волны накачки, а также вкладом в мощность прямой волны $P_s^+(z)$ от рассеянного назад излучения обратной ϵP_s^- . Кроме того, необходимо положить $\alpha_s \approx \alpha_p = \alpha$. Поскольку λ_s и λ_p отличаются на 5-10%, потери на этих длинах волн также будут отличаться на 5-10% (если в спектре затухания отсутствуют пики поглощения -ОН группой или другими примесями), таким образом, это допущение вы-

полняется по крайней мере для стандартного телекоммуникационного волокна SMF-28e+.

Тогда система (1.16) может быть переписана как

$$\begin{cases} \frac{dP_p^+}{dz} = -\alpha P_p^+ - g_P P_p^+ P_s^+, \\ \frac{dP_s^+}{dz} = (g_R P_p^+ - \alpha) P_s^+, \\ \frac{dP_s^-}{dz} = -(g_R P_p^+ - \alpha) P_s^- - \varepsilon P_s^+, \end{cases} \quad (2.3)$$

здесь $g_p = g_R \lambda_s / \lambda_p$. Первое и второе уравнения в этих приближениях становятся независимыми от P_s^- , и могут быть проинтегрированы. Полученное распределение мощности накачки выглядит как

$$P_p^+(z) = P_p^+(0) e^{-\alpha z} \frac{g_R P_p^+(0) + g_P P_s^+(0)}{g_P P_s^+(0) \exp \left[(g_R P_p^+(0) + g_P P_s^+(0)) \frac{1-e^{-\alpha z}}{\alpha} \right] + g_R P_p^+(0)}. \quad (2.4)$$

а зависимость мощности генерации - как

$$P_s^+(z) = P_s^+(0) e^{-\alpha z} \frac{g_R P_p^+(0) + g_P P_s^+(0)}{g_R P_p^+(0) \exp \left[-(g_R P_p^+(0) + g_P P_s^+(0)) \frac{1-e^{-\alpha z}}{\alpha} \right] + g_P P_s^+(0)}. \quad (2.5)$$

Заметим, что в распределение мощности (2.5) не входит коэффициент, характеризующий обратную связь за счет рэлеевского рассеяния, и его наличие не требовалось для вывода этой формулы. Поэтому форма распределения мощности в СРОС лазере с прямой накачкой будет аналогична форме распределения, например, в однопроходной схеме, которая изучалась более 30 лет назад [80].

Тем не менее, наличие рэлеевской обратной связи влияет на параметры кривой распределения, в частности, на выходную мощность генерации $P_s^{out} = P_s^+(L)$. Для того, чтобы полностью описать распределение мощности, необходимо найти $P_s^+(0)$. Для этого просуммируем второе и третье уравнение из системы (2.3).

$$\frac{dP_s^+ P_s^-}{dz} = -\varepsilon P_s^{+2} \quad (2.6)$$

Благодаря граничным условиям, накладываемым на мощности в схеме с прямой накачкой, получаем

$$P_s^{+2}(0) = P_s^+(0)P_s^-(0) = \varepsilon \int_0^L P_s^{+2}(z) dz. \quad (2.7)$$

Подставляя (2.5) в (2.7), получаем

$$1 = \varepsilon \int_0^L dz e^{-2\alpha z} \left(\frac{1 + g_P P_s^+(0)/g_R P_p^+(0)}{\exp[-g_R P_p^+(0) \frac{1-e^{-\alpha z}}{\alpha} (1 + g_P P_s^+(0)/g_R P_p^+(0))] + g_P P_s^+(0)/g_R P_p^+(0)} \right)^2. \quad (2.8)$$

Сделаем еще одно предположение: $g_P P_s^+(0)/g_R P_p^+(0) \ll 1$. Как мы увидим дальше, это предположение хорошо выполняется, и наблюдается как в прямом численном счете, так и в эксперименте. Тогда интегральное выражение упрощается, и мы получаем

$$\frac{1}{\varepsilon} = \int_0^{L_{\text{eff}}} d\xi \frac{1 - \alpha\xi}{e^{-g_R P_p^+(0)\xi} + g_P P_s^+(0)/g_R P_p^+(0)}, \quad (2.9)$$

Здесь $\xi = (1 - e^{-\alpha z})/\alpha$, $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha \approx 1/\alpha$, а уравнение (2.9) верно при больших длинах волокна $\alpha L \ll 1$.

На пороге генерации $P_s(0) = 0$, и выражение (2.9) дает

$$g_R P_{\text{th}} e^{-g_R P_{\text{th}}/\alpha} = \sqrt{\varepsilon \alpha / 4}. \quad (2.10)$$

Разобьем интервал интегрирования на два, на первом из которых можно пренебречь дробью $g_P P_s^+(0)/g_R P_p^+(0)$ в знаменателе (2.9), на втором - экспонентой. В обоих случаях интеграл берется, и можно получить выражение [79]:

$$P_s^+(0) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2\alpha} \frac{g_R}{g_P}} \left(1 - \frac{P_{\text{th}}}{P_p^+(0)} \right) P_p^+(0). \quad (2.11)$$

Таким образом, набор выражений (2.5), (2.10), (2.11) полностью описывает продольное распределение мощности генерации в схеме с прямой накачкой, а также выходную мощность генерации.

На графике 2.4 изображены результаты измерения продольного распределения мощности генерации в симметричной схеме ВКР-лазера со СРОС, описанного в разделе 2.1 (точками), а также результаты численного счета (1.16)(1.12) (сплошные красные линии) и расчета по аналитической модели (2.5)(2.11)(2.11) (красный пунктир). На оси абсцисс - отрезок $[0, L]$. Как видно, аналитическая формула и численное моделирование дают совпадающие результаты, которые тем не менее описывают экспериментальные результаты с расхождением до 30%. Однако, это расхождение обусловлено отличием параметров конкретного используемого волоконного световода от средних значений, предоставленные производителем (см параграф 2.1), которые использовались для расчета. Действительно, численное моделирование с использованием измеренных параметров линейных потерь и коэффициента обратного рэлеевского рассеяния (см. параграф 2.2) дает распределение, хорошо согласующееся с экспериментальным (синяя линия на рис. 2.4а).

На рис.2.4б изображены распределения в логарифмическом масштабе. Видно, что мощность обратной волны P_s^- (черным цветом: эксперимент - треугольники, численный счет - сплошная линия) действительно на три порядка меньше мощности прямой P_s^+ практически на всем протяжении световода, что подтверждает предположения, сделанные при построении аналитической модели.

При малых значениях z происходит экспоненциальный рост мощности прямой стоксовой волны $P_s^+(z) \sim \exp(g_R P_p^{in} z)$. Скорость роста замедляется при увеличении z , когда мощность генерации становится сравнимой с мощностью накачки, и заканчивается в точке $z = L_{RS}$. При увеличении мощности накачки, таким образом, рост мощности генерации

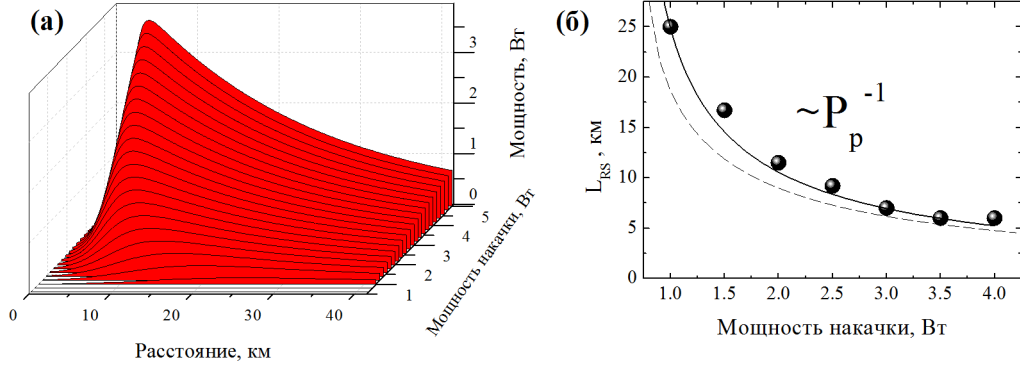


Рисунок 2.5: (а) Продольное распределение мощности генерации в схеме с прямой накачкой для разных мощностей накачки. (б) Зависимость длины усиления от мощности накачки

происходит быстрее, и область экспоненциального роста и L_{RS} уменьшаются. На рис. 2.5а изображены продольные распределения $P_s^+(z)$ для разных мощностей накачки, полученные численным моделированием. Как видно, при увеличении P_p^{in} максимум мощности генерации приближается к точке ввода накачки.

Поведение максимума может быть описано аналитически в терминах длины усиления L_{RS} . Действительно, подставив в определение L_{RS} (3.4) выражение для мощности накачки (2.4), получим

$$\frac{g_s P_p(0)}{\alpha} e^{-\alpha L_{RS}} = 1 + \frac{g_p P_s(0)}{g_s P_p(0)} e^{g_s P_p(0) \frac{1 - e^{-\alpha L_{RS}}}{\alpha}} \quad (2.12)$$

При достаточно большой мощности накачки можно считать, что $L_{RS} < 1/\alpha$, и тогда с учетом (2.11) получаем

$$L_{RS} = \frac{1}{g_s P_p(0)} \ln \left(\frac{g_s P_p(0) \sqrt{\frac{2}{\alpha \varepsilon}}}{\left(1 - \frac{P_{th}}{P_p(0)}\right)} \right) \quad (2.13)$$

Таким образом, максимум мощности генерации приближается к точке ввода накачки обратно пропорционально мощности накачки (с точностью до логарифмического члена).

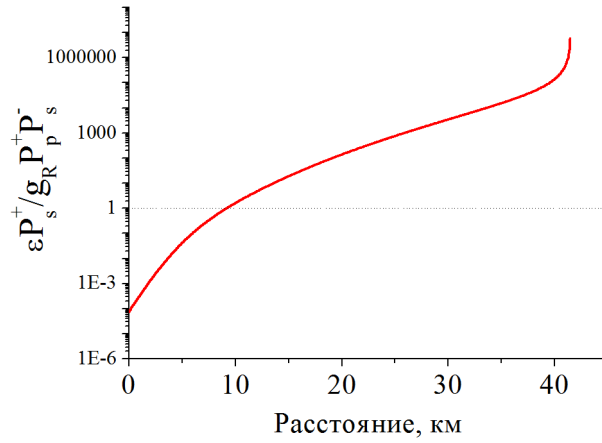


Рисунок 2.6: Отношение члена εP_s^+ , описывающего рэлеевскую обратную связь, к члену $g_R P_p^-$, описывающему ВКР-усиление.

На графике 2.5б изображена зависимость длины усиления L_{RS} от мощности накачки, полученная экспериментально (точки), прямым численным счетом (сплошная линия), и по аналитической формуле (2.13). Видно, что и в этом случае экспериментальные данные хорошо согласуются с предсказаниями теории.

Рассмотрим степень влияния рэлеевской обратной связи на продольные распределения генерации. Поскольку распределение прямой волны генерации $P_s^+(z)$ неоднородно, то неоднородным является и вклад рэлеевского обратного сигнала $\varepsilon P_s^+(z)$, увеличивающего мощность обратной волны $P_s^-(z)$. Там, где этот вклад превосходит вклад за счет ВКР-усиления, описываемого членом $g_R P_p P_s^-$ в третьем уравнении системы (2.3), эволюция обратной волны определяется обратным рассеянием прямой волны, в остальной же области наличием обратного рэлеевского рассеяния можно пренебречь и рассматривать задачу распространения слабого сигнала P_s^- в среде с усилением. На графике 2.6 изображено отношение вклада обратного рэлеевского рассеяния к вкладу за счет ВКР-усиления $\varepsilon P_s^+ / g_R P_p P_s^-$.

Как видно, в этом случае вклад рэлеевской обратной связи существенен практически на всей длине волокна, и прямая и обратная волны

генерации действительно активно взаимодействуют всюду вдоль системы.

Таким образом, в этом разделе мы показали, что в схеме с прямой накачкой распределение мощности генерации имеет максимум в точке $z = L_{RS}$, приближающийся к точке $z = 0$ с увеличением мощности накачки по закону $1/P_p$, при этом обратная связь за счет обратного рэлеевского рассеяния играет существенную роль всюду вдоль волокна. Как будет показано ниже (раздел 3.2), знание закона зависимости $L_{RS}(P_p)$ позволяет проводить оптимизацию длины лазера для достижения максимальной эффективности генерации.

2.4 Схема с обратной накачкой

На рис. 2.7 показана экспериментальная схема лазера с обратной накачкой. Аналогично схеме с прямой накачкой, реализовывалась симметричная схема, т.е. излучение накачки заводилось в равных долях с двух выходных торцов волокна одновременно, а полная длина волокна составляла $2L = 84$ км. Порог генерации в лазере составил порядка 1 Вт (т.е. для достижения генерации с каждой стороны необходимо заводить мощность $P_p^{th} = 1$ Вт). Также, как и в схеме с прямой накачкой, здесь и далее мы будем приводить значения входных и выходных мощностей, заводимых/выходящих из одного из двух плечей волокна. Напомним, что замена одного из плечей симметричной системы на широкополосный отражатель не меняет мощностные характеристики лазера.

Результаты измерений продольных распределений представлены на рисунке 2.8.

Отметим, что в эксперименте наблюдались большие флуктуации мощности вблизи $z = 0$ (см. график в логарифмическом масштабе, рис. 2.8б). Такое поведение может быть объяснено неравенством мощностей

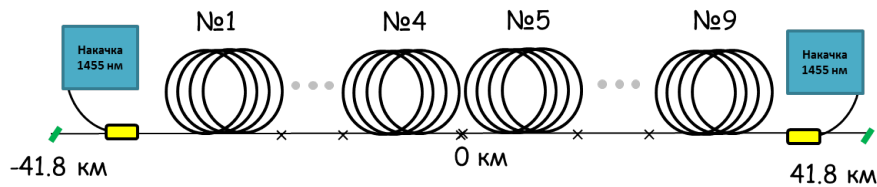


Рисунок 2.7: Экспериментальная схема лазера с обратной накачкой.

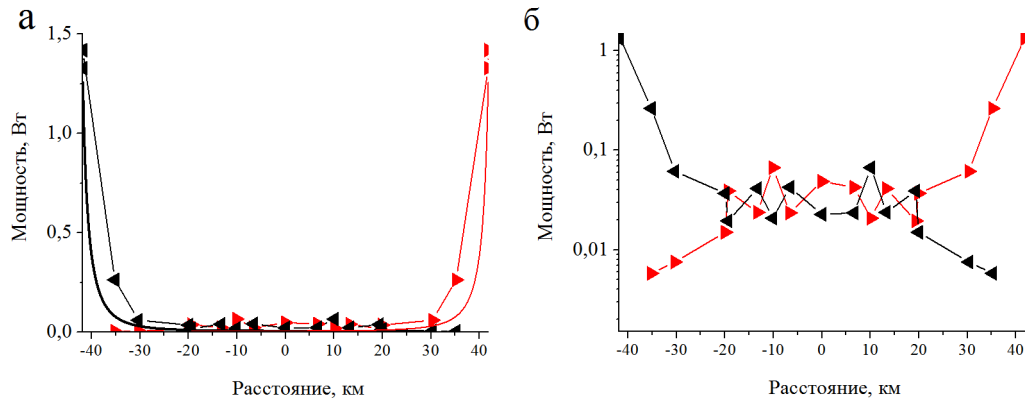


Рисунок 2.8: Экспериментально полученные продольные распределение мощности прямой (красным) и обратных (черным) волн генерации при мощности накачки 2.5 Вт.

Вт. (а) Линейный масштаб. Сплошными линиями - численный счет. (б)

Логарифмический масштаб.

накачки, заводимых в волокно справа и слева. Действительно, при построении распределения по экспериментальным данным использовалось предположение о симметричности распределения (см. раздел 2.1): фактически, мощности в соседних точках $P_s^+(z_i)$, $P_s^+(z_{i+1})$ в конечном распределении в эксперименте принадлежат двум разным плечам схемы, поэтому увеличение мощности накачки, а значит, и мощности генерации, в одном плече приведет к пилообразной форме конечного распределения (рис. 2.8б).

Рассмотрим поведение $P_s(z)$ в области $z > 0$. Во-первых, мощность обратной стоксовой волны на несколько порядков меньше, чем мощность прямой, за исключением некоторой области вблизи $z = 0$. Во-вторых, прямая волна генерации имеет максимум, расположенный у выходного торца волокна ($z = 42$ км).

Дальнейший анализ проведем с привлечением модели баланса мощностей. Полное аналитическое решение для $P_s(z)$ в этой схеме построить нельзя, поэтому для изучения особенностей продольного распределения мы воспользовались прямым численным счетом системы (1.16). Моделировалась полусимметричная схема, аналогичная рассматриваемой выше, т.е. состоящая из волоконного световода SMF-28 длиной $L = 42$ км, и накачкой на длине волны 1455 нм, которая заводится со стороны выходного торца волокна. Граничные условия были выбраны соответствующими (1.14). Численный счет проводился с параметрами, указанными в разделе 2.2.

Сравнение результатов численного счета с экспериментом проведено на рис. 2.8а. Как видно, получено удовлетворительное согласие численных предсказаний с экспериментальными данными. Заметное расхождение между численным решением (априори симметричным) и экспериментальными данными может быть объяснено несимметричностью экспериментальной реализации системы, о которой мы упоминали выше.

На рисунке 2.9а показаны численно полученные распределения мощности прямой (красным) и обратной (серым) волн генерации для разных мощностей накачки для области $z > 0$. Как уже указывалось выше, прямая волна резко вырастает в малой области около выходного торца волокна, а обратная волна всюду меньше прямой. На рис. 2.9б изображены распределения для двух значений мощности накачки - 1.5 и 4.5 Вт - в логарифмическом масштабе.

Рэлеевское рассеяние приводит к перекачке энергии из интенсивной прямой волны в обратную в области вблизи выходного торца волокна $z \sim L = 42$ км. При этом рост мощности обратной волны происходит очень быстро (быстрее экспоненциального, см. рис. 2.9б). По мере распространения обратной волны по волокну, вклад обратного рэлеевского рассеяния εP_s^+ в ее мощность падает, и дальнейший рост происходит

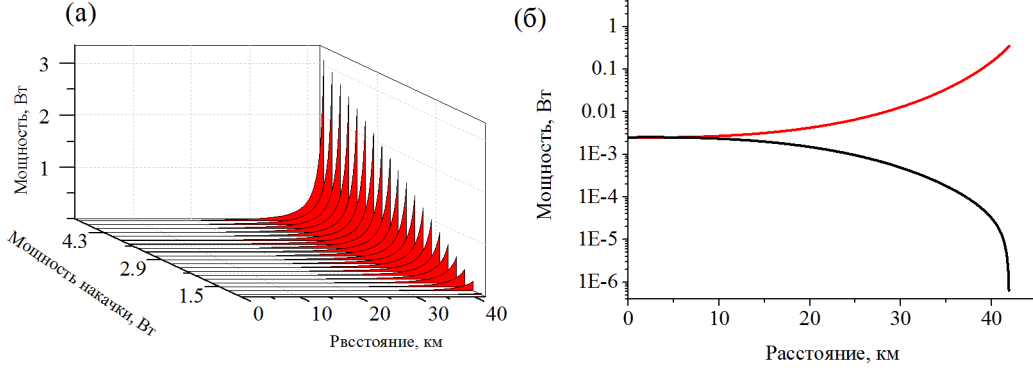


Рисунок 2.9: Продольные распределения мощности P_s^+ (красным) и P_s^- (серым) в схеме с обратной накачкой, полученные численным моделированием по балансной модели. (а) Зависимость от мощности накачки, линейный масштаб. (б) Логарифмический масштаб, мощность накачки 1.5 Вт.

только благодаря ВКР-усилению (экспоненциальный участок, см. рис. 2.9б). В области вблизи $z = 0$ коэффициент усиления падает из-за истощения накачки.

Прямая волна генерации P_s^+ , возникшая аналогичным образом благодаря рэлеевскому рассеянию в области $z \sim -42$ км, испытывает быстрый рост вблизи выходного торца волокна. Действительно, в этой области $dP_s^+/dz \sim g_R P_p^-(z) P_s^+ \sim g_R P_p \exp(-\alpha z) P_s^+$.

Специфическое для этой схемы распределение мощности приводит к тому, что рэлеевская обратная связь играет роль только в некоторой области вблизи выходного торца волокна. Для подтверждения этого рассмотрим отношение двух вкладов в третьем уравнении из системы (3.7) $\varepsilon P_s^+(z)/g_R P_p^-(z)$ на рисунке 2.10, аналогично тому, как мы рассматривали значение рэлеевской обратной связи в схеме с прямой накачкой в разделе 2.3.

Действительно, как видно из рисунка, обратная связь за счет рэлеевского рассеяния дает преобладающий вклад лишь в малой области вблизи точки ввода накачки - порядка нескольких сот метров. На всем остальном участке волокна наличием обратной связи можно пренебречь,

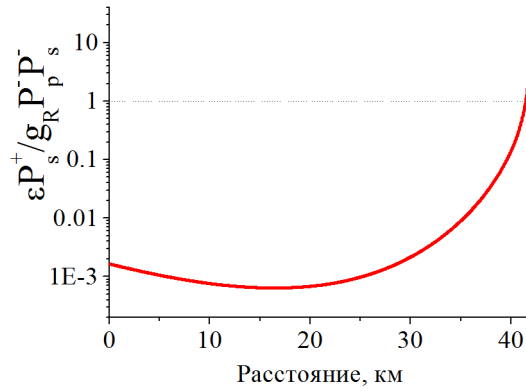


Рисунок 2.10: Отношение члена εP_s^+ , описывающего рэлеевскую обратную связь, к члену $g_R P_s^- P_p$, описывающему ВКР-усиление.

и рассматривать эволюции волн в этой области аналогично распространению в ВКР-усилителе.

В этом разделе мы показали, что продольное распределение мощности в схеме с обратной накачкой принципиальным образом отличается от случая схемы с прямой накачкой. А именно, распределение мощности имеет максимум, расположенный у выходного торца волокна. Положение максимума не зависит от мощности накачки. Обратная связь за счет рэлеевского рассеяния играет роль только в малой области вблизи максимума мощности генерации.

2.5 Одноплечевая схема

Рассмотрим схему с односторонней накачкой - с одной волной накачки, заводимой в отрезок волокна с краю, рис. 2.11. Экспериментальные измерения продольного распределения мощности проводились по методике, описанной в 2.1. Результаты измерений приведены на рис. 2.12.

Распределения мощности прямой стоксовой волны P_s^+ аналогичны распределению P_s^+ в схеме с прямой накачкой, и имеют максимум, расположенный на некоем расстоянии L_{RS} от точки ввода накачки (см. рис. 2.12а). Как будет показано дальше, длина усиления уменьшается с ро-

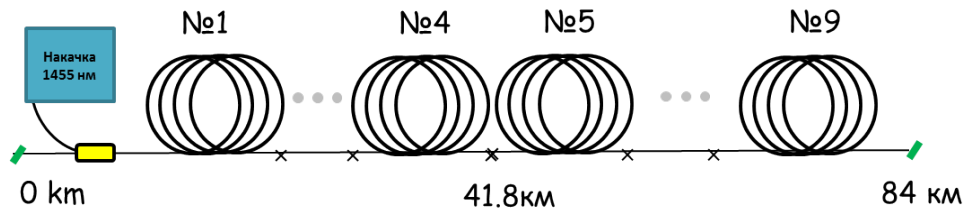


Рисунок 2.11: Экспериментальная схема лазера с односторонней накачкой.

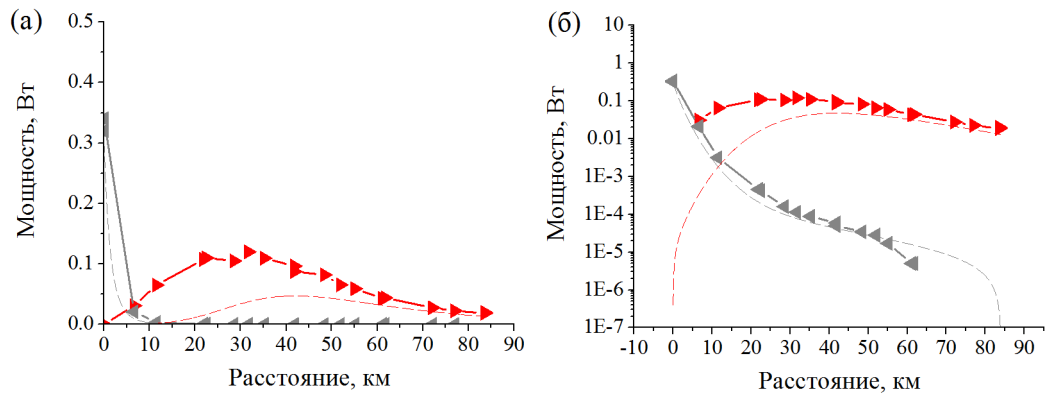


Рисунок 2.12: Продольные распределения мощности в схеме с односторонней накачкой, полученные из эксперимента и сравнение их с результатом численного счета. Красным - прямая волна P_s^+ , серым - обратная волна P_s^- , треугольники - эксперимент, пунтир - численный счет.

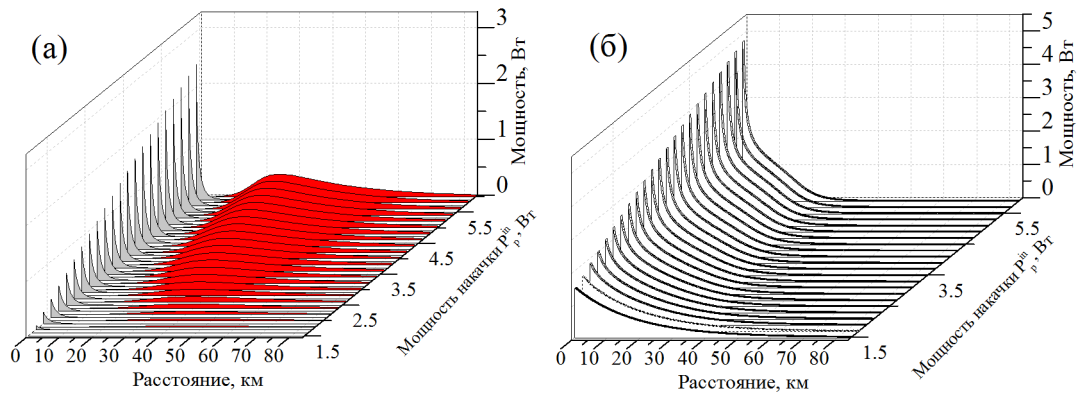


Рисунок 2.13: (а) Продольные распределения мощности генерации в схеме с односторонней накачкой, численный счет. Серым - обратная волна P_s^- , красным - прямая волна P_s^+ . (б) Распределения мощности накачки

стом P_p^{in} из-за более быстрого истощения волны накачки. Распределение $P_s^+(z)$ более равномерное по сравнению с $P_s^+(z)$ в схеме с прямой накачкой, однако мощность P_s^+ в максимуме значительно меньше. Распределение обратной волны P_s^- похоже на распределение P_s^+ в схеме с обратной накачкой: волна P_s^- существенно усиливается в малой области $z \sim 0$ возле точки ввода волны накачки, которая еще не истощена и поэтому обеспечивает максимальное усиление (см. рис. 2.12б, а также рис. 2.13б).

В этой схеме также нет возможности построить аналитическое решение для $P_s^\pm(z)$, и для построения численного решения была использована система уравнений (1.16) с граничными условиями (1.15). Численное решение строилось с параметрами, соответствующими эксперименту, длина волокна $L = 84$ км. Результаты численного счета отображены на рис. 2.12. Расчет для обратной волны $P_s^-(z)$ хорошо согласуется с экспериментом, в то же время экспериментально полученное распределение для прямой волны имеет максимум с большей мощностью, чем в численном счете.

На рис. 2.13а изображены продольные распределения мощности, полученные в численном счете, для разных мощностей накачки. Как видно,

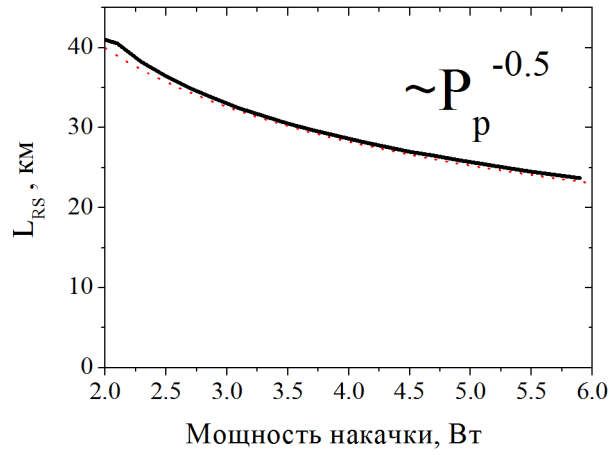


Рисунок 2.14: Зависимость длины усиления L_{RS} в схеме с односторонней накачкой от мощности накачки.

положение максимума прямой волны $z = L_{RS}$ действительно сдвигается в сторону точки ввода накачки с увеличением входной мощности P_p^{in} . Как и в схеме с прямой накачкой, это происходит из-за истощения волны накачки, рис. 2.13б.

На рис. 2.14 изображена зависимость длины усиления L_{RS} для прямой волны P_s^+ от мощности накачки, полученная из численного решения. Уменьшение длины усиления происходит медленней, чем в случае схемы с прямой накачкой, и хорошо описывается обратным корневым законом $L_{rs} \sim P_p^{-0.5}$ (на графике аппроксимирующая кривая изображена красным пунктиром).

Как и в предыдущих случаях, рассмотрим значимость обратного рэлеевского рассеяния. На рисунке 2.15 приведены отношения членов, ответственных за рэлеевскую обратную связь εP_s^\pm и за ВКР-усиление $g_R P_s^\mp P_p$ в уравнениях на P_s^- (красным) и на P_s^+ (серым) соответственно (1.16).

Как видно, в этой схеме так же, как и в схеме с прямой накачкой, обратная связь за счет рэлеевского рассеяния дает значительный вклад в мощность обратной волны P_s^- в большой области вдоль волокна. В то же время, влияние рэлеевского члена на мощность прямой волны P_s^+

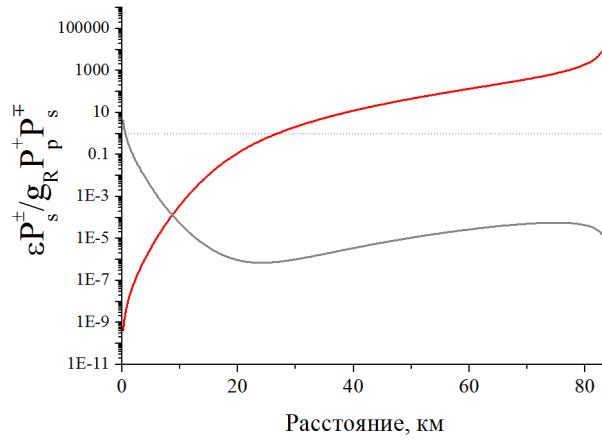


Рисунок 2.15: Отношение члена ϵP_s^\pm , описывающего рэлеевскую обратную связь, к члену $g_R P_s^\mp P_p$, описывающему ВКР-усиление, красным - для уравнения на P_s^- , серым - для уравнения на P_s^+ .

существенно лишь в малой области вблизи точки заведения накачки - в той области, где происходит резкий рост мощности обратной волны P_s^- . В целом, в этой схеме обратная связь действительно распределена вдоль всего отрезка волокна, но неоднородным образом.

Таким образом, в этом разделе мы показали, что в одноплечевой схеме распределение мощности прямой волны P_s^+ имеет максимум на расстоянии $L_{rs} \sim P_p^{-0.5}$, обратная волна имеет максимум на выходном торце волокна. Рэлеевская обратная связь в этой схеме также играет существенную роль всюду вдоль волокна.

Глава 3

Мощностные характеристики разных схем ВКР-лазеров со случайной распределенной обратной связью

3.1 Пороги генерации

Начнем изучение мощностных характеристик с такого важного параметра, как пороговая мощность генерации. Выражение для порога генерации ВКР-лазера со СРОС может быть получено аналитически. Для этого представим отрезок волокна, в котором происходит генерация, как счетное множество резонаторов, каждый из которых образован двумя слабыми отражателями - флуктуациями коэффициента преломления. Коэффициент отражения флуктуации может быть записан как $\varepsilon \cdot dz$, а изменение интенсивности света, проделавшего обход резонатора, образованного флуктуациями $\varepsilon \cdot dz$ в точке z и $\varepsilon \cdot dl$ в точке $z + l$, выглядит как

$$(\varepsilon dz \cdot \varepsilon dl) \exp \left(-2\alpha_s z + 2g_R \int_0^z P_p(x) dx \right).$$

Потребуем, чтобы выполнялось интегральное условие равенства усиления и потерь для всевозможных обходов внутри отрезка волокна:

$$1 = \varepsilon^2 \int_0^L dz \int_0^{L-z} dl \cdot \exp \left(-2\alpha_s l + 2g_R \int_z^{z+l} P_p(x) dx \right). \quad (3.1)$$

Для нахождения порога в симметричной схеме выражение (3.1) необходимо модифицировать. В этой схеме на одном из концов волоконного световода установлено зеркало, коэффициент отражения которого значительно больше, чем на флуктуациях плотности. Поэтому для любого обхода одна из точек отражения находится в месте расположения зеркала, и изменение интенсивности света за обход следует писать так:

$$\varepsilon dz \cdot \exp \left(-2\alpha_s z + 2g_R \int_0^z P_p(x) dx \right).$$

Интегральное условие равенства усиления и потерь в случае симметричной схемы было рассмотрено ранее в работах [22, 81] и выглядит следующим образом

$$1 = \varepsilon \int_0^L \exp \left(-2\alpha_s z + 2g_R \int_0^z P_p(x) dx \right) dz. \quad (3.2)$$

Пороговые значения мощности могут быть найдены из интегральных условий (3.1), (3.2), если учесть тот факт, что накачка не истощается ввиду малой мощности генерации на пороге. Таким образом, характер продольного распределения мощности накачки определяется лишь линейными потерями и имеет вид $P_p(z) = P_{th} \exp(-\alpha_p z)$ с точностью для замены координат в разных схемах.

Мы провели расчет зависимости пороговых мощностей $P_{th}(L)$ при изменении длины волоконного световода, результаты представлены на рис. 3.1. Значения порога генерации в одноплечевой схеме получены из интегральных условий (3.1) методом бисекции (пунктиром на рисунке), пря-

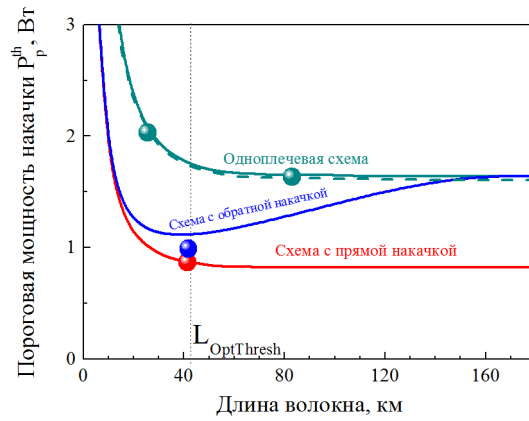


Рисунок 3.1: Пороги генерации для ВКР-лазера со СРОС в зависимости от длины волокна, для разных схем. Зеленым- одноплечевая схема, синим - схемы с обратной накачкой, красным - схемы с прямой накачкой. Сплошными линиями - прямой численный счет системы (1.16), пунктиром - решение (3.1), точками - эксперимент

мым численным счетом системы (1.16) с соответствующими граничными условиями (сплошные линии), также на графике представлены значения порогов, полученные в эксперименте по изучению продольных распределений.

Как видно из рис. 3.1, при увеличении длины волокна порог генерации лазера в схемах с прямой (красная кривая) и односторонней накачкой (зеленая кривая) падает, поскольку вырастает интегральная величина рэлеевской обратной связи. Однако, при достижении определенной длины $L_{\min\text{Thresh}}$ изменение пороговой мощности прекращается. Эта длина находится из самосогласованного условия

$$L_{\min\text{Thresh}} = L_{RS}(P_{th}(L_{\min\text{Thresh}})) \quad (3.3)$$

т.е. равна длине усиления на пороге генерации. $L_{RS}(P_p)$ есть расстояние от точки ввода накачки до точки, в которой ВКР-усиление, уменьшающееся за счет затухания мощности накачки, становится равным величине потерь. Дальнейшее увеличение длины волокна не влияет на параметры генерации, поскольку свет в дополнительном отрезке $L > L_{RS}$ не усиливается, а затухает. Обратный сигнал, возникший в результате рэ-

леевского отражения, также быстро затухает в дополнительном отрезке волокна.

$$g_R P_p(L_{RS}) = \alpha_s. \quad (3.4)$$

Подставляя в выражение экспоненциальный закон распределения накачки для одноплечевой схемы или схемы с прямой накачкой, получаем

$$L_{RS}(P_{th}) = \frac{1}{\alpha_p} \ln \frac{g_R P_{th}}{\alpha_s}. \quad (3.5)$$

Подставив в значение пороговой мощности при больших длинах волокна, полученное из графика 3.1 - 0.8 Вт, получим $L_{\min\text{Thresh}} \sim 40$ км, что хорошо согласуется с результатами численного счета. Отметим, что $L_{\min\text{Thresh}}$ для всех трех схем приблизительно совпадают.

Порог генерации в схеме с односторонней накачкой (зеленая кривая) всюду в два раза выше, чем в схеме с прямой накачкой (красная кривая).

Как видно, при малых длинах волокна пороги в схеме с обратной и прямой накачкой совпадают. Действительно, мощность накачки распределена в этом случае практически однородно. В пределе же больших длин волокна порог генерации в схеме с обратной накачкой должен быть равен порогу в одноплечевой схеме, поскольку в этом случае затухание волны накачки не позволяет создать усиление вдали от точки ввода накачки.

Подводя итог, заключаем, что во всех схемах существует минимальное значение пороговой мощности накачки, определяемое параметрами волокна, которое достигается при $L_{\min\text{Thresh}}$. Наименьший порог генерации для лазера со СРОС при заданной длине волокна достигается в схеме с прямой накачкой.

3.2 Схема с прямой накачкой

Рассмотрим мощностные характеристики лазера в схеме с прямой накачкой. Вычисляя выражение (2.5) в точке $z = L$, получим формулу, описывающую выходную мощность генерации в схеме с прямой накачкой. Рассмотрим случай большой мощности накачки, когда $g_R P_p (1 - \exp(-\alpha L)) / \alpha \ll 1$. Тогда выходная мощность становится пропорциональна входной мощности накачки

$$P_s^{out} = P_p \frac{\lambda_s}{\lambda_p} e^{-\alpha L} \quad (3.6)$$

Т.е. происходит конвертация мощности с абсолютной квантовой эффективностью (каждый фотон накачки рождает фотон стоксовой компоненты); затем, однако, волна генерации испытывает линейные потери. Действительно, как видно из графика продольных распределений мощности, рис. 2.5, мощность генерации растет вплоть до $z = L_{RS}$, а затем (при $z > L_{RS}$) затухает. Поэтому уменьшение длины волокна до $z = L_{RS}$ позволит получать максимальную выходную мощность генерации. Однако, при такой оптимизации необходимо учитывать, что и сама длина усиления L_{RS} изменяется при изменении мощности накачки, а именно, уменьшается в соответствии с (2.13). Т.е. оптимальная длина лазера L_{opt} , при которой достигается максимальная эффективность генерации, также зависит не только от параметров волокна, но и от мощности накачки, на которой необходимо получить максимальную выходную мощность генерации. В терминах порога генерации и эффективности, можно сказать, что при уменьшении длины волокна очевидным образом увеличивается порог генерации, но при этом соответственно увеличивается и эффективность для больших мощностях накачки. Поэтому оптимизацию длины лазера для достижения максимальной выходной мощности необходимо проводить при заданной максимальной мощности накачки P_p^{max} . Опти-

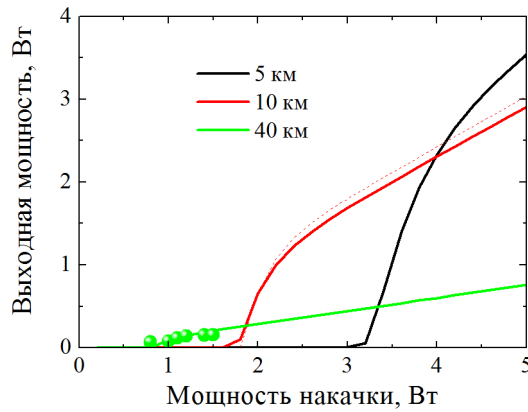


Рисунок 3.2: Выходные мощности генерации в схеме с прямой накачкой для разных длин волокна. Сплошные линии - численный счет, точки - экспериментальные данные для соответствующей длины волокна, пунктир - аналитическая формула (3.6).

мальная длина лазера должна равняться длине усиления при заданной мощности накачки $L_{opt} = L_{RS}(P_p^{max}, P_{th})$, где $L_{RS}(P_p^{max}, P_{th})$ находится по формуле (2.13), с использованием пороговой мощности P_{th} , которая находится из (3.2).

На рисунке 3.2 показаны выходные мощности генерации в зависимости от мощности накачки, полученные в результате прямого численного счета (сплошными), из аналитической формулы (3.6) (пунктиром) и в эксперименте (точки), для разных длин волокна L . На графике представлены экспериментальные данные, полученные в эксперименте по измерению продольных распределений мощности, раздел 2.3.

На графике 3.2 видно, что при максимальной мощности накачки $P_p^{max} < 4$ Вт, оптимальная длина волокна составит порядка 10 км, тогда как при $P_p^{max} \sim 5$ Вт, оптимальная длина уменьшится до ~ 5 км.

Таким образом, в схеме с прямой накачкой возможна генерация с высокой выходной мощностью в лазере на основе короткого волокна при наличии высокоомощной накачки. При этом оптимальная длина волокна L_{opt} для получения высокой эффективности генерации зависит от мощности накачки. В следующем разделе мы рассмотрим экспериментальную реализацию высокоэффективного ВКР-лазера со случайной распре-

деленной обратной связью в конфигурации с прямой накачкой. Отметим, что при уменьшении длины волокна интегральная обратная связь за счет рэлеевского рассеяния также уменьшается. Поэтому отдельно встает вопрос, насколько существенна роль обратной связи в случае малых длин волокна. Этот вопрос также будет рассмотрен ниже.

3.2.1 Высокоэффективная генерация в схеме с прямой накачкой

Для создания высокоэффективного лазера с рэлеевской обратной связью был проведен следующий эксперимент. В качестве активной среды использовался одномодовый волоконный световод, сердцевина которого легирована ионами фосфора. Благодаря этому, в световоде помимо стандартного пика усиления с отстройкой $\Delta\Omega = 440 \text{ см}^{-1}$, соответствующего рассеянию на колебаниях силикатно-германиевой матрицы, возникает пик усиления с отстройкой $\Delta\Omega \sim 1330 \text{ см}^{-1} \sim 40 \text{ ТГц}$, на котором и происходила генерация.

Схема созданного лазера изображена на рисунке 3.3. Излучение волоконного иттербиевого лазера с длиной волны 1115 нм с мощностью до 11 Вт и шириной спектра генерации порядка 0.5 нм заводилось в отрезок фосфосиликатного волокна с помощью спектрально-селективного ответвителя (ССО). В соответствии с максимальной мощностью накачки, имеющейся в наличии - до 12 Вт, оптимальная длина фосфосиликатного волокна для достижения максимальной мощности генерации составляла порядка 1 км, тогда как в нашем эксперименте длина волокна составляла 860 м. Генерация происходила на длине волны 1308 нм, соответствующей отстройке в 40 ТГц. Второй порт 1308 спектрально-селективного ответвителя был приварен к волоконному зеркалу Саньяка, которые состоит из широкополосного волоконного ответвителя 50/50, два выходных порта которого сварены в кольцо, и контроллера поляризации (КП). Зер-

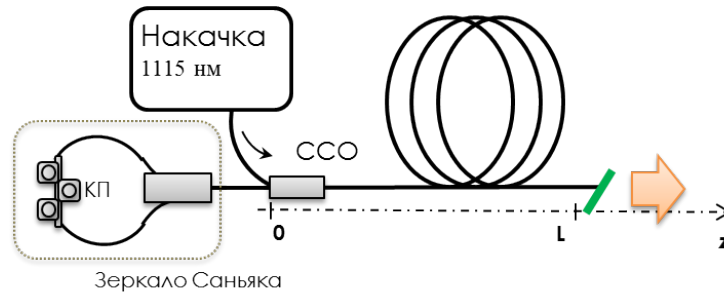


Рисунок 3.3: Схема лазера с прямой накачкой на основе короткого отрезка фосфосиликатного волокна

кало Саньяка имело широкий спектр отражения (более 50 нм) с максимальным отражением $\approx 95\%$ вблизи длины волны 1310 нм. На выходном торце волокна устанавливался FC/APC коннектор с отражением 10^{-6} . Величина отражения на выходном коннекторе контролировалась с помощью оптического рефлектометра. Отметим, что при условии использования излучения генерации лазера в прикладных задачах наличие FC/APC коннектора является обязательным. Также заметим, что отражение величиной 10^{-6} на два порядка меньше, чем величина интегрального обратного рэлеевского рассеяния 10^{-4} , рассчитанная по формуле (1.11).

Для проведения адекватного численного счета были измерены коэффициент усиления для данных длин волн накачки и стоксовой компоненты (см. раздел 1.1.1), $g_R = 1.35$ 1/Вт/км, геометрический фактор (см. раздел 1.2.1) $Q = 0.0017$, линейные потери $\alpha_s = 0.18$ 1/км, $\alpha_p = 0.35$ 1/км. Линейные потери измерялись с помощью источника белого света и оптического анализатора спектра. В расчете использовались граничные условия полного отражения в точке $z = 0$ и слабого отражения 10^{-6} в точке $z = L$. В численном счете было проверено, что наличие слабого паразитного отражения не приводит к сколько-нибудь заметному изменению расчетных выходных мощностей.

Выходные мощности накачки и генерации лазера изображены на рис. 3.4. Как видно, результаты численного счета (сплошная красная

линия на графике) и расчет по аналитической формуле (3.6) хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Видно, однако, что при больших мощностях накачки мощность генерации в эксперименте становится меньше предсказаний численной модели. Уменьшение эффективности генерации связано с изменением спектров накачки и стоксовой мощности, которые в модели баланса мощностей не учитываются. Действительно, с ростом мощности накачки ее спектр уширяется за счет нелинейного эффекта самомодуляции [82]. В иттербиевом лазере, используемом в нашем эксперименте, ширина спектра выростала с 0.2 до 1 нм. Аналогично, ширина выходного спектра генерации также увеличивалась вплоть до 2 нм из-за нелинейных эффектов (см. 1.3.2). В соответствии с (1.6), это приводит к уменьшению эффективного коэффициента усиления.

Отметим несколько особенностей генерации в исследуемой схеме. Во-первых, сразу над порогом мощность генерации резко возрастает - на 2 Вт при превышении мощность накачки над порогом всего в 0.5 Вт (при $P_p^{in} = 6$ Вт). Дифференциальная эффективность, определяемая как dP_s^{out}/dP_p^{in} , сразу над порогом достигает значений до 400%. Затем она постепенно падает до уровня $\sim 75\%$ при мощностях накачки ≥ 10 Вт, рис. 3.5а).

В исследуемой схеме потери на стоксовой длине волны не зависят от генерируемой мощности, что приводит к высокой дифференциальной эффективности над порогом, когда происходит быстрое преобразование остаточной части волны накачки (т.е. волны накачки, достигавшей выхода из лазера). В традиционных схемах с ВБР остаточная часть мощности накачки P_p^{out} может даже расти при увеличении входной мощности P_p^{in} , поскольку при этом увеличиваются спектральные потери при отражении уширяющегося спектра генерации от узкополосных ВБР, а значит, должен увеличиваться и интегральный коэффициент ВКР-усиления для

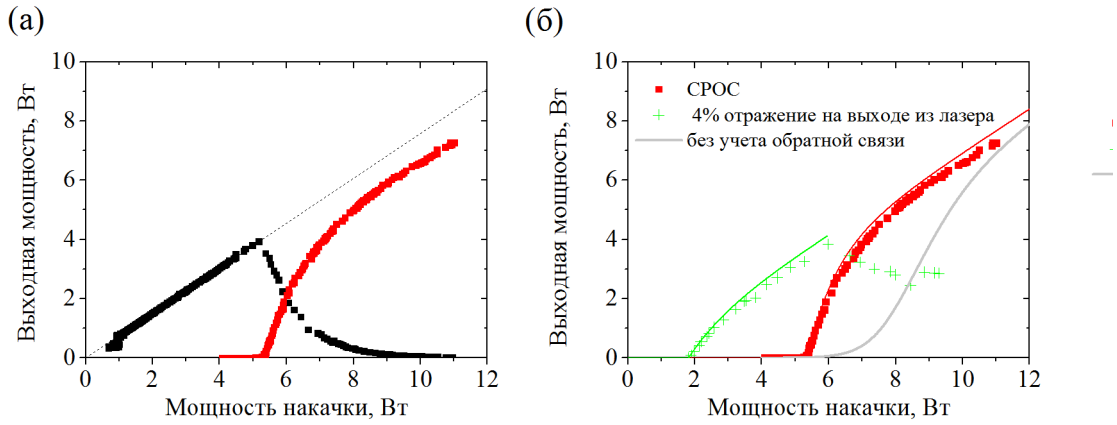


Рисунок 3.4: (а) Выходные мощности накачки на 1115 нм (черным) и генерации на 1308 нм (красным) в коротком лазере со СРОС. Пунктиром - экстраполяция мощности накачки в предположении об отсутствии генерации. (б) Сравнение выходных характеристик в лазере со СРОС (красные квадраты - эксперимент, красная линия - численный счет), лазере с 4% френелевским отражением на выходном торце волокна (зеленые кресты - эксперимент, зеленая линия - численный счет) и в однопроходной системе без какой-либо обратной связи (серая линия - численный счет).

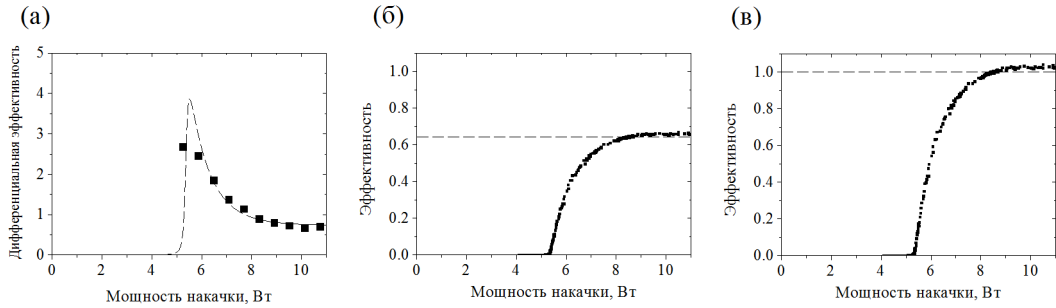


Рисунок 3.5: Эффективность генерации: (а) Дифференциальная dP_s^{out}/dP_p^{in} . Квадраты - эксперимент, линия - численный счет. (б) Полная P_s^{out}/P_p^{in} . Горизонтальная линия - максимальная эффективность генерации (3.6). (в) Относительная квантовая эффективность $\frac{P_s^{out}/h\nu_s}{P_p^{in}e^{-\alpha_p L}/h\nu_p}$.

полной компенсации этих потерь [78, 83]. Потери могут и не увеличиваться, если в лазере используется высокодобротный резонатор с широкополосными отражателями, или резонатор, образованный одним широкополосным зеркалом (или ВБР), и узкополосной слабой выходной ВБР [42]. В этом случае выходные мощности демонстрируют поведение, схожее с исследуемым нами лазером.

Второй важной особенностью лазера являются высокие значения полной и квантовой эффективности генерации высоко над порогом. Действительно, полная эффективность, определяемая как $\eta = P_s^{out}/P_p^{in}$, до-

стигает 66 % (см. рис. 3.5б). Предельную полную эффективность можно оценить, предполагая, что каждый фотон накачки, достигающий выходного торца волокна, преобразуется в фотон генерации, т.е. по формуле, учитывающей линейные потери накачки $P_p^{out}/P_p^{in} = \exp(-\alpha_p L) \sim 0.76$ и разницу в энергии фотонов $h\nu_s/h\nu_p = 0.85$: $\eta_{\max} = \exp(-\alpha_p L)\nu_s/h\nu_p = 64\%$. Напомним, однако, что эта формула (см. 3.6) выводилась в предположении равенства потерь на длинах волн накачки и стоксовой компоненты.

Таким образом, отношение количества фотонов генерации на выходе $N_s^{out} = P_s^{out}/h\nu_s$ к количеству фотонов накачки, достигающих выхода из волокна при условии, что генерация отсутствует, $N_p^{out} = P_p^{in}e^{-\alpha_p L}/h\nu_p$, может быть больше единицы, т.е. перенос энергии из одного спектрального диапазона в другой сопровождается увеличением количества фотонов. Величина определенной таким образом эффективности переноса количества квантов N_s^{out}/N_p^{out} изображена на рис. 3.5в. Максимальное ее значение достигает 103 %.

Этот факт может быть хорошо проиллюстрирован при рассмотрении продольных распределений мощности генерации и накачки, полученных численным моделированием (рис. 3.6) высоко над порогом генерации. Волна накачки полностью преобразуется в волну генерации на длинах волокна $z \sim L/2$, с последующим распространением волны генерации, испытывающей меньший уровень потерь. Эффект увеличения количества прошедших фотонов за счет уменьшения потерь может быть учтен как $\exp(-\alpha_p L/2)/\exp(-\alpha_s L/2) = 1.07$ в предположении, что преобразование мощности происходит точно в точке $z = L/2$.

Для того, чтобы выявить степень влияния СРОС на генерацию в случае короткого отрезка волокна, было рассмотрено два дополнительных случая. Во-первых, был проведен эксперимент и численный расчет для случая, когда на выходном торце волокна (в точке $z = L$) присутствует

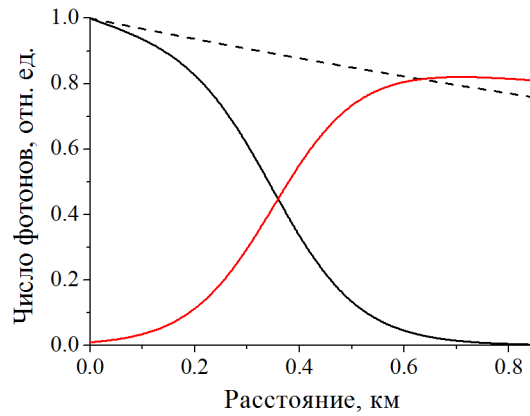


Рисунок 3.6: Продольные распределения числа фотонов в волне накачки (черным) и стоксовой компоненты (красным). Пунктир - распределение для волны накачки для случая, если генерация отсутствует. Распределения нормированы на входное количество фотонов.

отражение величиной 4% на торце волокна, расположенном по нормали к оси волокна, рис. 3.4б. В этом случае ожидаемо снизился порог генерации (с 5.4 до 2 Вт). Однако, также уменьшилась и дифференциальная эффективность генерации. Кроме того, уже при мощности стоксовой компоненты $P_s^{out} = 4$ Вт начиналась каскадная генерация, что и ограничивало максимальную мощность генерации в этом случае. Вторым случаем — система без какой-либо обратной связи, не обладающая ни точечным отражением в точке $z = L$, ни распределенным вдоль волокна — исследовался численно, см. рис. 3.4б. Действительно, при больших мощностях накачки возможно эффективное преобразование накачки в стоксову волну и в отсутствие обратной связи, которое многократно наблюдалось в случае импульсной накачки [72]. Для сохранения общности в точке ввода накачки $z = L$ оставлялось граничное условие полного отражения для волны генерации. Порог генерации для такой системы естественным образом оказался выше, чем для случая лазера со СРОС, а экспоненциальный рост мощности около порога - более выраженным. При больших мощностях накачки выходная мощность в однопроходной схеме практически достигает значений P_s^{out} в лазере со СРОС. Однако, спектральные свойства излучения в этих двух случаях существен-

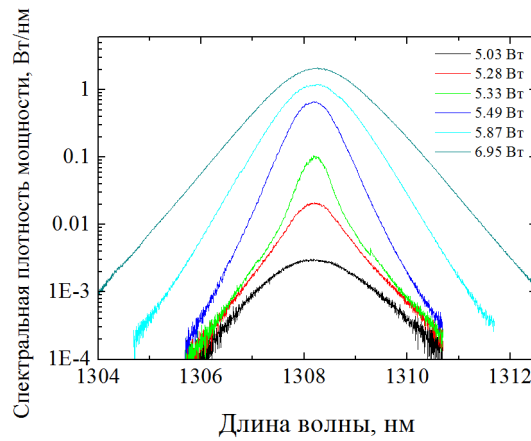


Рисунок 3.7: Выходные спектры генерации в коротком ВКР-лазере со СРОС для разных мощностей накачки.

но различаются: действительно, спектр лазера со СРОС существенно сужается при преодолении порога за счет присутствия обратной связи (см. рис. 3.7, ширина спектра на полувысоте порядка 1 нм), в то время как спектр усиленного спонтанного излучения, возникающий в однопроходной схеме, должен испытывает лишь слабое сужение, которое грубо можно описать экспоненциальным фактором $\sim \exp(g(\lambda)P_pL)$, которое происходит существенно медленней (ширина - порядка 2.5 нм для максимальной мощности накачки). Более подробное рассмотрение влияния случайной обратной связи на спектральные свойства рассмотрено нами в работах [43, 64] и выходит за рамки данной диссертации.

Таким образом, в этом разделе мы продемонстрировали экспериментальную реализацию высокоэффективного лазера со случайной распределенной обратной связью в конфигурации с прямой накачкой и коротким отрезком волокна. Полученная мощность генерации достигала 7 Вт при 11 Вт накачки, что превосходило все опубликованные к моменту публикации результаты. Показано, что дифференциальная эффективность может достигать 400% в некотором диапазоне мощностей над порогом. Такая высокая дифференциальная эффективность генерации обусловлена наличием обратной связи за счет обратного рэлеевского рассеяния, которое играет таким образом существенную роль.

3.3 Схема с обратной накачкой

Рассмотрим мощностные характеристики схемы с обратной накачкой. Для этой схемы также можно получить простое аналитическое выражение для выходной мощности, используя систему балансных уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_p^-}{dz} = +\alpha_p P_p^- + g_p P_p^- P_s^+, \\ \frac{dP_s^+}{dz} = (g_R P_p^- - \alpha_s) P_s^+, \\ \frac{dP_s^-}{dz} = -(g_R P_p^- - \alpha_s) P_s^- - \varepsilon P_s^+. \end{array} \right. \quad (3.7)$$

Аналогично случаю схемы с прямой накачкой, здесь мы предположили малость обратной волны генерации P_s^- по сравнению с прямой волной P_s^+ . В простом случае малых потерь ($\alpha_s \sim \alpha_p \sim 0$, например, для короткой длины волокна) вычитанием из первого уравнения второе, получаем выражение для выходной мощности генерации:

$$P_s^+(L) = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} (P_0 - P_{th}). \quad (3.8)$$

Здесь мы воспользовались условием $P_s^+(L) = 0$ при $P_p = P_{th}$. Как видно, в отличие от схемы с прямой накачкой, в данной схеме при любой длине волокна достигается максимальная квантовая эффективность генерации над порогом, т.е. каждый фотон накачки превращается в фотон стоксовой компоненты, который затем достигает выходного торца волокна. Этому способствует тот факт, что вся мощность накачки переходит в мощность генерации вблизи точки ввода накачки, еще до того, как линейные потери привели к частичной диссипации энергии накачки.

На рисунке 3.8 изображена экспериментально полученные выходные мощности $P_s^+(L)$ в лазере, рассматриваемом в разделе 2.4, с длиной $L = 41.8$ км, соответствующей минимальному порогу, а также результат прямого численного счета зависимости выходной мощности обратной

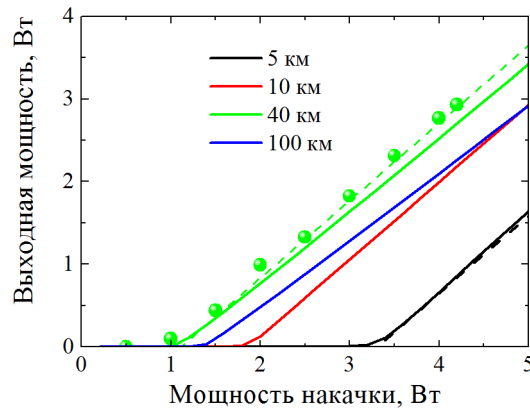


Рисунок 3.8: Выходные мощности генерации в схеме с обратной накачкой для разных длин волокна L . Линии - численный счет, пунктир - аналитическое решение (3.8), точки - экспериментальные данные для симметричной конфигурации.

стоксовой волны $P_s^-(L)$ от мощности накачки в зависимости от длины используемого волокна, вместе с аналитическим решением (3.8).

Как видно, аналитическое выражение (3.8) удовлетворительно работает не только для малых, но и для больших длин волокна, т.е. наличие ненулевых линейных потерь не приводит к существенному уменьшению эффективности. Происходит это потому, что, как уже указывалось ранее, перенос энергии волны накачки P_p^- в волну генерации P_s^+ происходит на малой длине волокна вблизи точки ввода накачки $z = L$ (см. рисунок 2.8), и линейные потери не могут внести большой вклад в уменьшение мощности накачки.

Отметим, что хотя для вывода выражения высокой эффективности (3.8) не требуется наличия обратной связи, именно случайная распределенная обратная связь приводит к специфическому распределению мощности генерации, которое позволяет пренебречь линейными потерями и использовать выражение (3.8) высоко над порогом.

Как видно, присутствует систематическое расхождение между численным решением и экспериментальными результатами (рис. 3.8) — превышение экспериментальных данных над предсказанными теорией ($\sim 8\%$) возникает из-за неравенства волн накачки, заводимых справа и слева (см. раздел 2.4). Благодаря практически абсолютной кванто-

вой эффективности генерации и оптимально подобранной длине волокна (минимальное значение порога генерации достигается при 40 км волокна SMF-28), в эксперименте была получена генерация с высокой полной эффективностью: около 3 Вт генерации из 4 Вт накачки. Дифференциальная эффективность составила 92%, т.е. практически достигла значения, определяемого (3.8).

В этом разделе мы показали, что в схеме с обратной накачкой дифференциальная эффективность генерации, в отличие от схемы с прямой накачкой, слабо зависит от длины используемого волокна, не зависит от мощности накачки, и достигает значений λ_p/λ_s . Такое поведение обусловлено специфическим распределением мощности генерации. Поэтому в этой схеме можно получать высокоэффективную генерацию, при этом оптимальная длина волокна определяется из условия минимального значения порога генерации согласно (3.3): $L_{opt} = L_{minThreshold}$.

3.4 Одноплечевая схема

В схеме с односторонней накачкой есть возможность использовать как прямую, так и обратную волну генерации. При этом, благодаря специфическим распределениям мощностей $P_s^+(z)$ и $P_s^-(z)$, выходная мощность обратной волны $P_s^-(0)$ всегда больше, чем выходная мощность прямой волны $P_s^+(L)$. Действительно, как уже указывалось ранее, обратная волна вырастает в области неистощенной накачки, в то время как прямая волна усиливается уже истощенной накачкой (рис. 2.13). Кроме того, при $z > L_{RS}$ прямая волна также начинает затухать из-за линейных потерь. На рис. 3.10 изображены зависимости дифференциальной эффективности генерации прямой и обратной волны в зависимости от длины используемого волокна. Как видно, эффективность генерации прямой волны действительно падает при увеличении L по экспоненци-

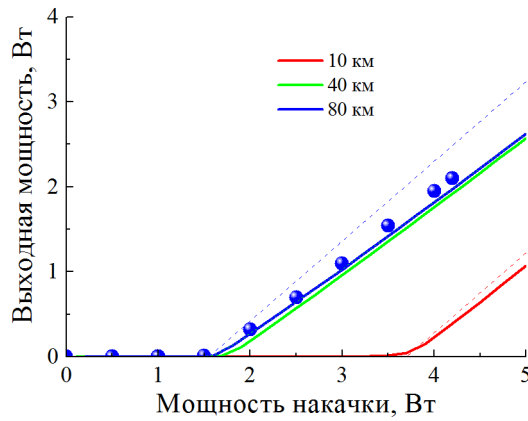


Рисунок 3.9: Выходные мощности обратной волны P_s^- для разных длин волокна. Точками - эксперимент, сплошными - численный счет, пунктиром - расчет по формуле абсолютной квантовой эффективности (3.8)

альному закону $e^{-\alpha_s L}$ (пунктир на рис. 3.10а) аналогично схеме с прямой накачкой (3.6). Эффективность генерации обратной волны практически не зависит от длины: при малых длинах волокна может достигать квантовой эффективности, на больших длинах волокна эффективность слабо уменьшается.

Эффективность генерации обратной волны по тем же причинам специфического распределения слабо зависит от таких параметров, как коэффициент потерь рэлеевских потерь и коэффициент ВКР-усиления (см. рис. 3.10б). Фактически это означает, что использование практически любого из доступных на данный момент волоконных световодов позволит получать генерацию в этой схеме с высокой дифференциальной эффективностью.

На рис. 3.9 показано сравнение расчетных выходных мощностей обратной волны генерации с экспериментальными данными для одноплечевой схемы лазера на основе 84 км волокна SMF-28. Как видно, мощностные характеристики в этой схеме также хорошо описываются в рамках балансной модели. Кроме того, видно, что получаемая эффективность лишь немногим меньше, чем дифференциальная эффективность генерации, определяемая выражением λ_p/λ_s (синим и красным пунктиром на рисунке 3.9 - для разных длин волокна). В эксперименте при мощности

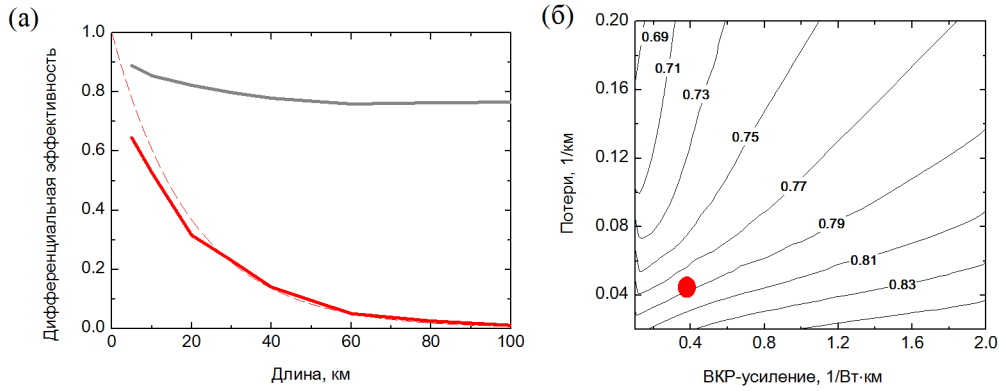


Рисунок 3.10: (а) Дифференциальная эффективность генерации прямой (красным) и обратной (серым) волн в одноплечевой схеме для разных длин волокна. (б) Зависимость дифференциальной эффективности генерации обратной волны от коэффициентов усиления и потерь. Красной точкой отмечены параметры волокна SMF-28.

накачки 4 Вт генерировалось 2 Вт мощности генерации, с дифференциальной эффективностью 80%.

Таким образом, в этом разделе мы показали, что в одноплечевой схеме лазера, также как и в схеме с обратной накачкой, дифференциальная эффективность генерации практически не зависит от длины волокна, и достигает величины, близкой к абсолютной квантовой. Наибольшая полная эффективность генерации достигается при длинах волокна $L \geq L_{\min\text{Thresh}}$, определяемая из условия минимального порога генерации (3.3). Однако, поскольку порог генерации в этой схеме выше, чем минимальный порог в схеме с обратной накачкой, вторая является более предпочтительной с точки зрения полной эффективности генерации. И действительно, благодаря разнице в пороговой мощности накачки полная эффективность генерации в эксперименте в схеме с обратной накачкой составила порядка 75% против 50% в одноплечевой схеме.

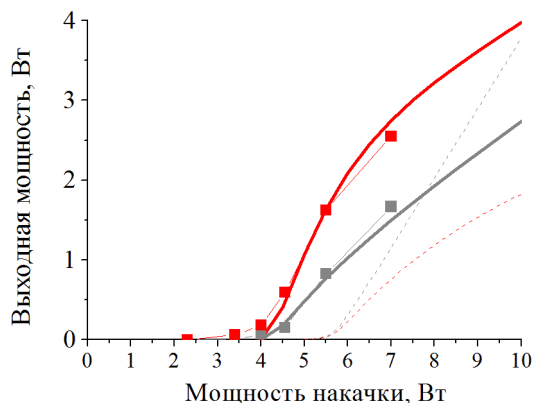


Рисунок 3.11: Выходные мощности в лазере со СРОС в присутствии слабых точечных отражателей на торцах волокна (точками эксперимент, сплошными - численный расчет), и при их отсутствии (пунктир - численный расчет).

3.5 Влияние паразитных отражений на мощностные характеристики

При проведении эксперимента было обнаружено, что при определенных условиях мощностные характеристики существенно отличаются от предсказанных по балансной модели. На рис. 3.11 квадратами изображены экспериментально измеренные выходные мощности прямой (красным) и обратной (серым) волн генерации в одноплечевой схеме, реализованной на основе двух километров волокна Nufern 1060-XP в спектральном диапазоне 1.2 мкм. Для сравнения, на том же графике приведен численный расчет по балансной модели для исследуемой схемы - пунктирными линиями. Для численного моделирования использовались измеренные параметры используемого отрезка волокна - как коэффициент усиления, так и линейные потери.

Во-первых, порог генерации в эксперименте оказался меньшим ожидаемого - 4 Вт вместо 5.5 Вт. Во-вторых, соотношение выходных мощностей генерации прямой и обратной волн качественно изменилось - в эксперименте большая часть мощности излучалась в прямом направлении. Наконец, при значительном превышении пороговой мощности накачки происходило снижение дифференциальной эффективности, что не

должно происходить в одноплечевой схеме. Такие отличия мощностных характеристик лазера оказались результатом влияния точечных паразитных отражений, возникших на торцах волокна во время проведения эксперимента. Действительно, из-за того, что на выходе из волокна интенсивность излучения велика (единицы ватт на выходной апертуре диаметром порядка десяти микрометров), возможно подгорание частиц пыли либо образование микродефектов на торце волокна за счет локального нагрева, что в свою очередь может привести к появлению слабого френелевского отражения. Присутствие паразитной точечной обратной связи может существенно повлиять на характер генерации, поскольку величина обратной связи за счет обратного рэлеевского рассеяния очень мала. Влияние паразитной точечной обратной связи может быть учтено в рамках модели баланса мощностей изменением граничных условий. Мы провели расчет выходных мощностей в исследуемой схеме, добавив в модель слабые точечные отражения на выходных торцах волокна со стороны точки ввода накачки $R_{z=0} = 10^{-3}$, и с противоположного выхода $R_{z=L} = 2 \cdot 10^{-4}$. Результаты численного счета в этом случае хорошо согласуются с экспериментальными данными (см. сплошные линии на рис. 3.11). Заметное влияние паразитных отражений связано с тем, что их величина сопоставима с интегральной величиной случайной обратной связи, возникающей в 2 км волокна $1060\text{-XP} \sim 10^{-3}$. Заметим, что наличие паразитных отражений в этой схеме хоть и снижает порог генерации, но не приводит к увеличению эффективности генерации высоко над порогом, поскольку дифференциальная эффективность генерации при наличии паразитных отражений падает. Т.е. присутствие слабых точечных отражателей на торцах волокна не позволяет улучшить мощностные характеристики ВКР-лазера со СРОС.

За счет дополнительной обратной связи порог каскадной генерации второй стоксовой компоненты при возникновении паразитных точечных

отражений также должен уменьшаться. Для проверки этого предположения был поставлен эксперимент с одноплечевой схемой ВКР-лазера со СРОС на основе 11 км телекоммуникационного волокна TrueWave; на выходных торцах волокна в эксперименте присутствовали паразитные отражения. При мощности накачки порядка 6.6 Вт начиналась каскадная генерация второй стоксовой компоненты. В то же время, в случае, когда паразитное отражение отсутствовало, каскадная генерация не наблюдалась во всем диапазоне доступных мощностей накачки (до 7.5 Вт). Для верификации результатов мы провели сравнения результатов численного счета по каскадной балансной модели (см. следующий раздел 4.1) с учетом паразитных отражений величиной $R = 4 \cdot 10^{-5}$ с результатами измерений (на рисунке 3.12а). Видно, что балансная модель хорошо описывает экспериментальные данные, в том числе и мощности второй стоксовой компоненты. С другой стороны, в численном счете без паразитных отражений каскадная генерация не достигалась во всем диапазоне моделируемых мощностей накачки (до 10 Вт).

Для более подробного изучения влияния паразитного отражения на порог каскадной генерации мы провели расчет порогов каскадной генерации для одноплечевой схемы лазера с разной длиной волокна в случаях, когда в системе отсутствует или присутствует паразитное отражение на обоих торцах волокна $R(z = 0) = R(z = L) = 4 \cdot 10^{-5}$.

Результаты изображены на рис. 3.12б. Как видно, присутствие паразитных отражений снижает порог каскадной генерации минимум в два раза (при больших длинах волокна) и даже более при малых длинах волокна. Так, в случае без паразитных отражений порог каскадной генерации в волокне длиной 11 км должен быть порядка 12.5 Вт, т.е. в два раза больше наблюдаемого в эксперименте в случае с наличием паразитных отражений. При уменьшении длины волокна интегральная величина

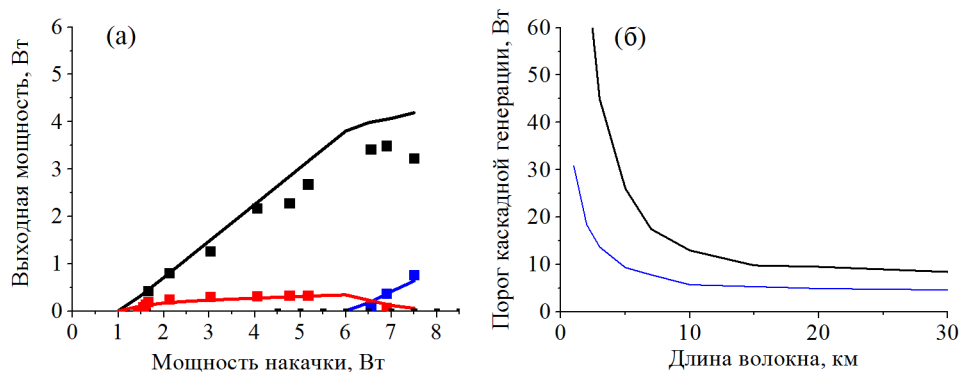


Рисунок 3.12: (а) Выходные мощности первой (черным - обратная волна, красным - прямая волна) и второй стоксовых компонент (синим - обратная волна). Квадраты - эксперимент, сплошные - численный счет с учетом паразитного отражения. (б) Зависимость порога каскадной генерации для случая без паразитного отражения (черным) и с учетом паразитного отражения (синим).

обратной связи за счет рэлеевского рассеяния уменьшается, и соответственно влияние паразитных отражений становится более заметным.

Таким образом, в этом разделе мы показали, что на мощностные характеристики генерации ВКР-лазера со СРОС существенным образом могут влиять слабые (на уровне 10^{-5}) точечные отражатели на выходных торцах волокна. Наличие дополнительной обратной связи уменьшает порог генерации первой стоксовой компоненты – в эксперименте до 5.5 Вт до 4 Вт и порог каскадной генерации второй стоксовой компоненте – с 12.5 до 6.6 Вт. При этом изменяется также и дифференциальная эффективность генерации, и как результат, может уменьшиться полная эффективность генерации.

Глава 4

Каскадная генерация в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью

4.1 Балансная модель и расчет порогов

Также как и в ВКР-лазерах с точечными отражателями, доступный диапазон генерации в лазере со случайной распределений обратной связью может быть расширен с помощью каскадной генерации высших стоксовых компонент. Однако, в отличие от традиционных схем, использующих отдельный набор ВБР на каждый из каскадов, в лазер со СРОС нет необходимости вводить дополнительные элементы, поскольку обратное рэлеевское рассеяние присутствует для всех стоксовых компонент. В этом разделе мы изучим возможность получения каскадной генерации в ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью.

Для экспериментальной реализации каскадной генерации ВКР-лазера изучим сначала зависимость порога каскадной генерации для разных конфигураций лазера, и выберем оптимальную схему лазера. Оценку порога каскадной генерации можно получить из численного решения расширенной балансной модели (1.16), в которую включены два уравне-

ния на мощности прямой и обратных волн второй стоксовой компоненты. Расчет проведем для фосфосиликатного волокна, описанного в разделе 3.2.1, и накачки на 1115 нм.

$$\left\{ \begin{array}{l} (\alpha_p \pm d/dz)P_p^\pm = -g_R P_p^\pm (P_s^+ + P_s^- + 4h\nu_s \Delta\nu) \frac{\nu_p}{\nu_s} \\ (\alpha_s \pm d/dz)P_s^\pm = g_R (P_p^+ + P_p^-) (P_s^\pm + 2h\nu_s \Delta\nu) + \varepsilon P_s^\mp - g_{2s} P_s^\pm (P_{2s}^+ + P_{2s}^- + 4h\nu_{2s} \Delta\nu) \frac{\nu_s}{\nu_{2s}} \\ (\alpha_{2s} \pm d/dz)P_{2s}^\pm = g_{2s} (P_s^+ + P_s^-) (P_{2s}^\pm + 2h\nu_{2s} \Delta\nu) + \varepsilon_{2s} P_{2s}^\mp \end{array} \right. \quad (4.1)$$

Здесь g_{2s} - коэффициент ВКР-усиления второй стоксовой компоненты за счет первой, ν_{2s} - частота второй стоксовой компоненты.

Используя эту модель, можно рассчитать пороговые мощности генерации для разных схем ВКР-лазера со СРОС. Аналогично генерации первой стоксовой компоненты, для достижения каскадной генерации интегральное усиление для P_{2s} должно достигнуть уровня полных потерь за обход. Интегральное усиление составляет величину порядка $\exp(g_{2s} \int P_s(z) dz)$. Поэтому порог каскадной генерации будет наименьшим в тех схемах, в которых получается наиболее равномерное распределение $P_s(z)$ при заданной генерируемой мощности. Как было ранее показано в главе 2, наиболее равномерным распределением мощности обладает схема с прямой накачкой.

И действительно, в соответствии с результатами численного счета для схемы лазера с прямой накачкой (рис. 4.1), второй порог в этой схеме достигается при мощностях накачки порядка 10 Вт. При этом в схеме с обратной накачкой порог каскадной генерации в численной модели не достигался при расчетах вплоть до мощностей накачки $P_p \sim 30$ Вт. Действительно, в этой схеме вся мощность генерации первой стоксовой компоненты сосредоточена в малой области (см. раздел 2.4). Промежуточным вариантом является одноплечевая схема - в ней, действительно, мощность прямой волны генерации распределена равномерно, также как и в схеме с прямой накачкой, но при этом имеет меньшую пиковую мощ-

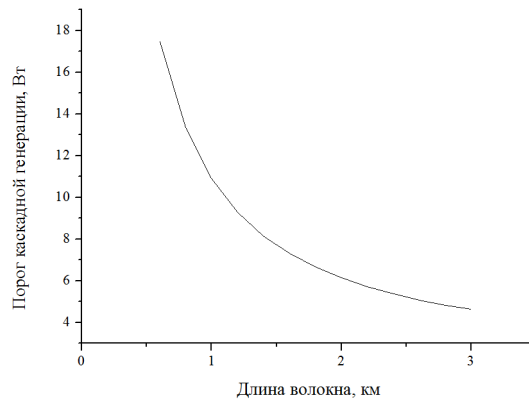


Рисунок 4.1: Зависимость порога каскадной генерации в схеме с прямой накачкой от длины волокна. Численный счет.

ность (см. раздел 2.5). Поэтому в этой схеме порог каскадной генерации также составляет десятки ватт.

Таким образом, для получения каскадной генерации с легко достижимым в эксперименте порогом целесообразно использовать схему с прямой накачкой. Отметим, что верно и обратное: для достижения максимальной мощности генерации первой стоксовой компоненты в отсутствие каскадной генерации при прочих равных условиях предпочтительней использовать схему с обратной накачкой, либо одноплечевую схему; как будет показано ниже, возникновение второй стоксовой компоненты в схеме с прямой накачкой приводит к полному истощению мощности первой стоксовой компоненты. Далее мы продемонстрируем экспериментальную реализацию высокоэффективной каскадной генерации в схеме ВКР-лазера со СРОС и прямой накачкой.

4.2 Высокоэффективная каскадная генерация

Каскадная генерация легче всего достигается в схеме с прямой накачкой и большой длиной волокна. С другой стороны, аналогично случаю с первой стоксовой компонентой (см. 3.2.1), большая длина волокна приведет к появлению существенных линейных потерь и, как результат, к

уменьшению эффективности генерации. Таким образом, оптимизацией длины волокна можно добиться высокоэффективной каскадной генерации.

Для реализации высокоэффективной каскадной генерации за счет СРОС был поставлен следующий эксперимент. В качестве активной среды использовалось фосфосиликатное волокно, обладающее ВКР-усилением как для отстроек 440 см^{-1} за счет рассеяния на SiO_2 молекулах, так и для отстроек порядка 1330 см^{-1} за счет рассеяния на примесях P_2O_5 . Для накачки использовалась несимметричная схема с прямой накачкой, аналогичная изображенной на рис. 3.3, с той разницей, что длина волокна составляла 1.65 км. Выходной торец волокна был сколот под углом $> 10^\circ$ для предотвращения френелевского отражения на торце волокна.

Генерация первой стоксовой компоненты возникла при мощности накачки 3 Вт. Генерация проходила на длине волны 1308 нм, что соответствует частотной отстройке 1330 см^{-1} . При дальнейшем увеличении мощности накачки до 8 Вт начиналась каскадная генерация второй стоксовой компоненты на длине волны 1398 нм, соответствующей частотной отстройке 440 см^{-1} . Спектр второй стоксовой компоненты оказался существенно шире, чем спектр первой. Действительно, ширина контура ВКР-усиления за счет SiO_2 больше, чем за счет P_2O_5 (см. рисунок 1.3. Кроме того, в спектре второй стоксовой компоненты присутствуют тонкие структуры, которые могут быть связаны с полосами поглощения водяными парами, абсорбируемыми волокном в процессе производства. Генерация второй стоксовой компоненты на отстройках 1330 см^{-1} (длина волны порядка 1.58 мкм) подавлена из-за возрастающий потерь внутри волоконного зеркала Саньяка, спектрально-селективного ответвителя и самого волокна. Измеренные потери в волокне изображены на рисунке 4.2б, видно, что потери резко вырастают в спектральной области > 1.5

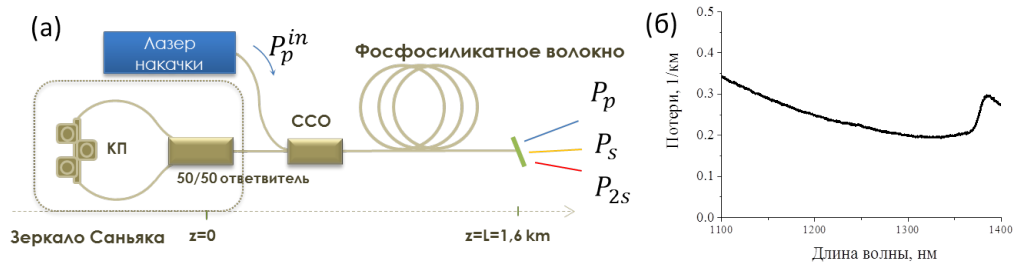


Рисунок 4.2: (а) Схема эксперимента по получению высокоэффективной каскадной генерации (б) Измеренная спектральная зависимость потерь $\alpha(\lambda)$ в фосфосиликатном волокне

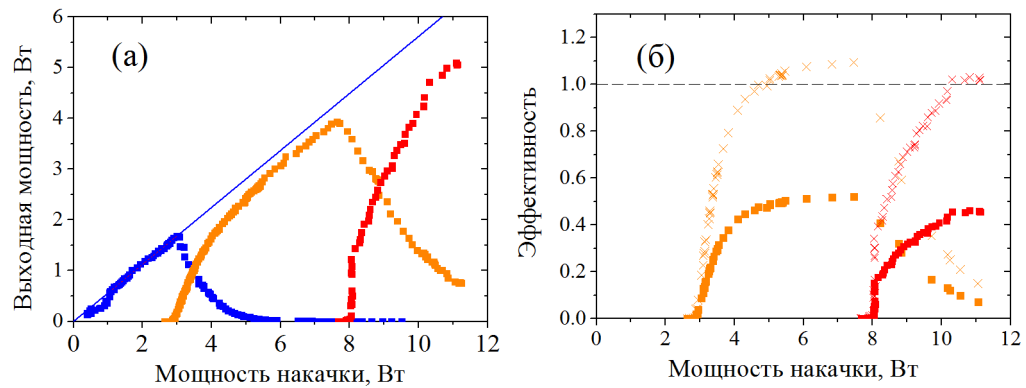


Рисунок 4.3: (а) Выходные мощности. Синим - накачка P_p , оранжевым - первая стоксова компонента на 1308 нм, красным - вторая стоксова компонента на 1398 нм. (б) Полная эффективность генерации (квадраты) и квантовая эффективность (кресты) для генерации первой (оранжевым) и второй (красным) стоксовых компонент.

мкм, в основном из-за увеличивающихся изгибных потерь при намотке волокна на катушку.

На рисунке 4.3а показаны выходные мощности генерации лазера. Ниже порога генерации на выходе присутствует только волна накачки, с мощностью $P_p^{out}/P_p^{in} = \exp(-\alpha_p L) \approx 0.54$. Выше первого порога, мощность накачки истощается уже на входных мощностях накачки $P_p^{in} \sim 5$ Вт. Максимальная мощность первой стоксовой компоненты составляет $P_{1s} \approx 4$ Вт при $P_p^{in} \approx 7.5$ Вт. Выше второй пороговой мощности $P_p^{in} > 8$ Вт, начинается генерация второй стоксовой компоненты, ее мощность достигает 5.2 Вт при $P_p^{in} \approx 11.1$ Вт.

Полная эффективность генерации, рассчитанная как отношение выходной мощности генерации $P_{is}(i = 1, 2)$ к входной мощности накач-

ки P_p^{in} достигала 53% и 47% для первой и второй стоксовых волн соответственно. Эффективность генерации первой стоксовой компоненты оказывается даже выше, чем предсказывается теорией $\eta_{max} = \exp(-\alpha_p L) h\nu_s / h\nu_p = 0.48$, разработанной для прямой конфигурации лазера со СРОС в предположении равенства потерь на длинах волн накачки и стоксовой компоненты $\alpha_s = \alpha_p = \alpha$ [28]. Эти результаты сравнимы по величине и даже выше, чем эффективности в двухкаскадных ВКР-лазерах с резонаторами, образованными волоконными брегговскими решетками [84, 85].

Число фотонов на выходе из лазера составляет $N_{is}^{out} = P_{is} / h\nu_{is}$. Можно рассмотреть относительную квантовую эффективность генерации - отношение числа фотонов генерации N_{is} к числу фотонов накачки N_p^{out} , которое достигло бы выхода из лазера, если бы процесса генерации не происходило, т.е. $N_p^{out} = P_p^{in} e^{-\alpha_p L} / h\nu_p$, т.е. эффективность процесса переноса любых фотонов от входного торца волокна к выходному. Величины относительной квантовой эффективности достигают $N_{1s}^{out} / N_p^{out} = 1.09$ и $N_{2s}^{out} / N_p^{out} = 1.03$ для наибольших мощностей генерации, достигаемых в эксперименте (см. рис. 4.3б). Превышение этих величин над единицей может быть объяснено по аналогии с рассуждениями, приведенными выше для высокоэффективной генерации первой стоксовой компоненты (см. 3.2.1): преобразование мощности накачки в стоксовую компоненту происходит на малом участке оптического световода вблизи точки ввода накачки, а в большей части волокна распространяется именно волны стоксовых компонент - первой - в некоторой области волоконного световода, и второй - ближе к выходу волокна. С использованием балансной модели были рассчитаны продольные распределения мощности накачки и стоксовых компонент. Для удобства все мощности были нормированы на энергию одного фотона, т.е. изображены количества фотонов в каждой из волн, которые, в свою очередь, были нормированы на количество

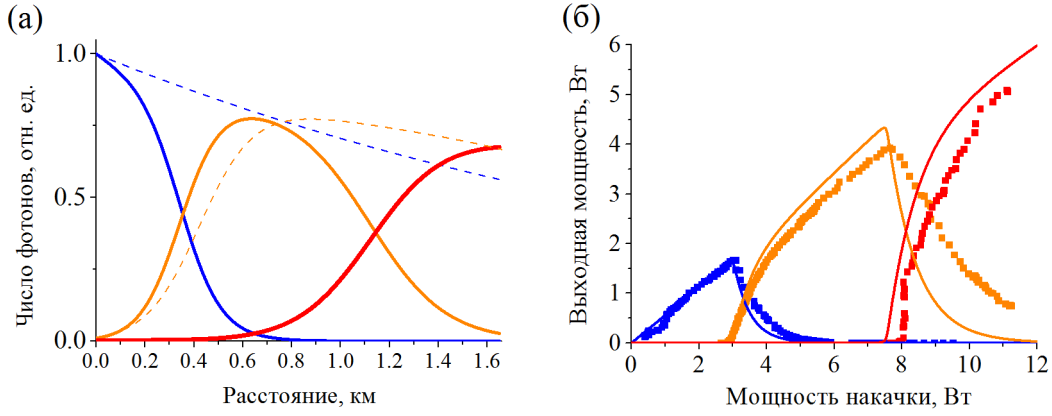


Рисунок 4.4: (а) Пространственное распределение количества фотонов в волнах накачки (синий), первой (оранжевый) и второй (красной) стоксовых компонент. Мощность накачки - 10 Вт. (б) Сравнение экспериментально измеренных выходных мощностей с результатом численного счета

фотонов накачки $N_p^{in}(z=0)$, заводимых в волокно. Полученные распределения изображены на рис. 4.4а. Используя численную модель, также были посчитаны выходные мощности генерации всех компонент и проведено их сравнение с экспериментом (см. рис. 4.4б). В численном счете использовались следующие параметры: $\alpha_p = 0.35$, $\alpha_{1s} = 0.2$, $\alpha_{2s} = 0.3$ 1/км, коэффициент обратного рэлеевского рассеяния $Q = 0.0017$, ВКР-усиления для первой и второй стоксовых компонент $g_{1s} = 1.35$, $g_{2s} = 1.05$ 1/Вт/км. Потери были измерены с помощью источника белого света, коэффициенты Q и g_{1s} - по методам, изложенным в разделах 1.2.1 и 1.1.1 соответственно. Коэффициент ВКР-усиления второй стоксовой компоненты 1398 нм для накачки на 1308 нм (т.е. для отстройки 440 см^{-1}) был вычислен, исходя из измеренного усиления на отстройке 440 см^{-1} для накачки на 1115 нм.

Численно найденные выходные мощности генерации хорошо согласуются с экспериментальными данными (см. 4.4б), поэтому использование модели баланса мощностей для нахождения продольного распределения в лазере является обоснованным.

В отсутствии генерации в волокне распространяется только волна накачки (синяя пунктирная линия на рис. 4.4а.) Достаточно высоко над

первым порогом генерации, волна накачки полностью преобразовывается в волну первой стоксовой компоненты в некоторой небольшой области вблизи точки $z = 0$. Соответствующее распределение $P_{1s}(z)$ для максимальной выходной мощности (т.е. вблизи порога каскадной генерации) изображено оранжевой пунктирной линией на рис. 4.4а. Видно, что в точке $z = L$ число фотонов стоксовой компоненты больше, чем число фотонов накачки. Высоко над порогом каскадной генерации (сплошные линии на рис.4.4а) вся мощность первой стоксовой компоненты переходит в P_{2s} . При этом мощность второй стоксовой компоненты $P_{2s}(z)$ достигает максимума на выходе из волокна. Число фотонов второй стоксовой компоненты превосходит число фотонов неистощенной накачки более чем на 15% (красная сплошная и синяя пунктирная линии на рис.4.4а).

Таким образом, в схеме лазера с прямой накачкой реализуется продольное распределение мощности с пространственным разделением компонент — волна накачки полностью истощается в первой трети длины волокна, тогда как волна второй стоксовой компоненты генерируется в последней трети. Такое распределение мощности характерно для импульсных каскадных ВКР-преобразователей [86], работающих в одностороннем режиме.

Полное преобразование мощности накачки в мощность второй стоксовой компоненты, происходящее в исследуемом лазере, существенно отличается исследуемый лазер от традиционных волоконных ВКР-лазеров с резонатором, образованным брегговскими решетками, в которых распределения разных компонент перекрываются. Кроме того, в традиционных схемах распределение первой стоксовой компоненты - практически равномерное вдоль резонатора [87]. Высокая интенсивность всюду внутри резонатора приводит к существенному уширению спектра генерации за счет нелинейных эффектов, и, как следствие, к увеличению потерь при

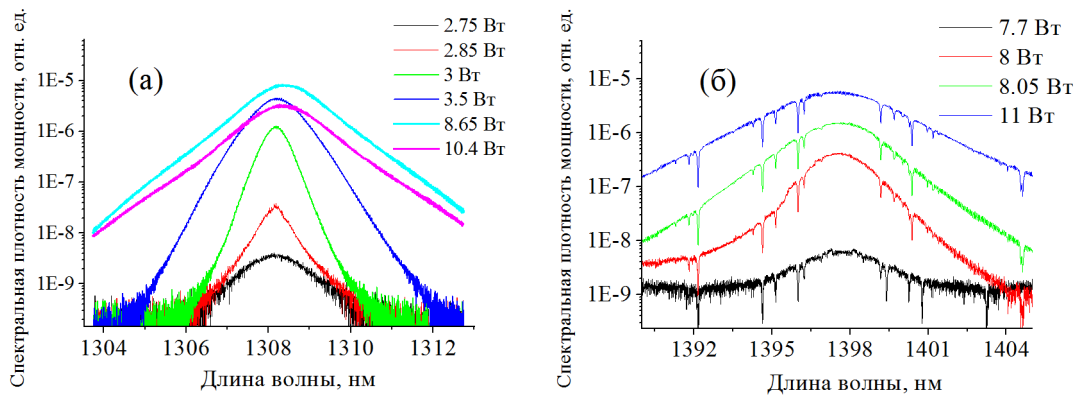


Рисунок 4.5: Спектры первой (а) и второй (б) стоксовых компонент для разных мощностей накачки.

отражении на решетках с конечной спектральной шириной, что в свою очередь уменьшает эффективность генерации [78, 83].

Продольные распределения мощности в исследуемой схеме также объясняют тот факт, что спектральная ширина первой стоксовой компоненты не уменьшается при уменьшении ее выходной мощности выше порога каскадной генерации (см. рис. 4.5а), поскольку в волокне всегда присутствует область с высокой мощностью P_{1s} и соответственно с активным нелинейным процессом уширения спектра. В исследуемой схеме также могут генерироваться и стоксовы компоненты высших порядков, при дальнейшем увеличении мощности накачки или удлинении волокна. При этом длина волокна должна быть оптимизирована для достижения максимальной эффективности желаемой стоксовой компоненты.

Таким образом, в этом разделе мы показали возможность каскадной генерации второй стоксовой компоненты в ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью. Для достижения высокоэффективной генерации необходимо использовать схему с прямой накачкой. В этой схеме получено 5.2 Вт генерации второй стоксовой компоненты из 11.1 Вт накачки, а эффективность преобразования составляет 47%.

Заключение

Приведем основные результаты диссертационной работы:

1. Экспериментально показано, что форма продольных распределений мощности генерации существенно различается в разных схемах волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью. В схеме с обратной накачкой единственный максимум мощности генерации достигается у выходного торца волокна — в точке ввода накачки. В одноплечевой схеме присутствует второй, меньший максимум мощности, отстоящий от точки ввода накачки на расстояние, падающее с ростом мощности накачки по обратному корневому закону. Показано, что модель баланса мощностей хорошо описывает мощностные характеристики ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью.
2. Экспериментально продемонстрирована генерация в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью с высокой эффективностью. В схеме с прямой накачкой после оптимизации длины волокна получено 7 Вт мощности генерации на длине волны 1308 нм из 11 Вт накачки. Показано, что в схеме с обратной накачкой и одноплечевой схеме благодаря сильно неоднородному распределению мощности обратной волны достигается дифференциальная эффективность генерации порядка 90%, не зависящая от мощности накачки и слабо зависящая от длины волокна. Максимальная полная эффективность достигается при минимальном пороге. Экспериментально получено 3 Вт и 2 Вт мощности генерации с дифференциальной эффективностью 92% и 80% в схеме с обратной накачкой и одноплечевой схеме соответственно на длине волны 1550 нм из 4 Вт мощности накачки.

3. Экспериментально показано, что слабые точечные отражатели на выходных торцах принципиально изменяют мощностные характеристики волоконного ВКР-лазера со случайной распределенной обратной связью в схеме с односторонней накачкой. Наличие точечных отражателей с коэффициентом отражения $R \sim 10^{-3}$ приводит к снижению порога генерации с 5.5 Вт до 4 Вт, а также к изменению дифференциальной эффективности генерации в прямом и обратном направлении для первой стоксовой компоненты, а с коэффициентом отражения $R \sim 5 \cdot 10^{-5}$ - приводит к снижению порога генерации второй стоксовой компоненты с 12.5 до 6.6 Вт.
4. Экспериментально показано, что в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью возможна высокоэффективная каскадная генерация. Наименьший порог генерации достигается в схеме с прямой накачкой благодаря равномерному распределению мощности первой стоксовой компоненты в ней. В этой схеме получено 5.2 Вт генерации второй стоксовой компоненты из 11.1 Вт накачки. Эффективность преобразования составляет 47%.

Таким образом, поставленная во введении цель в целом достигнута.

Автор выражает глубокую признательность и благодарность Д. В. Чуркину за руководство научной работой, заведующему лаборатории волоконной оптики С. А. Бабину, руководителю тематической группы нелинейной оптики Е. В. Подвиглову, директору Астонского института фотонных технологий С. К. Турицыну за постоянную поддержку и обсуждение результатов работы, А. Е. Эль-Тахеру за помощь в проведении экспериментов, А. Ю. Лаптеву, М. М. Бубнову и Е. М. Дианову за предоставленный образец фосфосиликатного волокна, а также всему

коллективу Лаборатории волоконной оптики ИАЭ СО РАН за дружелюбную рабочую атмосферу.

Литература

1. Maiman T. H. Stimulated Optical Radiation in Ruby // *Nature*. 1960. Vol. 187, no. 4736. P. 493–494.
2. Амбарцумян Р. В., Басов Н. Г., Крюков П. Г. и др. Оптический квантовый генератор с нерезонансной обратной связью // *ЖЭТФ*. 1966. Т. 51, № 3. С. 724–729.
3. Noginov M. A. Solid-State random lasers. New York: Springer-Verlag, 2005. Vol. 105 of *Springer Series in Optical Sciences*.
4. Летохов В. С. О стимулированном излучении межзвездной среды // *Письма в ЖЭТФ*. 1966. Т. 4. С. 477–481.
5. Летохов В. С. Генерация света рассеивающей средой с отрицательным резонансным поглощением // *ЖЭТФ*. 1967. Т. 53. С. 1442–1444.
6. Markushev V. M., Zolin V. F., Briskina S. M. Luminescence and stimulated emission of neodymium in sodium lanthanum molybdate powders // *Soviet Journal of Quantum Electronics*. 1986. Vol. 16, no. 2. P. 281–283.
7. Gouedard C., Husson D., Sauteret C. et al. Generation of spatially incoherent short pulses in laser-pumped neodymium stoichiometric crystals and powders // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1993. Vol. 10, no. 12. P. 2358.
8. Noginov M. A., Noginova N. E., Caulfield H. J. et al. Short-pulsed stimulated emission in the powders of $\text{NdAl}_3(\text{BO}_3)_4$, $\text{NdSc}_3(\text{BO}_3)_4$, and

- Nd:Sr₅(PO₄)₃F laser crystals // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. Vol. 13, no. 9. P. 2024–2033.
9. Lawandy N. M., Balachandran R. M., Gomes A. S. L. et al. Laser action in strongly scattering media // Nature. 1994. Vol. 368, no. 6470. P. 436–438.
 10. Wiersma D. S., van Albada M. P., Lagendijk A. Random laser? // Nature. 1995. Vol. 373, no. 6511. P. 203–204.
 11. Wiersma D. S., Lagendijk A. Light diffusion with gain and random lasers // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 54, no. 4. P. 4256–4265.
 12. Cao H., Zhao Y. G., Ong H. C. et al. Ultraviolet lasing in resonators formed by scattering in semiconductor polycrystalline films // Appl. Phys. Lett. 1998. Vol. 73, no. 25. P. 3656.
 13. Cao H., Zhao Y., Ho S. et al. Random laser action in semiconductor powder // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82, no. 11. P. 2278–2281.
 14. Leonetti M., Conti C., Lopez C. The mode-locking transition of random lasers // Nature Photon. 2011. Vol. 5, no. 10. P. 615–617.
 15. Milner V., Genack A. Z. Photon localization laser: low-threshold lasing in a random amplifying layered medium via wave localization // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 94, no. 7. P. 073901.
 16. Monguzzi A., Scotognella F., Meinardi F. et al. Lasing in one dimensional dye-doped random multilayer // Phys. Chem. Chem. Phys. 2010. Vol. 12, no. 40. P. 12947–12950.
 17. de Matos C., de S. Menezes L., Brito-Silva A. et al. Random Fiber Laser // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99, no. 15. P. 153903.

18. Hu Z., Miao B., Wang T. et al. Disordered microstructure polymer optical fiber for stabilized coherent random fiber laser // *Opt. Lett.* 2013. Vol. 38, no. 22. P. 4644–7.
19. Lizarraga N., Puente N. P., Chaikina E. I. et al. Single-mode Er-doped fiber random laser with distributed Bragg grating feedback // *Opt. Express*. 2009. Vol. 17, no. 2. P. 395.
20. Bliokh Y., Chaikina E. I., Lizárraga N. et al. Disorder-induced cavities, resonances, and lasing in randomly layered media // *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 86, no. 5. P. 054204.
21. Gagne M., Kashyap R. Demonstration of a 3 mW threshold Er-doped random fiber laser based on a unique fiber Bragg grating. // *Opt. Express*. 2009. Vol. 17, no. 21. P. 19067–74.
22. Turitsyn S. K., Babin S. A., El-Taher A. E. et al. Random distributed feedback fibre laser // *Nature Photon.* 2010. Vol. 4, no. 4. P. 231–235.
23. El-Taher A. E., Harper P., Babin S. A. et al. Effect of Rayleigh-scattering distributed feedback on multiwavelength Raman fiber laser generation // *Opt. Lett.* 2011. Vol. 36, no. 2. P. 130.
24. Pinto A. M. R., FrazzaMiro O., Santos J. L. et al. Multiwavelength fiber laser based on a photonic crystal fiber loop mirror with cooperative Rayleigh scattering // *Appl. Phys. B*. 2010. Vol. 99, no. 3. P. 391–395.
25. Pinto A. M. R., FrazzaMiro O., Santos J. L. et al. Multiwavelength Raman Fiber Lasers Using Hi-Bi Photonic Crystal Fiber Loop Mirrors Combined With Random Cavities // *IEEE J. Lightwave Technol.* 2011. Vol. 29, no. 10. P. 1482–1488.

26. Pinto A. M. R., Bravo M., Fernandez-Vallejo M. et al. Suspended-core fiber Sagnac combined dual-random mirror Raman fiber laser // *Opt. Express*. 2011. Vol. 19, no. 12. P. 11906.
27. Pinto A. M. R., Lopez-Amo M. Double random mirror Hi-Bi photonic crystal fiber Sagnac based multiwavelength fiber laser // *Appl. Phys. B*. 2011. Vol. 103, no. 4. P. 771–775.
28. Babin S. A., El-Taher A. E., Harper P. et al. Tunable random fiber laser // *Phys. Rev. A*. 2011. Vol. 84, no. 2. P. 021805.
29. Sarmani A. R., Zamiri R., Bakar M. H. A. et al. Tunable Raman fiber laser induced by Rayleigh back-scattering in an ultra-long cavity // *J. Eur. Opt. Soc, Rapid Publ.* 2011. Vol. 6. P. 11043.
30. Sugavanam S., Tarasov N., Shu X. et al. Narrow-band generation in random distributed feedback fiber laser // *Opt. Express*. 2013. Vol. 21, no. 14. P. 16466.
31. Zhu Y. Y., Zhang W. L., Jiang Y. Tunable Multi-Wavelength Fiber Laser Based on Random Rayleigh Back-Scattering // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2013. Vol. 25, no. 16. P. 1559–1561.
32. Rao Y. J., Zhang L. W., Zhu J. M. et al. Hybrid lasing in an ultra-long ring fiber laser // *Opt. Express*. 2012. Vol. 20, no. 20. P. 22563.
33. Churkin D. V., Vatnik I. D., Turitsyn S. K. et al. Random distributed feedback Raman fiber laser operating in a 1.2 μm wavelength range // *Laser Phys.* 2011. Vol. 21, no. 8. P. 1525–1529.
34. Teng R., Ding Y., Chen L. Random fiber laser operating at 1.115 nm // *Appl. Phys. B*. 2013. Vol. 111, no. 2. P. 169–172.

35. Martins H., Marques M. B., Frazão O. 300 km-ultralong Raman fiber lasers using a distributed mirror for sensing applications. // *Opt. Express*. 2011. Vol. 19, no. 19. P. 18149–54.
36. Jia X.-H., Rao Y.-J., Peng F. et al. Random-lasing-based distributed fiber-optic amplification // *Opt. Express*. 2013. Vol. 21, no. 5. P. 6572.
37. Nuno J., Alcon-Camas M., Ania-Castanon J. D. RIN transfer in random distributed feedback fiber lasers // *Opt. Express*. 2012. Vol. 20, no. 24. P. 27376.
38. Jia X.-h., Rao Y.-j., Yuan C.-x. et al. Hybrid distributed Raman amplification combining random fiber laser based 2nd-order and low-noise LD based 1st-order pumping // *Opt. Express*. 2013. Vol. 21, no. 21. P. 24611–24619.
39. Wang Z. N., Rao Y. J., Wu H. et al. Long-distance fiber-optic point-sensing systems based on random fiber lasers // *Opt. Express*. 2012. Vol. 20, no. 16. P. 17695.
40. Fernandez-Vallejo M., Bravo M., Lopez-Amo M. Ultra-Long Laser Systems for Remote Fiber Bragg Gratings Arrays Interrogation // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2013. Vol. 25, no. 14. P. 1362–1364.
41. Churkin D. V., Babin S. A., El-Taher A. E. et al. Raman fiber lasers with a random distributed feedback based on Rayleigh scattering // *Phys. Rev. A*. 2010. Vol. 82, no. 3. P. 033828.
42. Feng Y., Taylor L. R., Calia D. B. 150 W highly-efficient Raman fiber laser // *Opt. Express*. 2009. Vol. 17, no. 26. P. 23678–83.

43. Vatnik I. D., Churkin D. V., Babin S. A. et al. Cascaded random distributed feedback Raman fiber laser operating at 1.2 μm . // Opt. Express. 2011. Vol. 19, no. 19. P. 18486–94.
44. Чуркин Д. В., Эль-Тахер А. Е., Ватник И. Д. и др. Исследование продольного распределения генерируемой мощности в волоконном ВКР-лазере со случайной распределенной обратной связью и с односторонней накачкой // Квантовая электроника. 2012. Т. 42, № 9. С. 774–777.
45. Vatnik I. D., Churkin D. V., Babin S. A. Power optimization of random distributed feedback fiber lasers // Opt. Express. 2012. Vol. 20, no. 27. P. 28033.
46. Babin S. A., Vatnik I. D., Laptev A. Y. et al. High-efficiency cascaded Raman fiber laser with random distributed feedback // Opt. Express. 2014. Vol. 22, no. 21. P. 24929.
47. Vatnik I. D., Churkin D. V., Podivilov E. V. et al. High-efficiency generation in a short random fiber laser // Laser Phys. Lett. 2014. Vol. 11, no. 7. P. 075101.
48. Бабин С. А., Ватник И. Д. Волоконные лазеры со случайной распределенной обратной связью на рэлеевском рассеянии // Автометрия. 2013. Т. 49, № 4. С. 3–29.
49. Ландсберг Г. С. Оптика. 5 изд. Москва: Russian, 1976. С. 928.
50. Smith R. G. Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering // Appl. Opt. 1972. Vol. 11, no. 11. P. 2489–2494.

51. Newbury N. Pump-wavelength dependence of Raman gain in single-mode optical fibers // *J. Lightwave Technol.* 2003. Vol. 21, no. 12. P. 3364–3373.
52. Bufetov I., Bubnov M. M., Grekov M. V. et al. Raman Gain Properties of Optical Fibers with a High Ge-Doped Silica Core and Standard Optical Fibers // *Laser Phys.* 2001. Vol. 11, no. 1. P. 130–133.
53. Namiki S., Emori Y. Ultrabroad-band Raman amplifiers pumped and gain-equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes // *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* 2001. Vol. 7, no. 1. P. 3–16.
54. Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I. et al. Homogeneous Raman gain saturation at high pump and Stokes powers // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2006. Vol. 23, no. 8. P. 1524.
55. Le Parc R., Champagnon B., Levelut C. et al. Density and concentration fluctuations in SiO₂-GeO₂ optical fiber glass investigated by small angle x-ray scattering // *J. Appl. Phys.* 2008. Vol. 103, no. 9. P. 094917.
56. Watanabe T., Saito K., Ikushima a. J. Fictive temperature dependence of density fluctuation in SiO₂ glass // *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 94, no. 8. P. 4824.
57. Brinkmeyer E. Analysis of the backscattering method for single-mode optical fibers // *J. Opt. Soc. Am.* 1980. Vol. 70, no. 8. P. 1010.
58. Nakazawa M. Rayleigh backscattering theory for single-mode optical fibers // *J. Opt. Soc. Am.* 1983. Vol. 73, no. 9. P. 1175.
59. Barnoski M. K., Rourke M. D., Jensen S. M. et al. Optical time domain reflectometer // *Appl. Opt.* 1977. Vol. 16, no. 9. P. 2375–2379.

60. Chernikov S. V., Zhu Y., Taylor J. R. et al. Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser // *Opt. Lett.* 1997. Vol. 22, no. 5. P. 298.
61. Fotiadi A. A., Kiyani R. V. Cooperative stimulated Brillouin and Rayleigh backscattering process in optical fiber // *Opt. Lett.* 1998. Vol. 23, no. 23. P. 1805.
62. Schawlow A., Townes C. Infrared and Optical Masers // *Phys. Rev.* 1958. Vol. 112, no. 6. P. 1940–1949.
63. Ambartsumyan R. V., Basov N. G., Kryukov P. G. et al. A laser with nonresonant feedback // *J. Exp. Theor. Phys.* 1967. Vol. 24, no. 3. P. 481–485.
64. Vatnik I. D., Churkin D. V. Modeling of the spectrum in a random distributed feedback fiber laser within the power balance modes // *SPIE Photonics Europe* / Ed. by J. I. Mackenzie, H. Jelínková, T. Taira et al. Brussels: 2014. P. 91351Z.
65. Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al. Four-wave-mixing-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2007. Vol. 24, no. 8. P. 1729.
66. Babin S. A., Churkin D. V., Kablukov S. I. et al. All-fiber widely tunable Raman fiber laser with controlled output spectrum // *Opt. Express.* 2007. Vol. 15, no. 13. P. 8438.
67. Belanger E., Bernier M., Faucher D. et al. High-power and widely tunable all-fiber Raman laser // *J. Lightwave Technol.* 2008. Vol. 26, no. 12. P. 1696–1701.

68. Im Y.-E., Hann S., Kim H. et al. An all-fibre robust and tunable Raman fibre laser with reconfigurable asymmetric cavities // *Meas. Sci. Technol.* 2009. Vol. 20, no. 3. P. 034022.
69. Anquez F., Courtade E., Sivery A. et al. A high-power tunable Raman fiber ring laser for the investigation of singlet oxygen production from direct laser excitation around 1270 nm // *Opt. Express.* 2010. Vol. 18, no. 22. P. 22928–36.
70. Churkin D. V., Gorbunov O. A., Smirnov S. V. Extreme value statistics in Raman fiber lasers // *Opt. Lett.* 2011. Vol. 36, no. 18. P. 3617–3619.
71. Randoux S., Suret P. Experimental evidence of extreme value statistics in Raman fiber lasers // *Opt. Lett.* 2012. Vol. 37, no. 4. P. 500–2.
72. Agrawal G. P. *Nonlinear fiber optics.* 2006. P. 552.
73. Baek S. H., Roh W. B. Single-mode Raman fiber laser based on a multimode fiber // *Opt. Lett.* 2004. Vol. 29, no. 2. P. 153.
74. Terry N. B., Alley T. G., Russell T. H. et al. An explanation of SRS beam cleanup in graded-index fibers and the absence of SRS beam cleanup in step-index fibers // *Opt. Express.* 2007. Vol. 15, no. 26. P. 17509.
75. Babin S. A., Dontsova E. I., Kablukov S. I. Random fiber laser directly pumped by a high-power laser diode // *Opt. Lett.* 2013. Vol. 38, no. 17. P. 3301–3.
76. Agrawal G. P. *Fiber-Optic Communications Systems, Third Edition.* 2002. Vol. 6. P. 0–471.
77. Ania-Castanon J. D. Quasi-lossless transmission using second-order Raman amplification and fibre Bragg gratings // *Opt. Express.* 2004. Vol. 12, no. 19. P. 4372–7.

78. Babin S. A., Churkin D. V., Podivilov E. V. Intensity interactions in cascades of a two-stage Raman fiber laser // *Opt. Commun.* 2003. Vol. 226, no. 1-6. P. 329–335.
79. Churkin D. V., El-Taher A. E., Vatnik I. D. et al. Experimental and theoretical study of longitudinal power distribution in a random DFB fiber laser // *Opt. Express.* 2012. Vol. 20, no. 10. P. 11178–11188.
80. AuYeung J., Yariv A. Spontaneous and stimulated Raman scattering in long low loss fibers // *IEEE J. Quant. Electron.* 1978. Vol. 14, no. 5. P. 347–352.
81. Chen C., Lee H., Cheng Y. Instability in Raman Amplifiers Caused by Distributed Rayleigh Reflection // *Optical Fiber Communication Conference.* No. 4. Atlanta: 2003. P. 9–10.
82. Kablukov S. I., Zlobina E. A., Podivilov E. V. et al. Output spectrum of Yb-doped fiber lasers // *Opt. Lett.* 2012. Vol. 37, no. 13. P. 2508–10.
83. Suret P. Influence of spectral broadening on steady characteristics of Raman fiber lasers: from experiments to questions about validity of usual models // *Opt. Commun.* 2004. Vol. 237, no. 1-3. P. 201–212.
84. Bufetov I., Bubnov M. M., Larionov Y. V. et al. Highly efficient one- and two-cascade Raman lasers based on phosphosilicate fibers // *Laser Phys.* 2003. Vol. 13, no. 2. P. 234–239.
85. Kurukitkoson N., Sugahara H., Turitsyn S. K. et al. Optimisation of two-stage Raman converter based on phosphosilicate core fibre: Modelling and experiment // *Electron. Lett.* 2001. Vol. 37, no. 21. P. 1281–1283.

86. Baac H. W., Uribe-Patarroyo N., Bouma B. E. High-energy pulsed Raman fiber laser for biological tissue coagulation // Opt. Express. 2014. Vol. 22, no. 6. P. 7113–23.
87. Bufetov I. A., Dianov E. M. A simple analytic model of a CW multi-cascade fibre Raman laser // Quantum Electron. 2000. Vol. 30, no. 10. P. 873–877.