

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

На правах рукописи

Ефремов Владислав Дмитриевич

**Исследование эффектов сужения и уширения спектров
пикосекундных импульсов в волоконных лазерных
системах**

Специальность 1.3.6 —

«Оптика»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Харенко Денис Сергеевич

Новосибирск — 2025

Оглавление

	Стр.
Список сокращений и условных обозначений	4
Введение	6
Глава 1. Основные понятия и обзор литературы	11
1.1 Особенности волоконных лазеров	11
1.2 Применения импульсных волоконных лазеров	15
1.3 Способы получения импульсов с заданными параметрами	21
1.4 Выводы к главе 1	29
Глава 2. Методы и инструменты численного моделирования	31
2.1 Нелинейное уравнение Шрёдингера	31
2.2 Методы решения НУШ	37
2.2.1 Расщепление по физическим процессам	38
2.2.2 Рунге-Кутта 4-го порядка в представлении взаимодействий	40
2.3 Адаптивный размер шага по z	42
2.4 Библиотека моделирования оптических волоконных систем	44
2.5 Стабильность режимов генерации импульсов	53
2.6 Выводы к главе 2	56
Глава 3. Численное моделирование волоконных оптических параметрических генераторов	57
3.1 Линейный ВОПГ как источник для КАРС	57
3.2 Кольцевой ВОПГ с двухплечевой синхронной накачкой	64
3.3 Выводы к главе 3	70

Глава 4. Получения пикосекундных импульсов с заданной шириной спектра	72
4.1 Подавление пьедестала сверхкоротких импульсов при помощи нелинейного усиливающего петлевого зеркала	72
4.2 Узкополосный пикосекундный волоконный лазер с большой аномальной дисперсией	77
4.2.1 Эксперимент	78
4.2.2 Численное моделирование	81
4.3 Широкополосный волоконный лазер с синхронизацией мод на основе эффекта NPE	87
4.4 Выводы к главе 4	92
Заключение	94
Список литературы	97

Список сокращений и условных обозначений

α	коэффициент потерь
β_n	дисперсия n -го порядка
γ	коэффициент керровской нелинейности
λ	длина волны
ω, ω_0	угловая частота излучения
$\rho_{\max}$	коэффициент пропускания SAM при критической мощности P_{cr}
$\rho_{\min}$	коэффициент пропускания SAM при малой мощности
$\theta(t)$	функция Хэвисайда
$\hat{D}$	дисперсионный оператор
$\hat{N}(A)$	нелинейный оператор
$A(z, t)$	комплексная огибающая электрического поля
D	дисперсионный параметр
f_R	доля излучения в нелинейности, задержанная эффектом ВКР
$h_R(t)$	функция запаздывающего отклика ВКР
I_0, I	интенсивность излучения
L_D	дисперсионная длина
L_{NL}	нелинейная длина
n_{eff}	эффективный показатель преломления
P_0, P	мощность излучения
$R(t)$	нелинейная функция отклика
v_g	групповая скорость
w_0	радиус пятна излучения
CFBG	chirped fiber bragg grating, чирпованная волоконная брэггов- ская решётка
GPU	graphics processing unit, графический процессор

h	шаг по z во время численного моделирования
NALM	nonlinear amplifying loop mirror, нелинейное усиливающее петлевое зеркало
NOLM	nonlinear optical loop mirror, нелинейное оптическое петлевое зеркало
NPE	nonlinear polarization evolution, нелинейное вращение поляризации
PBS	polarization beam splitter, поляризационный делитель
PCF	Photonic crystal fiber, фотонно-кристаллическое волокно
PM	polarization maintaining, с сохранением поляризации
PyOFSS	Python-based optical fibre system simulator
RK4IP	Fourth-order Runge–Kutta in the interaction picture, Рунге-Кутты 4-го порядка в представлении вазимодействия
SAM	self-amplitude modulation, амплитудная самодуляция
SMF	single-mode fiber, одномодовое волокно
SSFM	split-step Fourier method, метод расщепления по физическим процессам
WDM	wavelength division multiplexing, спектрально-селективный разделитель длин волн
ВКР	вынужденное комбинационное рассеяние
ВОПГ	волоконный оптический параметрический генератор
ИНП	искусственный насыщающийся поглотитель
КАРС	когерентное антистоксово рассеяние света
КР	комбинационное рассеяние
НУШ	нелинейное уравнение Шрёдингера
ООП	объектно-ориентированное программирование
ФСМ	фазовая самомоуляция

Введение

За последнее десятилетие пикосекундные импульсы нашли своё применение во многих химических, биологических и физических лабораториях среди новых методов спектроскопии, метрологии и визуализации [1—3]. Исследования показывают, что требуемые характеристики могут достигаться в волоконных лазерах, а они выгодно отличаются от ближайших конкурентов, твердотельных лазеров, относительно низкой стоимостью, компактностью и разнообразием характеристик выходного излучения [4—6]. Оптическое волокно выделяется множеством нелинейных эффектов, и это в том числе способствовало стремительному развитию волоконных лазеров. В результате, на данный момент имеется множество подходов к генерации импульсов. Для достижения пикосекундной длительности в волоконной оптике используют ряд методов, позволяющих достичь состояния синхронизации мод [7]. Их принято делить по характеру воздействия на две группы: активные и пассивные. Среди последних выделяют те, что основаны на искусственных насыщающихся поглотителях. Так называют набор оптических элементов, вместе которые имитируют нелинейное поглощение за счёт нелинейных эффектов третьего порядка в волокне. Два самых распространённых из них метода синхронизации мод: нелинейное усиливающее петлевое зеркало [8] и насыщающийся поглотитель на основе эффекта нелинейного вращения поляризации [9]. Они известны давно, однако до сих пор позволяют получать новые результаты [10—14]. Актуальным вопросом остаётся контроль выходных характеристик генерируемых импульсов и поиск предельных значений. С другой стороны, одним из важнейших параметров пикосекундных импульсов является ширина их оптического спектра. От этого сильно зависит то, как в дальнейшем можно использовать выходное излучение. Широкополосные можно усилить и сжать до фемтосекундных значений, получая востребованные в промышленности крайне мощные импульсы. Узкополосные же оказываются востребованы в биомедицине [15]. Вместе

с тем, давно существует такой мощный инструмент исследования, как численное моделирование. Оно позволяет заглянуть внутрь резонатора и даёт большие возможности для объяснения нелинейных явлений, некоторые из которых практически невозможно изучить в той же степени экспериментально. Численное моделирование также позволяет предсказать параметры волоконных лазеров под конкретные задачи. И это видится наиболее подходящим способом комплексного изучения ряда волоконных лазерных систем.

Целью данной работы является исследование эффектов уширения и сужения оптических спектров, возникающих при формировании стабильных импульсов внутри волоконных лазерных систем. Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Изучить теоретические основы распространения излучения по оптическому волокну, а также существующие в нём нелинейные эффекты.
2. Подобрать или создать подходящий под поставленную цель и доступные ресурсы инструмент для численного моделирования.
3. Провести численное моделирование различных вариантов волоконных лазеров на основе искусственных насыщающихся поглотителей и других методов генерации пикосекундных импульсов.
4. Определить параметры исследуемых волоконных лазерных систем, оказывающих влияние на ширину спектра.
5. Провести сравнение результатов численных исследований с экспериментальными результатами.

Научная новизна: данной работы состоит в обнаружении ряда практически значимых особенностей режимов генерации для ряда волоконных лазерных систем, таких как волоконные лазеры с синхронизацией мод на основе искусственных насыщающихся поглотителей (ИНП) и волоконные параметрические генераторы с синхронной накачкой. В частности, впервые проведено полноценное масштабное численное моделирование линейной схемы волоконного оптического параметрического генератора (ВОПГ), за счёт чего удалось проанализировать области стабильной генерации (в том числе с точки зре-

ния практического применения). Предложена и изучена уникальная схема кольцевого ВОПГ с двухплечевой синхронной накачкой. В результате моделирования широкополосного волоконного лазера с синхронизацией мод на основе эффекта нелинейного вращения поляризации (nonlinear polarization evolution, NPE) впервые продемонстрирована зависимость ширины спектра генерируемых импульсов от коэффициента пропускания малого сигнала $\rho_{\min}$. И, наконец, моделирование узкополосного NPE-лазера с chirпованной волоконной брегговской решёткой (chirped fiber bragg grating, CFBG) продемонстрировало, что основную роль в формировании импульса играет эффект самосжатия спектра. Надо отметить, что последнее явление внутри лазерного резонатора было обнаружено впервые.

Практическая значимость работы заключается в разработке относительно простого для освоения и доступного инструмента моделирования ряда волоконных лазерных систем, в особенности лазеров с синхронизацией мод. Выработана методика автоматической оценки стабильности режима генерации во время численных расчётов. Сами модели позволили определить наиболее значимые параметры резонаторов, на которые необходимо обращать внимание при проведении экспериментов. Например, показано ключевое влияние длины пассивного волокна на размер области стабильной генерации ВОПГ, а также определяющее влияние величины аномальной дисперсии, вносимой CFBG, на ширину спектра импульсов в NPE-лазере.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Двухплечевая синхронная накачка в волоконном оптическом параметрическом генераторе расширяет область достижимых параметров генерируемых импульсов, увеличивая возможность перестройки несущей длины волны до 12 нм, а ширину спектра — до 2,1 нм.
2. Нелинейное усиливающее петлевое зеркало, используемое как спектральный фильтр, подавляет пьедестал оптического импульса в частот-

ной области, уменьшая долю энергии в нём с 34 до 5,6 % при длине пассивного волокна в кольце порядка 1 км.

3. Генерация узкополосных ($\sim 0,12$ нм) импульсов пикосекундной длительности в волоконном лазере с синхронизацией мод на основе эффекта нелинейного вращения поляризации достигается внедрением в схему чирпованной волоконной брэгговской решёткой с большой аномальной дисперсией (от -30 до -125 пс²). Возникающий внутри резонатора эффект самосжатия спектра определяет ширину спектра генерируемых импульсов и нивелирует влияние полосы пропускания решётки.
4. Уменьшение коэффициента пропускания амплитудного самомодулятора для сигнала с низкой пиковой мощностью до уровня менее 3,5 % позволяет увеличить как порог перехода в многоимпульсный режим генерации, так и достижимую ширину спектра импульсов, генерируемых иттербиевым волоконным лазером с синхронизацией мод, до 60 нм и более.

Достоверность полученных результатов численного моделирования обеспечивается прямым сравнением модельных данных с экспериментальными результатами (там, где это возможно), а также согласованностью с аналитическими решениями и результатами, полученными другими авторами. Во время эксперимента использовались хорошо проверенные методики измерений.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на 9-м Международном семинаре по волоконным лазерам (2020, онлайн), международной конференции «SPIE/COS Photonics Asia» (2021, онлайн), Всероссийской конференции по волоконной оптике (2021, Пермь, Россия), международной конференции «20th International Conference Laser Optics» (2022, Санкт-Петербург, Россия), 10-м Международном семинаре по волоконным лазерам (2022, Академгородок, Новосибирск, Россия), VII Всероссийском молодежном научном форуме «Наука будущего – наука молодых» (2022, онлайн), Всероссийской

конференции по волоконной оптике (2023, Пермь, Россия), международной конференции «21th International Conference Laser Optics» (2024, Санкт-Петербург, Россия).

Личный вклад. В ходе работы автором лично были составлены численные модели волоконных резонаторов, а также значительно модифицирована библиотека для расчётов (в том числе выполнена её адаптация для проведения вычислений на графических ускорителях). Помимо этого, автором была предложена и численно исследована уникальная схема кольцевого ВОПГ с двухплечевой накачкой. Также автором была собрана и исследована экспериментальная установка узкополосного волоконного лазера с синхронизацией мод на основе эффекта NPE.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 12 печатных изданиях, 5 из которых изданы в рецензируемых научных журналах, индексируемых в российских и международных базах данных, 7 — в тезисах докладов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 110 страниц, включая 31 рисунок и 2 таблицы. Список литературы содержит 128 наименований.

Глава 1. Основные понятия и обзор литературы

В данной главе в общем виде обсуждаются особенности волоконных лазеров, которые являются причинами их бурного развития. Также перечислены неразрывно связанные с этим способы практического применения. Особое внимание будет уделено биомедицине, как наиболее востребованной области. И, наконец, будут даны основные понятия и подходы к формированию импульсного излучения в волоконной оптике.

1.1 Особенности волоконных лазеров

Волоконные лазеры получили бурное развитие благодаря неоспоримым преимуществам перед остальными типами лазеров [4]. Например, возможность одномодовой генерации в рабочем диапазоне с высоким качеством выходного пучка. Благодаря тому, что излучение генерируется внутри волоконного резонатора, исчезает потребность в юстировочных и других элементах объёмной оптики. К тому же волоконные лазеры получаются компактными и имеют высокую эффективность ($\geq 80\%$) по отношению к накачке в области 1 мкм [16]. Стоит отметить, что волоконные лазеры охватывают широкий диапазон выходных характеристик. В зависимости от типа активного волокна, его длины и конфигурации резонатора, волоконный лазер может генерировать как одночастотное непрерывное излучение (лазеры с распределённой обратной связью [17]), так и импульсное излучение: наносекундное с модуляцией добротности [18] или пико- и фемтосекундное с синхронизацией мод [19].

Не в последнюю очередь причиной бурного развития волоконной оптики и, в особенности, волоконных лазеров, является доступность множества оптических волоконных элементов, которые дают большой спектр возможно-

стей для контроля излучения в полностью волоконной среде. Одним из таких элементов является волоконная брэгговская решётка, которая за счёт периодической структуры показателя преломления внутри обычного волокна позволяет отражать излучение в задаваемом диапазоне длин волн. Другим важным волоконным элементом можно назвать спектрально-селективный разветвитель длин волн. Создаётся он в результате сплавки двух волокон, когда их сердцевинны располагаются друг к другу настолько близко, что расстояние между их центрами становится сравнимо с размерами модового поля. Распространяющееся по сердцевинам излучение в таком случае начинает переходить с разной периодичностью из одного волокна в другое. Можно подобрать параметры разветвителя так, чтобы он когерентно разделял оптическое поле, выводя большую часть излучения на определённой длине волны в отдельный выход. Это позволяет вводить излучение в полностью волоконные кольцевые резонаторы. Особое место занимают активные волокна — оптические волокна, легированные ионами редкоземельных металлов, к примеру, иттербием, эрбием, неодимом и др. [20]. Поглощая излучение накачки, они испускают и усиливают свет на определённых длинах волн. Сами по себе волокна бывают различных типов: одномодовые и многомодовые; с сохранением поляризации, фотонно-кристаллические [21], германосиликатные и фосфоросиликатные и многие другие. Каждое создано под определённые задачи и имеет свои особенности, которые крайне важно учитывать. Из перечисленных волоконных элементов уже можно собрать простой непрерывный лазер.

Особое место в волоконной оптике занимают нелинейные явления, без которых эта область не получила бы такого развития. Однако, рассматривая параметры кварцевого стекла, можно прийти к выводу, что оно является не самой подходящей средой для демонстрации нелинейности. В ней присутствует симметрия инверсии, и, как следствие, нелинейная восприимчивость второго порядка $\chi^{(2)}$, дающая обычно наибольший вклад, отсутствует. Имеют место только эффекты третьего порядка. По этой причине нелинейный показатель преломления для большинства волокон варьируется в диапазоне

$2,2\text{--}3,4 \times 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$ [22], что на два порядка меньше, чем в других распространённых нелинейных средах. То же касается коэффициентов комбинационного и бриллюэновского усиления. Несмотря на это, нелинейные явления в волокне могут наблюдаться при излучении относительно низкой интенсивности благодаря двум важным особенностям. В первую очередь — это крайне низкие потери в рабочем диапазоне длин волн $1\text{--}1,6 \text{ мкм}$, а также малый размер пятна излучения — меньше 10 мкм в одномодовом волокне. Эти два параметра оказываются также важны, как нелинейный показатель преломления. Поэтому для оценки эффективности необходимо использовать величину $I_0 L_{\text{eff}}$, где I_0 — интенсивность излучения, а L_{eff} — эффективная длина, на которой сохраняется высокая интенсивность [23]. В случае объёмной оптики интенсивность можно выразить как $I_0 = P_0/(\pi w_0^2)$, где w_0 — радиус пятна. Эффективную длину для Гауссова пучка можно получить по формуле $L_{\text{eff}} \sim \pi w_0^2/\lambda$. В итоге получаем:

$$(I_0 L_{\text{eff}})_{\text{bulk}} = \left(\frac{P_0}{\pi w_0^2} \right) \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = \frac{P_0}{\lambda}. \quad (1.1)$$

В случае одномодового волокна радиус пятна w_0 формируется радиусом сердцевины и разницей её показателя преломления с оболочкой. Так как эти параметры можно считать неизменными на протяжении всей длины волокна, эффективная длина L_{eff} зависит лишь от коэффициента потерь α . Используя формулу для интенсивности $I(z) = I_0 \exp(-\alpha z)$, получаем:

$$(I_0 L_{\text{eff}})_{\text{fiber}} = \int_0^L I_0 e^{-\alpha z} dz = \frac{P_0}{\pi w_0^2 \alpha} (1 - e^{-\alpha L}). \quad (1.2)$$

Для достаточно длинного волокна, чтобы $\alpha L \gg 1$, получаем выражение для сравнения эффективности нелинейных процессов:

$$\frac{(I_0 L_{\text{eff}})_{\text{fiber}}}{(I_0 L_{\text{eff}})_{\text{bulk}}} = \frac{\lambda}{\pi w_0^2 \alpha}. \quad (1.3)$$

На длине волны $1,55 \text{ мкм}$ типичным коэффициентом потерь считается $\alpha = 0,2 \text{ дБ/км}$, а значит эффективность нелинейных процессов в кварцевом волокне почти в 10^9 больше, чем в объёмных элементах. Именно это и позволяет наблюдать в оптических волокнах большое число нелинейных эффектов при

относительно низком уровне интенсивности. Если в телекоммуникации нелинейность является скорее ограничивающим эффектом, то для волоконных лазеров — это уникальный инструмент для генерации импульсов и управления ими.

Среди разнообразия волоконных элементов и нелинейных эффектов, существует так же и разнообразие топологических шаблонов, в которых можно представить резонатор. Помимо кольцевых и линейных, встречаются резонаторы в форме 9-ки [24], 8-ки [25; 26], Θ -резонаторы [27], каплевидные резонаторы [28] и др. Каждый имеет свои уникальные возможности для генерации излучения и управления его параметрами. Если же добавить в схему элементы объёмной оптики, для контроля поляризации или спектральной фильтрации, то число возможных комбинаций резонаторов возрастает многократно. Исследование влияния топологий волоконных резонаторов — это область, на которую обратили внимание лишь недавно [29], и она пока остаётся не достаточно разработанной. Дело в том, что изучить экспериментально различные комбинации хотя бы даже одной и той же схемы крайне трудно и времязатратно. В этом контексте численное моделирование видится наиболее подходящим для этого инструментом. Теоретическая основа для большей части явлений в волоконной оптике давно известна [30; 31] и активно применяется на практике [32—34]. Однако в большинстве опубликованных работ численное моделирование играет лишь вспомогательную роль, как дополнительное исследование экспериментальной схемы на основе её, так называемого, «цифрового двойника». Масштабный анализ различных волоконных лазеров, их сравнение и выявление областей наиболее подходящих параметров для генерации излучения с заданными характеристиками почти не проводится. Причина этого лежит в отсутствии относительно простых, проработанных и доступных инструментов численного моделирования, а также в высокой требовательности к вычислительным ресурсам, от которых сильно зависит затрачиваемое на получение результат время. В данной работе для решения первой проблемы была использована и значительно модернизирована библиотека PyOFSS [35] на языке

программирования Python, о чём подробно рассказано в главе 2. Вторая проблема решалась библиотекой PyOpenCL, которая позволила вести параллельные вычисления на графических процессорах. В качестве них использовались видеокарты NVIDIA Tesla V100 SXM2 32GB кластера ИВЦ НГУ, что значительно (в десятки раз) сократило время моделирования. Всё это позволило не просто использовать численное моделирование, как дополнение к эксперименту, а рассмотреть многомерное пространство параметров волоконных схем на предмет генерации импульсов с необходимыми для практического применения параметрами, о которых и пойдёт речь дальше.

1.2 Применения импульсных волоконных лазеров

Как уже упоминалось в прошлом параграфе, волоконные лазеры позволяют генерировать излучение с крайне широким спектром параметров, но особый интерес вызывают импульсы пико- и фемтосекундной длительности. Они могут нести в себе высокую пиковую мощность, приводящую в действие различные нелинейные и многофотонные процессы без разрушения собственной среды распространения. Зачастую такие лазеры обладают высокой стабильностью, что означает неизменность длительности, ширины спектра, периода генерации и энергии каждого нового импульса. Поэтому они незаменимы там, где требуется точное, быстрое и эффективное воздействие излучения. Можно выделить четыре такие области: промышленное производство, телекоммуникация, научные исследования и биомедицина. В первой они используются для «сверления» отверстий без деформации материала, что, например, востребовано в аэрокосмической области. Также при помощи сверхкоротких импульсов можно обрабатывать поверхности, создавая микроструктуры, маркировку и т. д. [1; 36]. Малая зона термического воздействия и относительно компактное устройство волоконных лазеров делают их весьма востребованными в промышленном

производстве. В телекоммуникациях сверхкороткие импульсы используют для формирования сигнала (например, метод плотного мультиплексирования с разделением по длине волны [37]), что даёт высокую скорость передачи информации. В научных исследованиях пико- и особенно фемтосекундные импульсы незаменимы. Чтобы хоть немного представить, насколько это малые масштабы, можно обратиться к следующей аналогии: 30 фс по отношению к 1 сек — это примерно то же, что 1 сек по отношению к миллиону лет. Неудивительно, что на таких масштабах существует множество явлений. Например, такие ключевые процессы в биологии, как фотосинтез, зрение, сворачивание белков и многое другое. В химии — молекулярные колебания, переориентации и столкновения жидкой фазы, и это лишь некоторые из них — также происходят в этой временной шкале. В технике — высокие времена жизни возбуждённых состояний, фотоионизация и время релаксации электронно-дырочных элементов, которые определяют время отклика световых детекторов и электроники, — также являются сверхбыстрыми [38].

Таким образом, можно с уверенностью говорить, что волоконные лазеры, генерирующие пико- и фемтосекундные импульсы крайне востребованы в большом числе применений. Однако одним из самых актуальных направлений, где важными является не только длительность и пиковая мощность, но и центральная длина волны излучения, была и остаётся биомедицина [5].

Применения в биомедицине. Помимо перечисленных преимуществ волоконных лазеров, использованию их в биомедицине поспособствовало удачное

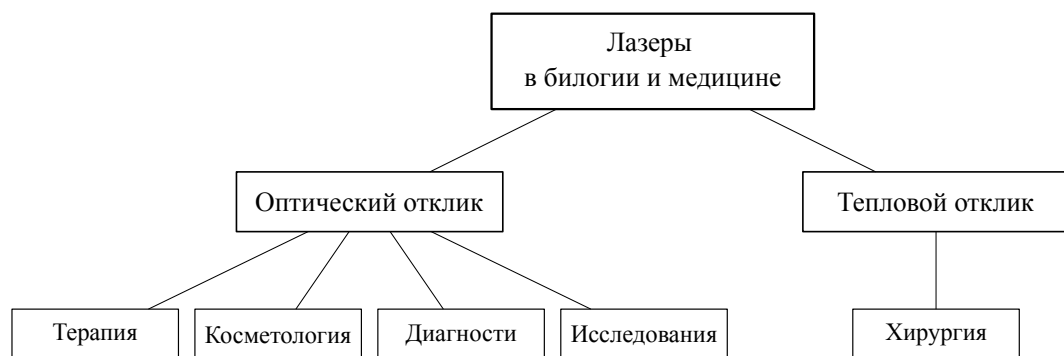


Рисунок 1.1 — Применения лазеров в биологии и медицине [39].

наложение диапазона длин волн, на которых возможна генерация излучения, и полос поглощения и пропускания некоторых органических соединений и молекулярных групп на основе воды [39]. Их можно встретить во многих тканях и клетках, что даёт широкие возможности для исследования и термического воздействия. Условно можно выделить две категории по характеру ожидаемой ответной реакции среды (Рис. 1.1): те, что вызывают тепловой отклик, и те, что оптический. В первом случае обычно используется непрерывное излучение или длинные импульсы, чья высокая интенсивность преобразуется в тепло, вызывающее разрушение облучаемого материала. В случае же оптического отклика стараются избежать повреждения тканей и клеток, а так же разрушения химических соединений, поэтому важно правильно подобрать длину волны излучения вдали от пиков поглощения, её интенсивность, режим генерации и длительность воздействия. Больше всего для этого подходят импульсные волоконные лазеры. Однако это далеко не всё, что нужно учитывать. Передовые методы диагностики и исследования в биомедицине накладывают дополнительные требования к излучению. Для того, чтобы понять, откуда они возникли, нужно кратко рассказать о следующем оптическом явлении — о комбинационном рассеянии (КР) света.

КР делится на спонтанное и вынужденное. В первом случае малая часть падающего излучения неупруго рассеивается на молекулах вещества, испытывая сдвиг частоты. Эффект был открыт ещё в 1928 году индийским физиком Ч. Раманом [40]. И хотя одновременно с ним новое явление при рассеянии света наблюдали советские учёные Л. И. Мандельштам и Г. С. Ландсберг [41], Раман получил Нобелевскую премию в 1930 году. Возможно, по этой причине в зарубежной литературе используют термин *raman scattering* тогда, как в отечественной обычно — комбинационное рассеяние. Такая формулировка будет применяться и в данной работе.

С точки зрения квантовой теории излучения, КР можно объяснить следующим образом. Фотон с частотой ν_0 несёт в себе энергию $E_0 = h\nu_0$, где h — постоянная Планка. Во время взаимодействия фотона с молекулой может воз-

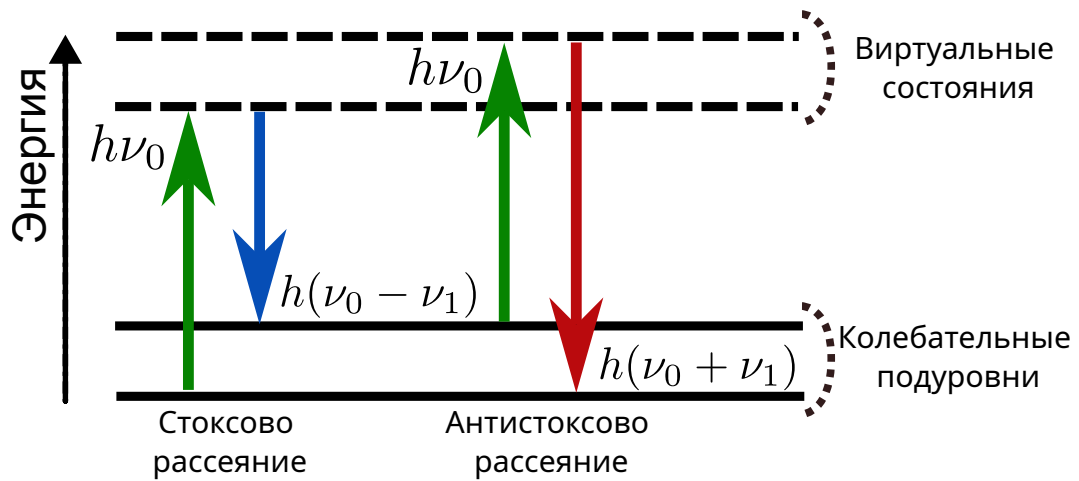


Рисунок 1.2 — Уровни энергии при комбинационном рассеянии света.

будиться неустойчивое, так называемое виртуальное состояние. При упругом рассеянии система вскоре вернётся в прежнее состояние, испустив квант с той же энергией $h\nu_0$. Однако при неупругом рассеянии происходит обмен энергией с двумя возможными исходами (Рис. 1.2). Если молекула забирает часть энергии фотона и переходит на более высокий колебательный уровень, то происходит стоксово рассеяние с частотой $\nu_0 - \nu_1$. Если же молекула изначально находилась на возбуждённом колебательном уровне, то она может наоборот отдать часть энергии. Последнее, при котором частота фотона становится равной $\nu_0 + \nu_1$, называют антистоксовым рассеянием. ν_1 — называют частотой сдвига КР, и зависит она от строения вещества. При обычных условиях рассеивается лишь малая часть вещества (спонтанное КР). В случае же, когда исходное излучение становится крайне интенсивным, возникает новое явление — вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). Интенсивность стоксовой волны быстро возрастает и в неё перекачивается большое количество энергии.

В волоконной оптике на основе эффекта ВКР можно создавать как усилители, так и источники генерации на новых длинах волн. Однако в биомедицине и химии эффект КР занимает отдельное место. Существует целая группа исследовательских техник, которую можно назвать спектроскопией комбинационного рассеяния [42]. Строится она на определении комбинационного сдвига рассеянного на исследуемом веществе света, за счёт чего можно делать выводы о внутреннем устройстве. В самом простом виде можно опираться

лишь на спонтанное КР, детектируя стоксовы и антистоксовы волны. Серьёзный минус такого подхода заключается в том, что интенсивность рассеянного сигнала крайне низкая. С другой стороны исследуемые образцы не требуют предварительной подготовки, вроде введения сигнальных меток. Поэтому не удивительно, что с развитием оптических технологий, стали появляться и модификации базовой техники, сконцентрированные на усилении получаемого сигнала и увеличении диапазона применения. На сегодняшний день существуют десятки спектроскопических методов, в основе которых лежит эффект КР [15; 43—46]. Одним из перспективных направлений является спектроскопия когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) [15; 47].

Суть процесса КАРС на самом деле хорошо описывается всё тем же Рис. 1.2. На исследуемую среду синхронно направляются три сигнала: накачка с частотой ν_0 , стоксово излучение с частотой ν_s , которая сдвинута относительно ν_0 на частоту КР, и зондирующий сигнал с варьируемой частотой ν_{prob} . В результате образуется антистоксово излучение с частотой $\nu_a = \nu_0 - \nu_s + \nu_{prob}$. Зачастую ν_{prob} берут равным ν_0 , что значительно упрощает экспериментальную установку, позволяя использовать два источника излучения. Если сравнивать со спектроскопией спонтанного КР, то в данном случае интенсивность антистоксова сигнала будет значительно выше по двум причинам. Во-первых, в КАРС-спектроскопии, в исследуемой среде, образуется когерентное возбуждение, отчего вклад каждого атома в результирующий сигнал будет больше, чем при спонтанном рассеянии, и однонаправленным, что облегчает детектирование. Во-вторых, использование антистоксова сигнала позволяет избежать перекрытия с фоновым излучением, вроде флуоресценции или рассеяния, что увеличивает контрастность сигнала. Из-за нелинейности самого процесса КР сканирование образцов происходит крайне быстро, что снижает степень воздействия излучения на вещество.

Важно отметить, что КАРС используют не только для генерации спектра антистоксовых сигналов, но и для визуализации. Только в этом случае частоту импульсов накачки ν_0 фиксируют на какой-то характерной для исследуемо-

Таблица 1 — Требования к импульсам для КАРС.

Частота генерации	$> 1 \text{ МГц}$
Длина волны	$700 - 1100 \text{ нм}$
Длительность	$\ll 1 \text{ нс}$
Диапазон сдвига КР	$0 - 3500 \text{ см}^{-1}$
Спектральная ширина импульса	$< 10 \text{ см}^{-1}$

го образца величине (например, на частоте колебательной моды ОН-группы), и сканируют его. Так повторяют несколько раз при разных ν_0 , что при наложении результатов друг на друга позволяет сформировать представление о внутреннем химическом и визуальном устройстве клетки и других образцов.

Однако за перечисленные преимущества приходится платить сложностью экспериментальной установки и строгими требованиями, накладываемыми на лазерные источники. Например, на степень повреждения образца влияет длительность, мощность и частота генерации импульсов, не говоря уже о длительности сканирования и пиках поглощения исследуемых веществ. Длительность импульсов накачки также влияет на контрастность итогового сигнала. Ширина спектра — на спектральное разрешение, а частота генерации — на скорость сканирования. К тому же, от самого исследуемого образца зависит длина волны накачки и диапазон сдвига КР, что можно оценить по наиболее востребованным для изучения материалам. Краффт с соавторами [15] смогли сформулировать требования к лазерам, которые могут использоваться для КАРС спектроскопии и визуализации (Таб. 1). О способах получения пикосекундных импульсов в целом и подобных в частности будет рассказана далее.

1.3 Способы получения импульсов с заданными параметрами

Для генерации импульсов пико- и фемтосекундной длительности в волоконных лазерах используется ряд методов, позволяющих достичь состояния синхронизации мод [7]. Этот процесс означает синхронизацию продольных мод резонатора по фазе, что приводит к их когерентному сложению и формированию оптических импульсов. Остальные моды вырождаются, испытывая за проход больше потерь, чем усиления. В установившемся (стационарном) состоянии различные эффекты, влияющие на импульс внутри лазера, находятся в равновесии, так что его параметры остаются неизменными после очередного обхода резонатора.

Методы синхронизации мод принято делить по характеру воздействия на две группы: активную и пассивную. В первой есть так называемое «внешнее», воздействие на излучение, вызывающее периодические потери или изменения фазы. Добиваются этого либо за счёт акусто- или электрооптических модуляторов размещённых внутри резонатора, либо модуляцией накачки. Известным недостатком активной синхронизацией мод является значительно бо́льшая длительность генерируемых импульсов в сравнении с получаемыми при помощи пассивной синхронизации мод. С другой стороны, управляемая модуляция позволяет добиваться синхронизации с какими-то внешними сигналами, что используется, например, в коммуникации. Пассивная же синхронизация мод представляет больший интерес, так как позволяет генерировать гораздо более короткие импульсы в полностью волоконных схемах. В её основе лежат так называемые насыщающиеся поглотители со следующим механизмом работы. Всё излучение, ниже определённой мощности P_{cr} , поглощается. При возникновении излучения выше P_{cr} поглотитель перенасыщается, уменьшая потери. Чем выше мощность, тем меньше оказываются потери (до определённого предела). Если добавить насыщающийся поглотитель в кольцевую схему с усилителем, можно создать механизм, который будет отбирать для усиления лишь излучение с вы-

сокой пиковой мощностью. При установлении равновесия в системе, усиление будет насыщаться до уровня, достаточного только для компенсации потерь. С другой стороны, любое излучение меньшей интенсивности будет испытывать потери, превышающие усиление, так как поглотитель не может быть насыщен этим светом. Таким образом, поглотитель может подавлять любые вторичные (более слабые) импульсы в дополнение к любому непрерывному фоновому излучению. Кроме того, насыщающийся поглотитель постоянно ослабляет ведущую по времени часть импульса (фронт), которая его перенасыщает. Задняя часть также может быть ослаблена, если поглотитель восстановится достаточно быстро. В итоге, это будет приводить к уменьшению длительности импульса. В установившемся режиме это влияние уравнивается другими эффектами (например, хроматической дисперсией), которые приводят к увеличению длительности.

В основе насыщающихся поглотителей лежит нелинейное поглощение. Оно может иметь место, например, в среде с поглощающими ионами легирующей примеси, когда сильная оптическая интенсивность приводит к обеднению основного состояния этих ионов. Подобные эффекты могут происходить в полупроводниках, где возбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости снижает поглощение для энергии фотонов, превышающей энергию запрещённой зоны. Недавние исследования показывают значительный прогресс в разработке новых материалов в качестве сверхбыстрых насыщаемых поглотителей [48; 49]. Однако время их отклика и рабочий диапазон длин волн по-прежнему уступают технологиям так называемых искусственных насыщаемых поглотителей (ИНП). Сразу стоит пояснить значение слова «искусственные» в данном контексте. Иногда возникает ошибочное предположение, что речь идёт о природе их возникновения. И в таком случае насыщающиеся поглотители, которые выращиваются в лабораториях, например, углеродные нанотрубки, тоже могут так называться. Однако, когда упоминается «искусственность», речь на самом деле идёт о механизмах поглощения и насыщения. В углеродных нанотрубках они проявляются напрямую, а в ИНП — факти-

чески имитируются при помощи нелинейных эффектов третьего порядка в оптоволокне. Вместо насыщаемого поглощения реализован механизм нелинейных оптических потерь. Другое важное отличие заключается в том, что из-за отсутствия поглотителя у ИНП не происходит деградация, а именно — ухудшение его характеристик. Из-за использования керровской нелинейности время отклика ИНП лежит в фемтосекундных временных масштабах. Кроме того, в отличие от стационарного нелинейного отклика реального насыщающегося поглотителя, нелинейная функция пропускания искусственного насыщающегося поглотителя может быть «настроена» путём варьирования различных параметров системы (например, поляризации и мощности). Это позволяет получать разнообразные режимы генерации: непрерывный режим, режим модуляции добротности, синхронизацию мод, солитонные молекулы и множество промежуточных или нестабильных режимов пульсации с шумом.

Среди искусственных насыщающихся поглотителей можно выделить два наиболее распространённых, присущих исключительно волоконным лазерным системам. Первый основан на эффекте NPE, который также называют нелинейной эволюцией поляризации. Впервые продемонстрирован данный метод был ещё в 1993 году [9]. В основе лежит керровская нелинейность, которая в волокне без сохранения поляризации заставляет две ортогональные моды, образующие эллиптическую поляризацию, взаимодействовать друг с другом через нелинейный показатель преломления. Это приводит к изменению угла эллипса поляризации, зависящему от интенсивности излучения и длины взаимодействия. Если добавить к этому контроллер поляризации для управления начальным состоянием и элемент фильтрации излучения в зависимости от поляризации, призму Глана или другой поляризационный делитель, то все вместе эти элементы начнут действовать, как насыщающийся поглотитель. Для создания на его основе волоконного лазера достаточно лишь добавить усиление и обратную связь тем или иным способом.

Главным преимуществом синхронизации мод на основе эффекта NPE является возможность генерации мощных пико- и фемтосекундных импульсов.

Причина этого в керровской нелинейности, которая имеет крайне малое время релаксации. К тому же в подобных схемах возможен самостарт, что значит, что к найденному режиму генерации можно вернуться после прекращения накачки, достаточно повысить её до рабочего уровня мощности. Дополнительной настройки обычно почти не требуется, что и отражает название. В 2008 году при помощи NPE-лазера с полностью нормальной дисперсией была получена генерация самоподобных импульсов с энергией 10 нДж и длительностью 100 фс [50]. В 2012 были получены импульсы уже с энергией 20 нДж и 200 фс после сжатия [10], однако начал проявляться паразитный (в данном контексте) пик, вызванный эффектом ВКР. Самый серьёзный минус волоконных NPE-лазеров заключается в использовании волокна без сохранения поляризации. Состояние поляризации в таких волокнах очень чувствительно к окружающим воздействиям, вроде изменения температуры или акустических колебаний, что создаёт серьёзное препятствие для промышленного и коммерческого применения. Вдобавок, процесс синхронизации мод в NPE-лазере — это «чёрный ящик». Режим генерации приходится искать вслепую, так как практически невозможно предсказать, какие настройки контроллера поляризации приведут к появлению импульсов и будут ли они вообще. В результате, несмотря на длительное использование метода, до сих пор активно ведутся исследования, чтобы справиться с перечисленными проблемами. Например, несколько групп учёных пытаются реализовать эффект NPE при помощи волокна с сохранением поляризации [11; 12], что сможет уменьшить влияние температуры и вибрации на стабильность генерации.

Другой достаточно распространенный искусственный насыщающийся поглотитель — это нелинейное усиливающее петлевое зеркало (nonlinear amplifying loop mirror, NALM). Впервые оно было продемонстрировано тоже относительно давно, ещё в 1990 году [8]. NALM является логичным развитием нелинейного оптического петлевого зеркала (Nonlinear optical loop mirror, NOLM), исследованного двумя годами ранее [51]. В отличие от насыщающегося поглотителя на основе NPE, оба они имеют крайне простое устройство. У оптического раз-

ветвителя соединяются два выхода, образуя таким образом петлю. В случае их несимметричности, нелинейный набег фаз излучения, распространяющегося против и по часовой стрелке, будет разным, что приведёт к интерференции на выходе. Такая конструкция и называется NOLM. Несмотря на то, что можно найти работы, где предлагаются способы улучшения NOLM [52], на данный момент оно практически не используется, как насыщающийся поглотитель в виду малой эффективности и отсутствия хоть каких-то способов управления излучением внутри. С другой же стороны, если добавить в петлю усилитель в виде того же активного волокна, накачиваемого при помощи лазерного диода, то разница интенсивностей встречно распространяющегося излучения будет уже куда более значительной. При этом, самим процессом можно будет управлять, меняя мощность накачки усиления. Пример схемы с описанием можно найти в Пар. 4.1. Интересной особенностью NALM является то, что его можно использовать и для синхронизации мод в качестве искусственного насыщающегося поглотителя, и для амплитудной фильтрации с одновременным усилением импульсов [53; 54]. Причём в первом случае обычно соединяют два других конца оптического разветвителя, добавляя к ним активное волокно, изоляторы и другие элементы для контроля и формирования излучения [13]. Подобные схемы носят название «восьмёрки» (в форме фигуры 8) за характерный вид. Также есть примеры [14], где NALM соединяют с брэгговской решёткой, которая помогает в формировании импульса. В отличие от волоконных NPE-лазеров, NALM не так чувствительно к внешним возмущениям. С другой же стороны присутствуют проблемы с самостартом генерации импульсов, что вынуждает добавлять специальные элементы для решения этой проблемы.

Также источниками импульсного излучения могут являться генераторы. Так обычно называют схемы, преобразующие накачку в излучение на новых длинах волн за счёт нелинейных эффектов, таких как четырёхволное смешение. В волоконной оптике большой интерес вызывает генератор Мамышева [4; 55]. Его суть состоит в том, что импульс, проходя через пассивное волокно, испытывает фазовую самомодуляцию, что приводит к значительному уширению

спектра. Вместе с парой неперекрывающихся фильтров такая схема действует как насыщающийся поглотитель. То есть, импульсы низкой интенсивности не испытывают достаточной фазовой самоудялки, чтобы достичь смещённых фильтров. Фактически можно говорить об эффективной функции его пропускания и, следовательно, о схожести с ИНП. Последние работы показывают, что в генераторе Мамышева можно получать импульсы с мощностью порядка 1 МВт и малой длительностью (около 100 фс после сжатия) [56]. К ИНП в таком случае можно отнести и другой тип волоконных генераторов — параметрических. Синхронная накачка в данном случае выступает в качестве механизма, который усиливает высокоинтенсивное излучение строго на определённых длинах волн.

В основе параметрических генераторов обычно лежит четырёхволновое смешение. Для его вызова в волоконной оптике используют фотонно-кристаллическое волокно (Photonic crystal fiber, PCF) [57]. Оно обладает рядом важных преимуществ, крайне необходимых для параметрической генерации. Коэффициент нелинейности и максимально допустимая пиковая мощность там выше, чем в обычном волокне. Кроме того, за счёт внутренних структур можно тонко настраивать дисперсию при создании PCF, что важно для условия фазового синхронизма. При помощи ВОПГ можно получить мощные импульсы на новых длинах волн в довольно широком диапазоне. Часто встречаются схемы, в которых используется только объёмная оптика и отрезок PCF, чего, однако, хватает, чтобы называться волоконным генератором [58; 59].

Перечисленные ИНП на основе эффекта NPE и NALM, а также синхронная накачка в ВОПГ, представляют особый интерес для численного моделирования. Их крайне трудно исследовать аналитически и экспериментально, так как они отвечают за процесс формирования режима генерации в волоконных схемах, происходящий на малых масштабах времени. В то же время итоговый результат в виде пикосекундных импульсов объединяет упомянутые методы, поэтому должны существовать общие подходы для их численного изучения, поиск которых и был предпринят в данной работе.

Одной из важнейших характеристик пикосекундных импульсов является ширина спектра. В большинстве случаев она определяет дальнейшее практическое применение. Однако, как уже было сказано, в случае с биомедициной необходимо принимать во внимание центральную длину волны и многое другое. Например, ВОПГ, численному исследованию которого посвящена глава 3, является перспективным источником для КАРС. Разрешающая способность визуализации зависит от ширины спектров используемых параметрических импульсов. Вдобавок, в Пар. 1.2 упоминалось, что необходимо как минимум два импульса: один для стоксова сигнала, другой для накачки и зондирующего сигнала. Причём важным условием является возможность заведения их по единому оптическому пути и синхронно по времени в исследуемый образец. В первых установках КАРС-визуализации использовались оптические параметрические генераторы, которые обеспечивали высокую мощность и перестройку. Но в то же время занимали много места и требовали сложной настройки, что серьёзно ограничило практическое применение [60]. Попытки же использовать два отдельных лазера, генерирующих импульсы на разных длинах волн, неизбежно сталкиваются с трудностями синхронизации. Такая проблема не возникает, если импульс накачки и стокса образуют последовательность связанных сигналов ещё при генерации. Этого можно добиться при помощи эффекта вырожденного четырёхволнового смешения, который реализуется в ВОПГ. В результате, они активно используются в КАРС [15; 47], как источники последовательности синхронных импульсов на разных несущих длинах волн.

С другой стороны для ВОПГ требуется импульсная накачка узкополосными пикосекундными импульсами. Их получение — это отдельная сложная задача с не очевидными путями решения, которые можно разделить на три направления. В первом случае можно пропустить импульс через узкополосный спектральный фильтр, например, волоконную брэгговскую решётку. К сожалению, это приводит к образованию спектрального пьедестала [61], который вызывает разрушение импульса после усиления. Второй метод — это прямая генерация волоконным лазером с CFBG, обеспечивающей большую аномаль-

ную дисперсию. Третий метод довольно уникален и не так распространён, он заключается в использовании эффекта самосжатия оптического спектра. Дело в том, что при некоторых условиях, фазовая самомодуляция (ФСМ) может приводить к сжатию импульса, а не расширению [62; 63]. Например, в недавней работе [64] ширина спектра была уменьшена с 11 нм до 0,23 нм при сохранении 50% энергии, что потребовало заранее создать у импульса чирп в размере $-91,9$. Помимо этого, в данном методе важно следить за начальной формой импульса, потому что от неё зависит достижимый максимум сжатия спектра и его искажение в итоге [65].

В главе 4 рассмотрено два метода из перечисленных. Во-первых, численно исследована возможность подавления пьедестала при помощи NALM, которое, как уже упоминалось, способно одновременно отвечать за спектральную фильтрацию и усиление. Во-вторых, исследована возможность прямой генерации подходящих импульсов. Недавно была реализована схема с NALM в качестве ИНП [14]. Были получены солитоны на длине волны 1064,5 нм с шириной спектра 0,17 нм. За счёт CFBG суммарная дисперсия резонатора оказалась аномальной и равнялась $-39,8$ пс². При помощи NALM и раньше получали узкополосные импульсы пикосекундной длительности, даже без использования CFBG. Например, в полностью волоконном лазере в форме «восьмёрки» удалось добиться генерации импульсов с шириной спектра от 0,18 нм до 12 нм, управляя накачкой при помощи машинного обучения, анализирующего дисперсионное Фурье преобразование [66] и другие измеряемые данные. Однако помимо когерентных импульсов в схеме возникают и шумоподобные импульсы, называемые ещё двумасштабными, что можно обнаружить в основном только на автокорреляционной функции. Также можно отметить невозможность тонкой настройки NALM'ом режимов генерации в отличие от ИНП на основе NPE [32]. Таким образом, использование NPE для пассивной синхронизации мод в комбинации с CFBG видится более перспективным вариантом накачки для ВОПГ. Ранее похожая схема исследовалась в [67], где были получены импульсы на длине волны 1560 нм с шириной спектра 0,65 нм на уровне -3 дБ.

Используемая CFBG обеспечивала дисперсию всего $-8,9 \text{ пс}^2$. В другой работе [68] продемонстрированы импульсы с шириной спектра 0,7 нм на уровне -3 дБ с центральной длиной волны 1050 нм, где в свою очередь дисперсия CFBG равнялась $-2,2 \text{ пс}^2$. Также были работы, где в сочетании с CFBG использовались углеродные нанотрубки [69; 70]. У авторов получилось добиться спектральной ширины 0,45 нм и 0,3 нм при -3 дБ , соответственно. Стоит отметить, что никто ранее не пытался достигнуть наиболее узкополосной генерации, насколько это возможно, а также не проводилось подробного численного моделирования волоконного NPE-лазера с CFBG, обеспечивающей аномальную дисперсию. На контрасте с подобными результатами интересно отметить, что при помощи волоконных NPE-лазеров возможно получать сильночирпованные диссипативные солитоны с шириной спектра около 20 нм и более, что на два порядка больше. Как следствие, их удаётся сжимать до фемтосекундных значений, получая крайне мощные импульсы, о востребованности которых говорилось в параграфе 1.2. Численному исследованию широкополосного волоконного NPE-лазера посвящена глава 4.3.

1.4 Выводы к главе 1

Представленное многообразие разновидностей оптического волокна и нелинейных эффектов в сочетании с уникальными характеристиками привели к бурному развитию волоконных лазеров. Это также является и следствием их востребованности в большом числе областей: в машиностроении, научных исследованиях, биомедицине и т. д. С другой стороны такое разнообразие и внутренняя сложность волоконных схем приводит к тому, что детально исследовать их во время эксперимента практически невозможно. С такими хорошо известными и часто используемыми ИНП, как NALM и NPE, продолжают появляться новые работы, раскрывающие их новые грани. Так, более тщательное

исследование перечисленных ИНП и синхронной накачки в ВОПГ можно провести с использованием численного моделирования.

Глава 2. Методы и инструменты численного моделирования

В данной главе подробно описаны: основное уравнение, при помощи которого моделировалось распространение излучения внутри волокна, его особенности, методы решения, способы моделирования отдельных элементов волоконных резонаторов и нелинейных эффектов, а также подход для определения стабильных режимов генерации импульсов.

2.1 Нелинейное уравнение Шрёдингера

Наиболее распространённым методом описания поведения излучения в одномодовом волокне является обобщённое нелинейное уравнение Шрёдингера (НУШ) [71]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2}A + i \sum_{n=2}^{\infty} \frac{i^n \beta_n}{n!} \frac{\partial^n A}{\partial t^n} + \\ & + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times \left(A(z, t) \int_0^{\infty} R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right), \end{aligned} \quad (2.1)$$

где $A(z, t)$ — комплексная огибающая электрического поля в системе отсчета,двигающейся с групповой скоростью v_g , β_n — коэффициент n -го порядка разложения постоянной распространения моды $\beta(\omega)$ в ряд Тейлора вблизи ω_0 , α — линейный коэффициент затухания, γ — коэффициент керровской нелинейности и $R(t)$ — нелинейная функция отклика, о которой подробнее будет рассказано далее. Первое слагаемое в правой части уравнения отвечает за линейные потери в волокне. Второе слагаемое — за хроматическую дисперсию (зависимость скорости распространения спектральных компонент волны от их частоты). Само выражение возникает из разложения $\beta(\omega)$ в ряд Тейлора вблизи несущей частоты ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots, \quad (2.2)$$

где $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ и

$$\beta_m = \left(\frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 1, 2, \dots). \quad (2.3)$$

Для моделирования классических явлений и стандартных волокон хватает первых членов разложения до β_3 включительно. Коэффициент β_2 называют дисперсией групповых скоростей, что вытекает из следующих формул. Групповая скорость v_g по определению даёт:

$$\beta_1 = \frac{\partial \beta}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g}, \quad (2.4)$$

и из формулы (2.3) следует, что

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega}. \quad (2.5)$$

То есть, β_2 определяет зависимость групповой скорости v_g от частоты ω и изменение огибающей волнового пакета. Кубическое слагаемое в уравнении (2.1), в состав которого входит β_3 , отвечает за дисперсионные эффекты высшего порядка. Его вводят, когда длина волны излучения близка к длине волны нулевой дисперсии, при которой $\beta_2 = 0$. Или же когда по волокну распространяются импульс с длительностью < 1 ps [71]. В таком случае ширина спектра становится относительно большой и соотношение $\Delta\omega/\omega_0$ уже не такое малое, чтобы можно было пренебрегать слагаемыми 3-го порядка в разложении дисперсии [см. формулу (2.2)]. Совсем другой вопрос, когда моделируется распространение излучения в РСФ, в котором из-за сложной геометрической поперечной структуры присутствует нестандартное поведение дисперсионной кривой. Поэтому необходимо учитывать дисперсию 3-го и выше порядков.

Отдельно выделяют нормальную дисперсию, которая наблюдается при $\beta_2 > 0$, и аномальную, когда $\beta_2 < 0$. В первом случае высокочастотные части волны распространяются медленнее, чем низкочастотные. Во втором — наоборот. Причём, аномальный режим представляет особый интерес в виду существования в нём оптических солитонов. Это тип импульсов, которые за счёт

компенсации их дисперсионного и нелинейного фазовых набегов могут распространяться по волокну без каких-либо искажений.

Третье слагаемое в правой части уравнения (2.1) играет крайне важную роль, определяя нелинейную динамику распространения излучения в волокне. Функция отклика $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$ описывает мгновенный (электронный) вклад и запаздывающий во времени (колебательный) вклад соответственно [71; 72]. Здесь f_R — доля излучения в нелинейности, задержанная эффектом ВКР. Для кварцевых световодов она соответствует величине 0.18 [73]. Функция $h_R(t)$ описывает поведение запаздывающего отклика ВКР, возникающего из-за колебаний молекул среды в ответ на распространяющееся излучение. Причём, для перечисленных определений важно брать следующую нормировку:

$$\int_0^\infty h_R(t) dt = 1, \quad (2.6)$$

так как это позволяет разделить физический смысл, заключённый в f_R и $h_R(t)$, которые в итоге определяют амплитуду задержанного отклика в нелинейность и его поведение во времени, соответственно.

Обобщённое НУШ [уравнение (2.1)] возможно решать численными методами, нужна лишь формула для $h_R(t)$. Обо всём этом подробнее будет рассказано в следующих параграфах. Однако далеко не всегда эффект ВКР играет важную роль, поэтому иногда для быстроты расчётов уравнение (2.1) можно упростить следующим образом. Интенсивность можно разложить в ряд Тейлора:

$$|A(z, t - t')|^2 \approx |A(z, t)|^2 - t' \frac{\partial}{\partial t} |A(z, t)|^2, \quad (2.7)$$

что будет верно, если огибающая изменяется слабо на коротких масштабах времени. Если подставить выражение (2.7) в обобщённое НУШ, то интенсивность выйдет из под интеграла:

$$\begin{aligned} A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \approx \\ A(z, t) |A(z, t)|^2 \int_0^\infty R(t') dt' - A(z, t) \frac{\partial}{\partial t} |A(z, t)|^2 \int_0^\infty t' R(t') dt'. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Рассмотрим отдельно интегралы в данном выражении. Подставим в них приведённую выше функцию $R(t)$ и, учитывая нормировку для $h_R(t)$ и свойства дельта-функции, получим:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty R(t)dt &= (1 - f_R) \int_0^\infty \delta(t)dt + f_R \int_0^\infty h_R(t)dt = \\ &= (1 - f_R) + f_R = 1, \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \int_0^\infty tR(t)dt &= (1 - f_R) \int_0^\infty t\delta(t)dt + f_R \int_0^\infty th_R(t)dt = \\ &= f_R \int_0^\infty th_R(t)dt = T_R, \end{aligned} \quad (2.10)$$

где T_R — это ВКР-параметр. Возвращаясь в выражению (2.8), имеем:

$$\begin{aligned} A(z,t) \int_0^\infty R(t')|A(z,t-t')|^2dt' &\approx \\ &\approx A(z,t)|A(z,t)|^2 - T_RA(z,t)\frac{\partial|A(z,t)|^2}{\partial t}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Это приводит нас к НУШ в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} &= -\frac{\alpha}{2}A + i \sum_{n=2}^\infty \frac{i^n \beta_n}{n!} \frac{\partial^n A}{\partial t^n} + \\ &+ i\gamma \left(|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - \right. \\ &\left. - T_RA \frac{\partial|A|^2}{\partial t} - \frac{i}{\omega_0} T_R \frac{\partial}{\partial t} \left(A \frac{\partial|A|^2}{\partial t} \right) \right). \end{aligned} \quad (2.12)$$

Первое слагаемое в больших скобках широко известно благодаря его учёту в стандартном НУШ и определяет керровскую нелинейность. Второе слагаемое, пропорциональное ω_0^{-1} , отвечает за самообострение, известное в зарубежной литературе, как self-steepening [74]. Это явление приводит к искажению временной формы импульса, делая его задний фронт более крутым. В сочетании с уширением спектра из-за влияния ФСМ самообострение может приводить к асимметрии спектра. Третье слагаемое, пропорциональное T_R , отвечает за эффект ВКР. Последнее слагаемое, пропорциональное одновременно и ω_0^{-1} , и T_R , в исследованиях встречается крайне редко (например, [75]) и обычно пренебрегается, являясь малой величиной 3-го порядка.

Уравнение (2.12) можно ещё упростить для случая пикосекундных импульсов. При длительности $T_0 > 1$ пс такие величины, как $(\omega_0 T_0)^{-1}$ и T_R/T_0 становятся достаточно малыми, чтобы можно было отбросить связанные с ними слагаемые. В итоге, если ещё и учитывать только дисперсию второго порядка, получится стандартное НУШ:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma|A|^2A, \quad (2.13)$$

которое, несмотря на относительную простоту, подходит для описания распространения пикосекундных импульсов в стандартных волокнах, что является достаточно типичной ситуацией. В данной работе уравнение (2.13) также использовалось. Для ситуаций, когда влияние эффекта ВКР нельзя исключать или оно есть наверняка, использовалось обобщённое НУШ в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2}A + i \sum_{n=2}^5 \frac{i^n \beta_n}{n!} \frac{\partial^n A}{\partial t^n} + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times \\ & \times \left((1 - f_R)A|A|^2 + f_RA \int_0^\infty h_R(t')|A(z, t - t')|^2 dt' \right), \end{aligned} \quad (2.14)$$

Не раскрытым остаётся лишь момент с видом функции $h_R(t)$, то есть, с моделированием эффекта ВКР в оптическом волокне, о чём и пойдёт речь далее.

Вынужденное комбинационное рассеяние можно использовать как для усиления, так и в составе лазерного резонатора, для генерации на новых длинах волн. В оптических световодах КР играет особенно важную роль. Благодаря аморфности плавленого кварца, колебательные частоты молекул перекрываются, из-за чего оптическое волокно имеет широкий диапазон ВКР-усиления (до 40 ТГц). Однако в некоторых ситуациях ВКР несёт в себе ограничивающий, негативный эффект, вызывая перекачку энергии там, где это не нужно, или же приводя к генерации вторичных стоксовых волн [76]. Таким образом, при моделировании распространения фемто- и пикосекундных импульсов учёт эффекта ВКР становится актуальной задачей, так как заключенной в их энергии может хватить для образования стоксовых волн.

О механизме возникновения эффекта ВКР было рассказано в параграфе 1.2, а здесь речь пойдёт о способах математического описания. Возвращаясь к уравнению (2.12), можно заметить, что основная проблема при учёте эффекта ВКР заключается в определении функции отклика $h_R(t)$. В германосиликатном волокне она имеет крайне сложную структуру, напоминающую суперпозицию множества колебательных функций. Однако поначалу широко использовалось приближение одночастотного затухающего гармонического осциллятора [77]:

$$h_R(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right), \quad (2.15)$$

где $\tau_1 = 12.2$ фс и $\tau_2 = 32$ фс подобранные параметры. Эта модель обеспечивала адекватное согласие с реальной функцией отклика при длительностях импульсов до 100 фс, но после сильно с ней расходилась. Проблема решилась, когда была предложена мультиколебательная модель (multiple-vibrational-mode), сформированная из 13 колебательных мод [78]:

$$h_R(t) = \sum_{i=1}^{13} \frac{A'_i}{\omega_{v,i}} \exp(-\gamma_i t) \exp(-\Gamma_i^2 t^2 / 4) \sin(\omega_{v,i} t) \theta(t), \quad (2.16)$$

где A'_i — амплитуда i -й колебательной моды, $\omega_{v,i}$ — центральная частота i -й колебательной моды, γ_i — ширина лоренцовой линии для моды i , Γ_i — ширина

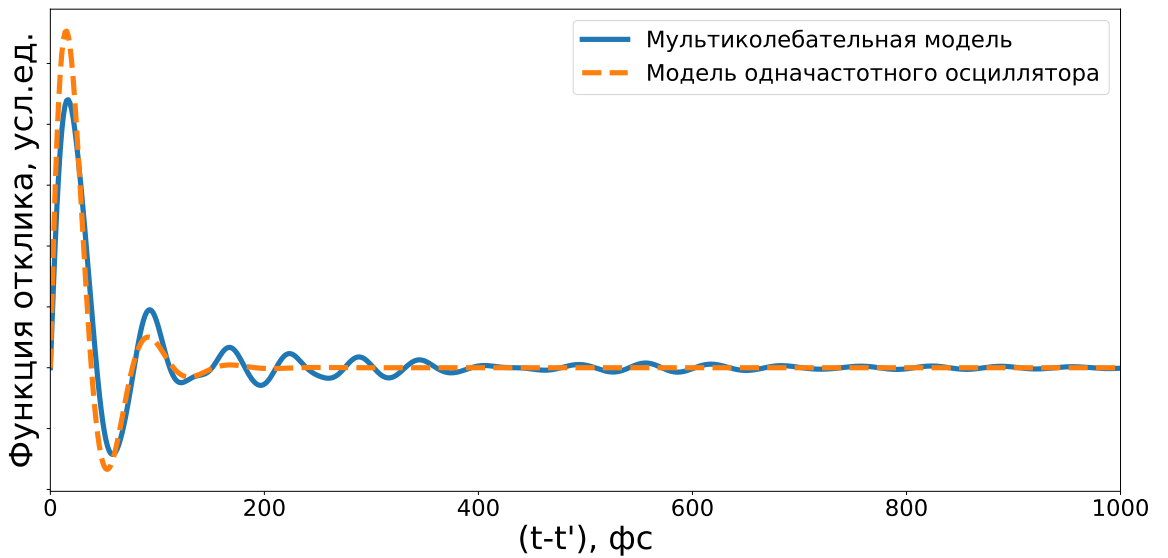


Рисунок 2.1 — Функции отклика ВКР, построенные при помощи двух моделей: одночастотного затухающего осциллятора и мультиколебательной.

гауссовой линии для моды i , а также $\theta(t)$ — функция Хевисайда, определяемая как:

$$\theta(t) = \begin{cases} 1 & \text{если } t \geq 0 \\ 0 & \text{если } t < 0. \end{cases} \quad (2.17)$$

Модель включает в себя 52 коэффициента, которые были найдены авторами. Данная функция отклика отлично согласуется с измеренной в эксперименте и даёт возможность для моделирования ВКР эффекта в германосиликатном волокне в широком временном интервале. На Рис. 2.1 показано сравнение обоих приближений.

2.2 Методы решения НУШ

Прежде чем подходить к методам решения обобщённого НУШ [см. уравнение (2.14)], стоит сначала затронуть его стандартный (в нелинейной оптике) вид. Если в уравнении (2.13) отбросить потери и домножить обе его части на мнимую единицу i , то получится более характерное выражение:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 A. \quad (2.18)$$

Именно нелинейным уравнением Шрёдингера оно называется из-за формального сходства с уравнением из квантовой механики, которое можно получить взаимной заменой t и x [79]:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \nu |\psi|^2 \psi. \quad (2.19)$$

В виду того, что это нелинейное уравнение в частных производных второго порядка, аналитическое решение можно найти лишь в относительно небольшом числе задач, не говоря уже об обобщённом НУШ. С другой стороны уравнение (2.19) довольно универсально и встречается в многих областях науки, где

приходится сталкиваться с нелинейными явлениями. Поэтому подходы к его решению, созданные из физических соображений в одной задаче, могут быть адаптированы и перенесены в другую. Конечно, в численном анализе также придумано множество схем для решения подобных уравнений. В целом, методы решения НУШ можно разделить на два типа: конечно-разностные и псевдоспектральные. Первые довольно обширны и показывают высокую эффективность при распараллеливании. Однако псевдо-спектральные методы более просты для понимания и воплощения большинству физиков, а скорость их расчётов занимает меньше времени, чем у многих конечно-разностных схем [80]. Далее более подробно будет рассказано о двух уникальных подходах к решению НУШ, об их точности и деталях алгоритма вычислений.

2.2.1 Расщепление по физическим процессам

Наиболее распространённым, псевдо-спектральным методом решения НУШ является расщепление по физическим процессам [71; 80], в зарубежной литературе известный, как split-step Fourier method (SSFM). В первую очередь НУШ записывают в виде:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left(\hat{D} + \hat{N}(A) \right) A, \quad (2.20)$$

где $\hat{D}$ и $\hat{N}(A)$ дисперсионный и нелинейный операторы соответственно. Для обобщённого НУШ, используемого в данной работе, они следующие:

$$\begin{aligned} \hat{D} &= -\frac{\alpha}{2} + i \sum_{n=2}^5 \frac{i^n \beta_n}{n!} \frac{\partial^n}{\partial t^n} \\ \hat{N} &= i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times \\ &\times \left((1 - f_R) A |A|^2 + f_R A \int_0^\infty h_R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right). \end{aligned} \quad (2.21)$$

Основная идея данного метода заключается в разделении шага h численного интегрирования на несколько частей, в каждой из которых действует только один из операторов. В зависимости от способа разделения можно выделить сразу несколько подметодов. Например, в самом простом виде, где шаг h разделяется на две части, численное решение получается следующим образом:

$$A(z + h, t) = \exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})A(z, t). \quad (2.22)$$

И хотя численная погрешность возникает именно из-за этого разделения, а точнее, замены оператора эволюции $\exp(h(\hat{D} + \hat{N}))$ на произведение операторов $\exp(h\hat{N})\exp(h\hat{D})$, у такого подхода есть свои достоинства. Прежде всего, появляется возможность учесть точно дисперсионное воздействие за счёт перехода в Фурье-представление. Вспоминая его свойство преобразования производных $\frac{\partial^n}{\partial t^n} \Leftrightarrow (i\omega)^n$, можно сразу найти решение. Таким образом, алгоритм решения на каждом шаге будет следующим: нахождение нелинейного воздействия, прямое преобразование Фурье, нахождение дисперсионного воздействия, обратное преобразование Фурье. Благодаря современным библиотекам для расчётов, данный алгоритм может работать крайне быстро. Однако он имеет всего 1-й порядок точности, что оставляет желать лучшего. Впервые SSFM был представлен именно в таком виде. В дальнейшем его значительно улучшили. Например, всего лишь переписав учёт дисперсионного воздействия в симметричном виде:

$$A(z + h, t) = \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)\exp(h\hat{N})\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)A(z, t), \quad (2.23)$$

можно повысить точность до 2-го порядка. В настоящий момент существует множество модификаций алгоритма, позволяющих повысить порядок точности вплоть до 6-го [80] и выше.

С одной стороны, в данной работе метод расщепления по физическим процессам почти не использовался, лишь при моделировании нелинейного усиливающего петлевого зеркала (Пар. 4.1). С другой стороны, не упомянуть этот метод было нельзя. Он и сейчас используется во многих работах при численном

исследовании волоконных лазеров [81–83], благодаря своей скорости, достаточно высокой точности и относительной простоте. И, помимо прочего, тесно связан со другим методом, описанным в следующем параграфе.

2.2.2 Рунге-Кутта 4-го порядка в представлении взаимодействий

По большей части в данной работе для решения обобщённого НУШ использовался алгоритм Рунге–Кутты 4-го порядка в представлении взаимодействия [84] (Fourth-order Runge–Kutta in the interaction picture, RK4IP). Изначально он был разработан и широко применялся для решения уравнения Гросса-Питаевского, которое описывает динамику конденсата Бозе-Эйнштейна [85]. Однако в дальнейшем был успешно адаптирован и применён для моделирования генерации суперконтинуума в волокне. Основная идея метода заключается в переходе к представлению взаимодействия, аналогу представления Дирака в квантовой механике. Делается замена искомой функции таким образом, чтобы отделить влияние дисперсии оператора $\hat{D}$ на бездисперсионные члены оператора $\hat{N}$. В таком случае появляется возможность использовать конечно-разностные методы для решения уравнения. Чтобы перейти к представлению взаимодействия, нужно преобразовать искомую огибающую поля A следующим образом:

$$A_I = \exp\left(- (z - z_0)\hat{D}\right)A, \quad (2.24)$$

где $z_0 = \text{const}$ — точка, где представления совпадают. Дифференцирование уравнения (2.24) по z позволяет получить уравнение в представлении взаимодействий:

$$\frac{\partial A_I}{\partial z} = N_I A_I, \quad (2.25)$$

где

$$N_I = \exp\left(- (z - z_0)\hat{D}\right)\hat{N}\left((z - z_0)\hat{D}\right) \quad (2.26)$$

это нелинейный оператор в представлении взаимодействий. Вынесение дисперсионного оператора $\hat{D}$ из уравнения (2.25) позволяет воспользоваться конечно-разностными схемами для его интегрирования. Выбранный алгоритм и будет определять точность решения. Однако при этом нужно не забывать, что переход к представлению взаимодействия нужно выполнять точно, используя для того прямое и обратное преобразования Фурье подобно тому, как оно применялось в SSFM (Пар. 2.2.1).

В сочетании с переходом к представлению взаимодействия широко используется метод Рунге-Кутты 4-го порядка [86]. Он относится к большому классу одноимённых методов, начало которым было положено ещё в 1900 году. Выбор именно 4-го порядка обусловлен оптимальным балансом времязатрат (вычислительной сложности) и точности. Идея метода заключается в вычислении итерационной формулой приближённого решения, зависимого от четырёх коэффициентов, новых для каждого шага. В случае с RK4IP добавляются ещё два этапа расчётов, с переходом к представлению взаимодействия и возвратом обратно. Разница $z' - z$ берётся равной $h/2$. В итоге, чтобы сделать шаг h , нужно последовательно выполнить следующие вычисления:

$$\begin{aligned}
 A_I &= \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) A(z, t) \\
 k_1 &= \left(\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \left[h\hat{N}(A(z, t)) \right] \right) A(z, t) \\
 k_2 &= h\hat{N}\left(A_I + \frac{k_1}{2} \right) \cdot \left[A_I + \frac{k_1}{2} \right] \\
 k_3 &= h\hat{N}\left(A_I + \frac{k_2}{2} \right) \cdot \left[A_I + \frac{k_2}{2} \right] \\
 k_4 &= h\hat{N}\left[\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \cdot \left[A_I + k_3 \right] \right] \cdot \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \cdot \left[A_I + k_3 \right] \\
 A(z + h, t) &= \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \cdot \left[A_I + \frac{k_1}{6} + \frac{k_2}{3} + \frac{k_3}{3} \right] + \frac{k_4}{6}
 \end{aligned} \tag{2.27}$$

Вся последовательность действий за один шаг требует четырёх применений нелинейного оператора $\hat{N}$ и столько же дисперсионного оператора $\hat{D}$. Что в свою очередь означает восемь применений преобразований Фурье. Это в два

раза меньше, чем стандартном методе Рунге-Кутты 4-го порядка. Добиться такого снижения удалось за счёт выбора в качестве представления взаимодействия промежуточной точки шага $z' = z + h/2$. При этом глобальная точность метода осталась прежней $\mathcal{O}(h^4)$.

Хоть поначалу RK4IP и применялся для моделирования суперконтинуума, но ничто не мешает использовать его в других волоконных системах. Метод хорошо себя показывает как при малой длине шага, так и при большой [87], позволяя избежать накопления численных артефактов. Это делает его отличным кандидатом для использования в комбинации с методом адаптивного размера шага.

2.3 Адаптивный размер шага по z

При расчётах распространения излучения по волокну есть два важных параметра, за которыми нужно особенно внимательно следить: это разрешение во временной области dt и длина продольного шага по z . О внутренних деталях вычислений подробнее будет рассказано в следующем параграфе 2.4. Тут важно понимать, что от выбора обоих значений зависит, насколько корректными будут результаты моделирования. Разрешение во временной области, то есть, расстояние между соседними точками в соответствующем массиве, нужно выбирать в зависимости от максимальной полосы пропускания и имеющихся объёмов вычислительных ресурсов. От этого в свою очередь зависит размер вычисляемого поля $A(z, t)$. Таким образом, временная область остаётся неизменной после начала расчётов. С другой стороны, ничто не мешает изменять размер шага h , так как он используется только внутри алгоритма интегрирования НУШ. Обычно h выбирают с учётом характерных параметров системы, так называемых нелинейной L_{NL} и дисперсионной L_D длин. На этих длинах влияние соответствующих эффектов становятся заметны так, что ими уже нельзя

пренебречь. Поэтому h избирается таким, чтобы $h \ll L_{NL}$ и $h \ll L_D$. Иначе за один шаг могут происходить слишком резкие изменения вычисляемого поля, вызывающие ошибку вычислений. Однако, выбрать h единожды перед началом расчётов может оказаться неэффективно. Так как дисперсионная длина L_D зависит от длительности импульса, а нелинейная L_{NL} — от пиковой мощности, эти параметры могут значительно измениться по мере распространения излучения. Для решения этой проблемы используется адаптивный размер шага [88].

Существуют различные методы выбора оптимального размера. В теории можно отслеживать изменение тех же характерных нелинейной и дисперсионной длин и соответствующим образом менять длину шага h . Однако в данной работе используется метод, основанный на оценке локальной ошибки δ . Работает это следующим образом. Допустим, необходимо сделать $(n + 1)$ — ый шаг из точки z_n длиной h . Тогда независимо друг от друга проводятся два этапа вычислений. Из точки z_n делается шаг длиной h и вычисляется грубое решение A_{coarse} . И из точки z_n делается два последовательных шага длиной $h/2$. То есть, сначала вычисляется поле в точке $z_n + h/2$, а затем на его основе вычисляется поле в точке $z + h$, которое обозначается A_{fine} . В итоге, мы имеем два значения поля в одной и той же точке $z + h$, вычисленные разными способами. Относительную локальную ошибку можно оценить по следующей формуле:

$$\delta = \frac{||A_{fine} - A_{coarse}||}{||A_{fine}||}. \quad (2.28)$$

Задавая локальную ошибку δ_G , которой хотелось бы достигнуть при вычислениях, можно найти коэффициент изменения шага G :

$$G = \left(\frac{\delta_G}{\delta} \right)^{\frac{1}{\eta}}, \quad (2.29)$$

где η - величина локальной ошибки используемого алгоритма решения уравнения, которая у RK4IP равна 5. При выполнении условия $\delta < 2\delta_G$ сделанный шаг считается успешным. При этом длина следующего шага становится равной $G \cdot h$. В ином случае шаг вычисляется заново с новой, меньшей длиной. Конечно,

стоит дополнительно наложить ограничения на максимум и минимум коэффициента G , чтобы изменения не происходили слишком резко. Нужно учитывать и количество повторных вычислений в одной точке. Слишком большое их число будет свидетельствовать о какой-то ошибке в составленной численной модели.

Метод адаптивной длины шага позволяет автоматически реагировать на процессы, происходящие внутри волокна, и удерживать вычисления в рамках необходимой точности. С одной стороны, за это приходится платить увеличением времязатрат, так как вместо одного шага делается как минимум три. С другой стороны, возможны и обратные ситуации, когда шаг увеличивается без потери точности (например, при стабильной импульсной генерации). Это приводит к ускорению расчётов по сравнению с неизменным размером шага, который мог бы быть взят для надёжности.

Суммируя сказанное ранее, в данной работе при численном решении обобщённого НУШ [см. ур. (2.12)], в котором учитываются дисперсионные члены, нелинейность, ВКР и самообострение, использовался алгоритм RK4IP в сочетании с методом адаптивного размера шага, основанного на оценке локальной ошибки. Однако всё описанное — теория, которой необходима качественная реализация, о чём и пойдёт речь дальше.

2.4 Библиотека моделирования оптических волоконных систем

На пути выбора среды, которую можно было бы использовать для численного моделирования, существует несколько важных развилок. Первая из них довольно простая: использовать платное специализированное программное обеспечение или взять набор бесплатных и/или платных библиотек и сделать своё решение. Первый вариант подойдёт для тех, кто не хочет тратить время на программирование и работу с исходным кодом. В платных специализированных средах обычно всё уже готово для моделирования. Нужно лишь разобраться

в интерфейсе и правильно задать параметры численной модели. К тому же зачастую компании вместе с программой предоставляют техническую поддержку. То есть, всегда есть, к кому обратиться с вопросом. Однако у подобного пути есть несколько существенных недостатков. Внутренний код у платных программ обычно закрыт для защиты от «пиратства». Нельзя проверить, как всё работает, или же добавить что-то своё, если потребуется. К тому же, цена у такого программного обеспечения очень большая, а техническая поддержка может быть ограничена несколькими часами с возможностью платного продления. Поэтому неудивительно, что многие исследователи выбирают второй вариант. На следующей развилке, при выборе среды, в которой придётся реализовать расчёты и обработку результатов, большинство сейчас делает выбор между двумя вариантами: Matlab или Python [89; 90]. Такие распространённые среди программистов языки, как C и C++, так же используются из-за скорости вычислений и больших возможностей по их контролю. Всё это в то же время потребует особых навыков для работы с довольно сложным кодом, которых у выпускников физических факультетов, к сожалению, может не оказаться. С другой стороны, Matlab и Python — это высокоуровневые среды с отсутствием необходимости в строгом управлении памятью программы и легко понимаемым для новичка синтаксисом и командами. Для работы с ними даже не обязательно проходить долгие курсы обучения. Matrix Laboratory (MatLab) - это коммерческая среда численных вычислений с собственным языком программирования, в которой доступно большое число функций: от математических до построения графиков и создания интерфейсов. Она относится к классу интерпретируемых языков программирования, то есть с возможностью динамического исполнения команд, что помогает в пошаговом написании программ и облегчает обработку результатов. Именно по этим причинам Matlab широко используется среди учёных в Европе и имеет множество приложений. Основная проблема, однако, с Matlab та же, что и со специализированным программным обеспечением. Это проприетарный инструмент, а значит платный и закрытый. Отличной альтернативой является язык программирования Python [91] с на-

бором специализированных библиотек (numpy, scipy и т.п.). Он, в отличие от Matlab, относится к свободному программному обеспечению, что обеспечивает легкодоступность и прозрачность чужих программ. Так же, как и C++, Python поддерживает объектно-ориентированное программирование (ООП), которое позволяет работать с классами и методами для них. Вдумчивый подход к ООП облегчает работу со сложными, многослойными программами и с добавлением в них новых возможностей. У Python крайне понятные команды и синтаксис с блоками, выделяемыми отступами. Достаточно лишь базовых знаний в программировании, чтобы начать работу с ним. Конечно, за простоту приходится платить скоростью выполнения программ. Однако и это проблема решаемая, благодаря возможности добавлять в программу скрипты, написанные на C [92] и OpenCL, фреймворке для параллельных вычислений. Этим пользуются во всех распространённых библиотеках Python для вычислений. Некоторые из них стоят отдельного упоминания. Библиотеки Python — это набор отдельных файлов, ещё называемых модулями, в которых определены функции и классы, все вместе призванные к решению конкретных задач. Именно они одна из самых сильных сторон Python, делающих его крайне универсальным. Например, благодаря «трём китам» научных вычислений: библиотекам Numpy, SciPy и Matplotlib, данный язык практически является альтернативой Matlab во многих повседневных задачах. Они обеспечивают аналогичный набор возможностей. Поэтому для численного моделирования в данной работе был выбран Python.

Перед началом работы был произведён поиск готовых библиотек для численного моделирования волоконных лазеров или хотя бы оптических волокон. Нашлось сразу несколько кандидатов, и среди них была выбрана библиотека Python-based optical fibre system simulator (PyOFSS) [93]. У неё наиболее понятная и гибкая структура, основанная на базовых принципах ООП, а также реализовано большинство известных методов решения НУШ, которые упоминались ранее. В самом уравнении на момент начала работы учитывались дисперсионные эффекты и нелинейность с точечным усилением без насыще-

ния. Из недостатков можно отметить, что библиотека была рассчитана лишь на однократное моделирование оптических волокон, без возможности вновь запустить итоговое излучение в систему, что критично для моделирования лазеров. Кроме того, отсутствовали и другие важные элементы, например, разветвитель и спектрально-селективный разделитель длин волн (wavelength division multiplexing, WDM), а НУШ не включал в себя мульти-вибрационную модель эффекта ВКР. Так как библиотека не развивалась с 2013-го года и распространялась по свободной лицензии (GNU General Public License v.3), было принято решение заняться модернизацией PyOFSS под задачи данной работы.

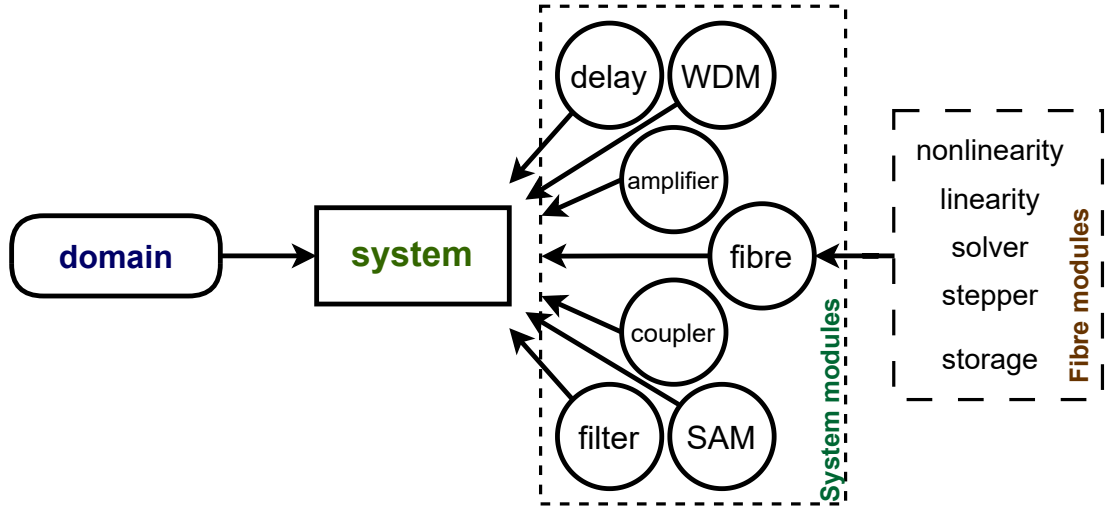


Рисунок 2.2 — Структура библиотеки PyOFSS.

Общий вид структуры библиотеки показан на Рис. 2.2. Практически каждый модуль в ней — это класс, экземпляр которого можно создать и использовать в численной модели. Основную роль играют два модуля: Domain и System. Первый отвечает за создание временной и спектральной осей, в чьих пределах будет производиться численное моделирование. В Domain передаётся размер временного окна Δt_{max} , количество отрезков N , на которое будут поделены оси, и центральная частота ν_c . Через эти три параметра создаются массив t , определяющий временную область:

$$\Delta t = \frac{t_{max}}{N}$$

$$t_n = n \cdot \Delta t, \quad n \in [0, N),$$

и массив $\mathbf{v}$, определяющий спектральную область:

$$\begin{aligned}\Delta \mathbf{v} &= \frac{1}{t_{max}} \\ \Delta \mathbf{v}_{max} &= N \cdot \Delta \mathbf{v} \\ \mathbf{v}_n &= \mathbf{v}_c - \frac{\Delta \mathbf{v}_{max}}{2} + n \cdot \Delta \mathbf{v}, \quad n \in [0, N).\end{aligned}$$

Причём, массив $\mathbf{v}$ делается таким, чтобы центральная частота $\mathbf{v}_c$ располагалась по середине. Вдобавок создаются ещё массивы угловой частоты и длины волны через соответствующие выражения:

$$\begin{aligned}\omega &= 2\pi \mathbf{v} \\ \lambda &= \frac{c}{\mathbf{v}}\end{aligned}$$

Сформированный таким образом объект `domain` передаётся в объект класса `System`, который уже представляет из себя так называемый «цифровой двойник» волоконного лазера. Для этого используются модули, объединённые на Рис. 2.2 в группу *System modules*. Каждый из них можно соотнести либо с реальным волоконным элементом (например, `coupler` $\Leftrightarrow$ волоконно-оптический разветвитель), либо с оптическим явлением, которое пока не моделируется напрямую (например, `amplifier` $\Leftrightarrow$ усиление за счёт накачки активного волокна). У каждого модуля есть свои характерные параметры, которые нужно задавать при его создании. В качестве примера ниже приведён код создания элемента класса `Amplifier`, который моделирует точечное усиление:

```
|     ampl = Amplifier(name = 'ampl',  
|                     gain = 25.0),
```

где `name` — это имя экземпляра класса, по которому к нему в дальнейшем можно обратиться, `gain` — коэффициент усиления. Необходимые модули по очереди добавляются в `System`, за счёт чего формируется последовательный список элементов, через которые проходит излучение. Для примера, ниже приведёт код создания модели ВКР резонатора:

```
|     sys = System(domain, field)  
|     sys.add(wdm)
```

```

5 | sys.add(fiber)
   | sys.add(coupler)
   | sys.add(delay)

```

Такой способ формирования численной модели нагляден и прост. После этого достаточно запустить `sys.run()` и начальное поле `field` последовательно «пройдёт» через все добавленные модули. Изначально библиотека PyOFSS не предполагала повторного запуска `sys.run()`, однако теперь это возможно. При этом новое поле, которое образовалось с прошлого прохода, автоматически поступает на вход, что позволяет моделировать многократное прохождение излучения через лазерный резонатор до установления стационарного режима генерации. Среди добавляемых в **System** модулей сильно выделяется класс **Fibre**, который моделирует распространение излучения в оптическом волокне. Так как это основной элемент в *волоконных* лазерах, **Fibre** является гораздо более сложным, чем остальные. Он состоит из отдельных модулей, выделенных на Рис. 2.2 в группу *Fibre modules*. В классах **Nonlinearity** и **Linearity** расписаны нелинейный $\hat{N}$ и дисперсионный $\hat{D}$ операторы соответственно. Класс **Solver** содержит реализации различных алгоритмов решения, в том числе SSFM и RK4IP. Класс **Stepper** отвечает за проведение шага h , стандартного или адаптивного, а так же при необходимости может отправлять поле в класс **Storage** для сохранения. Последнее позволяет изучать процессы, происходящие внутри волокна. Таким образом, модуль **Fibre** разделён на группу подмодулей, у каждого из которых есть конкретная задача, что отлично соотносится с представлением ООП. Это также позволяет легко добавлять новые возможности. Например, для учёта мульти-колебательной модели эффекта ВКР был расширен класс **Nonlinearity**, чего изначально не было в PyOFSS. Отсутствовало там и удобное сохранение поля в **Storage**. Была лишь возможность делать это на каждом шаге, что сильно нагружало оперативную память. Теперь же можно задать конкретное число точек, в которых на равномерном расстоянии для дальнейшего анализа будет сохраняться поле.

Отдельно стоит упомянуть модуль `Openc1Fibre`. По своим задачам он дублирует модуль `Fibre`, однако призван производить все вычисления на графических процессорах (Graphics processing unit, GPU). В таком случае математические операции над массивом поля осуществляются не поэлементно в один поток, а одновременно на десятках ядрах GPU, что даёт существенный выигрыш во времени (более, чем в 50 раз). Для работы с GPU используется библиотека `PyOpenCL`, которая в свою очередь является «обёрткой» для работы с фреймворком параллельных вычислений `OpenCL`. Над производством последнего совместно работали такие компании, как Nvidia, AMD, Intel и другие. С 2013-го года код модуля `Openc1Fibre` успел устареть и не запускался, поэтому был переписан и обновлён. Более подробного описания стоят и другие модули из группы `System modules`.

Класс Modulation отвечает за моделирование амплитудной самомодуляции (self-amplitude modulation, SAM), которая реализуется, например, при синхронизации мод на основе эффекта NPE. Использовалась простая скалярная модель [76], достоверность которой была продемонстрирована прямым сравнением с векторной [32]. SAM воздействовала на поле точно (мгновенно) через функцию пропускания:

$$\rho(P) = \rho_{\max} - \left(\frac{P}{P_{\text{cr}}} - 1 \right)^2 (\rho_{\max} - \rho_{\min}), \quad (2.30)$$

где P — мгновенная мощность, $\rho_{\min}$ — пропускание при малой мощности, а $\rho_{\max}$ — пропускание при критической мощности P_{cr} . Результат воздействия данного класса на входящее поле можно выразить следующим образом:

$$A_{\text{out}} = A_{\text{in}} \cdot \sqrt{\rho(|A_{\text{in}}|^2)}, \quad (2.31)$$

где A_{in} и A_{out} — входящая и исходящая комплексная огибающая поля, соответственно. Основная сложность при использовании данной модели — это количество и характер параметров. Их приходится подбирать вручную, так как крайне трудно оценить экспериментально. При SAM на основе эффекта NPE

ключевую роль играет волокно без сохранения поляризации, которое чувствительно к внешним воздействиям. Коэффициент пропускания в той же степени зависит от них. Поэтому выносить из резонатора оптические элементы, имитирующие эффект ИНП, чтобы измерить $\rho(P)$, нельзя, так как это сразу изменит все параметры SAM. Это возможно РМ NPE конфигурации, где используется только волокно с сохранением поляризации [94], что, однако, сказывается на качестве спектра.

Класс Amplifier отвечает за моделирование усиления, которое воспроизводится точечной функцией с эффектом насыщения в виде:

$$g(E) = \frac{g_0}{1 + E/E_{\text{sat}}}, \quad (2.32)$$

где g_0 — коэффициент усиления в дБ, E — энергия импульса, $E_{\text{sat}} = P_{\text{sat}} \cdot T_R$ — энергия насыщения, T_R — время обхода резонатора.

Класс Filter позволяет добавлять в модель спектральную фильтрацию поля по формуле:

$$F(\nu) = \exp \left[\left(\frac{\nu - \nu_c - \nu_{\text{filt}}}{\Delta \nu_{\text{filt}}} \right)^{2m} \right], \quad (2.33)$$

где ν_{filt} — отстройка фильтра относительно центральной частоты временной области, $\Delta \nu_{\text{filt}}$ — ширина фильтра на полувысоте, m — порядок фильтра, позволяющий при $m > 1$ описывать его супергауссоовой функцией.

Класс Delay позволяет моделировать временную задержку, которая используется в экспериментах с синхронной накачкой. Делается это добавкой фазы, то есть путём простого домножения на $\exp(i\omega\tau)$, где τ — величина задержки.

Класс WDM представляет спектрально-селективный разделитель длин волн, моделируя его не по принципу действия, а по итоговому результату. При

создании элемента данного класса в него отправляется массив накачки A_{pump} и длина волны λ_{WDM} , на которой происходит разделение излучения. На каждом проходе резонатора поле, попадая в элемент класса **WDM**, делится на две части по λ_{WDM} , одна из которых заменяется на A_{pump} . Это используется, например, при моделировании параметрического генератора, где формирование импульсов происходит в стороне от области импульсов накачки, что позволяет полностью её заменять. Так же есть относительно небольшие классы **Splitter** и **Dispersion**, которые модулируют потери за счёт вывода излучения в эксперименте при помощи разветвителя и добавочную дисперсию, например, от ЧВБР, соответственно.

Помимо всего прочего в PyOFSS можно создать два канала, по которым одновременно будут распространяться разные поля. Пока что между ними нет прямого взаимодействия, но в будущем это позволит, например, моделировать вращение поляризации, многомодовые и многосердцевинные волокна. В текущих условиях это излучение можно считать распространяющимся против и по часовой стрелке внутри нелинейного усиливающего зеркала, так как в случае сверхкоротких импульсов они практически не влияют друг на друга [95]. Есть лишь два модуля, в которых учитывается этот момент, и написаны они специально для моделирования нелинейного усиливающего петлевого зеркала.

Класс AmplifierCh описывает усиление с эффектом насыщения, на который влияют оба импульса. Функция воздействия на поле очень схожа с той, что у класса **Amplifier** [95]:

$$g(E) = \frac{g_0}{1 + \frac{(E_1 + E_2)}{E_{\text{sat}}}}, \quad (2.34)$$

только в данном случае E_1 и E_2 — энергия импульсов в 1-м и 2-м каналах.

Класс Coupler моделирует волоконно-оптический разветвитель с двумя входами и выходами при помощи точечной функции воздействия, которую мож-

но получить из уравнения связанных мод [96]:

$$\begin{pmatrix} A_1^{\text{out}} \\ A_2^{\text{out}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos k & i \sin k \\ -i \sin k & \cos k \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_1^{\text{in}} \\ A_2^{\text{in}} \end{pmatrix}, \quad (2.35)$$

где k — коэффициент деления разветвителя с долями излучения на выходе R_1 и R_2 , который определяется по формуле: $k = \arctan \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}$.

Таким образом, в процессе выполнения настоящей работы библиотека PyOFSS была серьёзно переработана. Добавлено множество элементов для моделирования важных частей волоконных лазеров. Обновлён устаревший с 2013-го года код для вычислений на GPU, что позволило ускорить моделирование более чем в 50 раз. Добавлен учёт ВКР на основе модели (multiple-vibrational-mode model), предложенной в работе [78]. Реализована модель распространения излучения навстречу друг друга для моделирования петлевых зеркал [95]. Помимо прочего, код PyOFSS перенесён с устаревшей версии языка Python 2.7 на Python 3. Библиотеку и примеры моделирования волоконных лазеров можно найти в свободном доступе [35].

2.5 Стабильность режимов генерации импульсов

Важным моментом при анализе результатов моделирования лазерных схем является определение стабильности режима генерации импульсов. При сильном изменении импульса на выходе из резонатора от обхода к обходу нельзя говорить о какой-либо возможной применимости лазера. Таким образом, определяя колебания энергии, пиковой мощности и длительности итоговых импульсов на ожидаемой длине волны, можно делать выводы о стабильности режима или даже о его существовании. В качестве критерия устойчивости энергии вычислялось следующее соотношение: $|E_1 - E_2|/E_1 < 10^{-4}$, где E_1 — это текущая энергия генерируемого импульса, E_2 — энергия на предыдущем обходе. Такие же соотношения определялись для пиковой мощности и длительности

с границами 10^{-4} и 10^{-3} соответственно. Чтобы исключить переходные периоды, после которых может происходить резкое изменение параметров импульса, требовалось выполнение перечисленных условий непрерывно на протяжении 50 обходов резонатора. Помимо этого при падении энергии ниже 10^{-6} нДж считалось, что какой-либо режим генерации отсутствует. С учётом выше перечисленного, для того, чтобы точно понять характер формирования излучения при заданных параметрах схемы требовалось от 150 до 600 обходов резонатора в зависимости от моделируемого лазера.

Для примера на Рис. 2.3 представлены спектры стабильного и нестабильного режимов генерации одного из моделируемых лазеров. Несмотря на относительно небольшое отклонение энергии нестабильного режима, хорошо видно, что в спектральной области он сильно отличается от стабильного. Более того, такой характер генерации может периодически изменяться с увеличением числа обходов, так что следить только за флуктуацией энергии импульсов

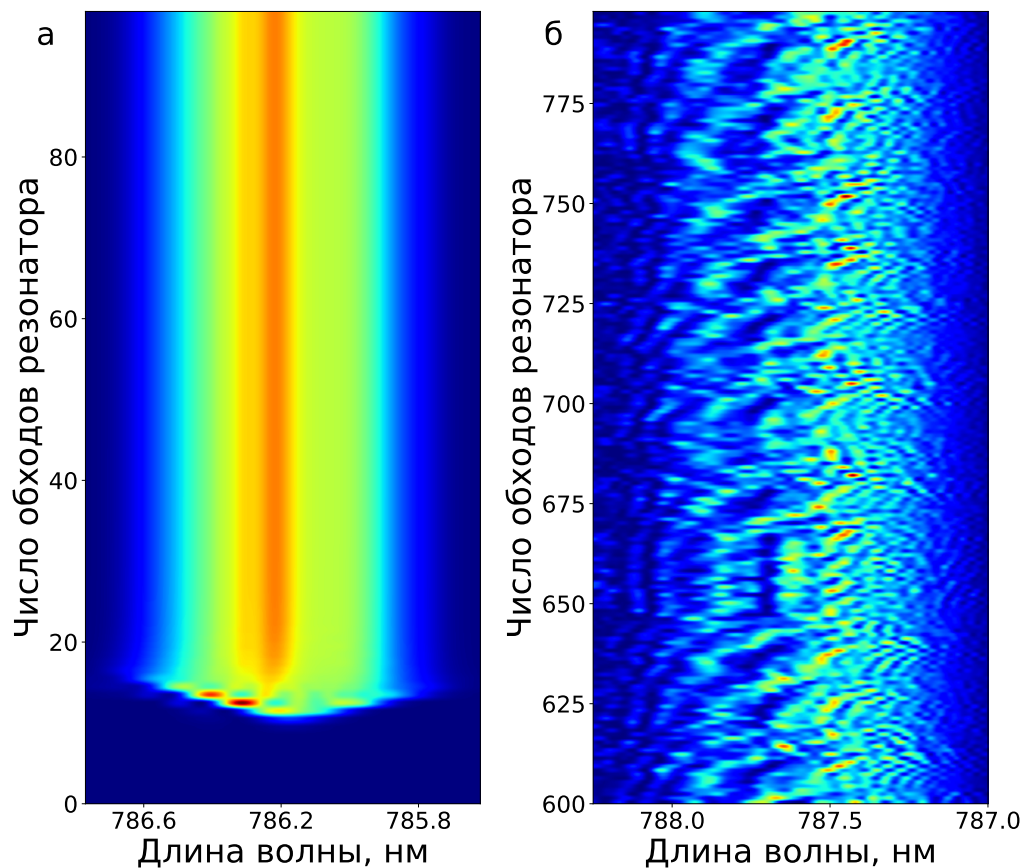


Рисунок 2.3 — а) стабильный и б) нестабильный режимы генерации.

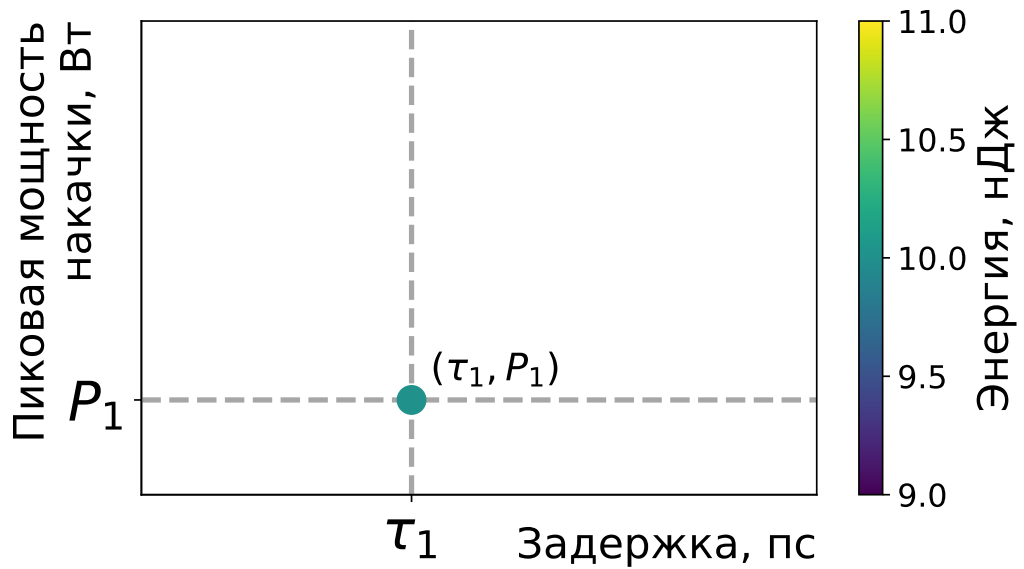


Рисунок 2.4 — Пример отображения стабильного режима генерации на карте параметров. Цветом представлена выходная энергия импульсов.

оказывается недостаточно. Строго говоря, для каждого типа лазера нужно подбирать свою границу отклонений параметров генерируемых импульсов. Выше были перечислены самые строгие требования, которые использовались при моделировании ВОПГ в пар. 3.1.

Для удобства анализа и наиболее полного отображения характеристик импульсов стабильных режимов генерации был выбран следующий подход. Среди всех основных параметров численной модели выбирались два основных, которые варьировались, остальные же фиксировались на заранее подобранных величинах. Например, на Рис. 2.4 по оси X — величина линии задержки τ , выраженная в пс, а по оси Y — пиковая мощность импульсов накачки P . Далее запускался счёт численной модели при каких-то конкретных значениях (τ_1, P_1) , во время которой выполнялся описанный ранее алгоритм проверки стабильности режима генерации. Если он оказывался таковым, то на карте (См. Рис. 2.4) ставилась точка в координатах (τ_1, P_1) и счёт запускался снова, но уже с другими параметрами (τ_2, P_2) и т. д. Таким способом можно выявлять целые области, в которых лазер будет показывать стабильную работу. При этом цвет каждой точки может обозначать выходную характеристику импульсов, получаемых при данных значениях варьируемых параметров, например, энергию или длитель-

ность. Данный подход позволяет наглядно отображать основные зависимости моделируемых систем.

2.6 Выводы к главе 2

Для моделирование распространения излучения в одномодовом волокне и многих нелинейных явлений, связанных с этим, необходимо использовать обобщённое НУШ. Мультиколебательная модель эффекта ВКР, сформированная из 13 колебательных мод, в достаточной мере позволяет воспроизвести все его нюансы в германосиликатном волокне. Высокую точность численного решения обобщённого НУШ обеспечивает RK4IP метод, который можно сочетать с методом адаптивного размера шага. Как основной инструмент численного моделирования выбрана библиотека PyOFSS на языке программирования Python, которая была значительно расширена и усовершенствована. В том числе, адаптирована для работы на GPU, что позволило ускорить расчёты более, чем в 50 раз. Также выработаны подходы к определению стабильности режима генерации импульсов, что особенно важно при моделировании импульсных волоконных лазеров.

Глава 3. Численное моделирование волоконных оптических параметрических генераторов

Как уже говорилось ранее, ВОПГ на данный момент является привлекательным источником для спектроскопии КАРС, так как позволяет получать пару синхронных импульсов с возможностью перестройки по длине волны. Однако до сих пор открытым остаётся вопрос достижения необходимых характеристик параметрических импульсов, перечисленных параграфе 1.2. В этой главе приведены результаты численного исследования линейной схемы ВОПГ на многомерном пространстве параметров. Полученные области режимов стабильной генерации рассмотрены с точки зрения применимости для КАРС. Также численно исследована уникальная схема кольцевого ВОПГ с двухплечевой синхронной накачкой, впервые предложенная автором данной работы.

3.1 Линейный ВОПГ как источник для КАРС

ВОПГ можно создать на основе РСФ, накачиваемого узкополосными импульсами при соблюдении условий синхронизма, зависящих от параметров волокна. Например, при использовании накачки на длине волны 1030 нм после достижения достаточной пиковой мощности, можно получить параметрический импульс на длине волны около 800 нм [97]. Численные расчёты таких схем уже проводились, но они либо имели вспомогательную роль [98; 99] для объяснения экспериментальных данных, либо использовались крайне упрощённые модели [100]. При этом ранее никто не проводил масштабного численного моделирования ВОПГ в широком диапазоне параметров.

Схема моделируемого ВОПГ представлена на Рис. 3.1а. Она состоит из отрезка РСФ LMA5-PM производства NKT Photonics, которое накачивалось че-

рез WDM узкополосными импульсами на длине волны 1032 нм. При соблюдении условий фазового синхронизма и достаточной пиковой мощности возникала параметрическая генерация импульсов на длине волны около 785 нм. Из PCF 96 % излучения выходило наружу схемы. Оставшиеся 4 % возвращались в резонатор, отражаясь от скола, и снова проходили через WDM, попадая в пассивное волокно (Nufern PM780-HP) и линию задержки. Линия задержки была необходима для согласования частот следования параметрических импульсов и импульсов накачки во времени. Параметры моделируемых волокон представлены в Таблице 2.

Важно отметить, что для корректного моделирования параметрического процесса необходимо тщательно подобрать подходящие временную и спектральную расчётные области. В соответствии со статьей Злобиной и др. [102] длина волны импульсов накачки и параметрических импульсов были 1030 и 800 нм соответственно. Сумма их частот также должна находиться в расчётной спектральной области, поскольку это означает способность представлять правильную интерференционную картину во времени. Центральная длина волны

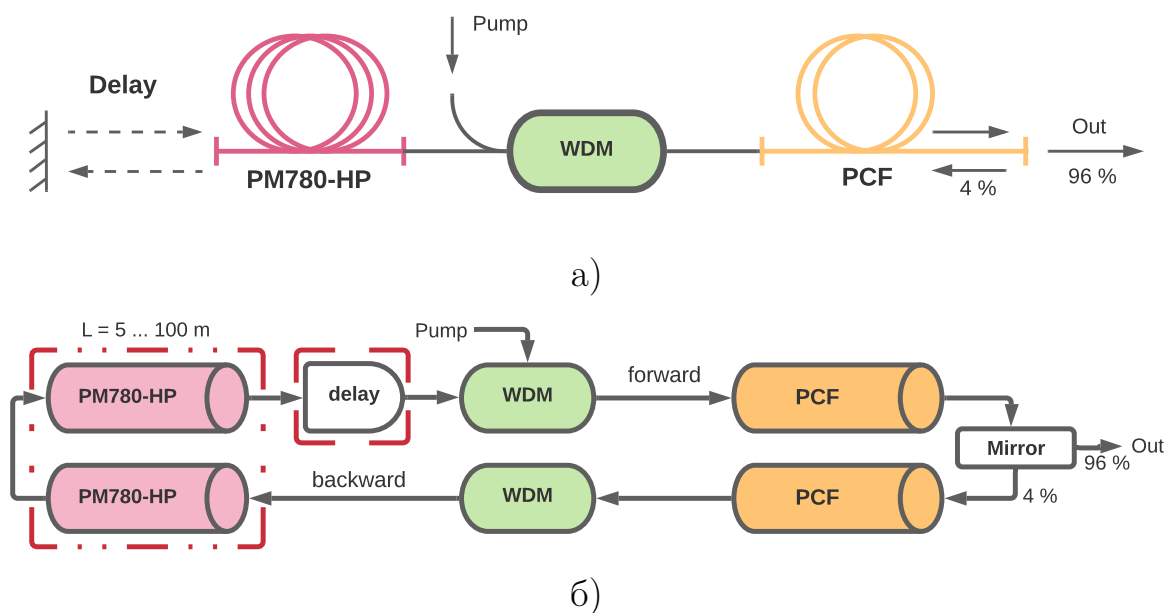


Рисунок 3.1 — а) схема ВОПГ; б) алгоритм, который использовался при моделировании. PCF — фотонно-кристаллическое волокно, WDM — спектрально-селективный разделитель длин волн, PM780-HP — пассивное волокно.

Таблица 2 — Параметры волокон [101; 102].

	PM780-HP	PCF
λ_0 , нм	780	1052
γ , 1/(Вт · км)	4	10
β_2 , пс ² /км	53	0
β_3 , пс ³ /км	0.132	$6,756 \cdot 10^{-2}$
β_4 , пс ⁴ /км	0	$-1,002 \cdot 10^{-4}$
β_5 , пс ⁵ /км	0	$3,671 \cdot 10^{-7}$

области была выбрана 760 нм. Таким образом, максимальная частота, выраженная в нанометрах, составила 560 нм. Нижняя граница частоты определялась длительностью импульсов накачки. В качестве них был взят спектрально-ограниченный гауссовый импульс в 80 пс. На его спектральную ширину требовалось минимум 10 точек, откуда можно получить, что необходимое временное окно должно составлять около 1,8 нс. Чтобы иметь некоторый запас в спектральном разрешении, количество точек было увеличено в 2 раза. По итогу, спектральная область простиралась от 433 нм до 3100 нм и содержала около 2 миллионов точек (2^{21}). В таком широком спектральном окне приходится учитывать естественные потери, вызванные рэлеевским рассеянием на коротких длинах волн и инфракрасным поглощением на длинах свыше 1800 нм [96]. Это делает нашу спектральную область «закрытой» с обеих сторон, что также предотвращает возникновение нефизичных случаев. Необходимый размер пространственного шага был оценен по рассчитанному нелинейному фазовому сдвигу и проверен сходимостью численного решения. Шаг составил 1 и 16 см для PCF и пассивного волокна соответственно.

Для проверки корректности составленной модели, в первую очередь, была рассчитана параметрическая кривая фазового синхронизма PCF. Результат представлен на Рис. 3.2, где для сравнения показана кривая, полученная с помощью аналитической модели скалярного синхронизма для мощности накачки

в 600 Вт [102]. Отсюда можно сделать вывод, что составленная модель с выбранными параметрами даёт действительно корректные результаты.

На Рис. 3.16 показана схема алгоритма моделирования ВОПГ. WDM представлен, как точечное воздействие. При прямом прохождении через него излучение с длиной волны свыше 900 нм заменяется излучением накачки, которое одинаково при каждом новом проходе резонатора. При обратном прохождении излучение свыше 900 нм подавляется. Красными пунктирными линиями выделены элементы, параметры которых варьировались в ходе моделирования. Величина задержки и пиковая мощность накачки изменялись для каждой длины пассивного волокна.

В первую очередь были определены области режимов стабильной генерации в схеме при длине РСФ 33 см и длинах пассивного волокна от 5 до 100 м. Эти области представлены на Рис. 3.3 в терминах выходной энергии параметрических импульсов на длине волны 788 нм. По оси X отложена величина относительной задержки в пикосекундах. Ось Y соответствует пиковой

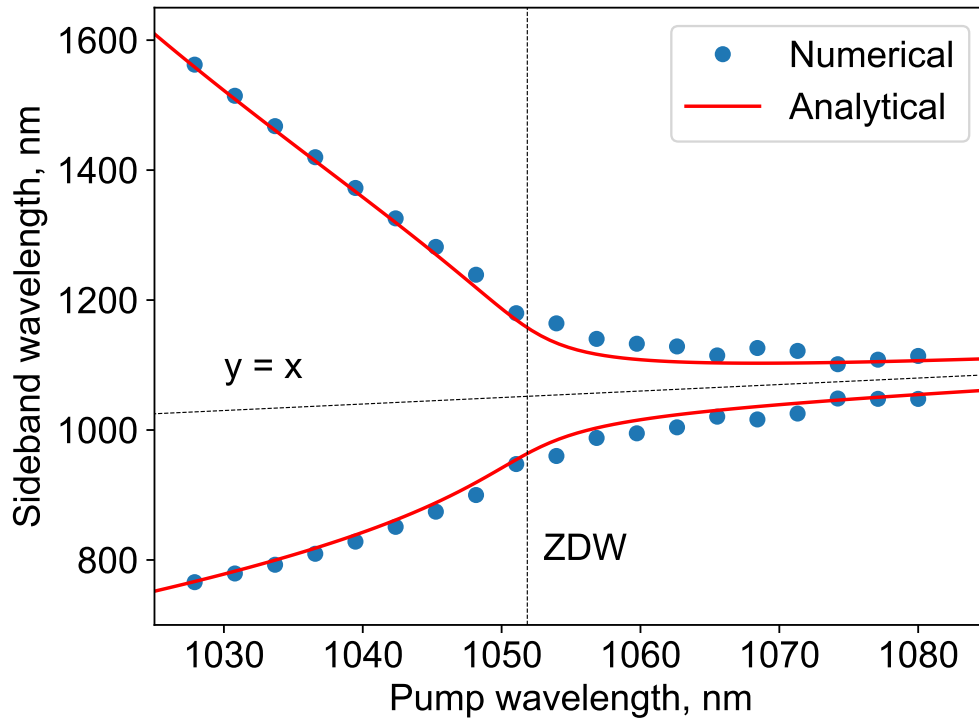


Рисунок 3.2 — Кривые фазового синхронизма РСФ

мощности импульсов накачки. Как уже упоминалось, их длительность была выбрана 80 пс.

Можно заметить, что все области имеют схожую специфическую форму в виде галки, которая заметно меняется только при небольших длинах до 10 м. На больших длинах она значительно расширяется, но качественно остается почти такой же с характерными подобластями. Под каждой областью находятся затухающие решения, когда накачки оказывается недостаточно для компенсации потерь при обходе резонатора. Область над галочкой более сложная. Она классифицируется, как нестабильная из-за значительных изменений спектральной и временной формы от обхода к обходу. В результате длительность могла резко изменяться, а отклонение энергии никогда не удовлетворяло условию, описанному в Пар. 2.5. Такие точки, как и в других случаях, не показаны для упрощения чтения рисунка. Остальные точки окрашены в соответствии со значением выходной энергии (цветная шкала справа). Видно, что максимально достижимая энергия возрастает до 40 нДж при увеличении длины пассивного волокна до 100 м. В то же время области с максимальной энергией довольно узки при всех длинах. Поэтому было бы трудно достичь таких значений в эксперименте, так как для поддержания подобного режима требуется высокая точность установ-

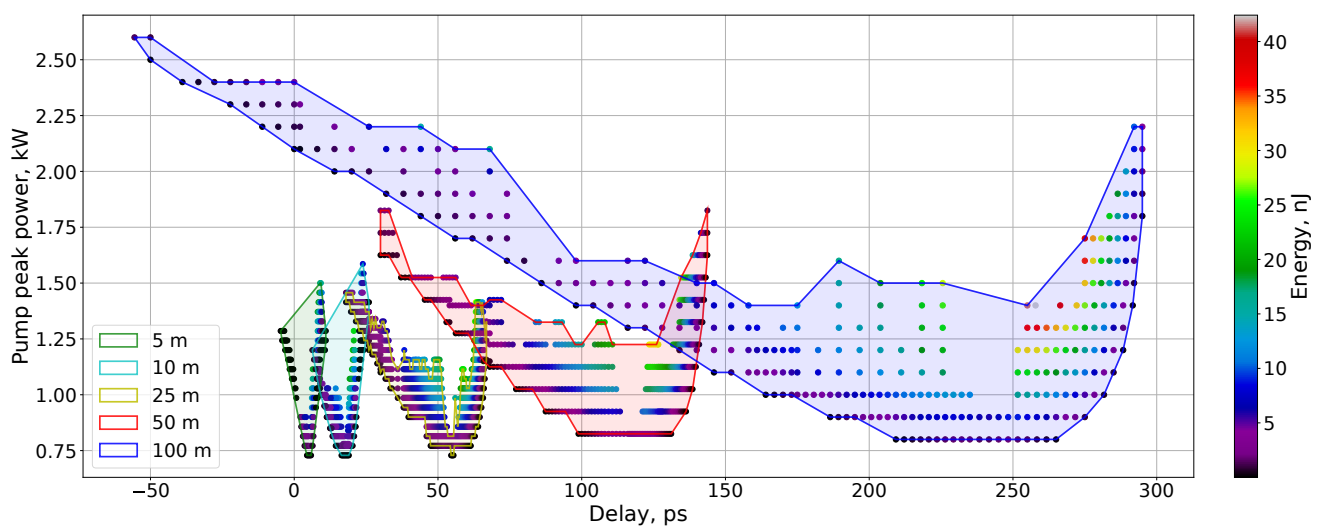


Рисунок 3.3 — Области режимов стабильной генерации при различных длинах пассивного волокна в терминах выходной энергии параметрических импульсов.

По осям зависимость от пиковой мощности накачки и величины задержки.

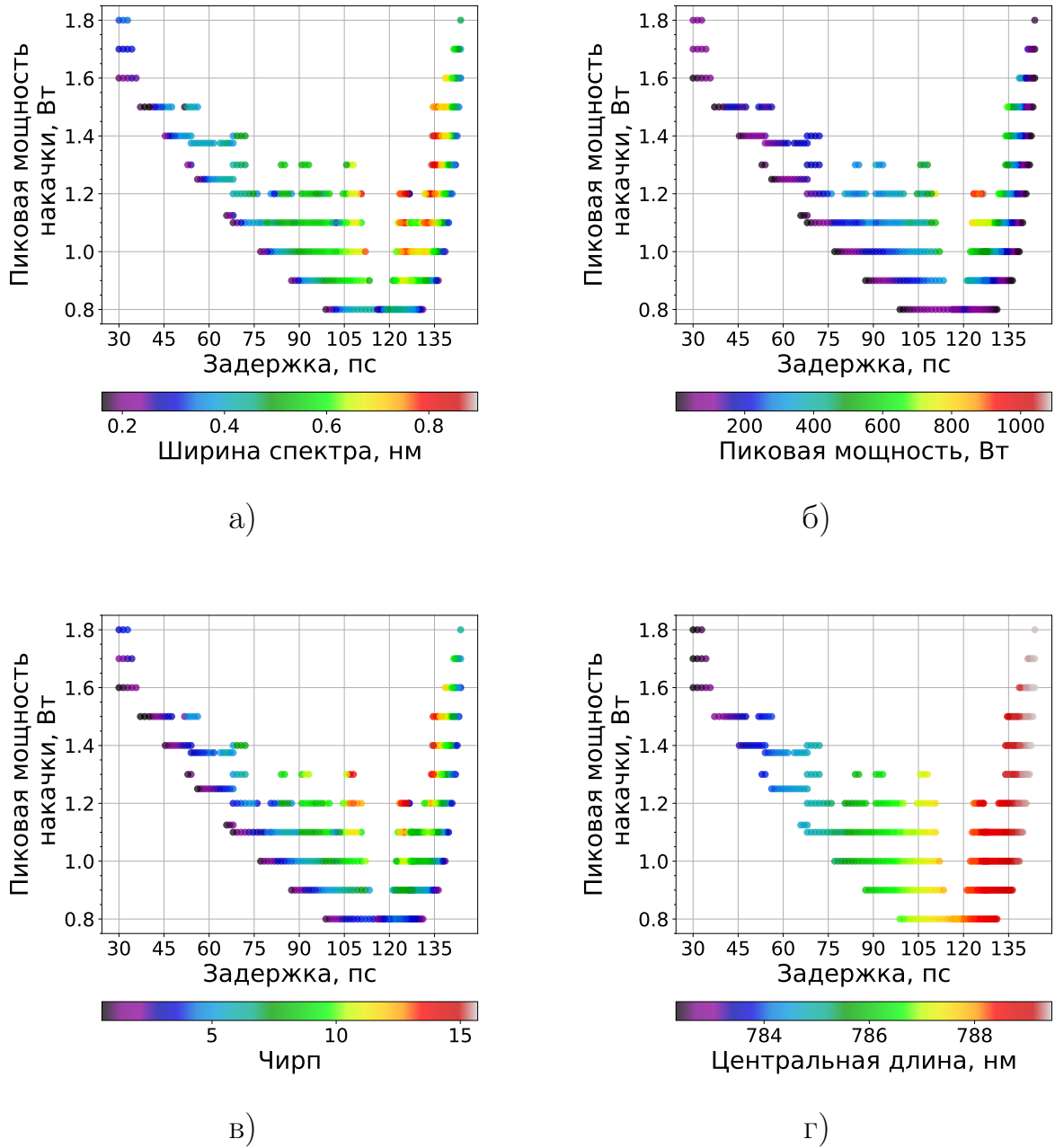


Рисунок 3.4 — Параметры параметрических импульсов в точках стабильных режимов: спектральная ширина (а), пиковая мощность (б), чирп (в) и центральная длина волны (г).

ки значений в задержке и пиковой мощности накачки. С этой точки зрения должно быть намного легче получить энергии в два-три раза меньшие, что соответствует сине-зеленым областям на левой стороне. Чтобы детально исследовать зависимости других параметров, в данной работе мы сосредоточились на длине пассивного волокна 50 м, что соответствует имеющейся в распоряжении экспериментальной установке [97].

На Рис. 3.4 нанесены такие параметры параметрических импульсов, как спектральная ширина, пиковая мощность, чирп и центральная длина волны. Типичная ширина составила значение около 0,5 нм на уровне -3 дБ и местоположение максимальной ширины качественно соотносится с максимальной энергией. Аналогичное соответствие наблюдается для пиковых мощностей (Рис. 3.4б), где типичное и максимальное значения составляют около 600 Вт и 1 кВт соответственно. Центральная длина волны (Рис. 3.4г) параметрических импульсов монотонно изменяется от 782,3 нм до 789,5 нм с ростом задержки, без видимой зависимости от пиковой мощности накачки. Такая тонкая настройка может быть полезна для применения в КАРС. Типичный чирп же составил около 8, тогда как его максимальное значение около 15 (Рис. 3.4в). Это означает, что импульсы могут быть классифицированы, как высокочирпованные диссипативные солитоны, которые возникают в волоконных резонаторах в высокой нормальной дисперсией [103; 104]. В ходе моделирования было обнаружено, что чирп зависит не столько от длины волокна, сколько от энергии генерируемого импульса, а типичная длительность параметрических импульсов лежит в диапазоне 35–40 пс при длине пассивного волокна 20–100 м. Таким образом, несмотря на то, что в качестве накачки использовался узкополосный спектрально-ограниченный импульс, параметры параметрических импульсов сильно различаются.

Следует упомянуть, что Краффт с соавторами сформулировали требования к лазерам, используемым в КАРС [15]. Частота повторения генерируемых импульсов должна быть от 1 МГц до 8 МГц, что соответствует длинам пассивного волокна от 100 до 25 метров моделируемой схемы ВОПГ. Их центральная длина волны должна находиться в диапазоне 700–1100 нм, а длительность быть меньше 1 нс при сохранении спектральной ширины менее 10 см^{-1} . Первые два условия выполняются во всех областях. Для последнего же не трудно подобрать большую подходящую область на Рис. 3.4а, которая соответствует задержкам от 80 до 100 пс и пиковой мощности накачки от 900 до 1200 Вт.

3.2 Кольцевой ВОПГ с двухплечевой синхронной накачкой

Результаты численного исследования ВОПГ натолкнули на идею об увеличении энергии импульсов, которая возможно даже позволит обнаружить новые режимы генерации. Её суть заключается в реализации кольцевой схемы ВОПГ, которая состоит из двух одинаковых плеч. Каждое из них имеет свой отдельный вход для излучения накачки (двухплечевая накачка), что позволяет смещать длину волны импульсов накачки относительно друг друга. Можно ожидать, что подобный метод синхронной накачки способен дать больше возможностей для контроля генерируемого излучения и влияния на него. В нём так же можно увидеть аналогию со смещёнными (отстроенными) спектральными фильтрами генератора Мамышева [55], благодаря которым удаётся получать импульсы с уникальными параметрами, недоступными в других схемах [56; 105]. Никто ранее не исследовал двухплечевую синхронную накачку в ВОПГ. В качестве основы численной модели была взята модель линейного ВОПГ из параграфа 3.1. Там же и в [106] можно найти параметры используемых волокон. Алгоритм моделирования представлен на Рис. 3.5. Плечи имеют одинаковую конструкцию, а процесс генерации в каждом из них схож с генерацией в линейной схеме, только без обратного прохода. Главное и существенное различие

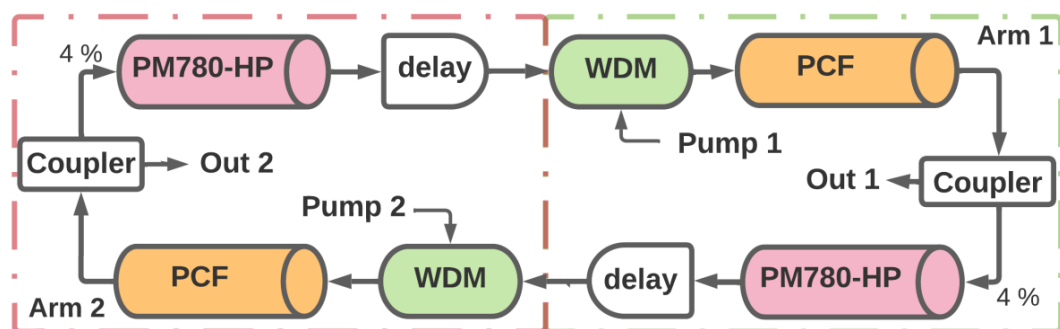


Рисунок 3.5 — Алгоритм моделирования ВОПГ с двухплечевой синхронной накачкой. PCF — фотонно-кристаллическое волокно, PM780-HP — пассивное волокно, WDM — спектрально-селективный разделитель длин волн, Coupler — разветвитель, выводящий 96 % излучения, delay — линия задержки. Пунктиром выделены плечи.

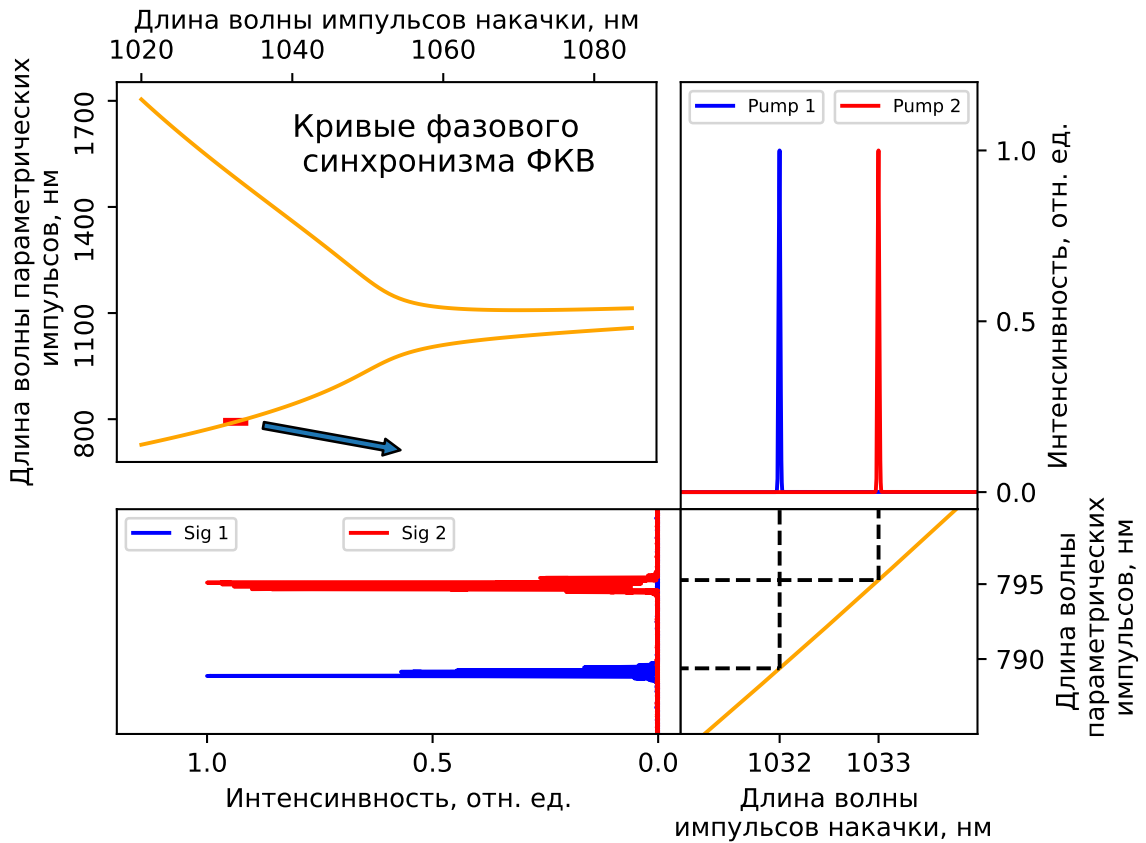


Рисунок 3.6 — Кривые фазового синхронизма PCF с отображёнными на них импульсами накачки и генерируемыми ими импульсами.

в том, что через WDM в каждое плечо попадают узкополосные импульсы на длинах волн 1032 и 1033 нм. На Рис. 3.6 представлены кривые фазового синхронизма PCF, а на увеличенном участке отображены импульсы накачки (Pump 1 и Pump 2) и генерируемые ими импульсы (Sig 1 и Sig 2) соответственно. Иными словами, в каждом из плеч схемы импульсы накачки попадают в разные точки кривой фазового синхронизма, что приводит к генерации в разных точках спектральной области. При определённой задержке и пиковой мощности накачки параметрическое усиление будет перекрываться в области 788 нм. Таким образом, двухплечевая накачка будет действовать подобно смещённым спектральным фильтрам в генераторе Мамышева, описание работы которого приведено в параграфе 1.3.

Численная модель, в том числе спектральная и временная области, была взята такой же, как и при моделировании линейного ВОПГ (См. пар. 3.1). Это позволит провести качественное сравнение параметров генерируемых па-

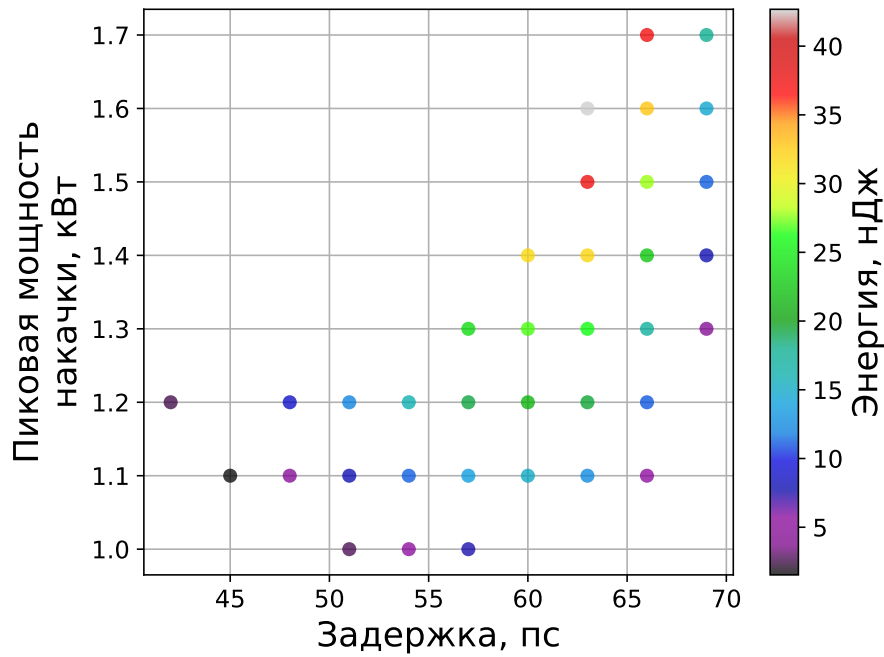


Рисунок 3.7 — Область существования стабильных режимов генерации в терминах выходной энергии параметрических импульсов с одинаковой накачкой в обоих плечах.

раметрических импульсов обеих схем. Из тех же размышлений длины РСФ и пассивного волокна были взяты в каждом плече 33 см и 50 м соответственно, как наиболее тщательно исследованные в линейном ВОПГ. На первом этапе была найдена область стабильных режимов генерации в случае, когда импульсы накачки одинаковы в обоих плечах. По сути это аналог кольцевой схемы из элементов одного плеча, который позволяет понять, насколько сильно отличается кольцевая схема от линейной и какое преимущество может дать двухплечевая накачка. Результат представлен на Рис. 3.7 в виде области существования стабильных режимов генерации в зависимости от пиковой мощности накачки и задержки параметрического импульса. Стоит отметить, что максимально достижимая энергия параметрических импульсов составила около 43 нДж, тогда как в линейной схеме с теми же элементами, 33 см РСФ и 50 м пассивного волокна, энергия достигала только 30 нДж. Причина такого различия, предположительно, лежит в наличии дополнительных потерь и дополнительном дисперсионном набеге фазы при обратном, повторном проходе по элементам линейного резонатора, чего нет в кольцевой схеме.

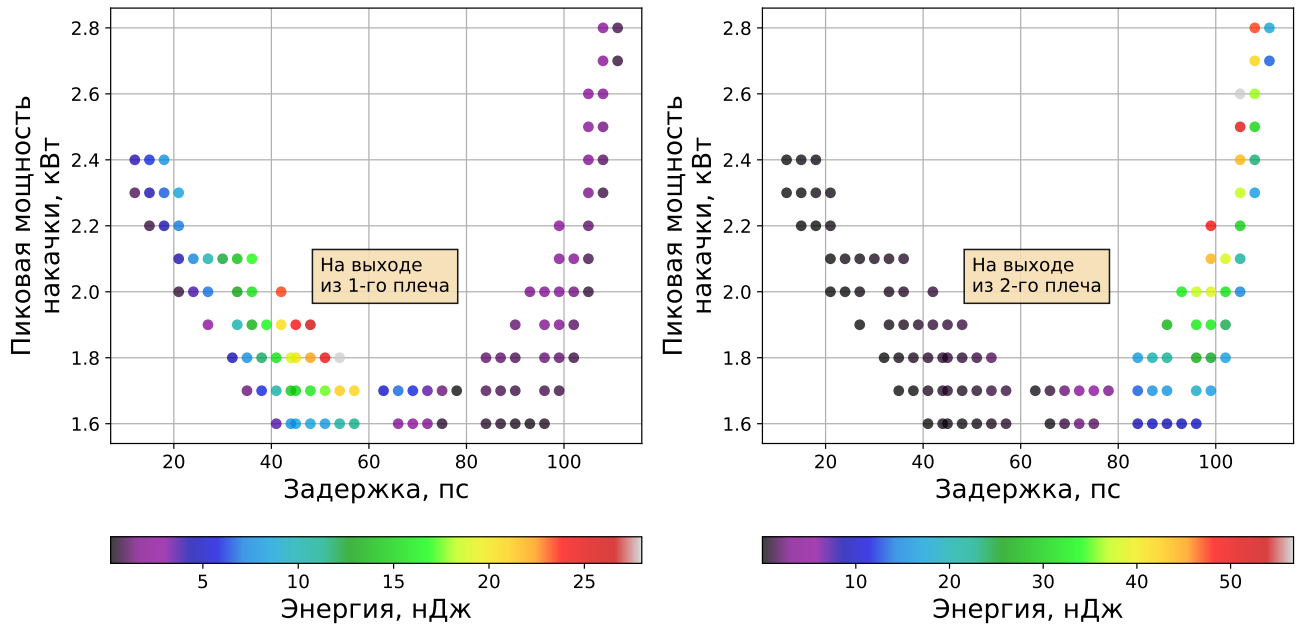


Рисунок 3.8 — Область существования стабильных режимов генерации в терминах выходной энергии параметрических импульсов при 33 см РСФ: из 1-го плеча с центральной длиной волны накачки 1032 нм (слева), из 2-го плеча с центральной длиной волны накачки 1033 нм (справа).

На Рис. 3.8 представлены области существования стабильных режимов генерации в терминах энергии импульсов (отмечено цветом) с обоих выходов при различных центральных длинах волн импульсов накачки: 1032 нм в 1-м плече и 1033 нм во 2-м плече. Помимо изменения формы области, диапазон по задержке увеличился, а порог генерации по пиковой мощности накачки вырос с 1 кВт до 1,6 кВт. Причём, различие энергий на разных выходах генератора при одинаковых режимах хорошо заметно. Фактически наблюдается зеркальное отражение по уровню достижимых энергий — при меньших задержках максимум приходится на выход 1-го плеча, а при больших — на 2-ое плечо. При этом выросла максимально достижимая энергия параметрических импульсов (с 43 нДж до 57 нДж) по сравнению со случаем одноплечевой накачки (см. Рис. 3.7). Такой эффект можно объяснить влиянием отстроенных по длине волны относительно друг друга импульсов накачки, что препятствует разрушению режима генерации при больших мощностях. Таким же образом действуют спектральные фильтры в генераторе Мамышева.

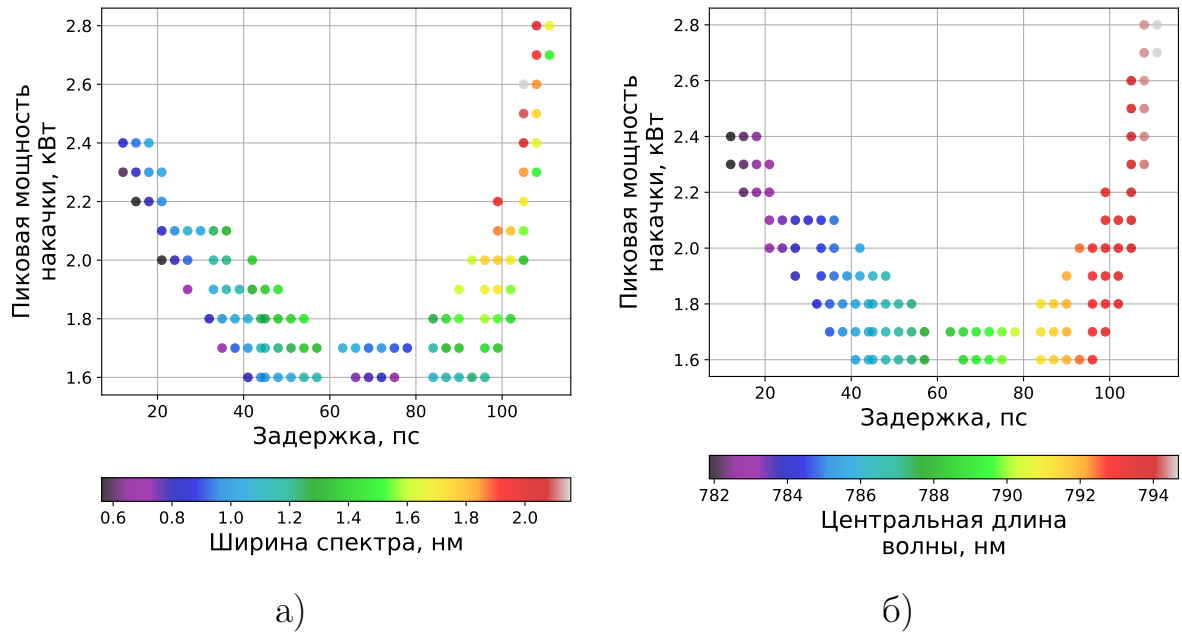


Рисунок 3.9 — Ширина спектра (а) и центральная длина волны (б) параметрических импульсов стабильных режимов генерации при 33 см РСФ.

Другие особенности подобной накачки можно заметить, если рассмотреть ширину спектра (Рис. 3.9а) и центральную длину волны (Рис. 3.9б) параметрических импульсов. Возможная перестройка по центральной длине волны при изменении величины задержки выросла до 12 нм, против 6 нм в линейной схеме. Также в два раза выросла максимальная ширина спектра, до 2,1 нм. Отсюда уже можно сделать вывод, что в данной схеме ВОПГ с двухплечевой синхронной накачкой существуют режимы генерации параметрических импульсов, недоступных в обычных схемах ВОПГ с одноплечевой накачкой.

Однако, следует отметить, что такую схему будет крайне трудно реализовать экспериментально, поскольку порог генерации в 1,6 кВт пиковой мощности импульсов накачки в каждом из плеч будет сложно достигнуть в полностью волоконной схеме. Чтобы уменьшить его, было решено увеличить длину РСФ до 43 см и проследить, насколько изменятся порог и область существования стабильных режимов. Результат представлен на Рис. 3.10. Порог генерации по пиковой мощности накачки действительно удалось уменьшить до 1,2 кВт. Это в свою очередь привело к падению энергии параметрических импульсов до 25 и 43 нДж на выходах из 1-го и 2-го плеч соответственно, что всё рав-

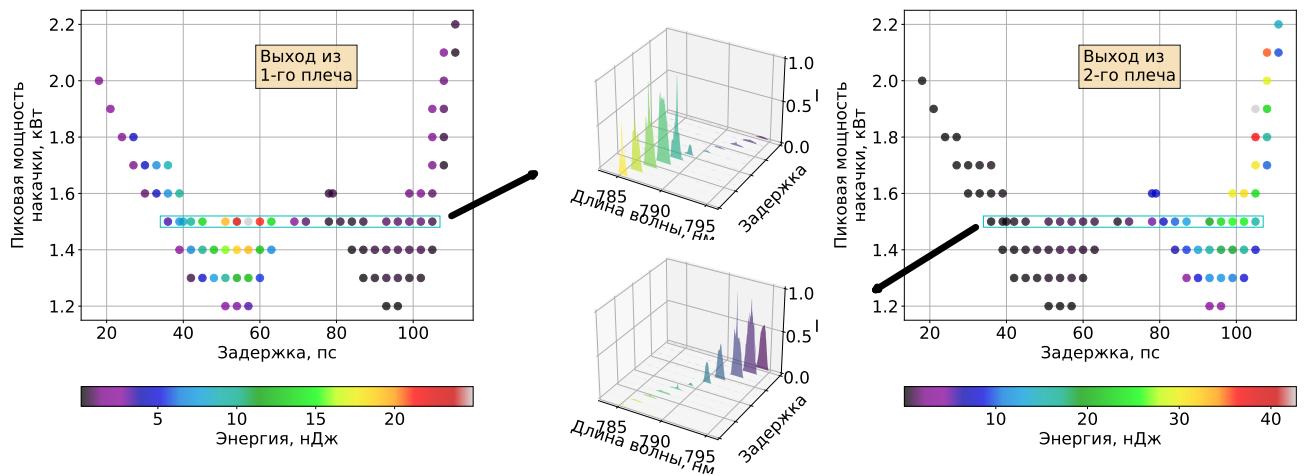


Рисунок 3.10 — Область существования стабильных режимов генерации в терминах выходной энергии параметрических импульсов при 43 см РСФ: из 1-го плеча с центральной длиной волны накачки 1032 нм (слева), из 2-го плеча с центральной длиной волны накачки 1033 нм (справа). Спектры генерируемых импульсов при 1,5 кВт и различных величинах задержки с обоих выходов (по центру).

но значительно больше, чем в линейной схеме. Сама же область изменила форму, разделившись на две более выраженные части. Максимальная пиковая мощность накачки уменьшилась и незначительно сократился диапазон по задержке. Из исследования численной модели линейного ВОПГ стоит ожидать, что при дальнейшем увеличении длины РСФ вместе с порогом генерации будет уменьшаться и сама область существования стабильных режимов. При этом увеличение длины пассивного волокна, наоборот, приводит к её росту. В результате крайне трудно сказать, как поведёт себя излучение, если менять параметры импульсов накачки и параметры схемы, а именно длины волокон и величину задержки, не симметрично в обоих плечах. Размерность пространства изменяемых параметров в таком случае значительно возрастает, как и число точек в нём, в которых нужно запустить численную модель. Усложнится и анализ результатов. Один из выходов видится в использовании алгоритма роя или генетического алгоритма для поиска режимов генерации с определёнными параметрами [107]. Данный момент требует дальнейших исследований.

Кроме областей на Рис. 3.10 также представлена эволюция спектров параметрических импульсов с обоих выходов при пиковой мощности накачки 1,5 кВт и различных последовательных значениях задержки (центральная часть). По ним хорошо видно, как точки максимальной энергии в обоих плечах сосредоточены в противоположных концах линии режимов генерации. Это наглядная демонстрация того, какое влияние оказывает на ВОПГ двухплечевая синхронная накачка, действуя подобно смещённым спектральным фильтрам в генераторе Мамышева. Данный метод накачки представляет особый интерес ввиду того, что позволяет генерировать уникальные импульсы, недоступные при стандартной одноплечевой накачке, и может быть расширен и на другие конфигурации волоконных лазеров, например, использующих эффект ВКР [108; 109].

3.3 Выводы к главе 3

Впервые проведено масштабное численное моделирование ВОПГ в чрезвычайно широком диапазоне параметров. Было обнаружено, что области стабильных режимов генерации имеют нестабильную центральную часть и значительно расширяются с увеличением длины пассивного волокна. В результате максимальная энергия параметрического импульса достигла 40 нДж для пассивного волокна длиной 100 м. Типичное значение параметра чирпа составляло около 8, что указывает на то, что такие импульсы являются высокочирпованными диссипативными солитонами. Полученный набор расчётных данных содержит область с наиболее подходящими параметрами для КАРС и может быть полезен для дальнейшей разработки экспериментальной установки для анализа биологических объектов.

Впервые было выполнено численное моделирование уникальной схемы ВОПГ с двухплечевой синхронной накачкой, предложенной автором данной

работы. Найдены области стабильных режимов генерации при синхронной накачке импульсами, сдвинутыми по длине волны относительно друг друга на 1 нм. Это привело к сужению области генерации и увеличению энергии до 57 нДж. Сдвиг центральной длины волны параметрических импульсов увеличился в два раза (до 12 нм), а ширина спектра возросла до 2,1 нм по сравнению с линейным ВОПГ. В результате показано, что двухплечевая синхронная накачка позволяет существенно расширить область достижимых параметров параметрических импульсов по аналогии с отстроенными фильтрами генератора Мамышева. Сделан вывод, что метод с использованием двухплечевой синхронной накачки имеет большой потенциал для практической реализации как в ВОПГ, так и в схемах на основе эффекта ВКР, но из-за большого числа изменяемых параметров нуждается в дальнейшем исследовании.

Глава 4. Получения пикосекундных импульсов с заданной шириной спектра

Глава посвящена численному исследованию двух методов получения узкополосных пикосекундных импульсов, упомянутых в параграфе 1.3, и генерации широкополосных импульсов волоконным NPE-лазером без использования специальных методов. В первом методе рассматривается возможность подавления спектрального пьедестала при помощи NALM. Во втором — прямая генерация за счёт внедрения в волоконный NPE-лазер CFBG с крайне большой аномальной дисперсией. Данная схема также исследуется **экспериментально**. Для широкополосного волоконного NPE-лазера на основе эксперимента строится численная модель и исследуются причины генерации импульсов с нетипичной для данной схемы шириной спектра.

4.1 Подавление пьедестала сверхкоротких импульсов при помощи нелинейного усиливающего петлевого зеркала

Как уже упоминалось, подходящие для накачки ВОПГ узкополосные пикосекундные импульсы можно получить, пропуская сильночирпованные диссипативные солитоны через узкополосный фильтр, например, брэгговские решётки. Однако в этом случае у импульса может остаться некий фон (пьедестал) в спектральной области с амплитудой порядка 1% от пиковой мощности, в который при усилении переходит значительная часть энергии. В результате, спектр импульса расплывается, а необходимая пиковая мощность не достигается [61]. Для решения подобной проблемы можно использовать NALM, который способен действовать одновременно и как спектральный фильтр, и как усилитель. Однако в виду того, что в собранном виде единственным рычагом настройки NALM является уровень усиления (точнее, мощность диодной

накачки), необходимо заранее выяснить оптимальные параметры волоконной установки.

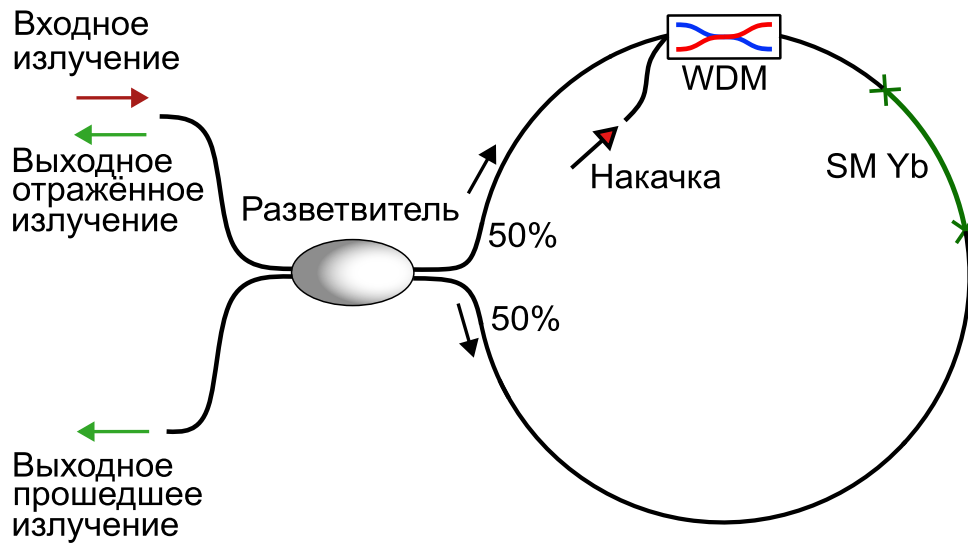


Рисунок 4.1 — Схема NALM. WDM — спектрально-селективный разделитель длин волн, SM Yb — активное волокно.

На Рис. 4.1 представлена схема моделируемого NALM. Оно представляет из себя симметричный волоконный разветвитель с двумя соединёнными между собой выходами. Вблизи одного из них расположен усилитель. Излучение, распространяющееся по часовой стрелке, в первую очередь усиливается, а затем проходит пассивное волокно, испытывая бóльший нелинейный набег фазы в сравнении с излучением, распространяющимся против часовой стрелки. Результат интерференции на выходе разветвителя зависит от начальной пиковой мощности импульса, коэффициента усиления и длины пассивного волокна.

Главная проблема при подборе параметров NALM под заданный импульс заключается в том, что оптимальная длина кольца зависит одновременно от начальной энергии импульса и коэффициента усиления. Фазовый набег при распространении по часовой и против часовой стрелки можно оценить по формулам $\delta\varphi_c = n_2 g P_0 L \pi / \lambda$ и $\delta\varphi_{cc} = n_2 P_0 L \pi / \lambda$ соответственно [110], где n_2 — нелинейный показатель преломления пассивного волокна, g — коэффициент усиления, P_0 — пиковая мощность импульса и L — длина пассивного волокна. Данные формулы, однако, не позволяют описать влияние NALM на пьедестал в

спектральной области. На момент постановки задачи подробных исследований в данной области не проводилось, поэтому было решено выполнить численное моделирование, чтобы определить оптимальные параметры NALM для фильтрации спектрального пьедестала с максимальным пропуском основной части импульса.

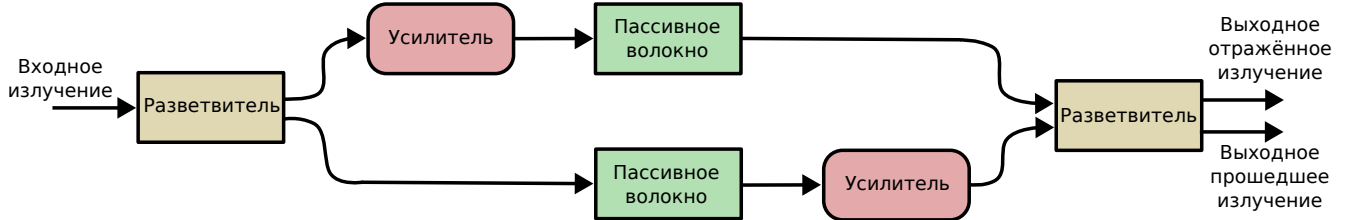


Рисунок 4.2 — Алгоритм моделирования NALM.

Алгоритм моделирования NALM представлен на Рис. 4.2. Насыщением в усилителе было решено пренебречь и характеризовать его с точки зрения полного усиления сигнала. В качестве пассивного волокна использовалось стандартное одномодовое волокно с параметрами: $\beta_2 = 22 \text{ пс}^2/\text{км}$ и $\gamma = 6 \text{ 1}/(\text{Вт} \cdot \text{км})$ на длине волны 1033 нм.

Для анализа эффективности NALM удобно использовать значение коэффициента пропускания:

$$T = \frac{E_T}{E_T + E_R}, \quad (4.1)$$

где E_T и E_R — энергии прошедшего и отражённого импульсов соответственно. На Рис. 4.3а представлен характерный вид зависимости коэффициента пропускания T от энергии входного импульса. Первый пик, отмеченный красной точкой, является максимально достижимым значением T . Это означает, что через NALM проходит наибольшая доля энергии. Значение T_{max} зависит от длины пассивного волокна в кольце, коэффициента усиления и начальной энергии импульса.

Спектр импульса с пьедесталом показан на Рис. 4.3б до (пунктир) и после (сплошная линия) прохождения зеркала. Ширина на полувысоте основной части импульса — 78 пм, пьедестала — 5,6 нм. В нём сосредоточено около 34 % энергии всего импульса несмотря на относительно низкую амплитуду.

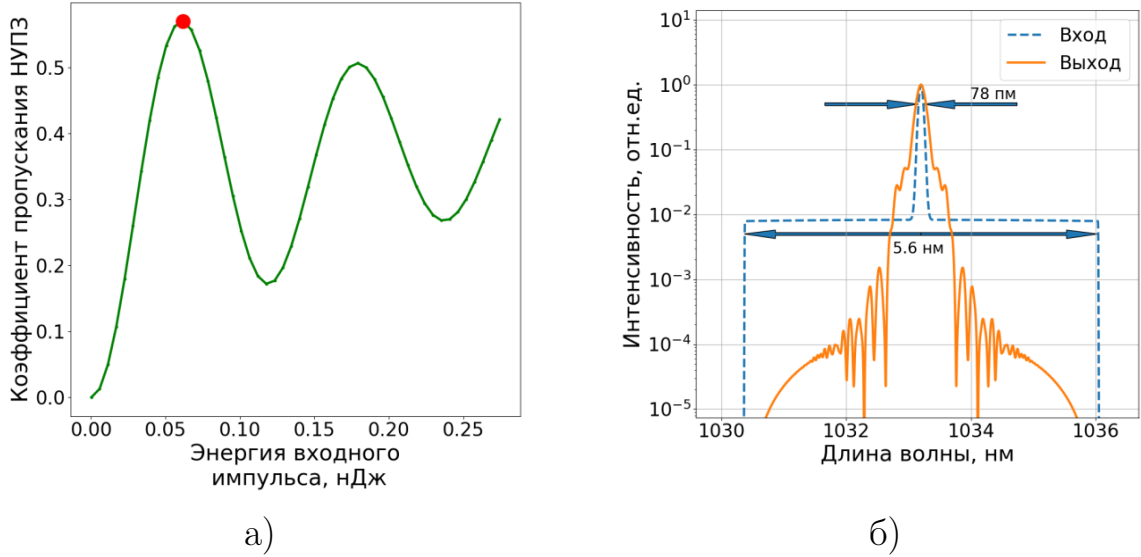
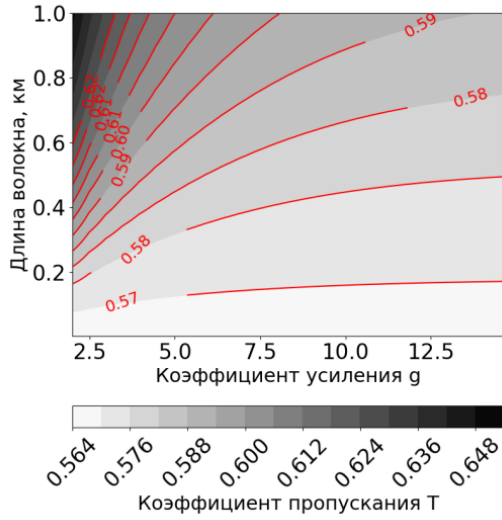
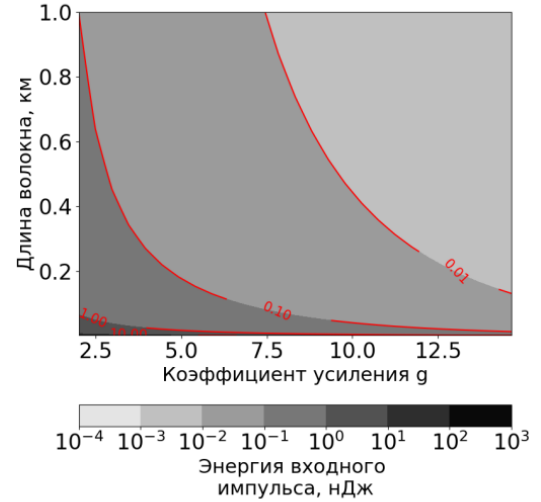


Рисунок 4.3 — а) характерная для NALM зависимость коэффициента пропускания от энергии входного импульса; б) нормированные спектры модельного импульса до и после прохождения NALM

Длительность импульса — 20 пс. Для применения в КАРС необходимо наиболее эффективно подавить спектральный пьедестал и одновременно получить наибольший выход энергии. Поэтому на плоскости параметров L и g в ходе моделирования были определены такие E_0 , при которых достигаются T_{max} . Для этого на вход зеркала при некоторых фиксированных значениях L' и g' подавался импульс, энергию которого увеличивали, пока не достигался $T_{max}(L', g')$. Результат — карта максимумов коэффициента пропускания — представлен на Рис. 4.4а. В дальнейшем, когда речь будет идти про импульсы, всегда будут подразумеваться импульсы в найденных точках. Эффективная длина кольца L варьировалась от 1 м до 1 км, коэффициент усиления g — от 2 до 20. В указанных пределах по итогу T_{max} изменялся от 0,57 до 0,68. На Рис. 4.4б показаны соответствующие энергии входных импульсов, необходимых для достижения T_{max} . Легко заметить, что при малых длинах и низком усилении требуются большие значения энергии (более 130 нДж). В то же время при длинах более 50 м и коэффициенте усиления более 5 оптимальная начальная энергия оказывается ниже 1 нДж.

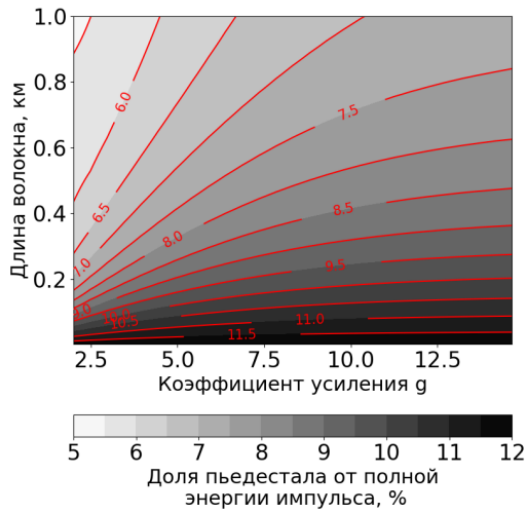


а)

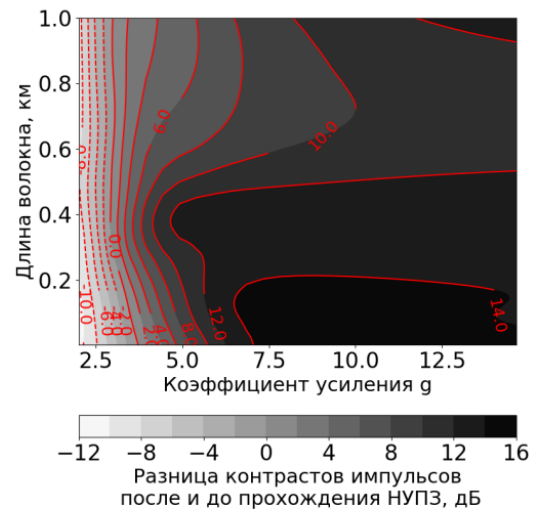


б)

Рисунок 4.4 — а) карта максимумов коэффициента пропускания; б) энергия импульса, необходимая для достижения T_{max} .



а)



б)

Рисунок 4.5 — а) доля пьедестала от полной энергии импульсов; б) разница контрастов до и после прохождения NALM.

Доля пьедестала от полной энергии прошедшего импульса показана на Рис. 4.5а. Она определялась следующим образом. Для каждой найденной ранее точки (Рис. 4.4а) на NALM подавался импульс с такой же шириной спектра и длительностью, но без пьедестала. Далее энергия на выходе сравнивалась с начальными импульсами. Таким образом, получилось оценить эффективность

нелинейной фильтрации. С начальных 34 % доля пьедестала упала до 5.6 % при длинах около 1 км, и до 11.6 % при длинах, порядка десятков метров. Можно сделать вывод, что при помощи NALM возможно эффективное подавление пьедестала в спектральной области. Однако важно обратить внимание на то, что данная схема оказывает своё влияние на остальные параметры импульса. На Рис. 4.56 показана разница контрастов импульсов в спектральной области до и после прохождения зеркала в точках T_{max} . Контраст начального импульса составлял величину 20.8 дБ. Видно, что разница контрастов по большей части зависит от коэффициента усиления g и растёт после $g = 5$. Таким образом, наиболее подходящими параметрами NALM для подавления пьедестала в спектральной области являются большие длины пассивного волокна (порядка 1 км) и коэффициент усиления больше 5.

4.2 Узкополосный пикосекундный волоконный лазер с большой аномальной дисперсией

Несмотря на то, что численное моделирование показало возможность использования NALM для подавления спектрального пьедестала, этот метод всё же имеет ряд недостатков. Требуется тщательно контролировать начальную энергию импульса для достижения оптимальных значений пропускания. К тому же спектральный пьедестал не подавляется до конца, что при накачке такой сложной системы, как ВОПГ, может иметь негативные последствия. Гораздо перспективней генерировать подходящие импульсы напрямую.

4.2.1 Эксперимент

На Рис. 4.6 показана схема полностью волоконного лазера, генерирующего узкополосные пикосекундные импульсы. Для обеспечения большей стабильности генерации импульсов резонатор был построен по принципу, предложенному в [10]: длинная часть с сохранением поляризации (Polarization maintaining, PM) и сравнительно короткий участок оптического волокна без сохранения поляризации (non-PM). Последняя содержит отрезок активного одномодового волокна (SM Yb), легированного иттербием, и отрезок стандартного одномодового волокна (Single-mode fiber, SMF), в котором и происходит вращение поляризации. Перед non-PM частью установлен контроллер поляризации, который используется для управления режимом генерации в резонаторе. Поля-

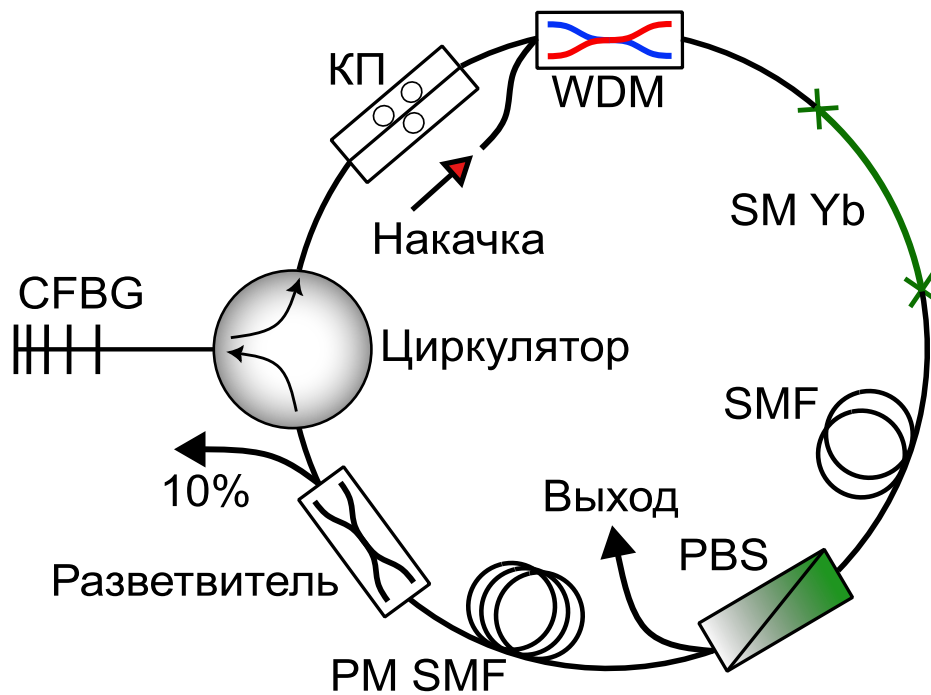


Рисунок 4.6 — Схема экспериментальной установки. CFBG — сильночирпованная брэгговская решётка, КП — контроллер поляризации, WDM — спектрально-селективный разделитель длин волн, SM Yb — легированное иттербием активное волокно, SMF — стандартное одномодовое волокно, PBS — поляризационный делитель, PM SMF — одномодовое волокно с сохранением поляризации.

ризационный делитель (Polarization beam splitter, PBS) установлен после SMF, обеспечивая вместе с ним искусственный насыщающийся поглотитель на основе эффекта NPE. В качестве накачки используется излучение полупроводникового лазерного диода на длине волны 976 нм, которое заводится в резонатор через WDM. Для отслеживания параметров излучения внутри резонатора использовался 10 %-ный выход разветвителя, а для вывода – второй порт PBS. Один из самых важных элементов данной схемы — это CFBG, добавленная в схему при помощи РМ циркулятора. Решетка была записана методом поточечной записи с помощью сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения [111]. Ширина спектра CFBG составила $\Delta\lambda = 0,4$ нм, длина — 6 мм, а центральная длина волны — 1030,2 нм. На всей протяжённости брэгговской решётки чирп изменялся линейно, что позволило вычислить дисперсионный параметр CFBG по формуле [112]:

$$D = \frac{1}{\lambda_{\text{long}} - \lambda_{\text{short}}} \cdot \frac{2n_{\text{eff}}L_{\text{CFBG}}}{c} \quad (\lambda_{\text{short}} \leq \lambda \leq \lambda_{\text{short}}), \quad (4.2)$$

где λ_{short} и λ_{long} — диапазон длин волн CFBG, n_{eff} — эффективный показатель преломления CFBG, L_{CFBG} — длина CFBG. Зная, что

$$D = -\frac{2\pi \cdot c}{\lambda^2} \beta, \quad (4.3)$$

можно вычислить дисперсию брэгговской решётки, которая составила значение в $-81,6$ пс². Учитывая, что суммарная дисперсия волокон в схеме была $0,4$ пс², полная дисперсия резонатора составила $-81,2$ пс², что можно считать чрезвычайно большой аномальной дисперсией резонатора. Следует отметить, что ранее никто не достигал таких значений в подобных схемах и, соответственно, не исследовал режимов генерации, реализующихся в них. Вся установка была помещена в термоизолированный контейнер для обеспечения большей стабильности и воспроизводимости режимов генерации волоконного лазера, использующего ИНП на основе эффект NPE.

Режим стабильной генерации был найден путём тонкой настройки контроллера поляризации. В спектре импульса присутствуют пики Келли, характерные для резонатора с аномальной дисперсией (Рис. 4.7а). Отстройка боковых

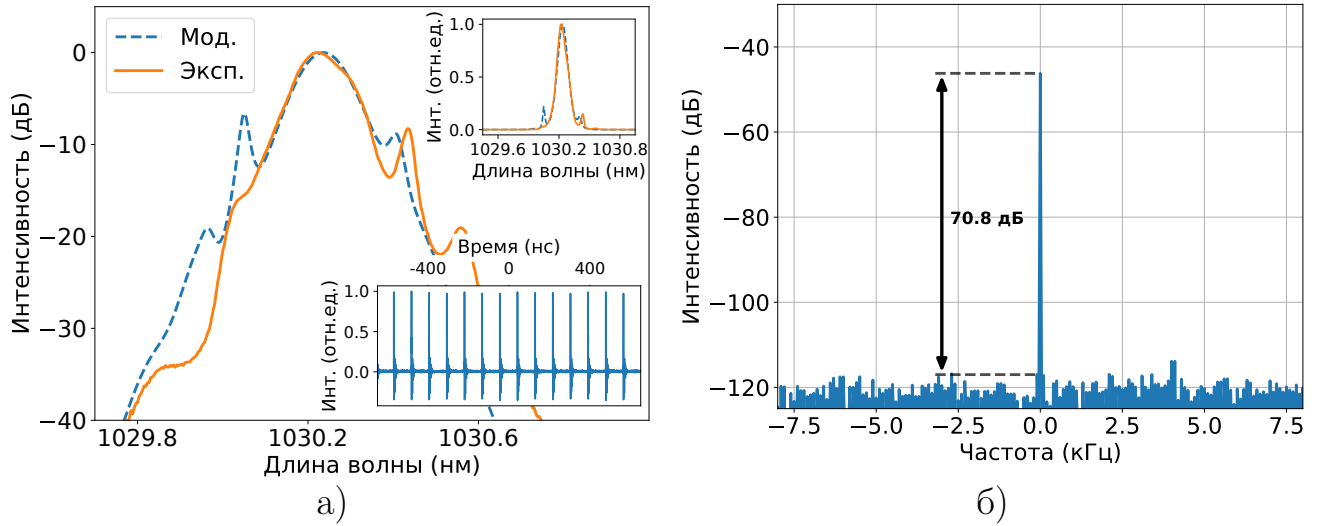


Рисунок 4.7 — а) спектры импульсов, полученные в эксперименте и в результате моделирования (пунктиром). Во вставке: в линейном масштабе (сверху) и последовательность импульсов, измеренная при помощи осциллографа (снизу).

б) радиочастотный спектр.

полос составила $\Delta\lambda_1 = 0,215$ нм. Её также можно оценить по следующей формуле [113]:

$$\Delta\lambda_N = \pm N \cdot \lambda_0 \sqrt{\frac{2N}{cDL} - 0,0787 \frac{\lambda_0^2}{(c\tau)^2}}, \quad (4.4)$$

где N — порядок пика Келли, λ_0 — центральная длина волны импульса, D — полная дисперсия резонатора, τ — полная ширина на полувысоте длительности импульса. С учётом сделанной ранее оценки полной дисперсии резонатора, $\Delta\lambda_1$ в данной схеме должна быть равна 0,213 нм, что является хорошим совпадением и подтверждает вычисленную дисперсию CFBG. Ширина спектра на уровне -3 дБ составила 0,12 нм. Максимальная средняя выходная мощность равнялась 7 мВт. При увеличении мощности накачки одноимпульсный режим генерации сначала переходил в многоимпульсный, а затем разрушался. Частота повторения импульсов составила 11 МГц, что позволило оценить энергию импульса, которая равнялась 0,6 нДж. На Рис. 4.7б показан радиочастотный спектр. Соотношение сигнал/шум равнялось 70,8 дБ. Измеренная длительность импульса составила 16 пс.

4.2.2 Численное моделирование

В соответствии с экспериментальной установкой была составлена численная модель данного лазера. Использовалось обобщённое НУШ с учтённым слагаемым ВКР эффекта. Для решения использовался метод RK4IP в комбинации с адаптивным размером шага. Более подробно об этом написано в главе 2. В качестве усиления использовалась функция с эффектом насыщения в виде:

$$g(E) = \frac{g_0}{1 + E/E_{\text{sat}}}, \quad (4.5)$$

где g_0 — коэффициент усиления малого сигнала в дБ, E — энергия импульса, $E_{\text{sat}} = P_{\text{sat}} \cdot T_R$ — энергия насыщения, T_R — время обхода импульса по резонатору. Для моделирования синхронизации мод на основе эффекта NPE использовалась скалярная функция пропускания SAM (Подробнее в пар. 2.4):

$$\rho(P) = \rho_{\text{max}} - \left(\frac{P}{P_{\text{cr}}} - 1 \right)^2 (\rho_{\text{max}} - \rho_{\text{min}}), \quad (4.6)$$

где ρ_{min} характеризует пропускание при низкой мощности, ρ_{max} определяет максимальное пропускание при критической мощности P_{cr} и подобрано для этой схемы как 0,8. Чтобы получить наилучшее согласие с экспериментальными результатами, значения ρ_{min} и P_{sat} варьировались в ходе моделирования от 0,01 до 0,14 и от 0,01 мВт до 0,14 мВт, соответственно. Для всех волокон использовались следующие параметры: $\beta_2 = 22 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\beta_3 = 0,037 \text{ пс}^3/\text{км}$, $\gamma = 6 \text{ 1}/(\text{Вт} \cdot \text{км})$, что соответствует параметрам стандартного РМ волокна. CFBG, которая играет главную роль в схеме, обеспечивает крайне большую аномальную дисперсию резонатора. При моделировании она была разделена на два независимых элемента, спектральный фильтр и дисперсионный сдвиг. В итоге, это позволило воспроизвести характер узкополосной пикосекундной генерации и рассмотреть внутрирезонаторную динамику излучения.

Алгоритм моделирования был следующий. Для ускорения расчётов использовался слабый затравочный гауссианов импульс в качестве начального

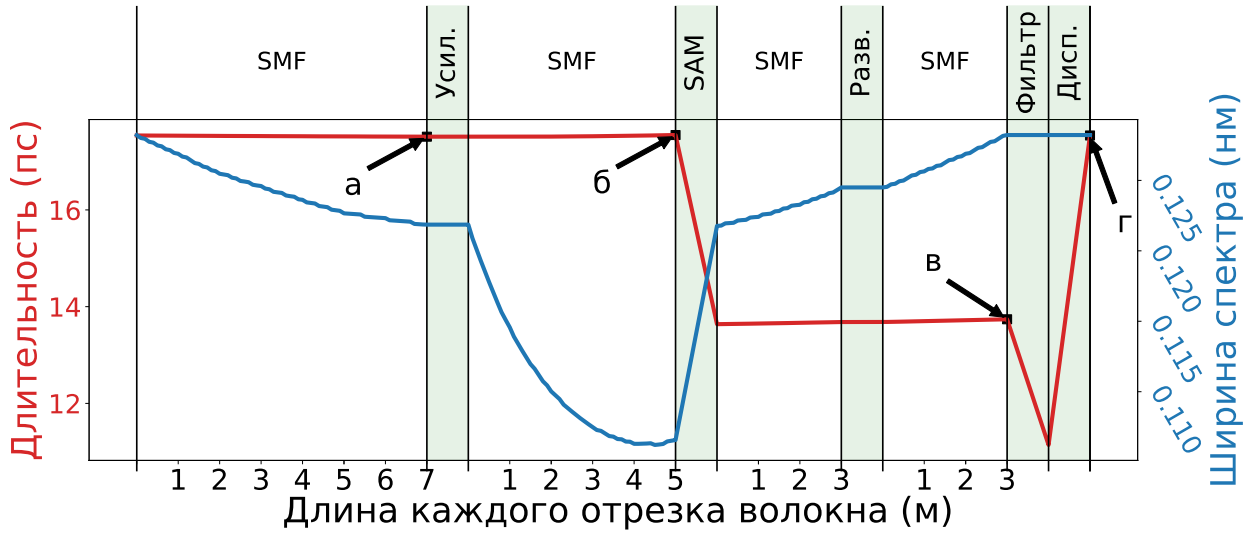


Рисунок 4.8 — Эволюция длительности и ширины спектра моделируемых импульсов внутри резонатора. Модули с точечной функцией воздействия отмечены зеленым цветом, а их длина на графике относительна и выбрана лишь для удобства. Буквами отмечены ключевые точки для Рис. 4.9.

поля с длительностью 10 пс. В первую очередь он попадал в волокно между циркулятором и усилителем, и затем последовательно проходил через каждый элемент. Стабильность режима генерации определялась по изменению энергии и длительности импульса на 10 % выходе разветвителя. Более подробно об этом написано в пар. 2.5.

В результате моделирования и подбора параметров был получен спектр, который лучше всего совпадал с экспериментальным (Рис. 4.7а). Параметры усиления были следующие: $g_0 = 25$ дБ и $P_{\text{sat}} = 0,05$ мВт, параметры SAM: $\rho_{\text{min}} = 0,07$ и $P_{\text{cr}} = 400$ Вт. Ширина спектра совпала с высокой точностью и равнялась 0,12 нм при длительности в 13,7 пс. В данном случае крайне интересно оценить, какие минимальные значения ширины спектра возможны и насколько близок полученный импульс к спектрально-ограниченному. Для этого можно воспользоваться неравенством:

$$\Delta\nu \cdot \Delta\tau \geq K, \quad (4.7)$$

где $\Delta\nu$ — ширина спектра на полувысоте, выраженная в частотах, $\Delta\tau$ — длительность импульса и K — параметр, зависящий от формы спектра. Например,

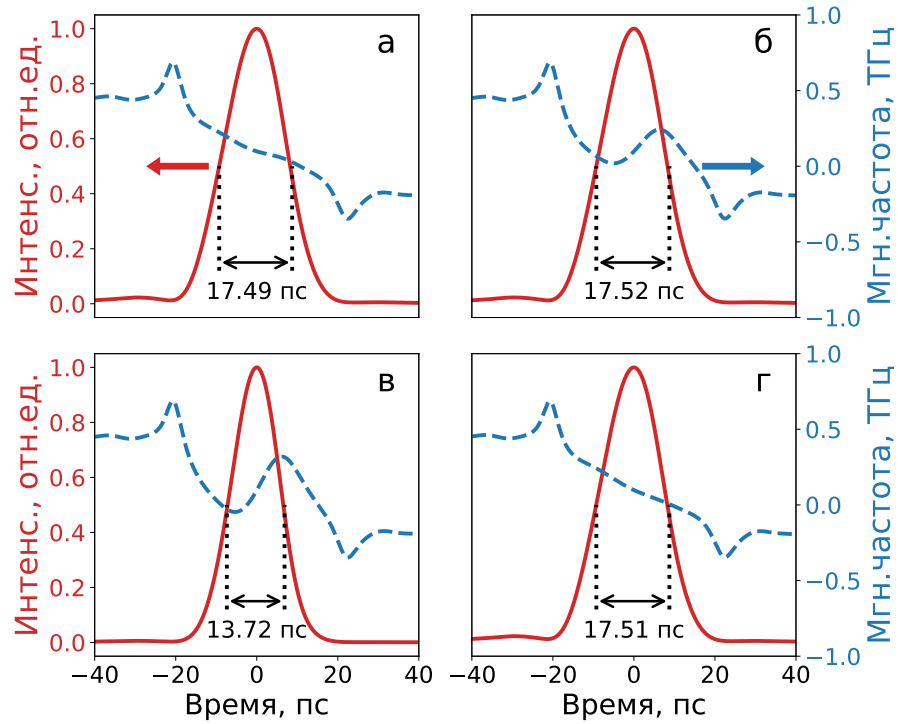


Рисунок 4.9 — Временной профиль и мгновенная частота смоделированных импульсов в различных точках резонатора: (а) до усилителя, (б) в конце участка волокна после усиления, (в) до спектрального фильтра и (г) после добавки дисперсии.

для гауссова импульса $K_{\text{Gauss}} = 0,441$. Равенство в выражении (4.7) достигается только для спектрально-ограниченных импульсов. Таким образом можно оценить минимально-возможное значение ширины спектра при фиксированной длительности, и наоборот. Форма полученных в численном моделировании импульсов в достаточной степени является гауссовой. Поэтому получается, что при $\Delta\tau = 13,7$ пс минимально-возможная ширина спектра равняется 0,11 нм, а полученная при моделировании — 0,12 нм. Можно сделать вывод, что данный волоконный лазер позволяет генерировать импульсы, близкие к спектрально-ограниченным.

На Рис. 4.8 показана эволюция длительности и ширины спектра на уровне -3 дБ по мере распространения модельного импульса по резонатору. Стоит обратить внимание на несколько интересных особенностей. Во-первых, длительность импульса практически не меняется по мере распространения по волокну, оставаясь на уровне 17,5 пс из-за слабого дисперсионного эффекта. После воз-

действия SAM на излучение, длительность уменьшается до 13,6 пс и монотонно увеличивается до 13,7 пс перед разветвителем. Затем, длительность сначала падает до 11,1 пс после воздействия фильтра и возвращается на уровень 17,5 пс после добавки аномальной дисперсии. Временные профили ключевых точек представлены на Рис. 4.9. Их месторасположение в резонаторе для наглядности показано на Рис. 4.8. Вторым моментом, который стоит особого внимания, это изменение ширины спектра. В начале обхода резонатора, сразу после добавки дисперсии, она монотонно уменьшается с 0,126 нм до 0,1 нм, пока распространяется по участку стандартного SMF с нормальной дисперсией. Сужение, пускай и относительно малое, в данных условиях является нетипичным поведением. Это можно объяснить действием эффекта ФСМ, который при особых условиях приводит к сжатию спектра, а не расширению, как это обычно происходит. Необходимо, чтобы импульс имел отрицательный чирп и распространялся по волокну с нормальной дисперсией без сильной нелинейности [62]. В таком случае «передние» частоты будут понижаться, а «задние» — повышаться. Вместе они будут стремиться к центру, приводя в результате к сжатию импульса, что можно назвать эффектом самосжатия спектра. Если проследить за изменением чирпа импульса в разных точках резонатора, можно заметить, что перед усилением (Рис. 4.9а), сразу же после которого происходит наиболее существенное сжатие спектра, импульс имеет отрицательный чирп, определяемый по наклону мгновенной частоты в области импульса. Он меняется на положительный (Рис. 4.9б) сразу же после SAM (PBS на Рис. 4.6), который уже приводит к уширению спектра в остальной части резонатора. (Рис. 4.9в). Затем, сразу же после добавки аномальной дисперсии, обеспечиваемой CFBG, импульсу возвращается отрицательный чирп, который снова приводит к сжатию спектра на следующем проходе (Рис. 4.9г). Насколько нам известно, такое влияние эффекта ФСМ внутри волоконного резонатора ранее никто не обнаруживал. Важно отметить, что уменьшение ширины спектра можно наблюдать в волоконных лазерах с управляемой дисперсией [114], а именно «дыхание» солитона. Во время

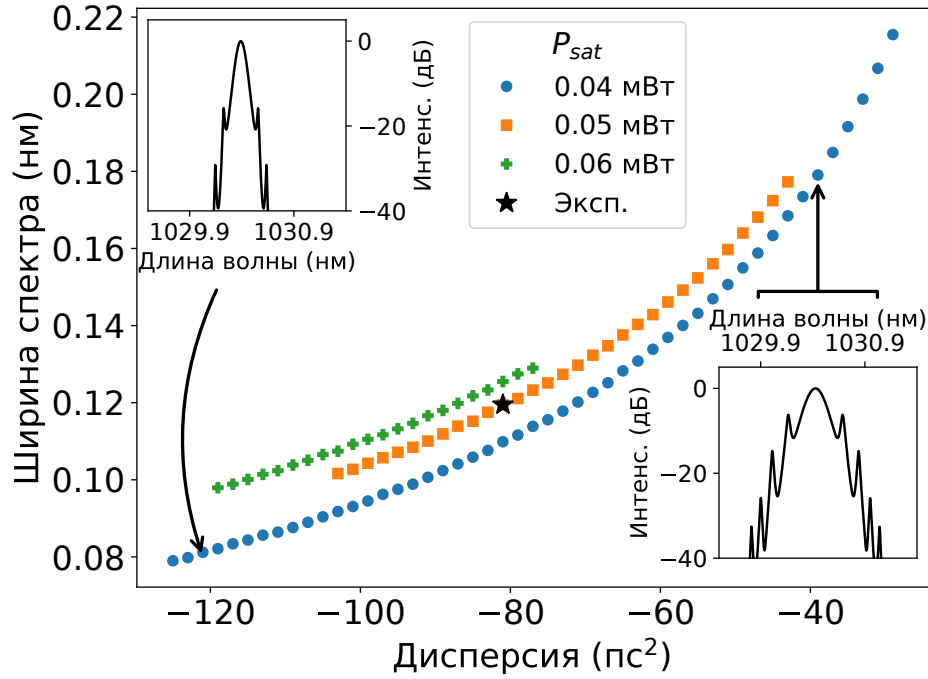


Рисунок 4.10 — Ширина спектров смоделированных импульсов в зависимости от дисперсии CFBG при ширине фильтра в 40 нм. Каждая точка — это режим стабильной генерации. Знаками круга, квадрата и плюса отмечены различные P_{sat} в значениях 0,04, 0,05 и 0,06 мВт, соответственно. Чёрная звезда — режим генерации, подобранный под экспериментальные результаты. Во вложениях: примеры спектров при $\beta_2 = -119$ и -39 пс².

этого процесса, однако, происходит изменение длительности в той же степени, что и ширины спектра, чего в данном случае не наблюдается.

Обнаруженный эффект самосжатия спектра позволяет сделать несколько интересных выводов. Во-первых, участок волокна сразу после усиления играет важную роль в формировании импульса. Обычно именно в этом отрезок SMF происходит поворот эллипса поляризации, что является центральной частью ИНП на основе эффекта NPE. В данном случае этот участок SMF ещё более существенен, так как в нём ширина спектра импульса подвергается наиболее сильному влиянию во всём резонаторе. Стоит отметить, что при высокой пиковой мощности эффект самосжатия может привести к образованию боковых полос и даже значительному искажению спектра [65]. С другой же стороны, на Рис. 4.8 видно, что перед SAM начинается обратный процесс, а именно уширение спектра. Поэтому подбор оптимальной длины SMF будет определять и

максимум самосжатия. Таким образом, всё это накладывает новые ограничения на допустимый уровень усиления и длину резонатора. Во-вторых, очевидно, не стоит упоминания следующий факт: до тех пор, как спектр сужается, не нужно беспокоиться о его расширении, которое является ограничивающим эффектом при генерации узкополосных импульсов. В-третьих, полоса пропускания CFBG играет не такую важную роль, как ожидалось, выступая лишь в качестве фильтра для боковых полос (пигов Келли). Чтобы проверить это, ширина фильтра в численной модели была увеличена в 100 раз, до 40 нм. На Рис. 4.10 показана зависимость ширины спектра импульсов от добавочной дисперсии для этого случая. Каждая точка — это режим стабильной генерации, который был найден при варьировании дисперсии CFBG от -125 до -29 пс² и насыщения усиления от 0,04 до 0,06 мВт. Удивительно, но увеличение ширины фильтра абсолютно не привело к увеличению ширины спектра генерируемых импульсов. Она варьируется от 0,08 до 0,215 нм и зависит только от дисперсии CFBG. Стоит отметить, что центральная длина волны сдвинулась из-за появления некоторой свободы при формировании режима, а пики Келли перестали подавляться. Таким образом, можно сделать вывод, что на генерацию импульсов влияет чрезвычайно большая аномальная дисперсия CFBG, раскрывая ранее не изученный баланс эффектов самосжатия и спектрального уширения. Всё это несёт в себе большой потенциал для применения CFBG с огромной аномальной дисперсией, требующий дальнейших исследований. К тому же, из-за отсутствия влияния ширины спектра фильтра, появляется дополнительная свобода при проектировании CFBG с ещё большей аномальной дисперсией.

4.3 Широкополосный волоконный лазер с синхронизацией мод на основе эффекта NPE

Помимо генерации узкополосных импульсов волоконные лазеры с синхронизацией мод на основе NPE также способны генерировать мощные фемтосекундные импульсы. С учётом спектрального фильтра, который часто используется в таких схемах для стабилизации синхронизации мод, типичные значения ширины оптического спектра импульсов на выходе составляли величину около 20 нм. Однако в эксперименте [115], проведённом в нашей группе, впервые были получены ультраширокие импульсы (около 60 нм) без использования каких-либо специальных методов, вроде компенсации дисперсии [116] или включения высоконелинейного волокна. Объяснение данного феномена является мотивацией для проведения дополнительного численного исследования.

Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 4.11. В ней для повышения стабильности генерации был установлен спектральный фильтр на основе дифракционных решёток. Он обладал полосой пропускания 1,62 нм на

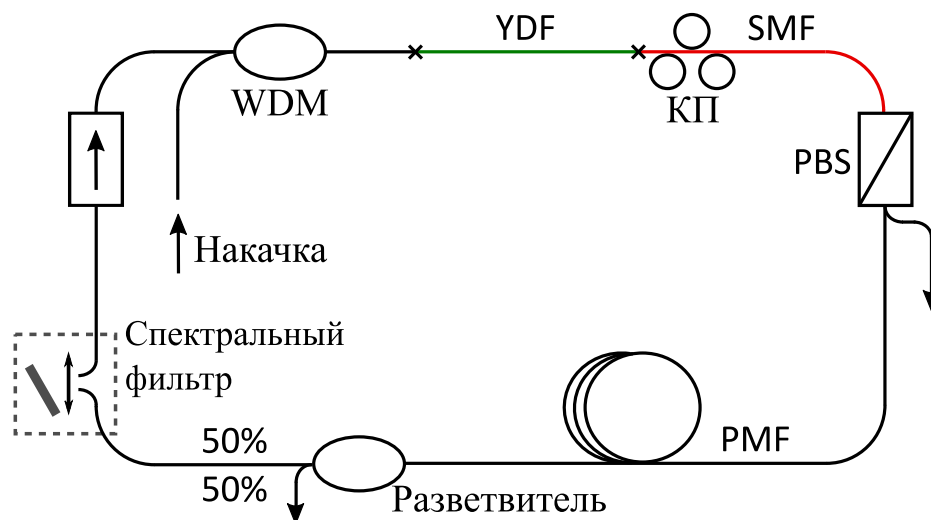


Рисунок 4.11 — Схема экспериментальной установки: КП — контроллер поляризации, PBS — поляризационный делитель, WDM — спектрально-селективный разделитель длин волн, YDF — активное иттербиевое волокно, SMF — одномодовое волокно без сохранения поляризации и PMF — волокно с сохранением поляризации.

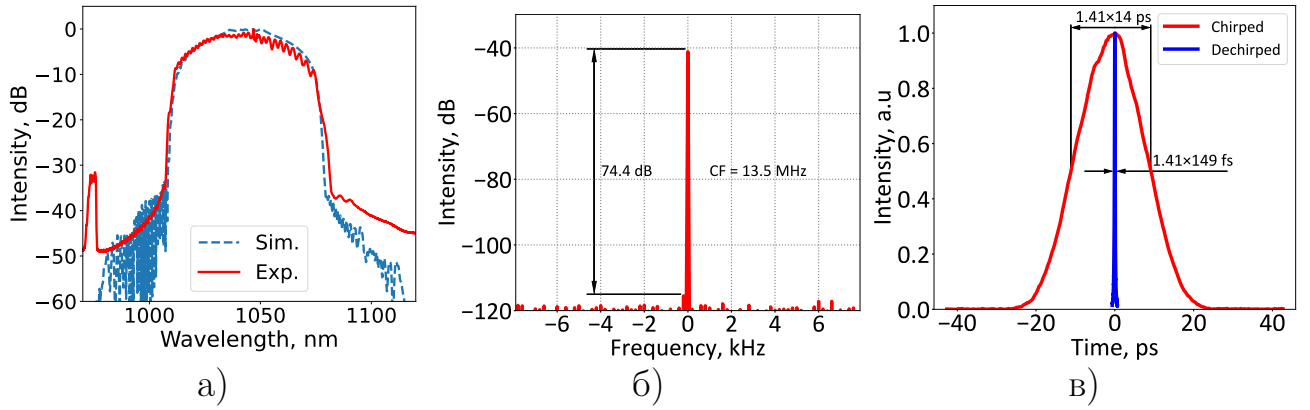


Рисунок 4.12 — а) спектры импульсов, полученные в эксперименте и в результате моделирования (пунктиром); б) радиочастотный спектр; в) автокорреляционная функция до и после сжатия.

уровне -3 дБ с центральной длиной волны 1043 нм. В результате были получены импульсы с шириной спектра 57 нм на уровне -10 дБ (См. Рис. 4.12а). При частоте повторения $13,5$ МГц энергия импульсов составила $2,2$ нДж. Радиочастотный спектр показан на Рис. 4.12б. Соотношение сигнал/шум равнялось $74,4$ дБ, что является признаком высокой стабильности генерации данного лазера. Длительность импульса составила 14 пс, что удалось уменьшить до 149 фс при помощи пары внешних дифракционных решёток. На Рис. 4.12в показаны автокорреляционные функции до и после сжатия.

На основе экспериментальной установки была составлена численная модель, представленная на Рис. 4.13. В эксперименте использовались активное иттербиевое волокно (YDF), одномодовое волокно (SMF) и волокно с сохранением поляризации (PMF). Так как в используемой библиотеке PyOFSS пока нет

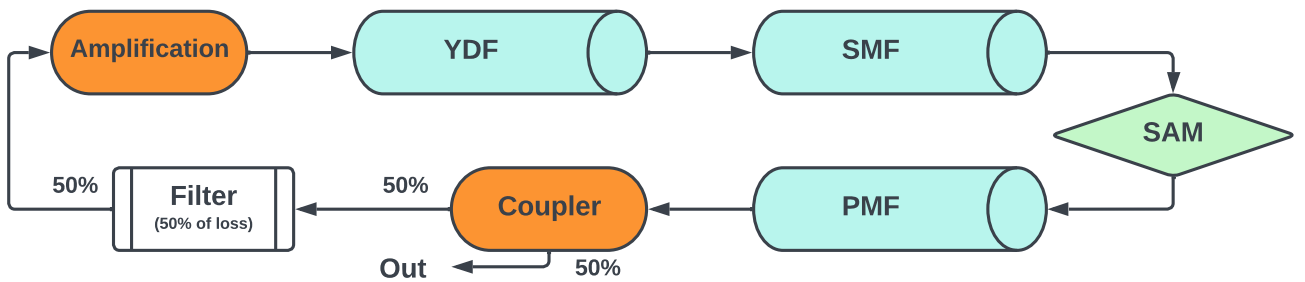


Рисунок 4.13 — Алгоритм моделирования экспериментальной установки: SAM — самоамплитудный модулятор, coupler — разделитель, YDF, SMF и PMF — волокна, которые моделировались как пассивные одномодовые.

возможности моделировать активное волокно и эффект двулучепреломления, все перечисленные волокна моделировались, как одномодовые со следующими параметрами: $\beta_2 = 22 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\beta_3 = 0,037 \text{ пс}^3/\text{км}$, $\gamma = 6 \text{ 1/(Вт} \cdot \text{км)}$ [76]. В соответствии с экспериментально измеренными значениями ширина спектрального фильтра на полу высоте была взята 1,63 нм, центральная длина волны — 1043,3 нм, а потери составили 50 %. Принцип работы SAM подробно описан в параграфе 2. Максимум пропускания при критической мощности был подобран $\rho_{\max} = 0,8$. Остальные параметры SAM, $\rho_{\min}$ и P_{cr} , варьировались в ходе численного исследования.

Алгоритм моделирования представлял следующую последовательность действий. Вначале внутрь резонатора, сразу после разделителя, подавался шум. Затем каждый элемент последовательно воздействовал на результирующее поле. Устойчивый режим, как правило, формировался после 150-200 обходов резонатора. Для его определения достаточно было следить лишь за изменениями энергии и спектральной ширины импульса (параграф 2.5).

В первую очередь было необходимо подобрать подходящие параметры схемы, основываясь на результатах эксперимента. Длины волокон, параметры фильтра и разделителя были измерены и взяты напрямую. Параметры же

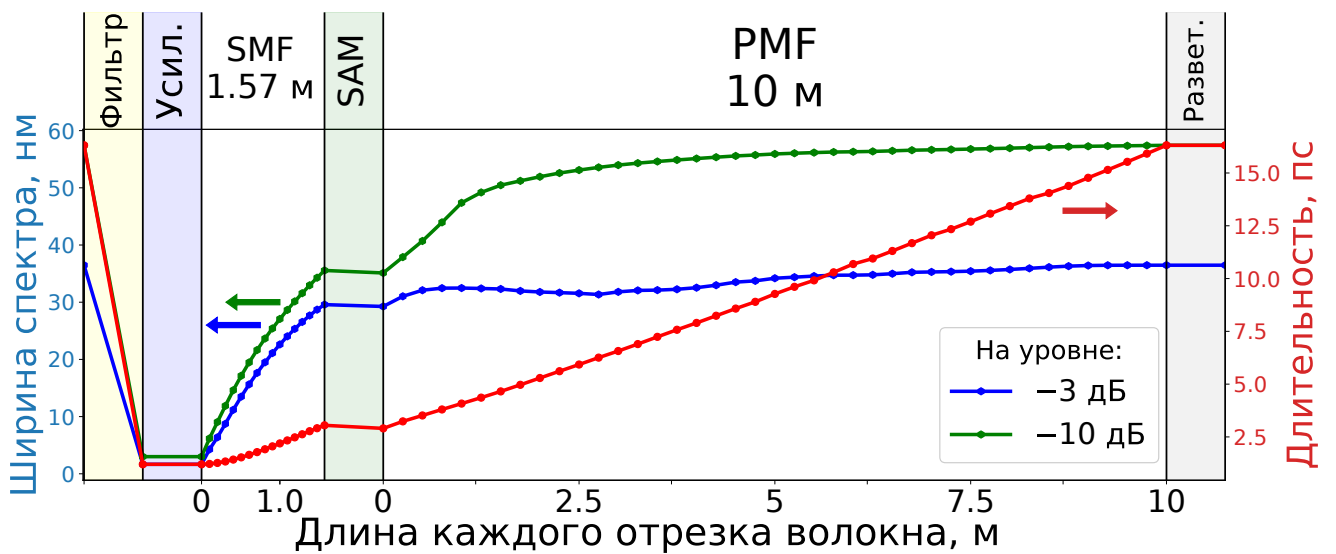


Рисунок 4.14 — Эволюция ширины спектра (на уровне -3 и -10 дБ) и длительности моделируемых импульсов внутри резонатора.

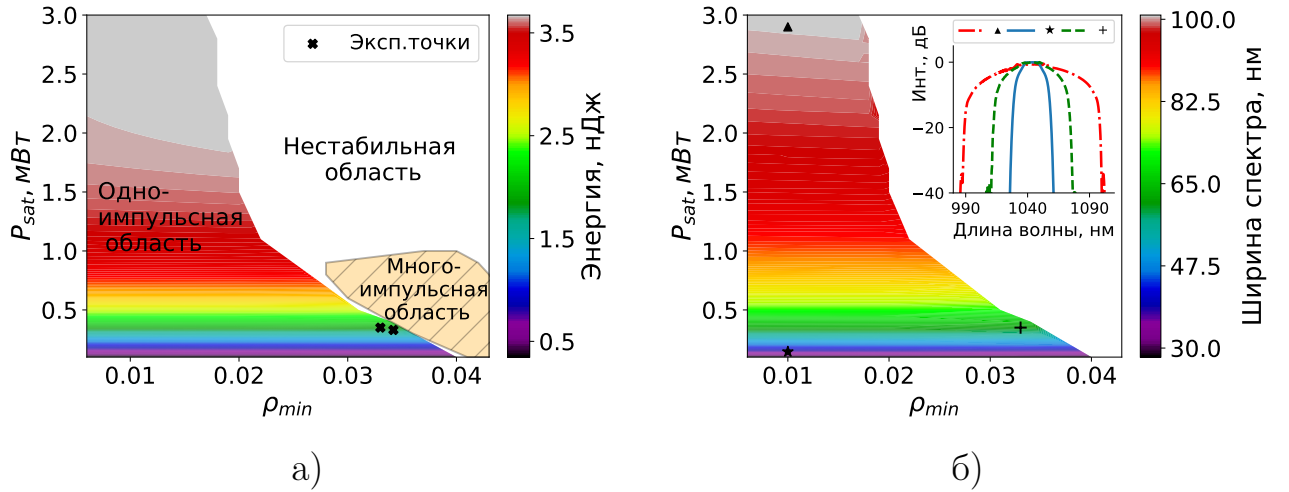


Рисунок 4.15 — Параметры импульсов стабильной области: (а) энергия одноимпульсных и многоимпульсных режимов и (б) ширина спектра на уровне -10 дБ. Крестиками (а) обозначены режимы, соответствующие эксперименту. Во вставка (б): спектры в точках, отмеченных треугольником, звездой и крестом.

насыщаемого усиления и SAM [см. формулы (2.32) и (2.30)] пришлось подбирать до получения наилучшего согласия с экспериментальными результатами. Они оказались следующими: $P_{cr} = 1,9$ кВт, $g_0 = 25$ дБ, $P_{sat} = 0,3$ мВт и $\rho_{min} = 0,032$. Полученный спектр и длительность импульса отлично согласуются с экспериментальными данными (см. Рис. 4.12а). Эволюция длительности и спектральной ширины импульса внутри резонатора представлена на Рис. 4.14. Для ширины показаны два варианта: на полувысоте (-3 дБ) и на уровне -10 дБ. Хорошо видно, что уширение спектра происходит сразу после усиления в относительно короткой SMF части резонатора из-за сильного эффекта ФСМ. Поскольку импульсы имеют приблизительно параболическую форму, определяемую фильтром, можно утверждать, что они распространяются самоподобно [117]. Как результат, спектральная ширина увеличивается почти в 20 раз (до 30 нм) без распада оптической волны. После воздействия SAM импульс испытывает в основном дисперсионное уширение, а длительность возрастает с 2,5 пс до более чем 15 пс.

В качестве следующего этапа варьировались такие параметров, как ρ_{min} и P_{sat} , в результате чего была найдена область режимов стабильной генерации. Она представлена на Рис. 4.15а в терминах выходной энергии импульсов (цвет-

ная шкала). Их спектральная ширина показана на Рис. 4.15б тем же способом. Легко заметить, что ширина спектра, которая определяет минимально-возможную длительность сжатого импульса, напрямую связана с его энергией. Это объясняется эффектом нелинейного уширения спектра в пассивном волокне. В то же время максимальная энергия импульса ограничена величиной $\rho_{\min}$ справа и порогом комбинационного рассеяния сверху. Следует отметить, что эффект ВКР в численной модели играет лишь ограничивающую роль и не влияет на форму устойчивых решений.

Представленная область показывает, что более высокую энергию импульсов можно получить только за счет уменьшения величины $\rho_{\min}$ — коэффициента пропускания малого сигнала. Это довольно неожиданный результат, так как напрямую $\rho_{\min}$ никак не влияет на параметры генерируемого импульса. Это видно по горизонтальному характеру распределения цветовой шкалы на Рис. 4.15, демонстрирующей величину энергии (а) или ширины спектра (б). Фактически же, через величину $\rho_{\min}$ определяется пропускание спонтанного излучения низкой мощности и хвостов импульсов, которые могут значительно усиливаться на следующих обходах. Это происходит, например, в случае попытки увеличить коэффициент усиления для генерации более мощных импульсов с более широким спектром. Тогда усиленные хвосты импульсов могут достигнуть устойчивого состояния в течение нескольких циклов и сформировать многоимпульсный режим работы (заштрихованная область на рис. 4.15а). Чтобы избежать этого, необходимо уменьшать значение $\rho_{\min}$. Таким образом, этот параметр играет неожиданно важную роль, такую же как длина SMF или мощность усилителя. Стоит упомянуть, что до сих пор не предпринималось попыток измерить экспериментально параметры SAM волоконного NPE-лазера. Однако они определённо зависят от состояния контроллера поляризации и других параметров схемы [32]. Отсюда следует, что параметрами SAM можно и нужно управлять, что в сочетании с упомянутым ранее влиянием $\rho_{\min}$ позволит открыть новые режимы генерации. Всё это открывает большие перспективы для исследований

по измерению и контролю параметров SAM в волоконных лазерах с синхронизацией мод на основе эффекта NPE.

Если судить по результатам численного моделирования, в данной схеме можно получить генерацию импульса с шириной спектра до 100 нм путём уменьшения $\rho_{\min}$ до 1,5% (треугольник на Рис. 4.156), что соответствует спектрально ограниченному импульсу с длительностью всего в 36 фс. Следует отметить, что достижение такого малого значения $\rho_{\min}$ в эксперименте является предметом дальнейших исследований, поскольку ограничивающие факторы все еще неизвестны. Более того, даже достигнутый уровень менее 4% является довольно необычным для SAM на базе NPE и открывает новый взгляд на разработку волоконного задающего генератора. Этот подход, основанный на контролируемом изменении параметров SAM, определенно приведет к созданию нового класса мощных сверхкоротких волоконных лазеров, совместимых с современными волоконными усилителями, в том числе на основе конических волокон [118].

4.4 Выводы к главе 4

В данной главе было исследовано два способа получения узкополосных импульсов пикосекундной длительности, которые могут использоваться в качестве накачки для ВОПГ. А также исследована генерация широкополосных импульсов пикосекундной длительности волоконным лазером с синхронизацией мод на основе эффекта NPE.

В первую очередь была численно продемонстрирована возможность использовать NALM как спектральный фильтр для подавления пьедестала импульсов. Найдены максимумы коэффициента пропускания $T_{\max}$ на плоскости таких параметров, как эффективная длина NALM и коэффициент усиления. Обнаружено, что доля пьедестала в полной энергии импульса падает с 34 до 5.6 %

при длинах пассивного волокна порядка 1 км. Как итог, определена область наиболее подходящих для подавления спектрального пьедестала параметров.

Также был продемонстрирован полностью волоконный лазер с синхронизацией мод на основе эффекта NPE, который генерировал импульсы пикосекундной длительности на длине волны 1030,2 нм с наименьшей шириной спектра 0,12 нм. CFBG обеспечивала крайне большую аномальную дисперсию резонатора, около $-81,2 \text{ пс}^2$, что является наибольшим значением, продемонстрированным на момент выполнения эксперимента. Лазер генерировал импульсы с энергией 0,6 нДж и длительностью 16 пс с частотой повторения 11 МГц. Численное моделирование дало хорошее согласие с экспериментальными измерениями и позволило исследовать внутрирезонаторную динамику импульсов. Это привело к обнаружению эффекта самосжатия спектра за счёт ФСМ, что внутри лазерного резонатора было найдено впервые. Кроме того, согласно численному моделированию, ширина спектра может быть уменьшена до 0,08 нм за счёт увеличения дисперсии до -125 пс^2 , независимо от ширины спектра CFBG. Разработанный полностью волоконный лазер способен решить проблему генерации узкополосных пикосекундных импульсов накачки ВОПГ и может быть использован во многих других приложениях, таких как обработка материалов и т.д. Эффект самосжатия спектра так же имеет большой потенциал для дальнейших исследований и оптимизации волоконных лазеров с синхронизацией мод.

Разработана и исследована численная модель иттербиевого волоконного лазера с синхронизацией мод на основе эффекта NPE. Показано полное согласие с экспериментальными данными. Раскрыта причина генерации импульсов с крайне широким спектром в данной схеме. Насколько известно, впервые предсказана возможность генерации импульсов с шириной оптического спектра до 100 нм за счет уменьшения коэффициент пропускания малого сигнала SAM, предотвращающего переход к многоимпульсным режимам генерации при увеличении мощности накачки.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Для ВОПГ впервые было проведено масштабное численное моделирование в чрезвычайно широком диапазоне параметров. Обнаружено, что области стабильных режимов генерации значительно расширяются с увеличением длины пассивного волокна и имеют нестабильную центральную часть. В результате показано, что максимальная энергия параметрического импульса может достигать 40 нДж при использовании в резонаторе пассивного волокна длиной 100 м. Типичный параметр чирпа составлял около 8, что указывает на то, что такие импульсы являются высокочирпованными диссипативными солитонами. Полученный набор расчётных данных содержит область с наиболее подходящими параметрами для КАРС и может быть полезен для дальнейшей разработки экспериментальной установки.
2. Впервые было выполнено численное моделирование уникальной схемы ВОПГ с двухплечевой синхронной накачкой, предложенной автором данной работы. Найдены области стабильных режимов генерации при синхронной накачке импульсами, отстроенными по длине волны относительно друг друга на 1 нм. Это привело к сужению области и увеличению энергии до 57 нДж по сравнению с линейным ВОПГ. Сдвиг центральной длины волны параметрических импульсов увеличился в два раза (до 12 нм), а ширина спектра возросла до 2,1 нм. Показано, что двухплечевая синхронная накачка позволяет существенно расширить область достижимых параметров параметрических импульсов по аналогии с отстроенными фильтрами генератора Мамышева. Сделан вывод, что метод с использованием двухплечевой синхронной накачки имеет большой потенциал для практической реализации как в ВОПГ,

так и в схемах на основе эффекта ВКР, но из-за большого числа изменяемых параметров нуждается в дальнейшем исследовании.

3. При помощи численного моделирования была продемонстрирована возможность использовать NALM как спектральный фильтр для подавления пьедестала оптических импульсов. Найдены максимумы коэффициента пропускания T_{max} на плоскости таких параметров, как эффективная длина NALM и коэффициент усиления. Обнаружено, что доля пьедестала в энергии импульса падает с 34 до 5,6 % при длинах пассивного волокна порядка 1 км. Как итог, определена область наиболее подходящих для подавления спектрального пьедестала параметров.
4. Численно и экспериментально исследован полностью волоконный лазер с синхронизацией мод на основе эффекта NPE, который генерировал импульсы пикосекундной длительности на длине волны 1030,2 нм с наименьшей шириной спектра 0,12 нм, энергией 0,6 нДж и длительностью 16 пс CFBG обеспечивала рекордно большую аномальную дисперсию резонатора, около $-81,2 \text{ пс}^2$. В численной модели обнаружен эффект самосжатия спектра за счёт ФСМ внутри лазерного резонатора. Кроме того, показано, что ширина спектра может быть ещё уменьшена до 0,08 нм за счёт увеличения дисперсии до -125 пс^2 , и она не зависит от полосы пропускания CFBG.
5. Для иттербиевого волоконного лазера с синхронизацией мод на основе эффекта НВП была разработана и исследована численная модель, которая показала полное согласие с экспериментальными данными. Раскрыта причина генерации импульсов со сверхшироким спектром, предсказана возможность генерации импульсов с шириной оптического спектра до 100 нм. Это достигается за счет уменьшения коэффициента пропускания малого сигнала SAM до уровня порядка 1%, что предотвращает переход к многоимпульсным режимам генерации при увеличении мощности накачки.

Основные результаты опубликованы в статьях [106; 115; 119—121] и в тезисах докладов [122—128].

Список литературы

1. Recent Advances in Applications of Ultrafast Lasers / S. Niu [et al.] // Photonics. — 2024. — Vol. 11, no. 9. — P. 857.
2. *Zhao, W.* Femtosecond-Pulse Fiber Based Amplification Techniques and Their Applications / W. Zhao, X. Hu, Y. Wang // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. — 2014. — Sept. — Vol. 20, no. 5. — P. 512—524.
3. Ultrafast Laser Processing of Materials: A Review / K. C. Phillips [et al.] // Adv. Opt. Photon., AOP. — 2015. — Dec. 31. — Vol. 7, no. 4. — P. 684—712.
4. Several new directions for ultrafast fiber lasers [Invited] / W. Fu [et al.] // Optics Express. — 2018. — Vol. 26, no. 8. — P. 9432—9463.
5. *Xu, C.* Recent advances in fibre lasers for nonlinear microscopy / C. Xu, F. W. Wise // Nature Photonics. — 2013. — Vol. 7, no. 11. — P. 875—882.
6. *Fermann, M. E.* Ultrafast fibre lasers / M. E. Fermann, I. Hartl // Nat. Photonics. — 2013. — Vol. 7, no. 11. — P. 868—874.
7. *Lamb, W. E.* Theory of an Optical Maser / W. E. Lamb // Physical Review. — 1964. — Vol. 134, 6A. — A1429—A1450.
8. Nonlinear amplifying loop mirror / M. E. Fermann [et al.] // Optics Letters. — 1990. — Vol. 15, no. 13. — P. 752—754.
9. Passive mode locking by using nonlinear polarization evolution in a polarization-maintaining erbium-doped fiber / M. E. Fermann [et al.] // Optics Letters. — 1993. — Vol. 18, no. 11. — P. 894—896.
10. 20 nJ 200 fs all-fiber highly chirped dissipative soliton oscillator / D. S. Kharenko [et al.] // Opt. Lett. — 2012. — Vol. 37, no. 19. — P. 4104.

11. Ultrafast laser mode-locked using nonlinear polarization evolution in polarization maintaining fibers / J. Szczepanek [et al.] // Optics Letters. — 2017. — Vol. 42, no. 3. — P. 575—578.
12. 976 nm all-polarization-maintaining mode-locked fiber laser based on nonlinear polarization evolution / Y. Jiang [et al.] // Optics Express. — 2023. — Vol. 31, no. 9. — P. 15170—15178.
13. Highly-stable mode-locked PM Yb-fiber laser with 10 nJ in 93-fs at 6 MHz using NALM / Y. Yu [et al.] // Optics Express. — 2018. — Vol. 26, no. 8. — P. 10428—10434.
14. Dissipative soliton generation from a large anomalous dispersion ytterbium-doped fiber laser / J. Zhou [et al.] // Optics Letters. — 2020. — Vol. 45, no. 20. — P. 5768—5771.
15. Developments in spontaneous and coherent Raman scattering microscopic imaging for biomedical applications / C. Krafft [et al.] // Chem. Soc. Rev. — 2016. — Vol. 45, no. 7. — P. 1819—1849.
16. *Kurkov, A. S.* Moderate-power cw fibre lasers / A. S. Kurkov, E. M. Dianov // Quantum Electronics. — 2004. — Vol. 34, no. 10. — P. 881—900.
17. Er³⁺:Yb³⁺-codoped fiber distributed-feedback laser / J. T. Kringlebotn [et al.] // Opt. Lett. — 1994. — Vol. 19, no. 24. — P. 2101—2103.
18. *Wang, Y.* Modeling and optimization of Q-switched double-clad fiber lasers / Y. Wang, C.-Q. Xu // Appl. Opt. — 2006. — Vol. 45, no. 9. — P. 2058—2071.
19. *Haus, H.* Mode-locking of lasers / H. Haus // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. — 2000. — Vol. 6, no. 6. — P. 1173—1185.
20. Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions / S. Poole [et al.] // Journal of Lightwave Technology. — 1986. — Vol. 4, no. 7. — P. 870—876.

21. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding / J. C. Knight [et al.] // Optics Letters. — 1996. — Vol. 21, no. 19. — P. 1547—1549.
22. *Agrawal, G. P.* Nonlinear Fiber Optics / G. P. Agrawal. — 6th ed. — Rochester, NY : Academic Press, 2019.
23. *Agrawal, G. P.* Nonlinear Fiber Optics: Its History and Recent Progress [Invited] / G. P. Agrawal // JOSA B. — 2011. — Dec. — Vol. 28, no. 12. — A1—A10.
24. All polarization-maintaining fiber laser architecture for robust femtosecond pulse generation / W. Hänsel [et al.] // Applied Physics B. — 2017. — Vol. 123, no. 1. — P. 41.
25. *Dennis, M. L.* High repetition rate figure eight laser with extracavity feedback / M. L. Dennis, I. N. Duling // Electronics Letters. — 1992. — Vol. 28, no. 20. — P. 1894—1896.
26. *Nicholson, J. W.* A polarization maintaining, dispersion managed, femtosecond figure-eight fiber laser / J. W. Nicholson, M. Andrejco // Optics Express. — 2006. — Vol. 14, no. 18. — P. 8160—8167.
27. Ultralow-repetition-rate, high-energy, polarization-maintaining, Er-doped, ultrashort-pulse fiber laser using single-wall-carbon-nanotube saturable absorber / Y. Senoo [et al.] // Optics Express. — 2010. — Vol. 18, no. 20. — P. 20673—20680.
28. Wavelength-tunable drop-shaped-cavity mode-locked Er-fiber laser / B. N. Nyushkov [et al.] // 2018 International Conference Laser Optics (ICLO). — 2018. — P. 21—21.
29. *Nyushkov, B. N.* Cavity topologies of mode-locked fibre lasers: Possibilities and prospects / B. N. Nyushkov, S. M. Kobtsev // Quantum Electronics. — 2018. — Vol. 48, no. 12.

30. Dissipative solitons in fiber lasers / S. K. Turitsyn [et al.] // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2016. — Vol. 186, no. 7. — P. 713—742.
31. *Kharenko, D. S.* Generation of dissipative solitons in femtosecond fiber lasers / D. S. Kharenko, S. A. Babin // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. — 2013. — Vol. 49, no. 4.
32. *Bednyakova, A. E.* Numerical analysis of the transmission function of the NPE-based saturable absorber in a mode-locked fiber laser / A. E. Bednyakova, D. S. Kharenko, A. P. Yarovikov // J. Opt. Soc. Am. B. — 2020. — Vol. 37, no. 9. — P. 2763.
33. Femtosecond fiber Mamyshev oscillator at 1550 nm / M. Olivier [et al.] // Optics Letters. — 2019. — Vol. 44, no. 4. — P. 851—854.
34. *Melchert, O.* A generalized nonlinear Schrodinger Python module implementing different models of input pulse quantum noise / O. Melchert, A. Demircan. — 2022. — (Visited on 11/18/2022). <http://arxiv.org/abs/2206.07526>.
35. Pyofss: Python-based optical fibre system simulator. — 2023. — (Дата обр. 03.09.2025). <https://github.com/galilley/pyofss>.
36. *Ter-Mikirtychev, V. V.* Industrial Applications of Fiber Lasers / V. V. Ter-Mikirtychev // Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers / ed. by V. V. Ter-Mikirtychev. — Cham : Springer International Publishing, 2019. — P. 227—250.
37. A Review of High-Speed Coherent Transmission Technologies for Long-Haul DWDM Transmission at 100g and Beyond / G. Bennett [и др.] // IEEE Communications Magazine. — 2014. — Окт. — Т. 52, № 10. — С. 102—110.
38. *Trebino, R.* Ultrashort Laser Pulses / R. Trebino, E. Zeek // Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses / ed. by R. Trebino. — Boston, MA : Springer US, 2000. — P. 11—35.
39. Tunable Laser Applications / ed. by F. J. Duarte. — 3rd ed. — CRC Press, 2016.

40. *Raman, C. V.* A new radiation [Reproduced from Indian J. Phys., 1928, 2, 387–398] / C. V. Raman // Current Science. — 1998. — Vol. 74, no. 4. — P. 382–386. — Publisher: Temporary Publisher.
41. *Ландсберг, Г. С.* Новое явление при рассеянии света / Г. С. Ландсберг, Л. Мандельштам // Журнал Русского физико-химического общества. Ч. физическая. — 1928. — № 60. — С. 335–338.
42. 3.7 Raman Spectroscopy / J. Marzi [et al.] // Comprehensive Biomaterials II / ed. by P. Ducheyne. — Oxford : Elsevier, 2017. — P. 108–127.
43. *John, N.* Chapter 5 - Raman Spectroscopy / N. John, S. George // Spectroscopic Methods for Nanomaterials Characterization / ed. by S. Thomas [et al.]. — Elsevier, 2017. — P. 95–127. — (Micro and Nano Technologies).
44. Spatially Offset Raman Spectroscopy / S. Mosca [et al.] // Nature Reviews Methods Primers. — 2021. — Vol. 1, no. 1. — P. 1–16.
45. *Kurouski, D.* Advances of Tip-Enhanced Raman Spectroscopy (TERS) in Electrochemistry, Biochemistry, and Surface Science / D. Kurouski // Vibrational Spectroscopy. — 2017. — T. 91. — С. 3–15. — (Prominent Young Vibrational Spectroscopists).
46. Surface-Enhanced Raman Spectroscopy (SERS): Progress and Trends / D. Cialla [et al.] // Analytical and Bioanalytical Chemistry. — 2012. — Vol. 403, no. 1. — P. 27–54.
47. Higher-order coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy realizes label-free super-resolution vibrational imaging / L. Gong [et al.] // Nature Photonics. — 2020. — Vol. 14, no. 2. — P. 115–122.
48. *Woodward, R. I.* 2D Saturable Absorbers for Fibre Lasers / R. I. Woodward, E. J. R. Kelleher // Applied Sciences. — 2015. — Vol. 5, no. 4. — P. 1440–1456.

49. *Sobon, G.* Mode-locking of fiber lasers using novel two-dimensional nanomaterials: graphene and topological insulators / G. Sobon // Photon. Res. — 2015. — Vol. 3, no. 2. — A56—A63.
50. *Wise, F. W.* High-Energy Femtosecond Fiber Lasers Based on Pulse Propagation at Normal Dispersion / F. W. Wise, A. Chong, W. H. Renninger // Laser & Photonics Reviews. — 2008. — Vol. 2. — P. 58—73.
51. *Doran, N. J.* Nonlinear-optical loop mirror / N. J. Doran, D. Wood // Optics Letters. — 1988. — Vol. 13, no. 1. — P. 56—58.
52. Experimental investigation of the nonlinear optical loop mirror with twisted fiber and birefringence bias / B. Ibarra-Escamilla [et al.] // Optics Express. — 2005. — Vol. 13, no. 26. — P. 10760—10767.
53. *Smith, K.* Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror / K. Smith, N. J. Doran, P. G. J. Wigley // Optics Letters. — 1990. — Vol. 15, no. 22. — P. 1294—1296.
54. *Lei, D.* Effect of gain bandwidth on the amplification of ultrabroad bandwidth pulse in an erbium-doped nonlinear amplifying fibre loop mirror / D. Lei, X. Fu, S. Wen // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. — 2006. — Vol. 9, no. 1. — P. 114.
55. *Mamyshev, P.* All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect / P. Mamyshev // 24th European Conference on Optical Communication. ECOC '98 (IEEE Cat. No.98TH8398). Vol. 1. — 1998. — 475—476 vol.1.
56. Megawatt peak power from a Mamyshev oscillator / Z. Liu [et al.] // Optica. — 2017. — Vol. 4, no. 6. — P. 649—654.
57. *Russell, P.* Photonic Crystal Fibers / P. Russell // Science. — 2003. — Vol. 299, no. 5605. — P. 358—362.

58. Fiber Optical Parametric Oscillator for Sub-50 Fs Pulse Generation: Optimization of Fiber Length / C. Gu [et al.] // Optics Letters. — 2010. — Vol. 35, no. 20. — P. 3516—3518.
59. Design and Optimization of Fiber Optical Parametric Oscillators for Femtosecond Pulse Generation / W. Q. Zhang [et al.] // Optics Express. — 2010. — Vol. 18, no. 16. — P. 17294—17305.
60. Fiber-based Light Sources for Biomedical Applications of Coherent anti-Stokes Raman Scattering Microscopy / T. Gottschall [et al.] // Laser & Photonics Reviews. — 2015. — Vol. 9, no. 5. — P. 435—451.
61. Fiber Source for Pumping a Fiber-Optical Parametric Generator at 800 nm / E. A. Evmenova [et al.] // J. Phys. Conf. Ser. — 2019. — Vol. 1206, no. 1. — P. 012014.
62. Spectral narrowing in the propagation of chirped pulses in single-mode fibers / S. A. Planas [et al.] // Opt. Lett., OL. — 1993. — May 1. — Vol. 18, no. 9. — P. 699—701.
63. *Bao, C.* Spectral Compression of a Dispersion-Managed Mode-Locked Tm:Fiber Laser at 1.9 μm / C. Bao, X. Xiao, C. Yang // IEEE Photonics Technology Letters. — 2015. — Dec. 9. — Vol. 28. — P. 1—1.
64. *Krylov, A.* Nonlinear Spectrum Compression of Negatively Chirped Picosecond Pulses in Dispersion-Shifted Telecom Fiber / A. Krylov, A. Senatorov, Y. Yatsenko // IEEE Photonics Journal. — 2020. — Apr. — Vol. 12, no. 2. — P. 1—15. — Conference Name: IEEE Photonics Journal.
65. Impact of initial pulse shape on the nonlinear spectral compression in optical fibre / S. Boscolo [et al.] // Optics & Laser Technology. — 2018. — Feb. 1. — Vol. 99. — P. 301—309.
66. Machine Learning-Based Pulse Characterization in Figure-Eight Mode-Locked Lasers / A. Kokhanovskiy [et al.] // Optics Letters. — 2019. — Vol. 44, no. 13. — P. 3410—3413.

67. High-Energy All-Fiber Soliton Laser Employing a Chirped Fiber Bragg Grating / J. Peng [et al.] // Optics Communications. — 2013. — May 1. — Vol. 294. — P. 246—249.
68. Experimental and Numerical Studies of Mode-Locked Fiber Laser with Large Normal and Anomalous Dispersion / L. Zhang [et al.] // Opt. Express, OE. — 2013. — May 20. — Vol. 21, no. 10. — P. 12014—12021.
69. Wavelength Tunable, Linearly Polarized Mode-Locked Fiber Laser Using Chirped Fiber Bragg Grating / J. Wang [et al.] // Laser Phys. — 2017. — May 1. — Vol. 27, no. 5. — P. 055105.
70. *Yang, H.* A Chirped Fiber Bragg Grating with Triple Functions for Stable Wavelength-Tunable Yb-doped Fiber Laser / H. Yang, W. Li, G. Chen // Infrared Physics & Technology. — 2019. — Nov. — Vol. 102. — P. 103008.
71. *Agrawal, G. P.* Nonlinear Fiber Optics / G. P. Agrawal. — Academic Press, 2007.
72. *Blow, K.* Theoretical Description of Transient Stimulated Raman Scattering in Optical Fibers / K. Blow, D. Wood // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1989. — T. 25, № 12. — C. 2665—2673.
73. Raman Response Function of Silica-Core Fibers / R. H. Stolen [et al.] // JOSA B. — 1989. — Vol. 6, no. 6. — P. 1159—1166.
74. Self-Steepening of Optical Pulses in Dispersive Media / J. R. de Oliveira [et al.] // JOSA B. — 1992. — Vol. 9, no. 11. — P. 2025—2027.
75. *Chen, Z.* Soliton Dynamics in Non-Uniform Fiber Tapers: Analytical Description through an Improved Moment Method / Z. Chen, A. J. Taylor, A. Efimov // JOSA B. — 2010. — Vol. 27, no. 5. — P. 1022—1030.
76. Evolution of dissipative solitons in a fiber laser oscillator in the presence of strong Raman scattering / A. E. Bednyakova [et al.] // Opt. Express. — 2013. — Vol. 21, no. 18. — P. 20556—20564.

77. *Blow, K.* Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers / K. Blow, D. Wood // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1989. — Dec. — Vol. 25, no. 12.
78. *Hollenbeck, D.* Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function / D. Hollenbeck, C. D. Cantrell // J. Opt. Soc. Am. B. — 2002. — Vol. 19, no. 12. — P. 2886—2892.
79. *Ландау, Л. Д.* Курс теоретической физики. Том III. Квантовая механика (нерелятивистская теория) / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — 6-е изд., испр. — Москва : Физматлит, 2021.
80. *Смирнов, С. В.* Схемы расщепления высокого порядка точности для интегрирования нелинейного уравнения Шрёдингера / С. В. Смирнов // Вычислительные технологии. — 2017. — Т. 22, № 6. — С. 89—97.
81. *Jeon, J.* Numerical study on the minimum modulation depth of a saturable absorber for stable fiber laser mode locking / J. Jeon, J. Lee, J. H. Lee // JOSA B. — 2015. — Vol. 32, no. 1. — P. 31—37.
82. Numerical model of hybrid mode-locked Tm-doped all-fibre laser / A. Donodin [et al.] // Scientific Reports. — 2020. — Oct. — Vol. 10, no. 1. — P. 17396.
83. The impact of saturable absorber recovery time on hybrid mode-locked fiber lasers with near zero net dispersion / Q. Huang [et al.] // Results in Optics. — 2023. — Vol. 13. — P. 100551.
84. *Hult, J.* A Fourth-Order Runge–Kutta in the Interaction Picture Method for Simulating Supercontinuum Generation in Optical Fibers / J. Hult // J. Lightwave Technol. — 2007. — Vol. 25, no. 12. — P. 3770—3775.
85. *Scott, R. G.* Non-equilibrium dynamics: Studies of reflection of Bose-Einstein condensates / R. G. Scott, C. W. Gardiner, D. A. W. Hutchinson // Laser Physics. — 2007. — Vol. 17, no. 4. — P. 527—532.

86. *Cartwright, J. H. E.* The Dynamics Of Runge–kutta Methods / J. H. E. Cartwright, O. Piro // International Journal of Bifurcation and Chaos. — 1992. — Vol. 02, no. 03. — P. 427—449.
87. A GPU-Accelerated Fourth-Order Runge–Kutta in the Interaction Picture Method for the Simulation of Nonlinear Signal Propagation in Multimode Fibers / M. Brehler [et al.] // Journal of Lightwave Technology. — 2017. — Vol. 35, no. 17. — P. 3622—3628.
88. *Heidt, A.* Efficient Adaptive Step Size Method for the Simulation of Supercontinuum Generation in Optical Fibers / A. Heidt // J. Lightwave Technol. — 2009. — Vol. 27, no. 18. — P. 3984—3991.
89. *Fangohr, H.* A Comparison of C, MATLAB, and Python as Teaching Languages in Engineering / H. Fangohr // Computational Science - ICCS 2004 / ed. by M. Bubak [et al.]. — Berlin, Heidelberg : Springer, 2004. — P. 1210—1217.
90. *Ranjani, J.* Combination of NumPy, SciPy and Matplotlib/PyLab -a good alternative methodology to MATLAB - A Comparative analysis / J. Ranjani, A. Sheela, K. P. Meena // 2019 1st International Conference on Innovations in Information and Communication Technology (ICIICT). — 04/2019. — P. 1—5.
91. *Pérez, F.* Python: An Ecosystem for Scientific Computing / F. Pérez, B. E. Granger, J. D. Hunter // Computing in Science & Engineering. — 2011. — Vol. 13, no. 2. — P. 13—21.
92. Cython: The Best of Both Worlds / S. Behnel [et al.] // Computing in Science & Engineering. — 2011. — Mar. — Vol. 13, no. 2. — P. 31—39.
93. Pyofss: Python-based optical fibre system simulator. — 2012. — (Дата обр. 04.03.2025). <https://pythonhosted.org/pyofss/>.

94. Nonlinear Polarization Evolution of Ultrashort Pulses in Polarization Maintaining Fibers / J. Szczepanek [et al.] // Optics Express. — 2018. — Vol. 26, no. 10. — P. 13590—13604.
95. Layout of NALM fiber laser with adjustable peak power of generated pulses / S. Smirnov [et al.] // Optics Letters. — 2017. — Vol. 42, no. 9. — P. 1732.
96. *Agrawal, G. P.* Fiber-Optic Communication Systems / G. P. Agrawal. — 5th ed. — New York, USA : Wiley, 2021.
97. Development of robust fiber laser source based on parametric frequency conversion for use in CARS microscopy / E. Evmenova [et al.] // SPIE/COS Photonics Asia, Opt. Heal. Care Biomed. Opt. IX / ed. by Q. Luo [et al.]. — Hangzhou, SPIE, 2019. — P. 17.
98. Four-wave-mixing-based optical parametric oscillator delivering energetic, tunable, chirped femtosecond pulses for non-linear biomedical applications / T. Gottschall [et al.] // Opt. Express. — 2015. — Vol. 23, no. 18. — P. 23968—23977.
99. Fiber Optical Parametric Oscillator and Amplifier for CARS Spectroscopy / K. Yang [et al.] // IEEE Photonics Technology Letters. — 2018. — Vol. 30, no. 10. — P. 967—970.
100. Numerical modeling of mid-infrared fiber optical parametric oscillator based on the degenerated FWM of tellurite photonic crystal fiber / H. Cheng [et al.] // Appl. Opt. — 2013. — Vol. 52, no. 3. — P. 525—529.
101. *Liu, J.* Route of delivering 40-fs ultra-short laser pulses for gating photoconductive antenna in fiber-coupled terahertz time-domain spectroscopy / J. Liu // Opt. Eng. — 2012. — Vol. 51, no. 8. — P. 085001.
102. *Zlobina, E. A.* Phase matching for parametric generation in polarization maintaining photonic crystal fiber pumped by tunable Yb-doped fiber laser / E. A. Zlobina, S. I. Kablukov, S. A. Babin // J. Opt. Soc. Am. B. — 2012. — Vol. 29, no. 8. — P. 1959.

103. Highly chirped dissipative solitons as a one-parameter family of stable solutions of the cubic-quintic Ginzburg-Landau equation / D. S. Kharenko [et al.] // J. Opt. Soc. Am. B. — 2011. — Vol. 28, no. 10. — P. 2314—2319.
104. *Grelu, P.* Dissipative solitons for mode-locked lasers / P. Grelu, N. N. Akhmediev // Nat. Photonics. — 2012. — Vol. 6, no. 2. — P. 84—92.
105. Femtosecond Mamyshev oscillator with 10-MW-level peak power / W. Liu [et al.] // Optica. — 2019. — Vol. 6, no. 2. — P. 194—197.
106. *Ефремов, В. Д.* Численное исследование схемы волоконного оптического параметрического генератора с двухплечевой синхронной накачкой / В. Д. Ефремов, Д. С. Харенко // Квантовая электроника. — 2022. — Т. 52, № 11. — С. 979—983.
107. Inverse design of mode-locked fiber laser by particle swarm optimization algorithm / A. Kokhanovskiy [et al.] // Scientific Reports. — 2021. — Vol. 11, no. 1. — P. 13555.
108. High-power synchronously pumped femtosecond Raman fiber laser / D. Churin [et al.] // Optics Letters. — 2015. — Vol. 40, no. 11. — P. 2529—2532.
109. Generation of Raman dissipative solitons near 1.3 microns in a phosphosilicate-fiber cavity / D. S. Kharenko [et al.] // Optics Express. — 2018. — Vol. 26, no. 12. — P. 15084—15089.
110. *Pearson, G. W.* Analysis of ultra-short pulse propagation in a fiber nonlinear amplifying loop mirror / G. W. Pearson, R. Zanon, J. S. Krasinski // Optics Communications. — 1993. — Vol. 103, no. 5. — P. 507—518.
111. Femtosecond point-by-point inscription of Bragg gratings by drawing a coated fiber through ferrule / A. V. Dostovalov [et al.] // Optics express. — 2016. — Vol. 24, no. 14. — P. 16232—16237.

112. *Meena, M. L.* Design and comparative performance evaluation of chirped FBG dispersion compensation with DCF technique for DWDM optical transmission systems / M. L. Meena, R. Kumar Gupta // *Optik*. — 2019. — July 1. — Vol. 188. — P. 212—224.
113. *Dennis, M.* Experimental Study of Sideband Generation in Femtosecond Fiber Lasers / M. Dennis, I. Duling // *Quantum Electronics, IEEE Journal of*. — 1994. — July 1. — Vol. 30. — P. 1469—1477.
114. *Chouli, S.* Optical Spectra beyond the Amplifier Bandwidth Limitation in Dispersion-Managed Mode-Locked Fiber Lasers / S. Chouli, J. M. Soto-Crespo, P. Grelu // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 4. — P. 2959—2964.
115. Ultra-Broadband NPE-Based Femtosecond Fiber Laser / S. I. Abdrakhmanov [et al.] // *Photonics*. — 2023. — Vol. 10, no. 1. — P. 85.
116. Generation of 28-fs pulses from a mode-locked ytterbium fiber oscillator. / X. Zhou [et al.] // *Opt. Express*. — 2008. — Vol. 16, no. 10. — P. 7055—9.
117. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers / V. I. Kruglov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 84, no. 26. — P. 6010—6013.
118. *Kuznetsov, A. G.* Amplification of dissipative solitons with a polarisation-maintaining tapered fibre amplifier / A. G. Kuznetsov, D. S. Kharenko, S. A. Babin // *Quantum Electron.* — 2018. — Vol. 48, no. 12. — P. 1105—1108.
119. *Ефремов, В. Д.* Подавление пьедестала сверхкоротких импульсов при помощи нелинейного усиливающего петлевого зеркала / В. Д. Ефремов, А. А. Антропов, Д. С. Харенко // *Прикладная Фотоника*. — 2020. — Т. 7, № 3. — С. 80—89.
120. Numerical investigation of the energy limit in a picosecond fiber optic parametric oscillator / V. D. Efremov [et al.] // *Applied Optics*. — 2022. — Vol. 61, no. 7. — P. 1806—1810.

121. Self-compressed to narrowband picosecond pulses generated by extremely large anomalous net cavity dispersion / V. D. Efremov [et al.] // Optics Letters. — 2025. — Vol. 50, no. 5. — P. 1613—1616.
122. *Ефремов, В. Д.* Исследование генерации узкополосных сверхкоротких импульсов в различных волоконных схемах / В. Д. Ефремов, Д. С. Харенко // Фотон-экспресс. — 2023. — Т. 190, № 6. — С. 450—451.
123. Численное моделирование волоконного оптического параметрического генератора на основе фотонно-кристаллического волокна / В. Д. Ефремов [и др.] // Фотон-экспресс. — 2021. — Т. 174, № 6. — С. 120—121.
124. *Ефремов, В. Д.* Подавление пьедестала сверхкоротких импульсов при помощи нелинейного усиливающего петлевого зеркала / В. Д. Ефремов, А. А. Антропов, Д. С. Харенко // 9-й Международный семинар по волоконным лазерам. — 2020. — С. 201—202.
125. Numerical simulation of a picosecond fiber optical parametric oscillator based on a PCF / V. D. Efremov [et al.] // Quantum and Nonlinear Optics VIII. Vol. 11905. — SPIE. 2021. — P. 125—130.
126. *Efremov, V.* Numerical Investigation of a Double Arms Pump Impact in the Fiber Optical Parametric Oscillator / V. Efremov, D. Kharenko // 2022 International Conference Laser Optics (ICLO). — 2022. — P. 1—1.
127. *Efremov, V.* Numerical investigation of the fiber optic parametric oscillator scheme with a dual-arm synchronous pumping / V. Efremov, D. Kharenko // Russian Fiber Lasers. — 2022. — Vol. 2, no. 1. — P. 46—47.
128. *Efremov, V.* Narrowband Ultrashort Pulses Generation in Different Fiber Schemes Using a Highly Chirped Bragg Grating / V. Efremov, D. Kharenko // 2024 International Conference Laser Optics (ICLO). — 2024. — P. 42—42.