

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва"

На правах рукописи

**Волков Игорь Александрович**

**НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ  
ИМПУЛЬСОВ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ НА КВАРЦЕВОЙ  
ОСНОВЕ**

1.3.6. Оптика

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук, доцент  
Нищев Константин Николаевич

Саранск – 2022 г.

Оглавление	
Введение.....	4
Глава 1. Спектральное преобразование ультракоротких оптических импульсов.....	14
1.1. Импульсные режимы генерации в волоконных лазерах с пассивной синхронизацией мод как источники накачки для генерации суперконтинуума. ....	14
1.2. Спектральное уширение и генерация суперконтинуума в оптических волокнах. ....	31
Глава 2. Исследование импульсных режимов генерации в волоконных лазерах как задающих источников оптических импульсов для накачки генераторов суперконтинуума. ....	46
2.1. Импульсные режимы генерации в волоконно-кольцевом эрбиевом лазере с пассивной синхронизацией мод с одномодовой накачкой. ....	47
2.2. Импульсные режимы генерации в волоконно-кольцевом эрбиевом лазере с пассивной синхронизацией мод с многомодовой накачкой. ....	52
2.3. Численное моделирование волоконно-кольцевого эрбиевого лазера с многомодовой накачкой. ....	73
2.4. Усиление шумоподобных импульсов волоконно-кольцевого эрбиевого лазера с пассивной синхронизацией мод. ....	83
Глава 3. Генерация суперконтинуума в оптических волокнах на кварцевой основе с использованием в качестве накачки различных импульсных режимов, генерируемых волоконными лазерами с пассивной синхронизацией мод. ....	88
3.1. Методы генерации и регистрации суперконтинуума. ....	88
3.2. Спектральное уширение и генерация суперконтинуума в оптических волокнах при накачке дисперсионно-управляемыми солитонами. ....	89

3.3. Спектральное уширение и генерация суперконтинуума в оптических волокнах при накачке шумоподобными импульсами с гауссовой формой....	99
3.4. Сравнительный анализ генерации суперконтинуума в оптических волокнах на кварцевой основе при накачке дисперсионно-управляемыми солитонами и шумоподобными импульсами с гауссовой формой.....	108
Заключение .....	112
Благодарности.....	115
Список цитированной литературы .....	116
Список сокращений .....	134

## Введение

### Актуальность работы

Важным направлением в развитии современной нелинейной оптики, как экспериментальной, так и теоретической физики, является спектральное преобразование коротких оптических импульсов. К этому вопросу относится не только получение предельно коротких оптических импульсов и генерация суперконтинуума, но и получение новых широкополосных источников излучения нетепловой природы. Актуальность данного круга задач обусловлена большим количеством приложений в науке, технике и технологии.

Управление спектральными параметрами широкополосных волновых пакетов и их последующее спектральное преобразование в различных нелинейных средах (кристаллах, жидкостях, оптических волокнах) неизменно вызывают большой интерес исследователей. Волноводное распространение импульсов по оптическому волокну позволяет значительно увеличить вероятность наблюдения нелинейных эффектов. Несмотря на малые значения нелинейного коэффициента ( $\gamma \approx 2 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ ) оптических волокон на кварцевой основе, большие трассы взаимодействия света с веществом и чрезвычайно низкие потери в спектральной области 1,0-1,6 мкм приводят к нелинейным эффектам, прежде всего к фазовой самомодуляции.

При распространении в среде с керровской нелинейностью импульсов с достаточно высокой энергией появляется коэффициент, зависящий от интенсивности электромагнитного поля, приводящий к значительной модуляции фазы электромагнитного поля – фазовой самомодуляции, которая отвечает за генерацию новых частотных компонент в спектре. Изменение временной структуры импульса при распространении в среде осуществляется за счет эффектов дисперсии, которые определяются характеристиками материала среды, из которого изготовлено волокно, и волноводной составляющей. В оптических волокнах возникновение нелинейных эффектов

связано с зависимостью показателя преломления материала от интенсивности или неупругого рассеяния.

До недавнего времени твердотельные лазеры являлись основными лазерными системами для генерации ультракоротких импульсов (УКИ). Однако существенный прогресс волоконно-оптических технологий, позволил волоконным лазерам стать эффективными источниками УКИ для решения задач нелинейной оптики. Интерес, прежде всего, связан с преимуществами волоконных лазеров по сравнению с другими типами лазерных систем: надежность и стабильность выходной мощности, высокое качество луча, устойчивость к электромагнитному излучению и вибрациям, компактность. В большинстве случаев в качестве активной среды для лазеров и усилителей используются оптические волокна, легированные (или солегированные) ионами редкоземельных элементов [1-3]. С развитием и улучшением технологий появились новые волоконные компоненты, которые позволили упростить архитектуру волоконных резонаторов, что привело к реализации схем с полностью волоконным исполнением, в том числе и генераторов суперконтинуума. Генераторы (или источники) суперконтинуума представляют собой широкополосные источники нетепловой природы, выходное излучение которых инициировано лазерными импульсами. При этом ширина генерируемого спектра может многократно превышать ширину используемых лазерных источников накачки.

Генераторы суперконтинуума используются в различных областях: биомедицина [4], нелинейная спектроскопия [5], экологический мониторинг [6], космических исследованиях [7], навигационных спутниковых системах [8], оптической метрологии [9]. Важно отметить, что генераторы УКИ используются для исследования сверхбыстрых процессов, генерации и детектирования терагерцового излучения [10,11], генерации высоких порядков гармоник [12], формирования суб-фемто- и атто-секундных импульсов [13], генерации гамма-излучения [14].

Как правило, для генерации суперконтинуума используются лазеры с пассивной синхронизацией мод. Соответствующие источники обеспечивают генерацию спектрально-ограниченных импульсов с контролируемой частотой следования (вплоть до частот повторения в несколько ГГц). Использование таких мастер-генераторов, позволяет получать когерентное электромагнитное излучение со сверхшироким спектром (значительно превышающим октаву). Одной из особенностей лазеров с пассивной синхронизацией мод является возможность генерировать сложные волновые пакеты, обладающие спектрально-временными и энергетическими характеристиками перспективными для применений в технике и технологии. Так солитонные пульсации и взрывы [15, 16] являются хорошим примером нарушения устойчивой последовательности импульсов, повторяющихся на основной частоте резонатора. При движении нескольких импульсов в резонаторе широкий спектр коллективных состояний и динамику определяют множество сложных механизмов взаимодействия с участием непрерывных или дисперсионных волн [17, 18], динамики усиления [19] и даже акустических волн [20]. К таким режимам относят солитонный дождь [17], солитонные газ, молекулу, жидкость, поликристалл, кристалл, плазму и т.д. [21]. Однако преимущества таких волновых пакетов по сравнению с традиционными импульсами не очевидны.

В качестве альтернативы лазер с пассивной синхронизацией мод может работать в особом режиме, в котором генерируются сложные всплески излучения, известные как шумоподобные импульсы. Такие волновые пакеты впервые описаны были в конце 1990-х годов [22], но не привлекали широкого интереса до недавнего времени. Широкий и гладкий оптический спектр, а также большая энергия шумоподобного импульса делают его привлекательным для приложений, таких как генерация суперконтинуума [23–25], нелинейное преобразование частоты [26, 27], микрообработка [28] и медицинская визуализация [29]. Шумоподобные импульсы также вызывают

растущий интерес в связи с их возможной связью с «блуждающими волнами» (или «волнами-убийцами») [30–33].

Из выше указанного следует, что лазерные источники с заданными временными характеристиками и формой спектра, излучающие в широком спектральном диапазоне, могут найти применение во многих областях. В настоящей диссертационной работе исследованы особенности шумоподобных импульсов, генерируемых в волоконных лазерах с пассивной синхронизацией мод, а также показаны их преимущества для решения технологических задач, в том числе для генерации суперконтинуума.

### **Цель диссертационной работы**

Целью диссертационной работы является исследование генерации суперконтинуума в оптических волокнах на кварцевой основе инициированной ультракороткими импульсами, а также разработка полностью волоконных генераторов суперконтинуума среднего ИК-диапазона шириной более одной октавы.

Для выполнения поставленных целей необходимо было решить следующие задачи:

1. Разработка полностью волоконного генератора ультракоротких импульсов на основе НВПП с возможностью генерации шумоподобных импульсов с большой пиковой мощностью.
2. Исследование спектрально-временных и энергетических характеристик шумоподобных импульсов до и после усиления.
3. Разработка полностью волоконного генератора суперконтинуума инициированного различными импульсами накачки (дисперсионно-управляемый солитон и шумоподобный импульс) и анализ полученных результатов.
4. Анализ влияния изменения длины волны нулевой дисперсии волокна на однородность оптического спектра суперконтинуума.

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

1. В волоконном лазере с пассивной синхронизацией мод возможна генерация стабильных последовательностей шумоподобных импульсов с высокой пиковой мощностью.
2. Обнаружено наличие линейной частотной модуляции у шумоподобных импульсов с гауссовой формой профиля временной огибающей.
3. Использование шумоподобных импульсов в качестве импульсов накачки позволяет реализовать полностью волоконные генераторы суперконтинуума с более однородным оптическим спектром по сравнению со случаем накачки дисперсионно-управляемыми солитонами.
4. Согласование длины волны нулевой дисперсии высоконелинейного волокна на кварцевой основе и длины волны импульса накачки в случае шумоподобного импульса позволяет управлять эффективностью коротковолновой (относительно длины волны накачки) генерации суперконтинуума.

### **Научная новизна**

1. Продемонстрирована возможность управления режимами импульсной генерации за счет варьирования мощностью накачки и положениями контроллеров волоконно-кольцевого лазера с пассивной синхронизацией.
2. Впервые экспериментально установлено наличие частотной линейной модуляции (чирпа) у шумоподобных импульсов с гауссовой формой профиля временной огибающей.
3. Продемонстрирована работа полностью волоконного генератора суперконтинуума при накачке шумоподобными импульсами с гауссовой формой с линейной частотной модуляцией.
4. Впервые продемонстрирована возможность управления оптическим спектром суперконтинуума путем вариации длины волны нулевой дисперсии при накачке шумоподобными импульсами.

## **Практическая значимость**

Результаты диссертационного исследования могут найти применения как в научных, так и в прикладных областях. Так были реализованы волоконные источники суперконтинуума ближнего и среднего инфракрасного диапазона в спектральной области 0,9-2,4 мкм. Такие источники могут быть использованы в технологиях связи, сенсорных системах, комплексах оптической томографии и системах оптической локации. Кроме того, генераторы шумоподобных импульсов могут найти применение в лазерных системах большой мощности (мегаваттной и выше), предназначенных для обработки и модификации материалов, а также для создания на их основе компактных ускорителей заряженных частиц. Отдельно следует отметить, что исследования шумоподобных волновых пакетов представляют значительный фундаментальный интерес, с точки зрения изучения механизмов генерации в импульсных лазерах. Прежде всего, лазеров, реализующих генерацию в режиме пассивной синхронизации мод.

## **Достоверность**

Достоверность полученных результатов и их обоснование обеспечены применением современных методов и методик исследований, использованием современного и сертифицированного оборудования, воспроизводимостью экспериментальных результатов. Достоверность подтверждается хорошей сходимостью экспериментальных и теоретических результатов, основанных на использовании зарекомендованных математических моделях, сравнением с результатами других научных работ, представленных в ведущих научных журналах, а также публикацией материалов в ведущих научных журналах и участие с докладами на российских и международных конференциях.

## **Апробация работы**

Основные результаты, полученные в ходе выполнения настоящей работы, были представлены в виде докладов и обсуждались на следующих конференциях и семинарах:

1. Международная научная конференция-школа «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение», г. Саранск (2016 г., 2017г.);
2. Молодежный научно-образовательный воркшоп «Фотоника и силовая электроника», г. Саранск (2018 г.);
3. Workshop and summer school «Nonlinear Photonics», г. Новосибирск (2018 г.);
4. Всероссийская конференция по волоконной оптике, г. Пермь (2019 г., 2021 г.);
5. Международный семинар по волоконным лазерам, г. Новосибирск (2020 г.),
6. 19-th International Conference Laser Optics (2020, г. Санкт-Петербург).

## **Личный вклад**

В настоящей работе основные экспериментальные и теоретические результаты были получены автором лично или при его участии. Автором лично выполнен анализ имеющихся в настоящее время литературных данных по теме диссертационной работы, изготовлены волоконно-кольцевые эрбиевые лазеры с пассивной синхронизацией мод на основе нелинейного вращения плоскости поляризации при одно- и много-модовой накачке и волоконные усилители, исследованы спектральные, временные и энергетические характеристики импульсных режимов генерации лазеров, получена при накачке стационарными и нестационарными импульсами генерация суперконтинуума, проведен сравнительный анализ полученных спектров, а также обработка всех полученных экспериментальных данных.

Численное моделирование волоконно-кольцевого лазера было осуществлено совместно с к.ф-м.н Д.А. Коробко (УлГУ, г. Ульяновск).

Постановка целей и задач настоящей диссертационной работы, а также формулировка выводов осуществлена совместно с научным руководителем.

Полученные в ходе выполнения диссертационного исследования результаты опубликованы в 12 научных трудах, в том числе 4 статьи опубликованных в изданиях, входящих в перечень SCOPUS и ВАК, рекомендованных для публикации основных результатов диссертации, а также получен 1 патент на изобретение:

1. V.A. Kamynin, **I.A. Volkov**, A.E. Bednyakova, M.P. Fedoruk, K.N. Nishchev, A.S. Kurkov Supercontinuum generation beyond 2  $\mu\text{m}$  in  $\text{GeO}_2$  fiber: comparison of nano- and femtosecond pumping // Laser Physics Letters, Vol. 12, № 6, 2015.
2. **I.A. Volkov**, V.A. Kamynin, P.A. Itrin, S.N. Ushakov, K.N. Nishchev, V.B. Tsvetkov «Control over pulsed operation modes of an erbium-doped fibre laser passively mode-locked via nonlinear polarization rotation» // Quantum Electronics 50 (2), 153 – 156, 2020.
3. **И.А. Волков**, С.Н. Ушаков, К.Н. Нищев, В.А. Камынин, В.Б. Цветков, М.Е. Лихачев, М.Ю. Салганский «Генерация суперконтинуума в оптических волокнах с использованием усиленных шумоподобных импульсов» // «ФОТОН-ЭКСПРЕСС-НАУКА», №6,364-365,2019.
4. **И.А. Волков**, С.Н. Ушаков, К.Н. Нищев, В.А. Камынин, В.Б. Цветков, Д.А. Столяров «Шумоподобные импульсы гауссовой формы с частотной модуляцией» // «ФОТОН-ЭКСПРЕСС-НАУКА», №6,418-419,2021.
5. **И.А. Волков**, В.А. Камынин, К.Н. Нищев, В.Б. Цветков «Спектральные и временные характеристики пикосекундного эрбиевого волоконного лазера с различными длинами резонатора» // Прикладная фотоника, Т. 3, № 2, 158-165, 2016.
6. **И.А.Волков**, В.А.Камынин, С.Н.Ушаков, К.Н.Нищев, В.Б.Цветков «Исследование динамической эволюции оптического спектра и

- временного профиля прямоугольного шумоподобного импульса» // Прикладная фотоника, Т. 6, № 3-4, 139-146, 2019.
7. **И.А.Волков**, В.А.Камынин, С.Н.Ушаков, К.Н.Нищев, В.Б.Цветков «Формирование волновых пакетов с большой энергией импульсов при генерации случайных импульсов в волоконных лазерах» // 9й Международный семинар по волоконным лазерам, Новосибирск, 2020 – С. 81-82.
  8. **I.A.Volkov**, S.N. Ushakov, K.N. Nishchev, V.A. Kamynin, V.B. Tsvetkov «Investigation of various pulsed regimes of generation of an erbium fiber laser with a resonator length of more than 200 m» // Workshop and summer school «Nonlinear Photonics», Новосибирск, 2018–С. 25-26.
  9. **И.А.Волков**, В.А.Камынин, К.Н.Нищев, В.Б.Цветков «Спектральные и временные характеристики пикосекундного эрбиевого волоконного лазера с различными длинами резонатора» 15-я Международная научная конференция-школа «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: Физические свойства и применение» (МНКШ-2016), Саранск, 2016 - 68.
  10. **И.А.Волков**, С.Н.Ушаков, В.А.Камынин, К.Н.Нищев, В.Б.Цветков «Цельно-волоконный эрбиевый лазер с пассивной самосинхронизацией мод» 16-я Международная научная конференция-школа «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: Физические свойства и применение» (МНКШ-2017), Саранск, 2017 - 66.
  11. **И.А.Волков**, С.Н.Ушаков, В.А.Камынин, К.Н.Нищев, В.Б.Цветков «Исследование импульсных режимов генерации эрбиевого волоконного лазера» Молодежный научно-образовательный воркшоп «Фотоника и силовая электроника», Саранск, 2018 – С. 57 – 62.
  12. **И.А. Волков**, С.Н. Ушаков, К.Н. Нищев, М.Ю. Власов «Многофункциональный волоконный лазерный источник шумоподобных импульсов» // Патент на изобретение РФ № 2773109 (приоритет изобретения 03.06.2021).

## **Структура и объем диссертации**

Диссертационная работа состоит из введения, 2 глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 134 страницу машинописного текста, включая 60 рисунков, 7 таблиц и библиографию, содержащую 151 наименование.

## **Глава 1. Спектральное преобразование ультракоротких оптических импульсов.**

### **1.1. Импульсные режимы генерации в волоконных лазерах с пассивной синхронизацией мод как источники накачки для генерации суперконтинуума.**

Первые волоконные лазеры продемонстрированы в 1960-х годах благодаря включению трехвалентных редкоземельных ионов, таких как неодим, эрбий и тулий, в стеклянные носители [34]. Тем не менее, до середины 90-х г. основным источником накачки для получения спектрального уширения в оптических волокнах оставались твердотельные лазеры [4]. Однако с появлением высокоэффективных волоконных источников накачки ситуация стала меняться. Среди многочисленных преимуществ волоконных лазеров - простые методы легирования, низкие потери и возможность накачки компактными эффективными диодами. Много различных конфигураций резонаторов можно легко построить с помощью волокон и соединителей свариванием волокон, включая линейный Фабри-Перо, кольцо и их комбинации. Усиление нелинейных эффектов в волокне из-за большой интенсивности сигнала и большой длины взаимодействия является дополнительным преимуществом волоконных лазеров.

В волоконном лазере синхронизация мод может достигаться как активно (модулятор производит амплитудную или фазовую модуляцию), так и пассивно (флуктуация интенсивности действует в сочетании с нелинейностью волокна для модуляции потерь резонатора без внешнего контроля). Время жизни верхних состояний волокон, легированных редкоземельными элементами, является медленным ( $\sim$ мкс), что означает, что коэффициент усиления не реагирует значительно в течение времени прохождения в резонаторе ( $<0,5$  мкс). Поэтому для очистки как переднего, так и заднего фронта импульса требуется быстро насыщающийся поглотитель.

Одним из самых распространенных методов генерации УКИ в современных волоконных лазерах является пассивная синхронизация мод. Для реализации метода пассивной синхронизации мод необходимо добиться условия генерации большого числа мод с характерным распределением интенсивности излучения во времени. При условии синхронизации фазы мод возникает интерференция. В результате происходит усиление одних порядков и ослабление других, а временная зависимость интенсивности излучения приобретает вид периодической последовательности импульсов. При этом период полученного импульса определяется временем обхода резонатора, а длительность (для случая спектрально-ограниченного импульса) – обратно пропорциональна ширине спектра. Пассивная синхронизация мод волоконных лазеров для генерации ультракоротких импульсов достигается с использованием различных методов, таких как нелинейное усиливающее кольцевое зеркало (nonlinear amplifying loop mirror, NALM) [31-33], нелинейное вращение плоскости поляризации (НВП) [35-37] и полупроводниковые насыщающиеся поглотители [38-40].

Среди способов амплитудной модуляции в волоконно-кольцевых лазерах наиболее распространенным является нелинейное вращение плоскости поляризации в волокне за счет керровской нелинейности. Применение самофокусировки невозможно в случае распространения излучения в сердцевине одномодового волокна. Излучение, распространяющееся по волокну, за счет связи компонент вектора поляризации может привести к появлению у волокна двулучепреломляющих свойств. В этом случае не будет происходить изменения коэффициента эллиптичности при вращении эллипса поляризации. Главными преимуществами вышеуказанного способа является возможность исполнения полностью волоконной архитектуры и быстрое время релаксации, связанное с нерезонансным электронным откликом, а из недостатков – поляризационную неустойчивость и отсутствие устойчивого самозапуска лазерной генерации.

В идеале, лазер с пассивной синхронизацией мод эволюционирует в импульсное состояние самостоятельно, без внешнего возмущения или триггера. Это называется самозапуском, что означает, что импульсы запускаются от начального флуктуационного шума, образованного многократным биением продольных мод в лазере. Стоит отметить, что для кольцевого волоконного резонатора порог самозапуска ниже (порядка в 10-100 раз), чем для линейного резонатора [41].

В волоконных лазерах выделяют несколько режимов стабильной импульсной генерации, основанных на динамике солитонов - устойчивых, локализованных, частицеподобных физических структурах, которые формируются в результате нелинейного взаимодействия распределенных волн [42]. Выделяются два основных класса солитонов: классические и диссипативные. Классические солитоны формируются в средах с пренебрежимо малыми потерями, а приток энергии в систему отсутствует и основаны на балансе дисперсионных и нелинейных эффектов. Оптические диссипативные солитоны представляют собой устойчивые нелинейные волновые пакеты, локализованные за счет баланса притока и ухода энергии в физической системе.

Преобладающим классом в исследованиях оптических солитонов являются классические солитоны одномерной НУШ, поскольку в уравнении содержатся только два фундаментальных физических эффекта, которые определяют распространение коротких световых импульсов в кубической нелинейной среде: дисперсия и нелинейность. Солитоны НУШ существуют при большой аномальной дисперсии и были практически ограничены 0,1 нДж в одномодовых волоконных лазерах из-за появления многоимпульсных режимов. При чистой внутриволноводной дисперсии вблизи 0 существуют так называемые дисперсионно-управляемые солитоны [4]. В системах с нормальной дисперсией существование решений предсказывается как кубическим, так и квинтичным комплексным уравнениями Гинзбурга-Ландау (cubic-quintic Ginzburg-Landau equation, CQGLE), которые

моделируют эволюцию коротких импульсов с сильным чирпом в волокне. Существенное поведение солитонных решений содержится в известной «теореме об области» [43, 44], которая выражает энергию импульса как функцию длительности импульса и параметров системы.

Эволюция оптического импульса при наличии керровской нелинейности, дисперсии и диссипативных процессов может быть смоделирована с помощью комплексного уравнения Гинзбурга-Ландау с кубическими и квинтическими насыщаемыми членами поглотителя [45]:

$$A_z = gA + \left(\frac{g}{\Omega^2} - i\frac{D}{2}\right)A_{\tau\tau} + (\alpha + i\gamma)|A|^2A + \delta|A|^4A \quad (1)$$

Здесь  $A$  - огибающая электрического поля,  $z$  - координата распространения,  $\tau$  - время в бегущей системе координат,  $D$  - ДГС,  $g$  - чистое усиление,  $\Omega$  - ширина линии усиления,  $\alpha$  и  $\delta$  - нелинейные коэффициенты насыщения второй и четвертой степени,  $\gamma$  - коэффициент кубической (Керровской) нелинейности. Энергия является интегралом профиля интенсивности,  $E = \int_{-\infty}^{\infty} |A[t, z]|^2 dt$ .

Теорема об области представляет собой простое отношения, которое выражает условия для существования конкретного импульсного решения. Для солитонов НУШ решение подчиняется простой теореме, связывающей произведение энергии импульса и длительности импульса на дисперсию и нелинейность [Таблица 1, (а)]. Управляемые дисперсией солитонные решения моделируются гауссовым анзацем в НУШ с позиционно-зависимой дисперсией. Большинство условий уравнения (1) сохраняются и рассматриваются как возмущения фундаментального решения, и аналогичные результаты теоремы площади [Таблица 1, теорема об области (б)] [45].

При  $\delta=0$  уравнение (1) принимает вид CQGLE и уравнение имеет точное чирпированное решение для гиперболического секанса. Тем не менее, существует только одно решение для данного набора системных параметров. В этом случае мы можем определить теорему площади как отношение между

энергией и длительностью импульса, когда изменяется чистое усиление [Таблица 1, теорема об области (с)]. Учитывая различные системы и импульсы, теоремы площади таблицы 1 выражают похожие идеи. Правая часть каждого выражения является константой, установленной системой, а левая часть выражает, как импульс может масштабироваться для соответствия уравнению. Во всех трех случаях энергия импульса обратно пропорциональна длительности импульса

Таблица 1. Теоремы о площади: (а) Солитон НУШ, (б) Дисперсионно-управляемый солитон CQGLE и (с) chirпированный солитон CQGLE.

Теоремы о площади
а) $E\tau = \frac{2 D }{\gamma}$
б) $E\tau^3 = \sqrt{\pi} \frac{\sqrt{\left(\frac{g}{\Omega^2}\right)^2 + 4D^2}}{\sqrt{ \alpha ^2 + \gamma^2}}$
в) $E\tau =$ $\frac{3g(g^2D^2\Omega^4+4)}{2\Omega^2\left(2\gamma+\frac{D \alpha \Omega^2}{g}\right)^2} \left(\frac{3D\gamma\Omega^2}{g} - 6 \alpha  \pm \sqrt{4 \alpha ^2 \left(\frac{2D^2\Omega^4}{g^2} + 9\right) - \frac{4D\gamma\Omega^4 \alpha }{g} + \gamma^2 \left(\frac{9D^2\Omega^4}{g^2} + 32\right)}\right)$

В лазерах с пассивной синхронизацией мод пространственно-временная динамика оказывается более разнообразной, чем соответствующая динамика квазепрерывных источников. Фактически это означает, что лазерная система может генерировать большое множество импульсных режимов. Хотя фундаментальные знания о пассивной синхронизации мод были созданы около двух десятилетий назад, в настоящее время вновь возник интерес к изучению динамики синхронизации мод. Этот интерес мотивирован несколькими ключевыми целями, которые включают понимание перехода от шума к состоянию с синхронизацией мод в самозапускающихся лазерах с синхронизацией мод, минимизация флуктуаций в одноимпульсном режиме с синхронизацией мод с учетом

генерации высококачественных частотных гребенок, а также поиск новых конструкций резонаторов, позволяющих генерировать импульсы высоких энергий.

В настоящее время общее понимание состоит в том, что синхронизация мод выглядит как резкий переход от шумовой непрерывной работы к чисто коротко-импульсной лазерной генерации. Однако могут быть значительные отклонения от этого сценария. Существование дисперсионных волн, излучаемых импульсом при его прохождении через среду лазерного резонатора, может существенно изменить спектральные и временные импульсные особенности [46].

За последнее десятилетие в волоконных лазерах с пассивной синхронизацией мод был получен широкий спектр оптических импульсов, таких как консервативные солитоны, управляемые дисперсией солитоны, симиляритоны [47] и широкий спектр диссипативных солитонов [48], которые включают в себя: среди прочего, диссипативный солитонный резонанс [49] и колючие солитоны [50]. В резонаторе могут образоваться один или несколько солитонов [51]; множественные солитоны могут распределяться случайно или эквидистантно вдоль резонатора (гармоническая синхронизация мод) [52], образовывать пары связанных солитонов [53-55], молекулы солитонов или кристаллы [56]. Кроме этого они могут представлять структуры, которые напоминают о состояниях вещества (солитонный газ, жидкость, плазма и т. д.) [57], демонстрировать сложную динамику, такую как солитонный дождь [58], или подвергаться хаотическому относительному движению. И в таких случаях их частые взаимодействия могут привести к событиям экстремальной интенсивности (оптические волны-убийцы) [59]. Сложная поляризационная динамика солитонов также была обнаружена в волоконных лазерах с пассивной синхронизацией мод [54, 60].

В основном генерация в волоконных лазерах с пассивной синхронизацией мод происходит на одной длине волны, но также возможна и

двойная или многоволновая синхронизация мод [61-67]. Такие источники привлекательны для нескольких применений, включая спектроскопию, генерацию ТГц, метрологию и т. д. [68-71]. В лазерах с двухволновой синхронизацией мод определение работы лазера усложняется тем, что в принципе любой режим синхронизации мод можно найти на одной длине волны, на другой или на обеих одновременно. Наконец, есть возможность нахождения различного режима на каждой длине волны (гибридная синхронизация мод с двумя длинами волн). Хотя большинство лазеров с двух-волновой синхронизацией мод имеют одинаковые режимы на каждой длине волны, было зарегистрировано случаи гибридных режимов генерации [72-74]. Следовательно, число возможностей увеличивается в случае двухволновых лазеров. Кроме того, к списку соответствующих параметров, определяющих режим работы, необходимо добавить спектр усиления, зависящие от длины волны потери всех компонентов резонатора и другие эффекты спектральной фильтрации: в частности, в кольцевых резонаторах на основе нелинейного вращения плоскости поляризации – зависимое от длины волны двойное лучепреломление волокна вызывает избирательные по длине волны потери через поляризатор; этот фильтр можно настроить путем регулировки двулучепреломления и поляризации [75-78]. С другой стороны, профиль спектра усиления (и, в частности, положение его максимума) можно изменить, изменив мощность накачки или настроив внутрирезонаторные потери. Такие настройки обычно используются для выбора длины (длин волн) работы лазера. Однако, опять же, нет четкой связи между некоторыми конкретными настройками и соответствующим режимом синхронизации мод; иными словами, не существует четкого способа заранее определить для конкретных настроек, какой режим синхронизации мод (если таковой имеется) будет возникать на каждой из двух возможных длин волн генерации. Хотя временное представление импульсов может иметь вид сложных структур, в пространственно-временной системе координат выявляются четко различимые стационарные пространственно-временные

режимы. Еще большее разнообразие пространственно-временных режимов наблюдается в численном моделировании [79-82].

Одним из особых типов импульсов, которые могут генерировать волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод, является режим шумоподобного импульса. Впервые генерацию шумоподобных импульсов получили в лазере с кольцевой архитектурой резонатора [83]. Для реализации механизма пассивной синхронизации мод использовалось нелинейное вращение плоскости поляризации. Длина резонатора составляла 15 м и включала в себя активное эрбиевое волокно и оптическое волокно с сильным двулучепреломлением ( $d=75$  пс/(нм/км)), а внутререзонаторная дисперсия групповых скоростей была сильно положительная.

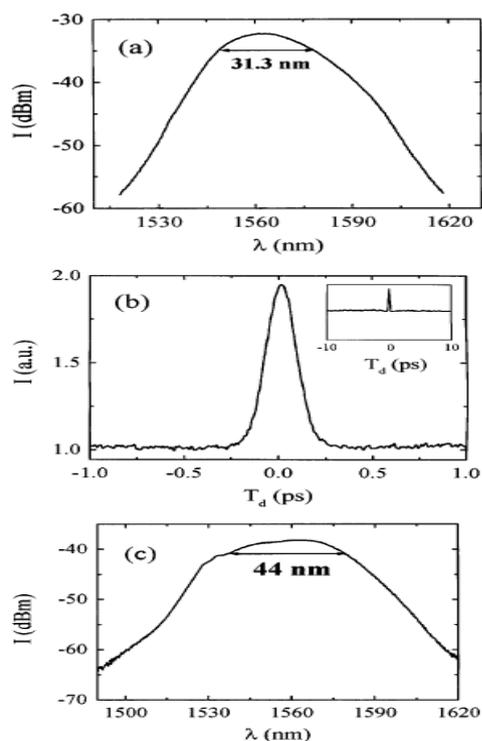


Рис. 1. (а) Оптический спектр и (б) соответствующая автокорреляционная функция лазерного излучения. (с) Спектр с максимальной спектральной шириной, которая была получена [83].

Когда лазер накачивался выше порога, наблюдалась последовательность импульсов с частотой повторения 6,7 МГц и длительностью импульса порядка 100 пс. Ширина импульсов могла изменяться настройкой контроллеров поляризации или изменением

мощности накачки. Тем не менее, были сгенерированы длинные и шумоподобные импульсы, даже при накачке близкой к порогу. Оптический спектр, показанный на рис.1 (а), был широким и гладким. Автокорреляционная функция 2й гармоники, показанная на рис.2 (б), состояла из узкого пика длительностью 190 фс, движущегося на широком и гладком пьедестале, который распространялся по всей ширине окна измерения. Соотношение между пиковой интенсивностью и уровнем пьедестала автокорреляционной функции было близким к 2. Максимальная ширина спектра была равна 44 нм [рис. 2 (с)]. Широкие и гладкие спектры были получены только после того, как было введено дополнительное внутрирезонаторное формирование импульса. Оптический спектр и автокорреляционная функция показывают, что лазер генерирует шумоподобные импульсы с малой длиной когерентности и широким спектром. Автокорреляционное измерение было неколлинеарным и, следовательно, была затронута только интенсивность света, а не его фаза. Отношение 2 между интенсивностью пика и уровнем плеча автокорреляционной функции указывает на то, что мощность шумоподобной части интенсивности импульса аналогична средней мощности импульса. Поэтому большая часть амплитуды импульса состоит из шума и не имеет существенно упорядоченной структуры. Таким образом, шумоподобные импульсы представляют собой большие волновые пакеты, содержащие внутреннюю тонкую структуру, отображающую хаотическую эволюцию. Их отличительными особенностями являются широкий, гладкий усредненный спектр и двухмасштабная автокорреляционная функция, представляющая собой узкий пик когерентности, расположенный на широком пьедестале.

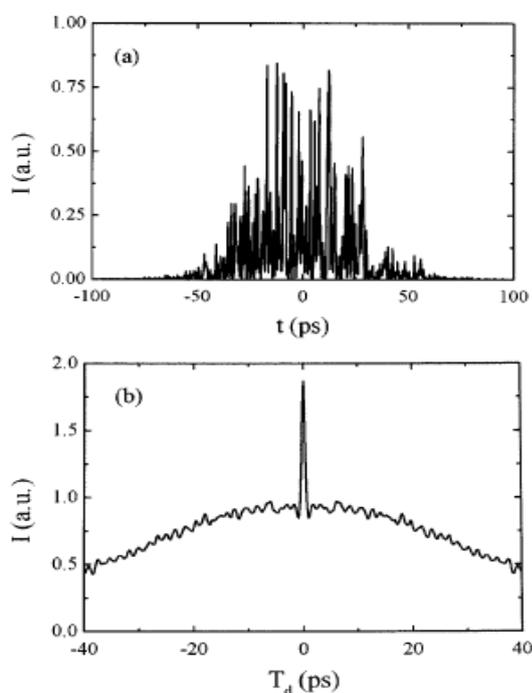


Рис.2. (а) Рассчитанная зависящая от времени интенсивность и (б) автокорреляционный след, полученный путем численного решения теоретической модели после 300 итераций [83].

Теоретическая модель, основанная на упрощенной модели для нелинейного вращения плоскости поляризации, показала, что шумоподобный режим работы обусловлен наличием двулучепреломляющих волокон внутри резонатора лазера. На рис. 2 показана зависящая от времени интенсивность и рассчитанный автокорреляционная функция, полученная численно путем интегрирования лазерных уравнений. Авторами использовалось спонтанное излучение, смоделированное как белый шум, чтобы инициировать колебания. Шумоподобное поведение, аналогичное измеренному в экспериментах, было получено после нескольких итераций. Расчеты воспроизводят шумоподобную интенсивность, которая приводит к автокорреляционной функции с узким когерентным пиком и широкими плечами.

Стоит заметить, что после этой работы долгое время не было аналогичных работ по изучению шумоподобных импульсов вплоть до 2005 г. В работе [84] рассматривалась аналогичная кольцевая архитектура

резонатора длиной 12 м. Важным отличием от работы [83], являлась общая отрицательная внутрирезонаторная дисперсия, в результате чего достигалась солитонная работа лазера аналогична работе волоконных солитонных лазеров без управления дисперсией, например в лазере наблюдались такие эффекты, как гистерезис мощности накачки и многосолитонная импульсная генерация. Отличительной особенностью лазера является то, что простым изменением ориентации одной из волновых пластин солитонная генерация настраивалась на состояние с синхронизацией мод, оптический спектр которого имеет очень широкий спектр излучения, в то время как соответствующий профиль импульса состоит из множества интенсивных шумоподобных импульсов. Рисунок 3 показывает типичный результат, наблюдаемый экспериментально. На рис. 3 (а) показан оптический спектр, а на рис. 3 (б) и рис. 3 (в) - соответствующие автокорреляционные функции при различных диапазонах сканирования. Оптический спектр гладкий и имеет спектральную ширину на уровне 3 дБ около 32,10 нм. Автокорреляционная функция на рис. 3 (б) имеет профиль движущегося узкого пика на широком пьедестале. Фактически такой импульс с синхронизацией мод представляет собой набор случайных когерентных узких пиков. Изменяя мощность накачки, ширина пьедестала могла значительно различаться, даже выходя за пределы диапазона сканирования автокоррелятора (50пс). Однако ширина узкого импульса имеет почти постоянную величину, что указывало на то, что число когерентных пиков изменяется, в то время как средняя ширина импульсов пиков остается неизменной. Стоит отметить, что в работе [84] наблюдалось только слабое двулучепреломление, что исключает возможность возникновения эффекта поляризационной задержки. Поэтому для определения физического механизма использовалась модель, основанная на нелинейном распространении импульса в резонаторе с расширенными связанными НУШ.

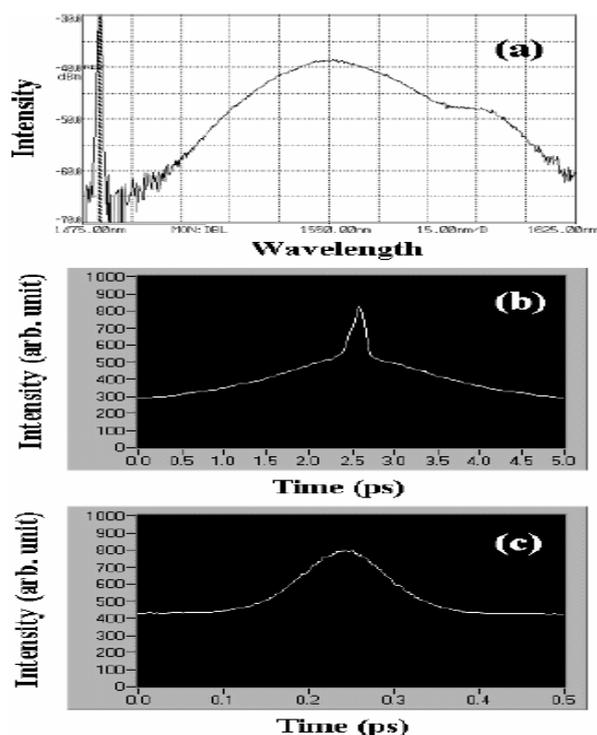


Рис.3. Типичное состояние сгруппированного шумоподобного импульсного излучения. (а) оптический спектр состояния; (б) автокорреляционная трасса с интервалом сканирования 5 пс; (в) автокорреляционная функция с интервалом сканирования 0,5 пс [84].

Модель, предложенная авторами, воспроизводила все особенности солитонной работы лазера. В частности, простым сдвигом линейной фазовой задержки резонатора настраивалась солитонная работа лазера на состояние с синхронизацией мод. На рис.4 показан, типичный такой режим с синхронизацией мод, рассчитанный численно. На рис. 4 (а) показана временная эволюция импульсов с синхронизацией мод с обходом резонатора и профилем импульсов в резонаторе.

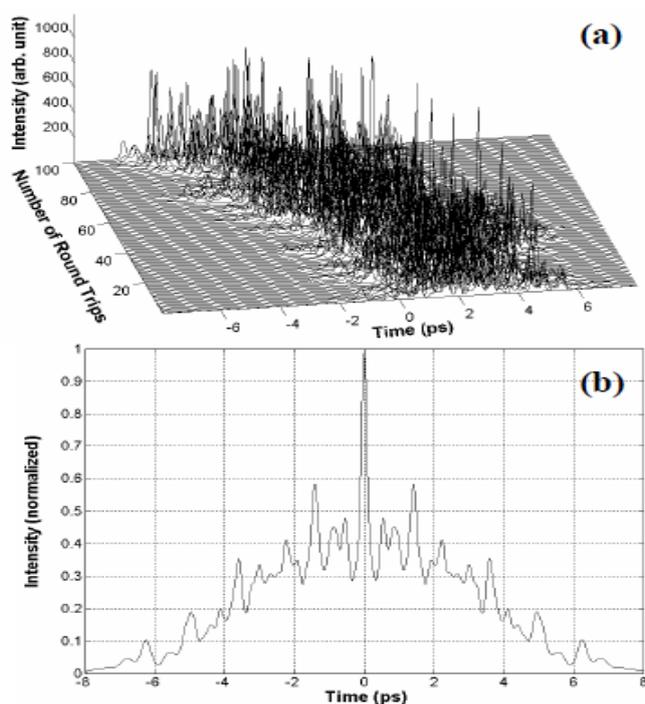


Рис.4. Типичное групповое шумоподобное импульсное состояние рассчитывается численно. а) временная эволюция шумоподобных импульсов; (б) Численный расчет автокорреляционной функции [84].

Шумоподобная особенность профилей импульсов хорошо видна. Тщательное изучение состояния показывало, что лазерное излучение на самом деле представляет собой набор импульсов со случайно меняющейся шириной импульса, пиковой мощностью и числом импульсов. Среднее число импульсов внутри пачки увеличивается с увеличением мощности накачки, что также определяет общую длину пачки. Импульс в пачке растет, и одновременно его ширина уменьшается, пока он не станет спектрально-ограниченным импульсом, а затем импульс коллапсирует. Рисунок 4 (б) - это рассчитанная автокорреляционная функция импульса с синхронизацией мод. Учитывая, что экспериментально измеренный след автокорреляции фактически усредняется по времени, результат в этом случае хорошо согласуется с экспериментальным измерением. Состояние фактически формировалось в результате комбинированного эффекта коллапса солитона и положительной обратной связи резонатора в лазере. При наличии коэффициента усиления и положительной насыщающей обратной связи

поглотителя при определенных условиях эволюция ультракороткого импульса характеризуется взрывным ростом пиковой мощности и уменьшением продолжительности (с последующим увеличением спектральной ширины). Если импульс не стабилизируется относительно низкой точки переключения нелинейного переключающего элемента, эта эволюция, в конечном счете, останавливается в какой-то момент, что приводит к разрушению импульса, чьи шумоподобные остатки служат семенами последующего роста и разрушения импульса. Большое количество таких импульсов на разных этапах этой циклической эволюции образуют наблюдаемые пачки. Прекращение роста взрывных импульсов и разрушение импульсов можно отнести к нелинейным переключающим терминам высокого порядка [85] или когда спектральная ширина импульсов становится сравнимой с шириной полосы пропускания [86].

Стоит также подчеркнуть важность значения мощности переключения для определения режима пассивной синхронизации: если точка переключения достаточно мала, пиковая мощность импульса стабилизируется, и лазер работает в обычном, солитонном режиме работы. Если переключение слишком велико, один импульс неустойчив и эволюционирует в сторону шумоподобного импульса, прежде чем он достигнет точки переключения. В дисперсионном резонаторе была показана зависимость спектра шумоподобного импульса от регулировки мощности переключения, а формирование импульса объясняется пиковой мощностью, зажимающей точку переключения, вызывающей рост дисперсионной волны [87]. Значение переключающей мощности имеет решающее значение для определения свойств шумоподобных импульсов как временных, так и спектральных. Как следствие, возможность управления этим значением представляет собой удобным инструментом настройки импульсных характеристик. Стоит подчеркнуть, что для доступной энергии низкая мощность переключения будет ограничивать рост пиковой мощности импульса. Такое поведение будет способствовать формированию большого

количества импульсов с относительно малыми пиковыми мощностями и соответственно большими длительностями (и узким спектром). Наоборот, при высоком значении мощности переключения, пиковая мощность солитонов будет расти до более высоких значений, связанных с более короткими продолжительностями. Как результат, длительность солитонов будет более короткой, а энергия отдельно взятых импульсов выше. При этом их количество будет меньше, и, соответственно, сформированы в более короткой пачке.

Из-за чрезвычайно сложной природы и изменчивости шумоподобного импульса их характеристика очень сложна, и до сих пор нет четкого понимания механизмов их формирования и их поведения, хотя для этой цели было проведено несколько теоретических и экспериментальных работ. Сложность и хаотические вариации тонкой внутренней структуры (в масштабе суб-пс) шумоподобного импульса оправдывают их классификацию среди нестационарных (неполных, частичная синхронизация мод) режимов. Однако во многих случаях огибающая шумоподобного импульса является относительно стабильной, создавая регулярную последовательность импульсов на выходе лазера. Однако в некоторых случаях огибающая претерпевает радикальные изменения в масштабе суб-нс, вызывая сложную динамику, которая включает в себя фрагментацию пачки на несколько пакетов, их слияние, появление из фонового излучения, дрейф, замирание и т. д. [88-90]. В общем, только ограниченная информация об этих режимах может быть получена с помощью обычных измерений (средний оптический спектр с использованием оптического анализатора спектра, автокорреляционная функция, обычные захваты одного кадра и т. д.). Эти ограничения стимулировали разработку новых методов, позволяющих лучше анализировать и характеризовать эти нестационарные режимы [88, 91-95]. Во-первых, динамическая эволюция временной формы волны может отслеживаться с помощью метода картирования во временной области, который заключается в объединении большого количества периодических

однократных измерений с помощью быстрого осциллографа [90, 92]. С другой стороны, одним из мощных методов, позволяющих в реальном времени измерять быстрые динамические события в спектральной области, является дисперсионное преобразование Фурье (ДПФ). ДПФ позволяет спектроскопии в реальном времени преодолевать ограничения скорости развертки традиционных оптических спектрометров, отображая оптический спектр на растянутый во времени временной сигнал, используя дисперсию групповой скорости (ДГС), возникающую, когда импульс распространяется внутри дисперсионной среды [96, 97], позволяющий проводить однократные спектральные измерения с помощью сверхбыстрого осциллографа реального времени. Сообщалось о многих работах, в которых анализируются нестационарные режимы в волоконных лазерах во временной области [88, 90, 98-100], тогда как в других проводится спектроскопический анализ в реальном времени с применением ДПФ [91, 93, 94, 97, 101, 102]. В недавней работе представлена спектральная эволюция последовательности фемтосекундных импульсов через  $\sim 900000$  последовательных циклов с использованием ДПФ [103]. Этот тип метода растяжения во времени также был применен для изучения и разрешения эволюции молекул суб-пс-солитонов [104]. ДПФ также был реализован для проведения статистического анализа спектральных флуктуаций шумоподобного импульса в поисках редких высокоинтенсивных событий, называемых спектральными «блуждающими волнами» [30], а также рамановских «блуждающих волн» [94]. Однако следует отметить, что, хотя изучение такой сложной динамики уже было предметом значительного объема исследовательской работы, похоже, что еще не было проведено никаких исследований, основанных на одновременном измерении временных и спектральных эволюций. Такие одновременные измерения интересны, так как они позволили бы связать события как во временной, так и в спектральной областях, предлагая гораздо более ценную информацию, чем отдельные измерения, и позволяя намного глубже понять основную физику. Например, в [30] спектральные

«блуждающие волны» были идентифицированы с использованием метода ДПФ; однако их влияние на эволюцию временной формы волны или связи, которые эти спектральные события имеют с их временными аналогами, неясно. С другой стороны, в некоторых экспериментальных исследованиях сообщается об очень сложной временной динамике шумоподобные импульсы, в частности обнаруживается, что они имеют тенденцию делиться на суб-пс пакеты, принимающие примерно дискретные уровни энергии, или демонстрировали квазистационарное поведение [90, 105-107].

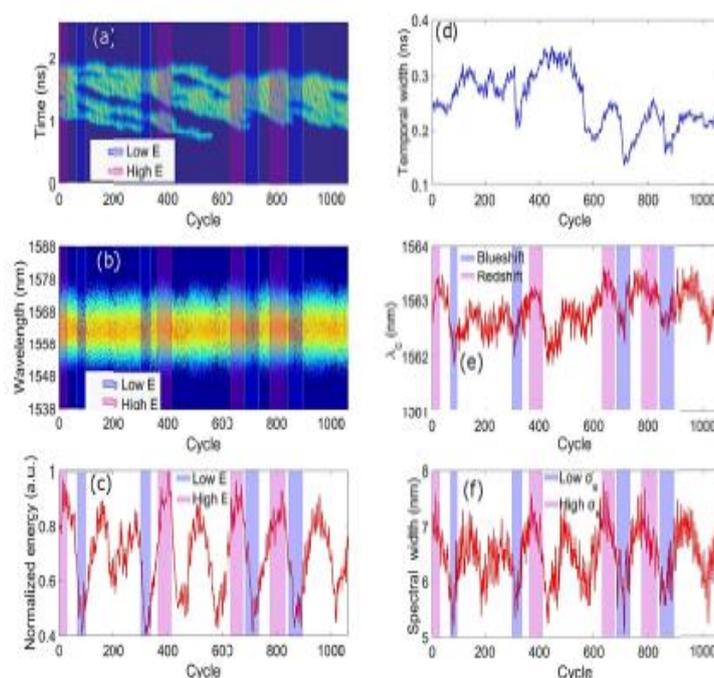


Рис.5. Временное и спектральное измерение шумоподобных импульсов в квазистационарной динамике в течение 1062 циклов. а) временная эволюция; б) спектральная эволюция; в) энергия шумоподобных импульсов; г) временная среднеквадратичная ширина; е) спектральное центральное положение; ф) спектральная среднеквадратичная ширина [107].

На основании работ по шумоподобным импульсам можно сделать несколько важных выводов о преимуществах шумоподобного импульса относительно традиционных коротких одноимпульсных режимах:

- 1) Спектр шумоподобного импульса более плавный и широкий;
- 2) Его выход поддерживает узкий пик шириной от нескольких сотен фемтосекунд в автокорреляционной функции интенсивности импульса,

который не изменяется даже после распространения через длинные дисперсионные среды;

3) Его средняя мощность оказывается выше на 50%.

Таким образом, шумоподобные импульсы могут найти приложения в различных областях, в которых используется низкая временная когерентность: оптическая метрология, оптическое зондирование, оптическая когерентная томография и оптическая связь. С другой стороны, используя преимущества их гладких и широких спектров, шумоподобные импульсы могут быть предложены как импульсы накачки для генерации суперконтинуума в нелинейных волокнах.

## **1.2. Спектральное уширение и генерация суперконтинуума в оптических волокнах.**

В течение почти пяти десятилетий тема генерации суперконтинуума (СК) остается интересной для многих исследователей, в основном благодаря широкому спектру применений, например: телекоммуникации, многоволновые оптические источники [108], сжатие импульсов [109], зондирование [110]. Это явление, впервые сообщенное Р. Альфано и С. Шапиро [111], относится к массовому созданию новых частот посредством взаимодействия множества дисперсионных и нелинейных оптических эффектов, которые включают в себя фазовую само- и кросс-модуляцию (ФСМ и ФКМ), вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), модуляционную неустойчивость (МН) и четырехволновое смешение (ЧВС). Спектральное преобразование и формирование новых частот являются важными частями современной нелинейной оптики.

Генерация суперконтинуума проводилась в объемных стеклах, органических и неорганических жидкостях, газах и в большом разнообразии волноводов. Но из-за преимуществ использования оптических волокон, таких как сильное удержание света и большие длины взаимодействия, а также отсутствие систем охлаждения или выравнивания, были разработаны

различные конструкции с использованием различных видов этих сред, таких как фотонно-кристаллические волокна (ФКВ) [112, 113], тейперы [114, 115], легированные волокна [86], стандартное одномодовое волокно [116–118], волокна с высокой нелинейностью [118, 119] и волокна с двойной оболочкой [100,120].

Генерация суперконтинуума в оптических волокнах интересует не только как фундаментальное явление, но и как способ создания новых типов многофункциональных лазерных широкополосных источников излучения нетепловой природы. Пространственно-временная и спектральная динамика светового поля в оптических волокнах зависит как от свойств волокна, так и от параметров импульса и, как следствие этого, сложность в определении относительных вкладов в генерацию СК различных нелинейных процессов.

Как правило, перед проведением спектрального преобразования импульсов проводится простая и эффективная проверка среды и импульса накачки с помощью соотношения (10) [4]:

$$\gamma PL \geq 30 \quad (10)$$

где  $\gamma$  - нелинейный коэффициент среды,  $L$  - длина среды,  $P$  – пиковая мощность инициирующего импульса. При выполнении условия выражения (10) можно говорить о возможности генерации суперконтинуума при заданных параметрах среды и инициирующего импульса. Важно подчеркнуть, что для получения сверхшироких спектров суперконтинуума ключевую роль играют фазовые согласования для процессов, связанных с четырех фотонным поглощением. Численное моделирование основано на использовании нелинейного уравнения Шрёдингера (НУШ) [4]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2} \left( \alpha(\omega_0) + i\alpha_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) A + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} =$$

$$i \left( \gamma(\omega_0) + i\gamma_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right) \quad (11)$$

Поскольку для точного моделирования процесса генерации СК важно как можно аккуратнее включить в рассмотрение дисперсионные эффекты и внутриимпульсное комбинационное рассеяние, необходимо использовать уравнение (11) с добавлением в него дисперсионных членов высокого порядка. В результате такого дальнейшего «обобщения» этого уравнения, оно может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2} \left( \alpha(\omega_0) + i\alpha_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) A + \sum_{m=2}^M i^{m-1} \frac{\beta_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial t^m} =$$

$$i \left( \gamma + i\gamma_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right) \quad (12)$$

где  $M$  представляет максимальный учитываемый в расчетах порядок дисперсии, а  $R(t')$  - функция отклика комбинационного рассеяния. Член  $m = 1$  исключен из уравнения (12) за счет того, что  $t$  представляет время в системе координат, движущейся с групповой скоростью распространения импульса накачки. Член уравнения, связанный с потерями, может быть опущен для коротких волокон.

Уравнение (12) оказалось весьма эффективным при моделировании и объяснении большинства особенностей спектров СК, наблюдаемых при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в оптических волокнах. Часто используется на практике для решения этого уравнения метод быстрого преобразования Фурье с разделением по физическим параметрам.

Как упоминалось ранее, из-за сложности разделения вкладов в генерацию СК используются разные критерии оценки. Наиболее удобная оценка связана с зависимостью от длительности импульса накачки. Поэтому, дальнейший анализ механизмов генерации суперконтинуума будет рассмотрен для двух категорий, основанных на длительности импульса накачки: короткие (фемтосекундные) и длинные (пико- и нано-секундные, непрерывной излучение) импульсы. Рассмотрим более подробно механизмы формирования СК при коротких и длинных импульсах накачки.

Генерация суперконтинуума длинными импульсами накачки.

Начиная с середины 90-х годов, генерация СК стала активно использоваться, и одним из важных практических приложений было параллельная генерация мультиплексного набора частот когерентного излучения, достигаемого при распространении последовательности пикосекундных импульсов в одномодовых оптических волокнах на длине волны вблизи 1550 нм [121-127].

Одним из эффектов, который может привести к значительному спектральному уширению импульсов в волокне, является фазовая самомодуляция (ФСМ). Поскольку спектр входных пикосекундных импульсов составляет величину около 1 нм, то фактор спектрального уширения в уравнении  $\delta\omega_{\max} = 0,86\Delta\omega_0\varphi_{\max}$  определяется максимальным значением фазового сдвига  $\varphi_{\max} = \gamma P_0 L_{\text{eff}}$ , где  $P_0$  - пиковая мощность импульса и  $L_{\text{eff}}$  – эффективная длина волокна и составляет около 10. Следовательно, одной лишь ФСМ нельзя объяснить генерацию СК с шириной 100 нм и более. Другим нелинейно-оптическим механизмом, при котором могут генерироваться новые частоты, является вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). Если мощность входного импульса  $P_0$  достаточно велика, ВКР генерирует стоксовую компоненту, сдвинутую в длинноволновую область относительно центральной длины волны накачки на величину  $\sim 13$  ТГц. Если пиковая мощность не так велика ВКР может усиливать спектр импульса в его длинноволновой части, поскольку явление фазовой самомодуляции уширяет спектр на 5 нм и более. Таким образом, ВКР влияет на генерацию СК в его длинноволновой части за счет селективного усиления спектра. Однако ВКР не может генерировать спектральные компоненты в коротковолновой области.

Четырехволновое смешение (ЧВС) является еще одним нелинейно-оптическим явлением, которое может создавать новые спектральные компоненты. ЧВС возникает в результате нелинейного отклика связанных электронов вещества на электромагнитное поле и становится значимым,

когда фаза близка к нулю. Для этого требуется согласование как частот, так и волновых векторов. При выполнении условия фазового согласования мощная волна накачки с частотой  $\omega_1$  генерирует две симметрично расположенные боковые полосы с частотами  $\omega_3$  и  $\omega_4$ , сдвинутыми от частоты накачки на величину  $\Omega_s = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_1$ . ЧВС также является причиной того, что дисперсионные свойства волокна играют критическую роль в процессе формирования излучения а, поскольку из-за большой спектральной ширины параметр ДГС  $\beta_2$  не может считаться постоянным по всей спектральной ширине СК.

Следует отметить, что СК может быть получен и в волокнах с нормальной дисперсией групповых скоростей  $\beta_2 > 0$  по всей длине волокна. В таком случае, хотя величина  $\beta_3$  близка к нулю, четвертый порядок дисперсии, определяемый параметром  $\beta_4$ , играет важную роль. Условия фазового согласования для ЧВС могут выполняться даже для  $\beta_2 > 0$  при условии выполнения  $\beta_4 < 0$ . Это дает возможность генерации сигнальной и холостой компонент, сдвинутых на величину 10 ТГц.

Таким образом, ЧВС является тем механизмом, при котором может генерироваться сверхширенный СК в области с нормальной дисперсией волокна.

На рис.6 показаны выходные спектры, полученные при разных уровнях мощности накачки. Для генерации СК использовалось волокно с плоской дисперсионной кривой и значением  $\beta_2 = 0, 1 \text{ пс}^2/\text{км}$  на длине волны 1569 нм [128]. Также для сравнения штриховой линией представлен спектр входных импульсов. Примерно симметричный характер выходных спектров говорит о том, что ВКР-усиление играет незначительную роль в условиях этих экспериментов. Комбинация из ФСМ, ФКМ и ЧВС является в основном ответственной за спектральное уширение.

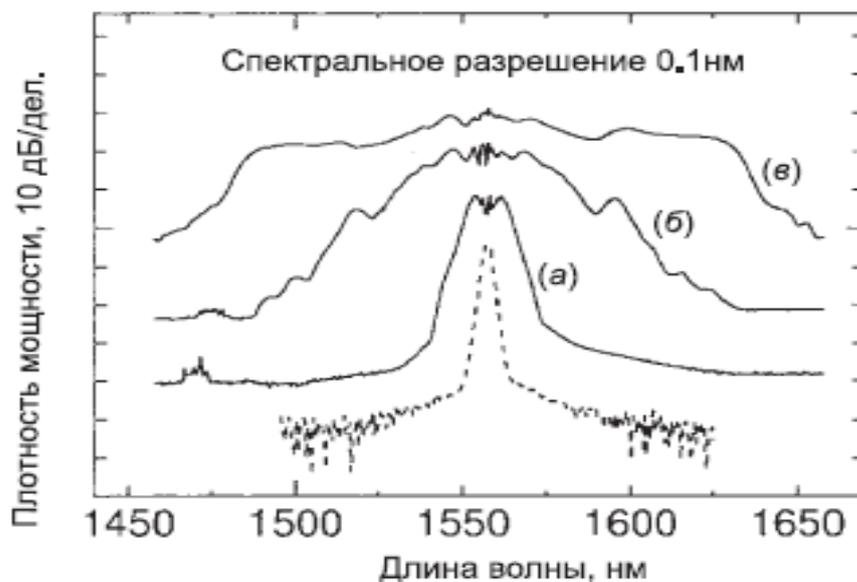


Рис.6. Спектры суперконтинуума при разных значениях средней мощности накачки: 45 мВт (а), 140 мВт (б), 210 мВт (в). Штриховая линия показан начальный спектр импульса на входе волокна [128].

Вплоть до 2000 г. для генерации суперконтинуума использовались в основном отрезки волокон порядка 1 км. Однако в волокнах с длиной  $<10$  м можно также генерировать достаточно широкий суперконтинуум при условии, что пиковая интенсивность входных импульсов достаточно велика. В работе [129] был получен суперконтинуум шириной 140 нм на уровне 20 дБ. Импульсы длительностью 1,3 пс распространялись в волокне со смещенной дисперсией длиной 4,5 м со стандартным значением нелинейного параметра  $\gamma = 2,3 \text{ Вт}^{-1}/\text{км}$ . При использовании 4-метрового отрезка волокна с большим значением  $\gamma = 9,9 \text{ Вт}^{-1}/\text{км}$  ширина суперконтинуума увеличивалась до значений 250 нм. На рис. 7 показаны оба спектра суперконтинуума, измеренные на выходе из этих волокон. В длинноволновой области спектра из-за присутствия ВКР-усиления спектральная плотность энергии больше, чем в коротковолновой. Спектр является более пологим в антистоксовой области.

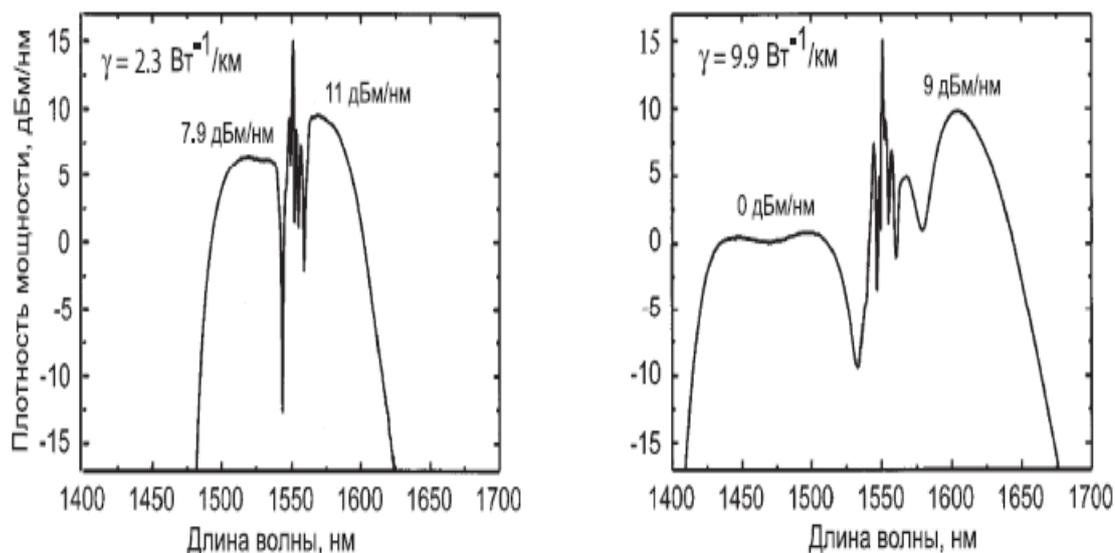


Рис.7. Спектры суперконтинуума для волокон со смещенной дисперсией при длительности импульсов 1,3 пс [129].

Для генерации суперконтинуума использование пикосекундных импульсов не является строго обязательным. Как отмечалось ранее, в первых работах для этой цели были использованы наносекундные импульсы. В работе [130] использовался импульсы Nd:YAG-лазера, работающий в режиме модуляции добротности, с пиковой мощностью 10 кВт. Импульсы с длительностью 42 нс распространялись в двухметровом микроструктурированном волокне со случайным распределением отверстий в оболочке для генерации широкого спектра суперконтинуума. Было обнаружено, что даже непрерывное излучение лазеров может генерировать суперконтинуум.

В работе [131] три отрезка высоконелинейного волокна с длинами 0,5, 1 и 1,5 км использовались для генерации суперконтинуума от непрерывного излучения. В качестве источника использовался волоконно-оптический ВКР-лазер на длине волны 1486 нм. Поскольку точка с нулевой ДГС была близка к 1480 нм, излучение накачки попадало в область с аномальной дисперсией волокна. На рис.8 показаны измеренные спектры на выходе этих трех волокон при различных уровнях мощности накачки от 0,4 до 4 Вт. При

каждом увеличении мощности накачки (вплоть до 4 Вт), спектр претерпевал значительное уширение.

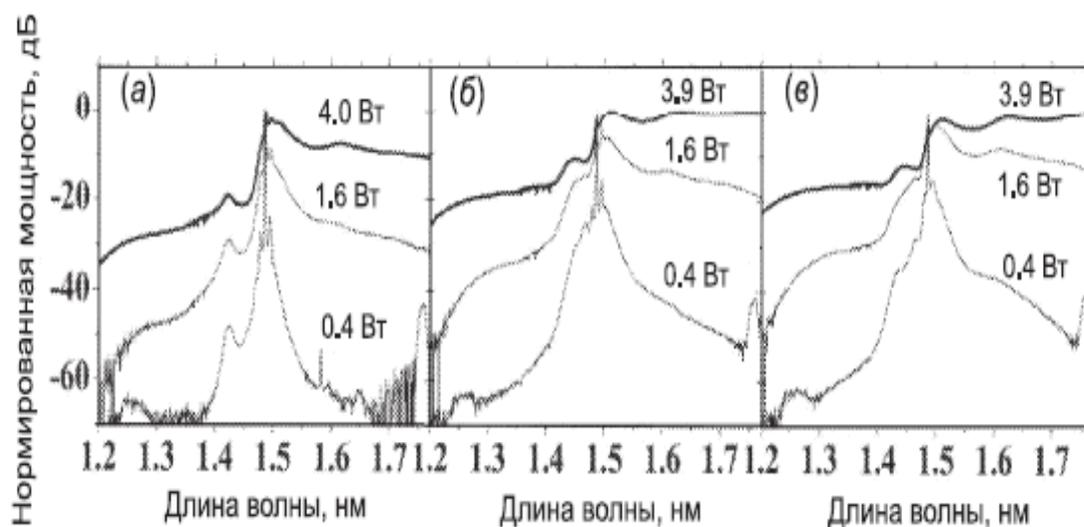


Рис.8. Выходные спектры для случая трех уровней накачки высоконелинейных волокон длиной 0,5 (а), 1,0 (б), 1,5 (в) километров [131].

Стоит отметить, что в области аномальной дисперсии важным нелинейным эффектом является модуляционная неустойчивость (МН), которая сильно зависит от дисперсии и приводит к разбиту непрерывного излучения на последовательность импульсов пикосекундной длительности. Наклон дисперсионной кривой для волокон, представленной на рис. 8, имеет относительно небольшую величину. На длине волны накачки значение  $\beta_2$  близко к  $-0,2 \text{ пс}^2/\text{км}$ . Как следует из уравнения  $\Omega_s = \left(\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|}\right)^{1/2}$ , генерируемые под воздействием модуляционной неустойчивости боковые компоненты раздвигаются больше для случая меньших значений  $|\beta_2|$ . Для уровня накачки 4 Вт боковые компоненты располагаются по разные стороны от длины волны накачки на расстоянии 25 нм. В длинноволновой области происходит усиление спектральных компонент за счет эффекта ВКР, который также создает новые стоксовы компоненты, разделенные по оптическому спектру на расстояние порядка 100 нм за счет каскадного ВКР. Под действием ВКР большая часть мощности излучения накачки перекачивается в

длинноволновую область (относительно длины волны накачки) спектра. В результате оптический спектр суперконтинуума становится асимметричным. Его характерный спектр представлен на рис.8. Перекачка энергии в коротковолновую область достигается за счет эффектов, характерных при распространении фемтосекундных импульсов. Развитие модуляционной неустойчивости приводит к появлению последовательности коротких импульсов, которые затем формируют солитоны. Когда длина волны накачки располагается в районе с нормальной дисперсией волокна, в коротковолновое крыло перекачивается гораздо меньше мощности. Это связано с условиями формирования солитонов, о которых будет рассказано ниже.

В работе [132] продемонстрирован спектр СК на выходе отрезка волокна одномодового телекоммуникационного оптического волокна марки (SM-332) длиной 12 м. Эрбиевый волоконный лазер с модуляцией добротности в качестве источника формирующего импульсы. В качестве активной среды было использовано волокно с двойной оболочкой, легированное ионами  $\text{Er}^{3+}$ . Для формирования резонатора лазера использовались зеркала на брегговских решетках: HR записывалось на одномодовом волокне, а LR – на многомодовом градиентном волокне. Для реализации режима модуляции добротности использовался насыщающийся поглотитель на основе волокна, легированного ионами  $\text{Tm}^{3+}$ . Накачка лазерного источника осуществлялась полупроводниковым лазерным диодом с центром оптического спектра  $\lambda = 980$  нм и мощностью  $\sim 10$  Вт. При этом авторами получены следующие характеристики лазера: длина волны центра оптического спектра  $\lambda = 1590$  нм, средняя выходная мощность  $P \approx 1$  Вт, частота следования импульсов  $f = 4,4$  кГц, длительность импульса  $\tau \approx 35$  нс, а также оцененные значения энергии  $E$  и пиковой мощности  $P_p$  0.21 мДж и 6 кВт, соответственно.

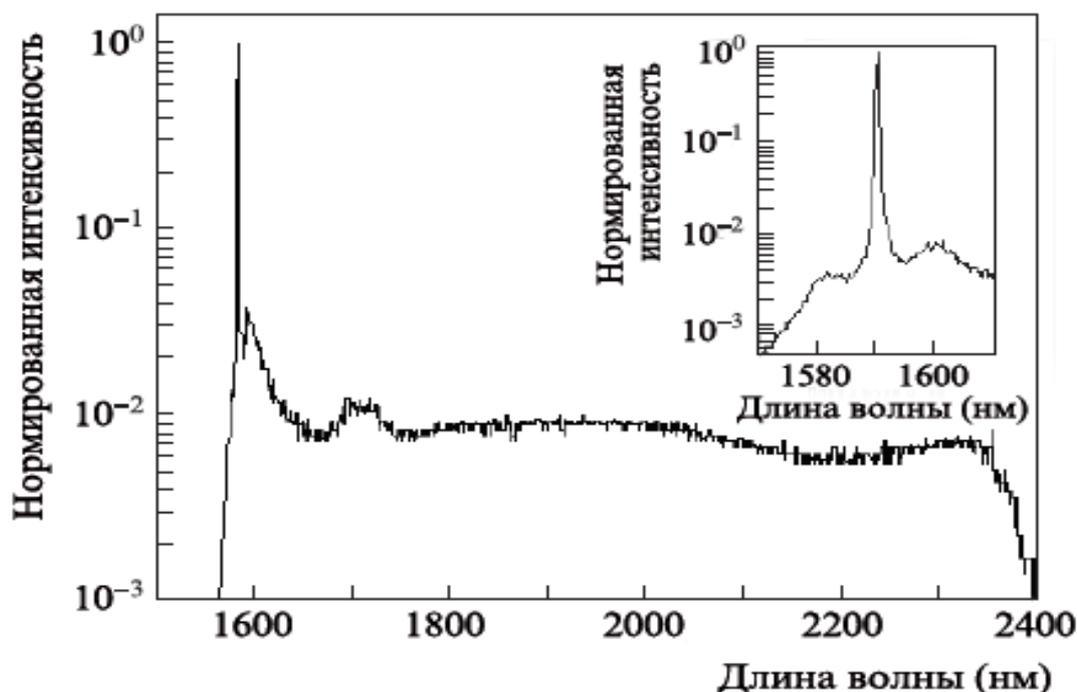


Рис.9. Спектр суперконтинуума на выходе волокна одномодового телекоммуникационного оптического волокна [132].

Как видно из вставки рис. 9, на длине волны накачки наблюдаются сопутствующие пики уширение спектра импульса, вызванное процессами ЧВС. Поскольку генерация СК проходит в области сильной аномальной дисперсии уширение в длинноволновой части (относительно длины волны накачки) обусловлено действием ВКР.

Таким образом, выделяют два наиболее важных условия для генерации СК – это высокая мощность излучения накачки и наличие высоконелинейного волокна, так чтобы произведение  $\gamma P_0 L$  превышало значение 30. Такие условия могут быть выполнены для волокна длиной порядка 1 км с  $\gamma = 10 \text{ Вт}^{-1}/\text{км}$  при значениях мощности накачки порядка нескольких ватт. Такая выходная мощность легко достижима для современных волоконных лазеров. Другое важное условие для генерации СК заключается в выполнении условия фазового согласования для ЧВС-процессов. В случае накачки непрерывным излучением модуляционная неустойчивость может создать боковые компоненты в процессах ЧВС, если

длина волны излучения накачки попадает в район с аномальной дисперсией групповых скоростей.

### Импульсная накачка.

С начала 2000 г. использование фемтосекундных импульсов, в качестве импульсов накачки для генерации СК, стало возможным после появления высоконелинейных микроструктурированных (МС) волокон с длиной волны нулевой дисперсии около 800. Этому также способствовало использование распространенных источников УКИ длинной генерации в области 800нм, например, титан-сапфирового лазера.

В работе [112] использовались импульсы длительностью 100 фс на длине волны 790 нм. Они вводились в отрезок МС-волокна длиной 75 см с аномальной дисперсией. На рис. 10 показан спектр излучения на выходе этого волокна. Полученный СК простирался от 400 до 1600 нм и был относительно плоским по всей спектральной ширине. В последующих работах получались подобные результаты.

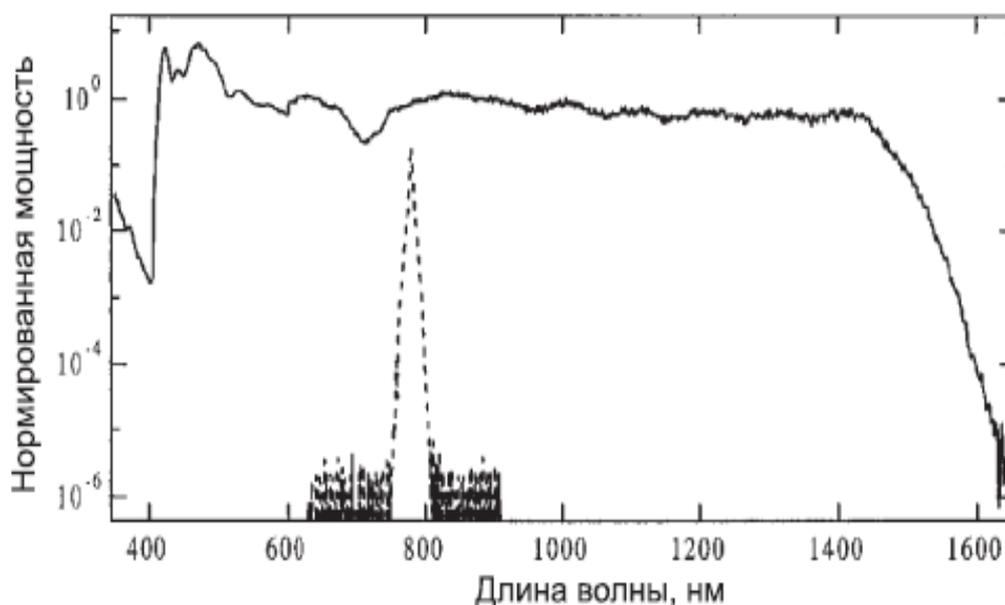


Рис. 10. Спектр СК в МС-волокне длиной 75см. Для сравнения штриховой линией показан исходный спектр импульса накачки [112]

Из рис. 10 видно, что в МС-волокне происходит экстремальное уширение оптического спектра. Спектр суперконтинуума однородный и имеет достаточно симметричную форму. При сравнении полученного оптического спектра суперконтинуума со случаем накачки длинными импульсами становится очевидным, что в основе формирования такого экстремально широкого спектра СК должны быть ответственны другие механизмы.

При распространении импульсов накачки с высокой пиковой мощностью в области аномальной дисперсии оптического волокна могут быть сформированы солитоны высоких порядков, номер которого зависит от пиковой мощности импульса накачки, его длительности и дисперсионно-нелинейных характеристик среды:

$$N = (\gamma P_0 L_D)^{1/2} \quad (13)$$

где  $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$  - дисперсионная длина.

Комбинированное действие эффектов дисперсии третьего порядка (ДТП), самообострения и внутриимпульсного комбинационного рассеяния на такой солитон приводит к его расщеплению на составляющие. Стоит отметить, что ДТП приводит к распаду солитона даже в отсутствие нелинейных эффектов высших порядков. Как показано в работе [88], распад солитонов является ключевым фактором в процессе генерации СК в высоконелинейных волокнах.

В процессе распада солитона высокого порядка формируются множественные фундаментальные солитоны, длительность и пиковая мощность которых определяются уравнениями:

$$\begin{aligned} T_k &= \frac{T_0}{2N+1-2k} \\ P_k &= \left( \frac{2N+1-2k}{N} \right)^2 P_0 \end{aligned} \quad (14)$$

Для таких солитонов длительность будет меньше по сравнению с длительностью инициирующего импульса. При этом фактор уменьшения

длительности для солитона с наиболее меньшей длительностью определяется выражением  $2N-1$ . Под действием ФСМ в длинноволновой области (относительно длины волны импульса накачки) генерируется множество новых частотных компонентов, которые в результате влияния внутриимпульсного комбинационного рассеяния, приводящее к сдвигу спектра солитонов в длинноволновую область, и спектральная ширина полученного суперконтинуума может превышать несколько октав. Однако этот процесс отличается от каскадного ВКР, при котором создаются компоненты в длинноволновой области для случая квазинепрерывной накачки.

Для генерации новых частот в коротковолновой области спектра (относительно длины волны импульса накачки) важную роль играют дисперсионные характеристики оптического волокна. В процессе распада солитонов высокого порядка на фундаментальные под действие эффектов дисперсии высокого порядка, сверхкороткие солитоны излучают несолитонного излучения в виде дисперсионной волны, длина волны которого попадает в антистоксовую область спектра с нормальной дисперсией.

Несмотря на то, что генерация СК была получена с использованием квазепрерывной и импульсной накачке, имеется ряд недостатков в создании широких спектров. Например, при импульсной накачке ультракороткие импульсы испытывают быстрое временное уширение, и происходит стремительное уменьшение их пиковой мощности под действием дисперсии, подразумевая быстрое угасание нелинейных эффектов за пределами нескольких сантиметров распространения [112]. Это означает, что необходимо использовать среды с очень высокой нелинейностью со специально подобранными характеристиками дисперсии, такими как МС волокна, что представляет собой высокую стоимость. Кроме того, хотя полученные спектры обычно широкие, они обычно состоят из набора полос, что ухудшает плоскостность [133].

В последние годы продвигается использование шумоподобных импульсов в качестве импульсов накачки для генерации более широких и более плоских спектров, мотивированных необходимостью повышения эффективности и низкой стоимости источников СК. В рамках генерации СК шумоподобные импульсы предлагают много преимуществ по сравнению с УКИ. Прежде всего, шумоподобные импульсы представляют широкие волновые пакеты, устойчивые к дисперсии, и их пиковая мощность остается высокой, что позволяет получить генерацию СК даже в волокнах, нелинейные и дисперсионные свойства которых неоптимизированы для этой цели. Уширение в таких средах также может быть усилено за счет нелинейного взаимодействия между компонентами шумоподобного импульса (внутренними суб-импульсами). Эффекты взаимодействия импульсов были показаны в работе [134]. Однако стоит отметить, что основные физические механизмы на этом этапе еще не ясны. Другим преимуществом шумоподобных импульсов является высокая энергия в импульсе (до 100 и более нДж [22, 100, 135]). Кроме того, спектр шумоподобного импульса является широким (от десятков до сотен нм [100, 119, 136, 137]), можно ожидать, что дальнейшее уширение будет достигаться легче по сравнению с ультракороткими импульсами. Наконец, как следствие разнообразия суб-импульсов формирующих шумоподобный импульс с точки зрения длительности и интенсивности, результирующий СК является более однородным и плоским, по сравнению со спектром, полученным от ультракоротких импульсов с фиксированными свойствами.

С другой стороны, шумоподобные импульсы также имеют некоторые преимущества по сравнению с нс импульсами накачки. Как известно, в случае нс импульсов уширение спектра первоначально вызывается модуляционной неустойчивостью, которая преобразует длинный импульс в пакет ультракоротких импульсов [4]. В шумоподобном импульсе этап фрагментации длинного импульса пропускается, поскольку с самого начала уже есть пакет ультракоротких импульсов с большой спектральной шириной.

Кроме того, при использовании нс импульсов на плоскостность спектра суперконтинуума влияет присутствие ярко выраженного пика остаточной накачки [138-140]. Кроме того, требуемая пиковая мощность на входе обычно составляет несколько кВт [138-140]. В случае шумоподобного импульса необходимые значения пиковой мощности, которую авторы работы [141] оценивали по огибающей импульса, оказывается достаточной порядка 100 Вт.

Несмотря на набирающий интерес в изучении пространственно-временной динамики шумоподобных импульсов, они остаются еще мало изученным классом нестационарных импульсов. Не менее интересным остается вопросом спектрального преобразования шумоподобных импульсов в оптических волокнах. Новое экспериментальное исследование как шумоподобных импульсов, так и его спектрального преобразования в коротких отрезках оптических волокнах на кварцевой основе могут позволить получить новое поколение полностью волоконных генераторов суперконтинуума.

## **Глава 2. Исследование импульсных режимов генерации в волоконных лазерах как задающих источников оптических импульсов для накачки генераторов суперконтинуума.**

Как отмечалось ранее, спектрально-временные и энергетические параметры источника накачки играют ключевую роль для определения вкладов нелинейных эффектов в процессе генерации СК. В данной главе производится исследование спектрально-временных и энергетических характеристик оптических импульсов. Задающий лазерный источник представляет собой кольцевой волоконный лазер с пассивной синхронизацией мод, основанной на (НВПП). Резонатор лазера включает в себя активное и стандартное оптическое волокно. Одно- и многомодовые полупроводниковые лазерные диоды с разной выходной мощностью использовались для накачки волоконно-кольцевого лазера. Для обеспечения однонаправленного распространения оптического излучения в резонатор добавляли оптический изолятор. Режим синхронизации мод за счет НВПП достигался за счет совместного действия поляризационного делителя и двух контроллеров поляризации. Для одновременного контроля спектрально-временных и энергетических характеристик выход лазера соединяли с помощью оптической розетки с разветвителем  $1 \times 3$ . Тщательно регулируя положение контроллеров поляризации и мощность на диоде накачки, достигались различные режимы импульсной генерации. Схема предварительного анализа характеристик полученных лазеров представлена на рис. 11.

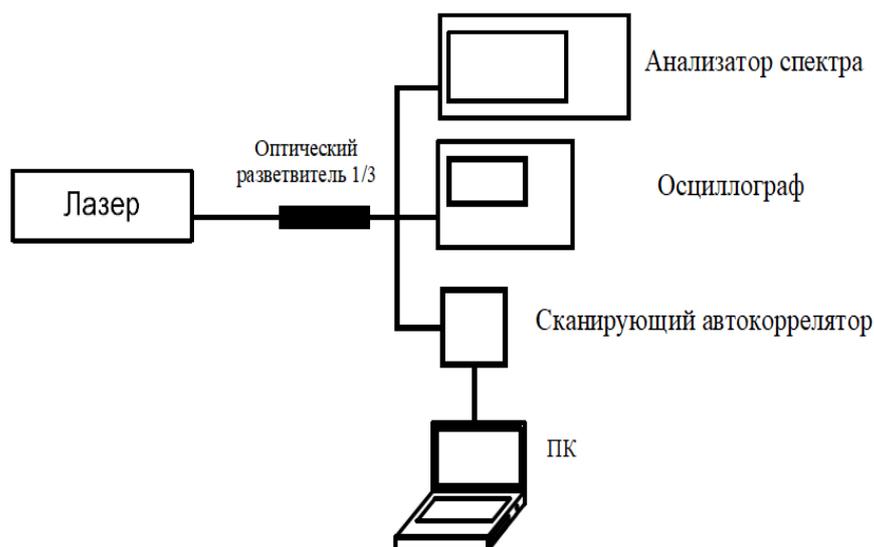


Рис. 11. Схема предварительного анализа изготовленного лазера.

Для анализа оптических спектров импульсов волоконно-кольцевого лазера в спектральном диапазоне 600-1700 нм использовали анализаторы оптических спектров Yokogawa AQ6370C (с разрешением 0,2 нм) и HP-70950A. При помощи высокоскоростного приемника излучения на основе InGaAs PIN-фотодиода (5 ГГц) и осциллографов GWINSTEKGDS-3000 (500МГц) и Tektronix MSO 5204 (2ГГц) регистрировалась последовательности импульсов и их временные профили. Для изучения временных характеристик оптических импульсов использовали автокоррелятор FemtochromeFR-103WS.

### **2.1. Импульсные режимы генерации в волоконно-кольцевом эрбиевом лазере с пассивной синхронизацией мод с одномодовой накачкой.**

На рис. 12 представлена экспериментальная схема эрбиевого лазера. Резонатор лазера представляет собой однонаправленное кольцо, длина которого регулировалась изменением длины одномодового волокна SM 332. В качестве активного световода использовалось легированное  $\text{Er}^{3+}$  волокно АЕ №5, изготовленное ОАО "ПНППК" (г. Пермь), длина которого составила 4м с поглощением на длине волны 1480 нм 6,4 дБ/м. Для накачки использовался одномодовый диод с длиной волны 1462 нм и максимальной

выходной мощностью 100 мВт, излучение которого вводилось в резонатор лазера через волоконный мультиплексор 1480/1550.

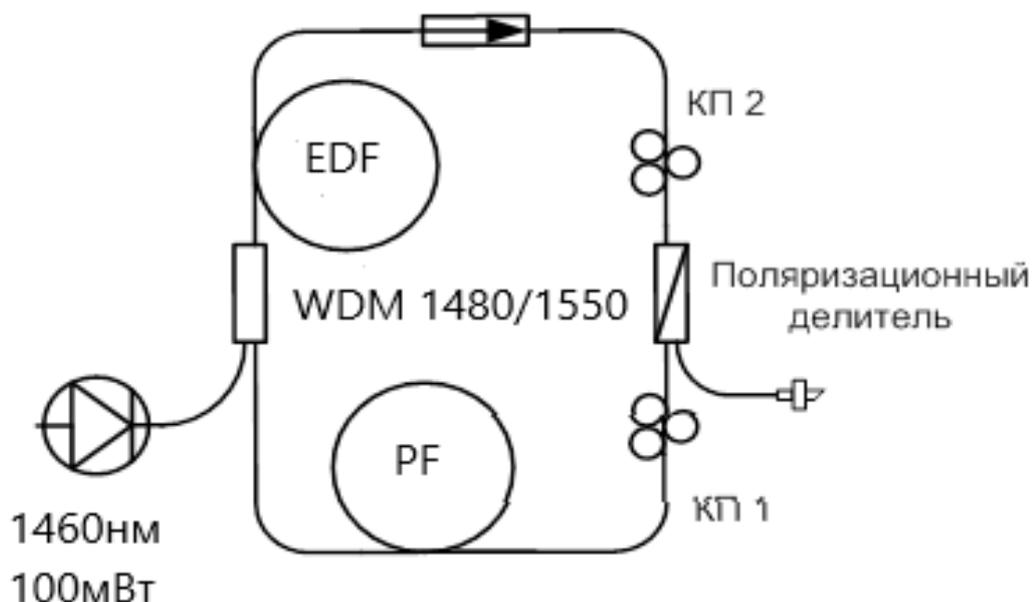


Рис.12. Экспериментальная схема лазера с накачкой одномодовым диодом.

В таблице 2 приведены основные параметры данной схемы.

Таблица 2. Основные характеристики резонатора.

Обозначение	Длина резонатора, м	Длина волокна SM332, м	Длина активного волокна, м	$f_{\text{повт.}}$ , МГц
Er60	64	60	4	3,3
Er200	204	200	4	1

При мощности накачки выше 50 мВт и тщательной подстройке контролеров поляризации выполняется пассивная синхронизация мод. На рис. 13 показаны соответствующие результаты при длине резонатора 64 м. В оптическом спектре присутствуют боковые полосы по обе стороны от центрального пика, как показано на рис. 13 (а). Пик спектра центрируется при 1567 нм и имеет спектральную ширину на уровне 3 дБ, равную 2,88 нм.

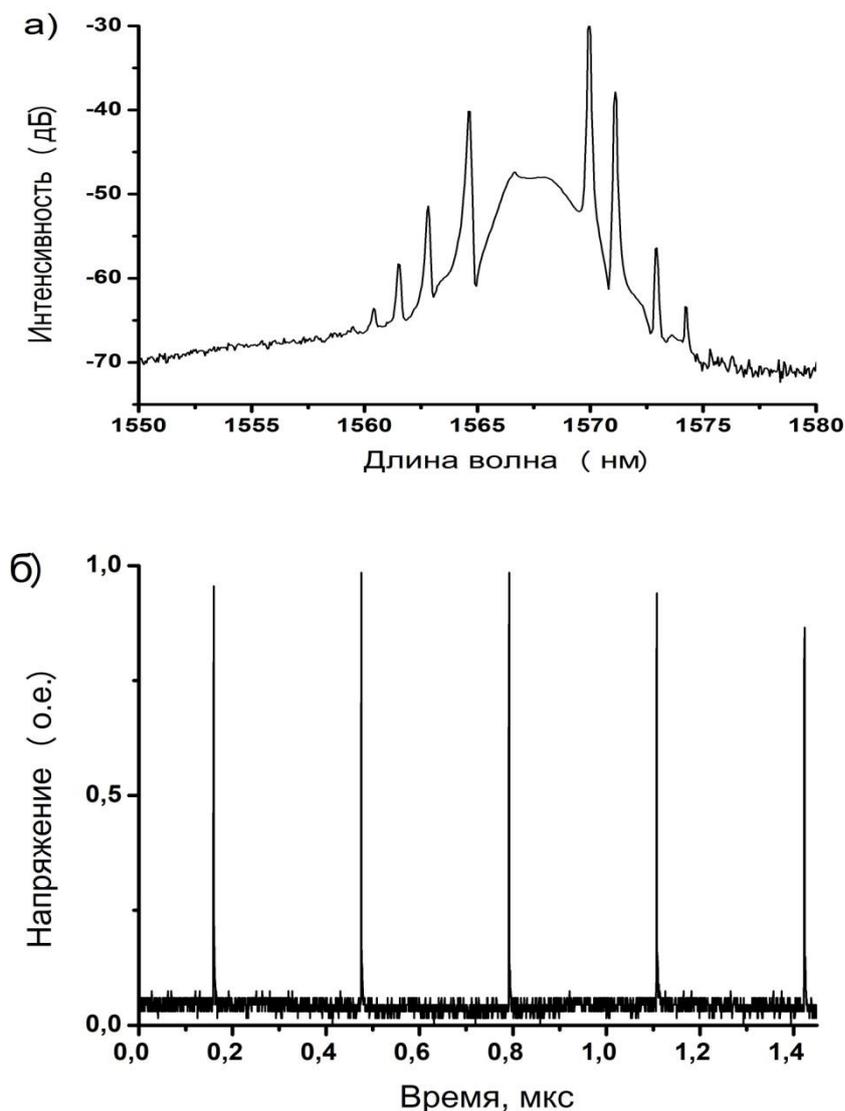


Рис. 13. Спектрально-временные характеристики лазера в схеме Ег60:  
(а) оптический спектр;(б) осциллограмма импульсов.

На рисунке 13 (б) показана соответствующая последовательность импульсов. Частота повторения импульсов – 3,3 МГц, что соответствовало расчетному значению обхода импульса по резонатору. Для импульсов также было измерено значение выходной мощности, которое составило 1,3 мВт и, соответственно, оцениваемая энергия в импульсе составила 0,4 нДж.

На рис. 14 показаны соответствующие результаты при длине резонатора 204 м. В оптическом спектре на рис. 14 (а) также присутствуют боковые полосы по обе стороны от центрального пика. Пик спектра центрируется при 1562 нм и имеет спектральную ширину на уровне 3 дБ,

равную 2,54 нм. На рисунке 14 (б) показана соответствующая последовательность импульсов. Частота повторения импульсов – 1 МГц, что соответствовало расчетному значению обхода импульса по резонатору. Для импульсов также было измерено значение выходной мощности, которое составило 1,8 мВт и, соответственно, оцениваемая энергия в импульсе составила 1,8 нДж.

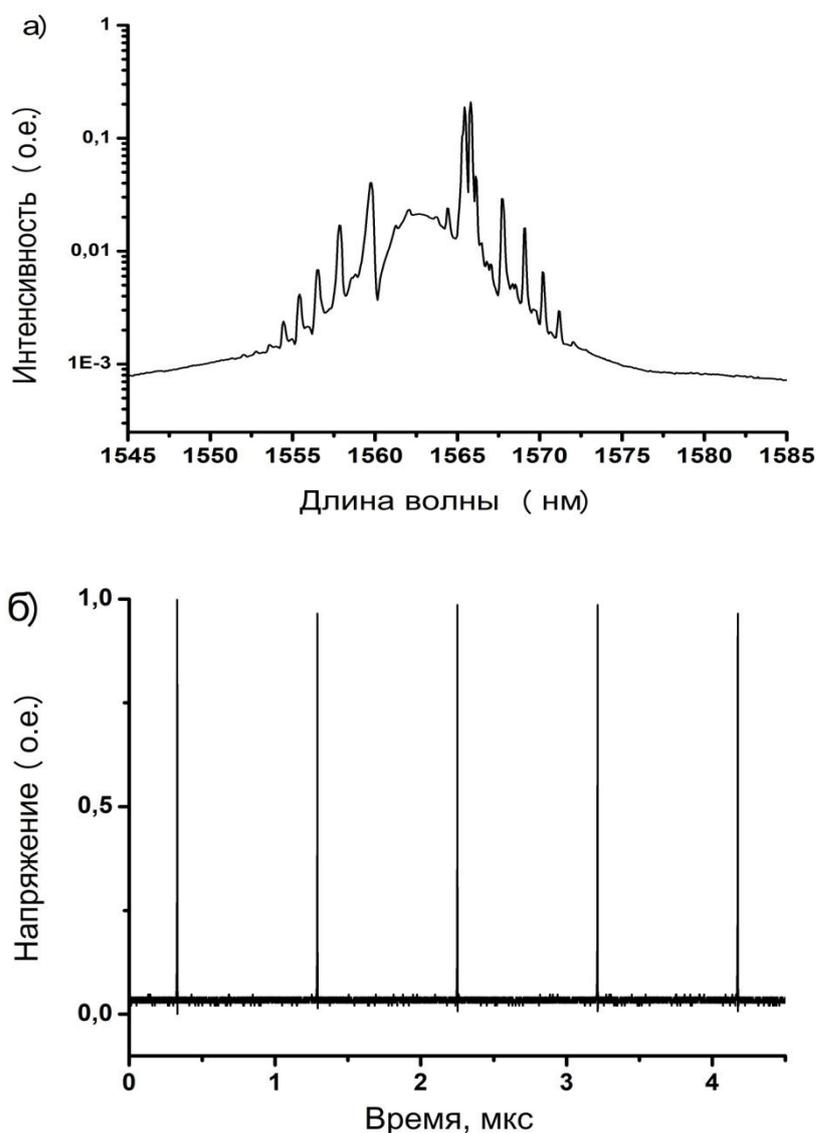


Рис. 14. Спектрально-временные характеристики лазера в схеме Er200: (а) оптический спектр; (б) осциллограмма импульсов.

Для каждого режима импульсной генерации по полуширине оптического спектра была рассчитана минимально возможная длительность импульсов по формуле

$$\Delta\tau = \frac{K}{\Delta\nu} \quad (16)$$

где  $\Delta\nu = c\Delta\lambda/\lambda^2$  -  $\lambda$  - центральная длина волны,  $c$  - скорость света в вакууме,  $K$  - коэффициент, зависящий от формы спектра излучения [4]. Для режима генерации консервативного солитона коэффициент  $K = 0,315$ . При этом минимально возможное значение длительности импульсов составило 1,08 и 1,3 пс, соответственно.

Как отмечалось ранее, внутри резонатора в области аномальной ДГС одним из основных типов генерации является генерация солитонов. Наличие в спектре излучения узких боковых максимумов, которые называются пиками Келли, является характерным признаком генерации солитонов. Важно отметить, что по пикам Келли можно судить о суммарном значении внутрирезонаторной ДГС [142, 143]. Значение дисперсии второго порядка можно получить из выражения 17 [143]

$$\beta_2 L = -\frac{N\lambda_0^2}{\pi c^2} \left[ \left( \frac{\Delta\lambda_N}{\lambda_0} \right)^2 + \frac{\ln^2(1+\sqrt{2})}{\pi^2} \left( \frac{\lambda_0}{c\tau_p} \right)^2 \right]^{-1} \quad (17)$$

где  $\tau_p$  - длительность импульса;  $n$  - порядок пика Келли;  $c$  - скорость света.

Оценки значения внутрирезонаторной ДГС по выражению (17) проводилась на основании оптических спектров и выражения (16). Учитывая первый порядок пиков Келли значения внутрирезонаторной ДГС равны  $-2,075$  пс<sup>2</sup> и  $-2,611$  пс<sup>2</sup>, соответственно. Важно подчеркнуть, что справедливо выражение  $\Delta\lambda_n \sim n \cdot 1/\sqrt{L}$  для спектрального сдвига пика Келли  $n$ -ного порядка относительно центральной длины волны. Из выражения для спектрального сдвига пиков Келли следует, что с увеличением длины резонатора  $L$  возрастает порядок пиков Келли, присутствующих в оптическом спектре. Это подтверждает вывод о том, что полученные режимы генерации являются солитонными.

## **2.2. Импульсные режимы генерации в волоконно-кольцевом эрбиевом лазере с пассивной синхронизацией мод с многомодовой накачкой.**

Одной из главных проблем при накачке одномодовых активных волокон является ограничение средней выходной мощности одномодовых диодов. В этом смысле, редкоземельные легированные волокна с двойной оболочкой, используемые в качестве усиливающих сред, оказались надежным вариантом для значительного увеличения коэффициента усиления и эффективности работы одномодовых волоконных лазеров с использованием накачки от мощных многомодовых источников.

Схема экспериментальной установки для исследования импульсных режимов генерации кольцевого лазера с многомодовой накачкой представлена на рис. 15. Резонатор лазера представляет собой однонаправленное кольцо, которое включает в себя: солегированное  $\text{Yb}^{3+}/\text{Er}^{3+}$  (SM-EYDF-6/125-HE Nufern) волокно, одномодовое волокно (PF) E3 (АО «Оптическое Волоконные Системы»), оптический изолятор, делитель поляризации и два контроллера поляризации. Общая длина резонатора составила  $\approx 190$  м. Для накачки использовался лазерный многомодовый диод, работающий на длине волны 976 нм с выходной мощностью до 4 Вт, излучение которого ограничивалось 2 Вт. Для ввода излучения накачки в резонатор использовали объединитель накачки (комбайнер) с сигнальной жилой  $(2+1)\times 1$ . Для одновременного контроля спектрально-временных и энергетических характеристик выход лазера соединяли с помощью оптической розетки с разветвителем  $1\times 3$ . После тщательной подстройки контроллеров поляризации и регулировки мощности накачки достигались различные режимы импульсной генерации.

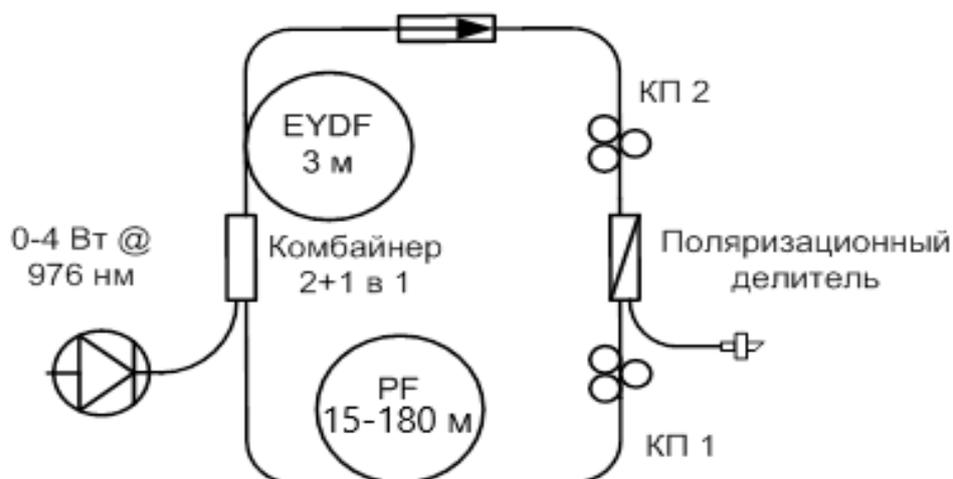


Рис.15. Схема экспериментальной установки лазера с многомодовой накачкой.

В таблице 3 приведены основные характеристики резонатора.

Таблица 3. Основные характеристики резонатора волоконно-кольцевого лазера.

Обозначение	Длина резонатора, м	Длина пассивного волокна, м	Длина активного волокна, м	Частота повторения импульсов $f$ , МГц
E20	30	15	3	-
E60	70	60	3	3,5
E180	190	180	3	1,1

#### Лазеры с длиной резонатора 30 и 70 м

Для конфигурации эрбиевого волоконного лазера E20 стабильная импульсная генерация не была получена. В эксперименте использовалась область накачки 0,88 – 2Вт. Вероятнее всего это связано с необходимостью большей мощности накачки или дисперсии внутри резонатора для получения достаточного набега фазы для того, чтобы перевести режим генерации из непрерывного в импульсный.

Поскольку максимальная мощность накачки ограничена, для получения импульсного режима генерации была увеличена длина резонатора путем добавлением 60 м стандартного одномодового волокна. Пассивная синхронизация мод в конфигурации E60 достигалась при мощности накачки 880 мВт и тщательной регулировки контроллеров поляризации. На рисунке 16 продемонстрированы оптические спектры импульсного режима генерации эрбиевого волоконного лазера при разной мощности накачки без дотройки контроллеров поляризации. При минимальной вводимой мощности накачки 0,88 Вт значение центральной длины волны оптического спектра составляет 1565 нм при спектральной ширине на уровне 3 дБ 1,56 нм. Частота повторения импульсов составила 3,3 МГц. Как видно из временного профиля и осциллограммы импульса для данного режима присутствует сильная нестабильность по амплитуде, а также присутствует составляющая непрерывной волны от излучения накачки.

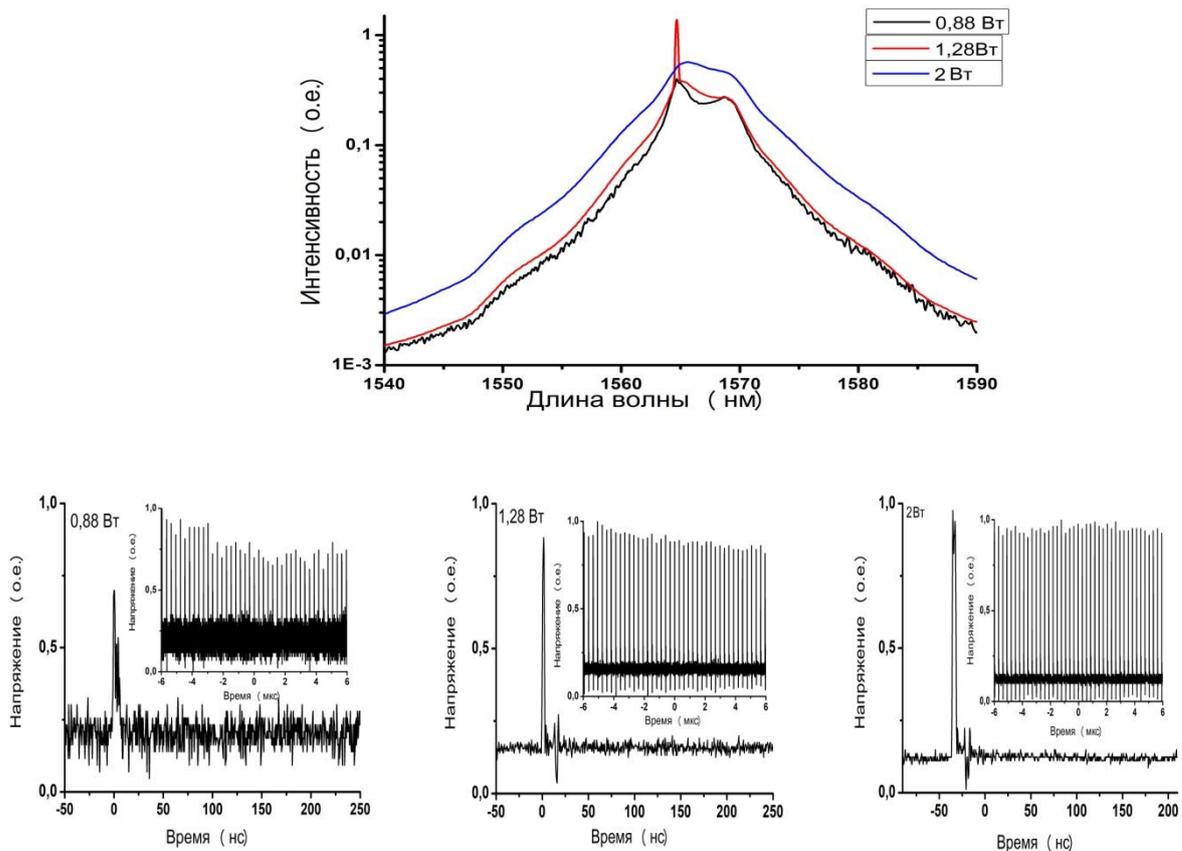


Рис. 16. Оптические спектры в конфигурации E60.

При последующем увеличении мощности накачки до 1,28 Вт импульсный режим в конфигурации Е60 приобретает большую стабильность, что хорошо видно во временном профиле и осциллограмме. Однако стоит отметить, что в оптическом спектре присутствует узкий пик на длине волны 1564,5 нм, который связан с компонентами непрерывной волны. Центральная длина волны при данной мощности накачки составила 1566 нм, а спектральная ширина – 4,96 нм.

Однако стоит отметить, что хоть и произошла стабилизация импульсного режима, но длительность импульсной генерации составила около 10 минут, после чего импульсный режим срывался, и требовалась подстройка контроллерами поляризации. График зависимости длительности импульсной генерации и выходной мощности от мощности накачки представлен на рис. 17.

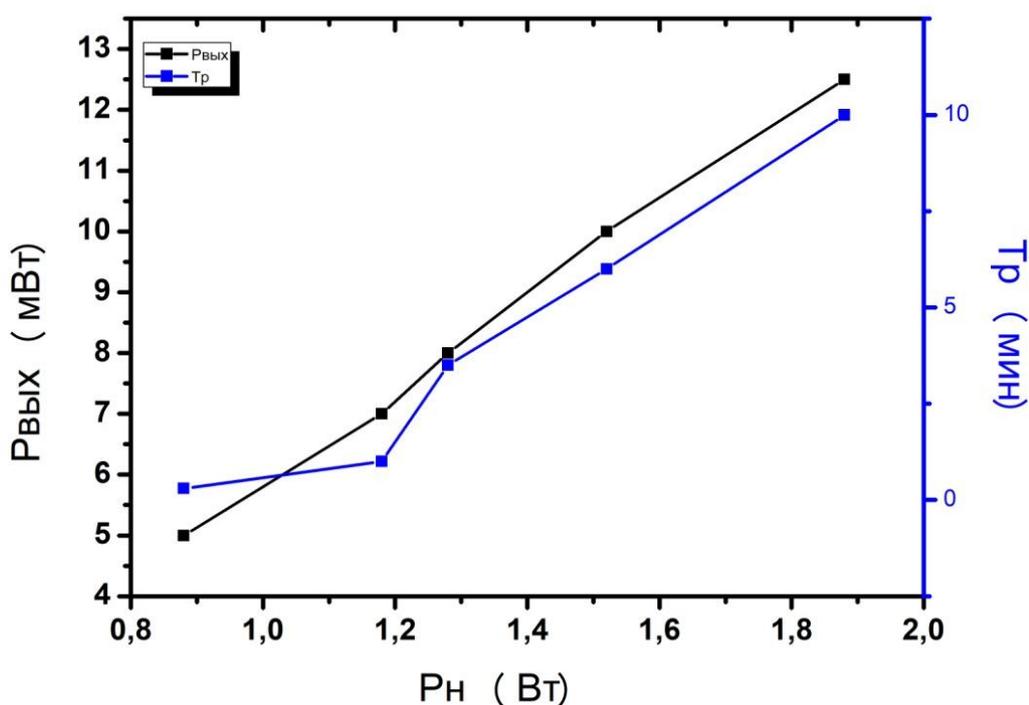


Рис.17. Зависимость длительности импульсной генерации и выходной мощности лазера в конфигурации Е60 от мощности накачки.

Лазер с длиной резонатора 190 м.

При последующем увеличении длины пассивного волокна до  $\approx 180$  м и тщательной настройки контроллеров поляризации и точной регулировки мощности накачки было получено нескольких импульсных режимах в том числе: консервативный солитон, многосолитонные импульсные режимы, режим шумоподобного импульса с разной формой временного профиля, а также двухволновые импульсы.

При мощности накачке 0,88 Вт и тщательной подстройке контроллеров поляризации наблюдался режим консервативного солитона со спектральными боковыми полосами. На рис. 18 представлены спектрально-временные характеристики солитонного режима волоконного лазера. На рис. 18, а (вставка) показана единичная последовательность импульсов во временной области с частотой повторения импульсов - 1.1 МГц, что соответствует теоретически рассчитанному значению обхода резонатора и указывает на то, что волоконно-кольцевой лазер в режиме пассивной синхронизации мод. Чтобы подтвердить работает ли волоконный лазер в солитонном режиме, был измерен его соответствующий оптический спектр, показанный на рис 18, а. Оптический спектр имеет очевидные боковые спектральные полосы Келли с центральной длиной волны  $\lambda_c = 1566$  нм и спектральной шириной на уровне 3 дБ 3,6 нм.

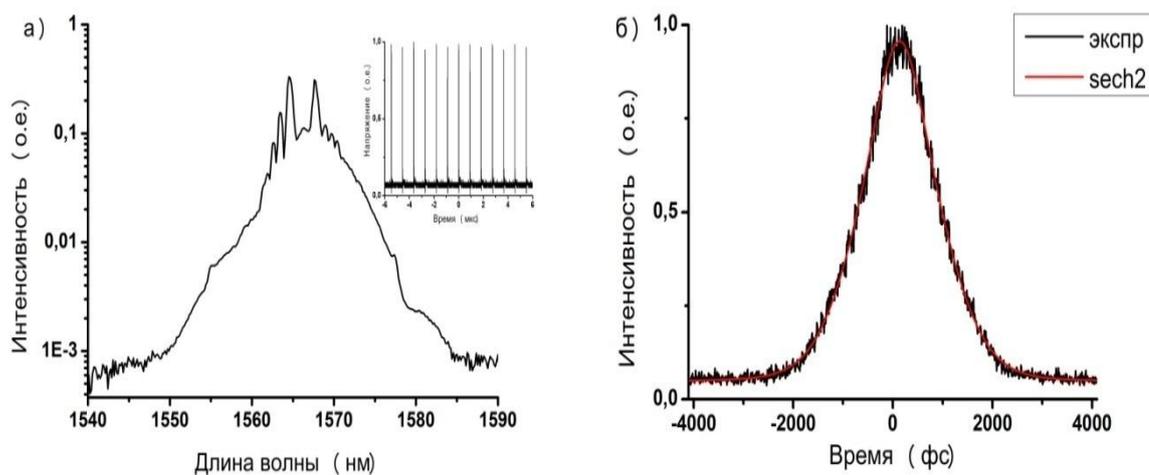


Рис.18. Солитонный режим генерации: а) оптический спектр; б) автокорреляционная функция.

Измеренная автокорреляционная функция, показанная на рис. 18 (б), хорошо аппроксимируется функцией квадрата гиперболического секанса ( $\text{sech}^2$ ) и на уровне половины максимума значение длительности импульса составило  $\approx 1,7$  пс. Это указывает на то, что реальная длительность импульса составила  $\approx 1,1$  пс. Произведение ширины спектра на длительность равно 0,61, что указывает на то, что полученный солитонный импульс имеет частотную модуляцию (чирп).

Поскольку было определено, что в данном режиме наблюдается чирп, было произведено измерение с помощью метода оптического стробирования с частотным разрешением (Frequency-resolved optical gating, FROG), результаты которого приведены на рис. 19.

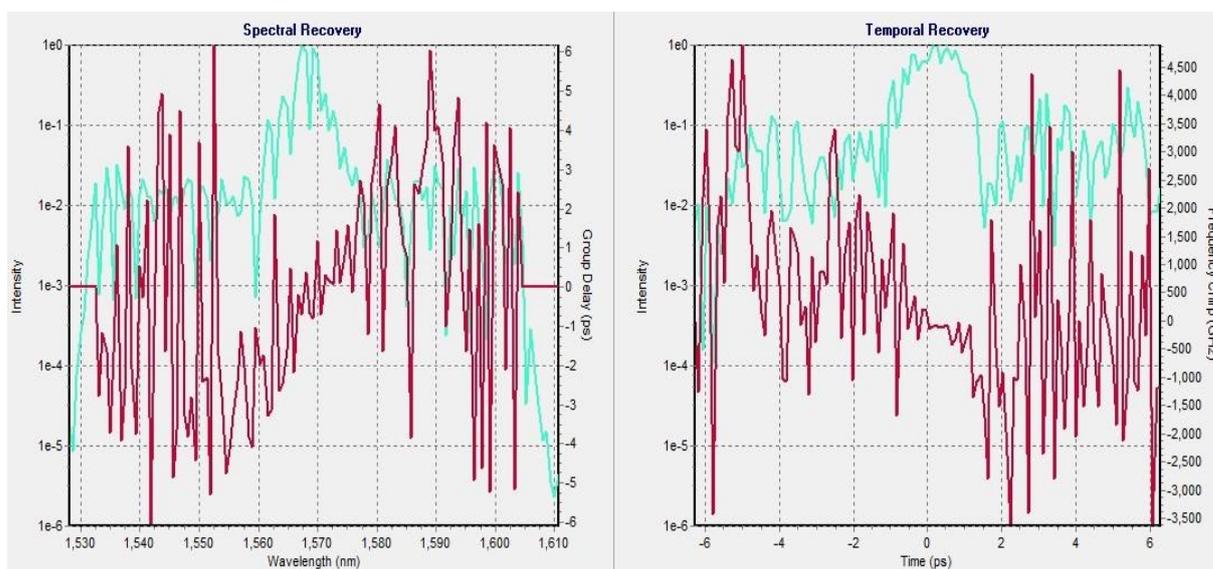


Рис.19. Измерение солитонного режима методом FROG.

Как видно из временного спектра, измеренного с помощью FROG, присутствует линейный чирп и параметр ТВР равен 0,63 (для классического солитона параметр равен 0,315), что хорошо согласуется с рассчитанным. Ширина спектра определена как 3,55 нм, а длительность 1,44 пс. Стоит также отметить, что первый пик Келли находится внутри основного спектра солитона, что также говорит о том, что данный режим консервативного солитона не является классическим.

Средняя выходная мощность для данного режима составила 14 мВт, а энергию в импульсе можно оценить как 12,7 нДж. На основании формулы Каделя и первого порядка пиков Келли была проведена оценка значения внутрирезонаторной дисперсии групповых скоростей (ДГС)  $\beta_2 L = -3.04 \text{ пс}^2$ .

#### Многосолитонные режимы генерации.

В области мощности накачки 0,88-0,93 Вт и тщательной настройки контроллеров поляризации, можно получить различные многосолитонные состояния. Многосолитонная генерация обычно наблюдается при в волоконных солитонных лазерах с пассивной синхронизацией мод из-за эффекта ограничения пиков и квантования солитона.

На рис. 20 представлены оптический спектр и временной профиль одного из режимов многосолитонной генерации волоконного лазера. Измеренный оптический спектр имеет четко выраженный набор спектральных боковых пиков Келли. Стоит отметить, что по сравнению с вышеприведенным режимом солитона, где порядок пиков Келли соответствовал  $\approx 4$ , то в данном режиме  $n \approx 16$ . Пики эквидистантны  $\Delta\lambda = 1,15 \text{ нм}$  и их интенсивность равномерно уменьшается при удалении от центра. Стоит также отметить, что присутствует асимметрия в длинноволновой области оптического спектра, что может говорить о влиянии эффектов нелинейности более высокого порядка. Центральная длина волны для данного режима составила  $\lambda = 1569 \text{ нм}$ , а спектральная ширина на уровне 3 дБ  $\approx 14 \text{ нм}$ . Ширина временного профиля  $\approx 5 \text{ нс}$ , что может говорить о том, что режим представляет собой группу близко расположенных солитонов.

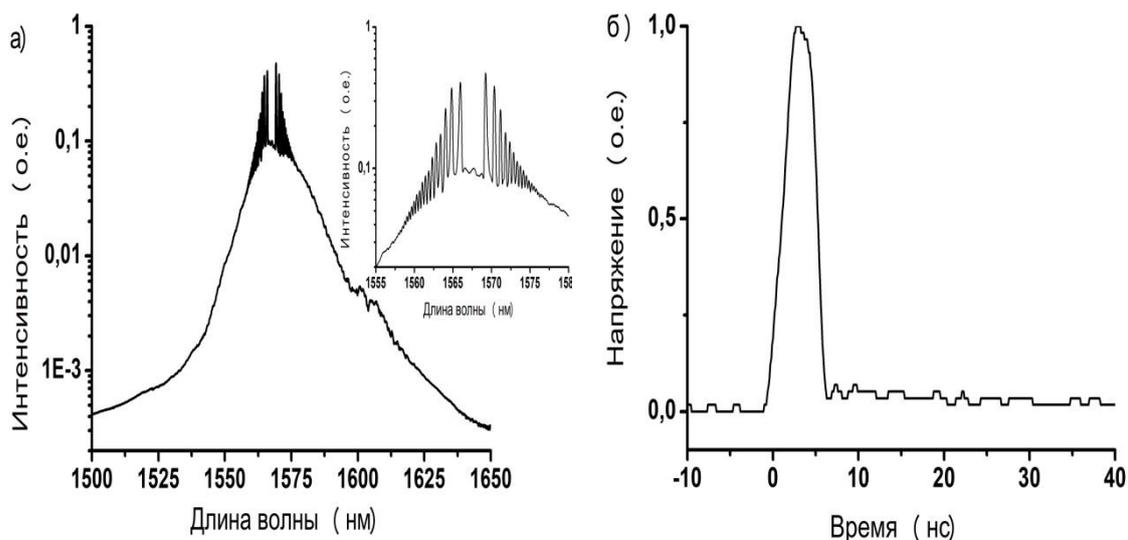


Рис. 20. Солитонная пачка: а) оптический спектр; б) временной профиль.

Еще один режим многосолитонной работы достигается при мощности накачки 0,91 Вт и тщательной настройки контроллеров поляризации. При данных настройках в конфигурации E180 волоконного эрбиевого лазера наблюдается режим двухволновой солитонной пачки. На рис. 21 представлены оптический спектр и осциллограмма импульсов для данного режима.

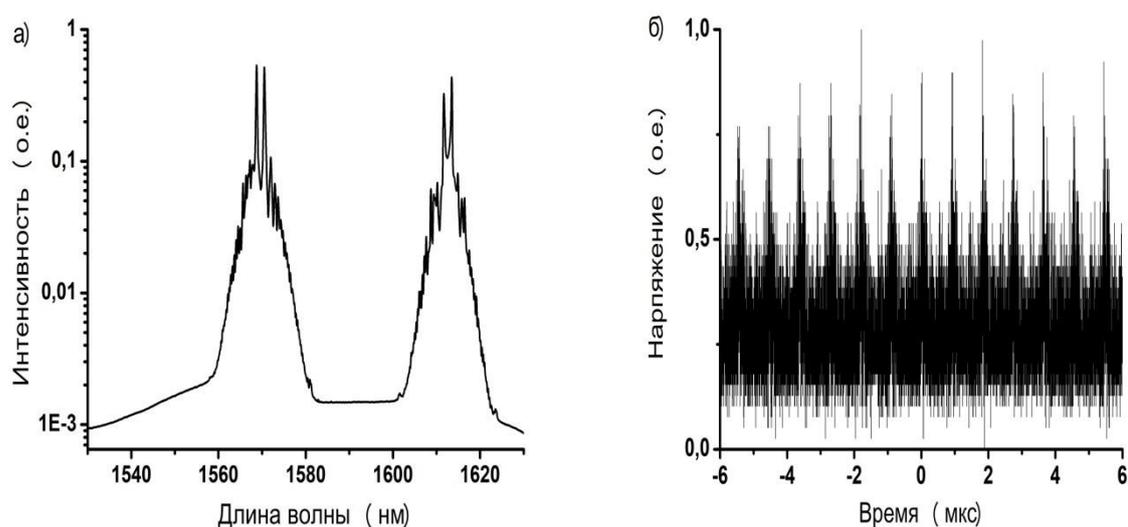


Рис.21. Двухволновой солитонный режим: а) оптический спектр; б) осциллограмма импульсов.

Как видно из оптического спектра центральные длины волны для данного режима составляют значения  $\lambda_1=1570\text{нм}$  и  $\lambda_2=1612\text{нм}$ . Данный режим

представляет собой разбившуюся солитонную пачку на две группы солитонов. Спектры в целом симметричны, однако в них присутствуют компоненты непрерывной волны, что хорошо также отражается в осциллограмме импульса. При данной мощности и положении контроллеров поляризации произошло дополнительное усиление фонового шума на разных длинах волны. Как только фоновые шумы на некоторых особых длинах удовлетворяют стоячей волне и динамике усиления/потерь, начинали появляться шумовые компоненты, которые были нестабильны в резонаторе лазера из-за МН, которые привели к разбиту пачки солитонов на две группы.

#### Режим шумоподобного импульса.

Как отмечалось ранее, для формирования шумоподобных импульсов важными условиями являются положительная обратная связь и коллапс солитонов. В конфигурации E180 волоконно-кольцевого эрбиевого лазера режим генерации шумоподобного импульса наблюдался при мощности накачки выше  $\approx 0,93$  Вт. Стоит отметить, что были получены шумоподобные импульсы с гауссовой и прямоугольной формой импульса, а также исследованы их динамические эволюции спектра и временного профиля от мощности накачки при фиксированных контроллерах поляризации.

#### Шумоподобный импульс с гауссовой формой.

При мощности накачки 0,96 Вт и тщательной настройке контроллеров поляризации, был получен режим генерации с широким и гладким оптическим спектром. Оптический спектр и временной профиль импульса для данного режима представлены на рис. 22. На рис. 22 (а, вставка) показана периодическая последовательность импульсов, частота повторения которых составляет 1,1 МГц, что соответствует теоретическому значению и указывает на то, что волоконно-кольцевой лазер в режиме пассивной синхронизации мод. На рис. 22 (а) показан оптический спектр с центральной длиной волны 1568 нм и шириной 15 нм на уровне 3дБ.

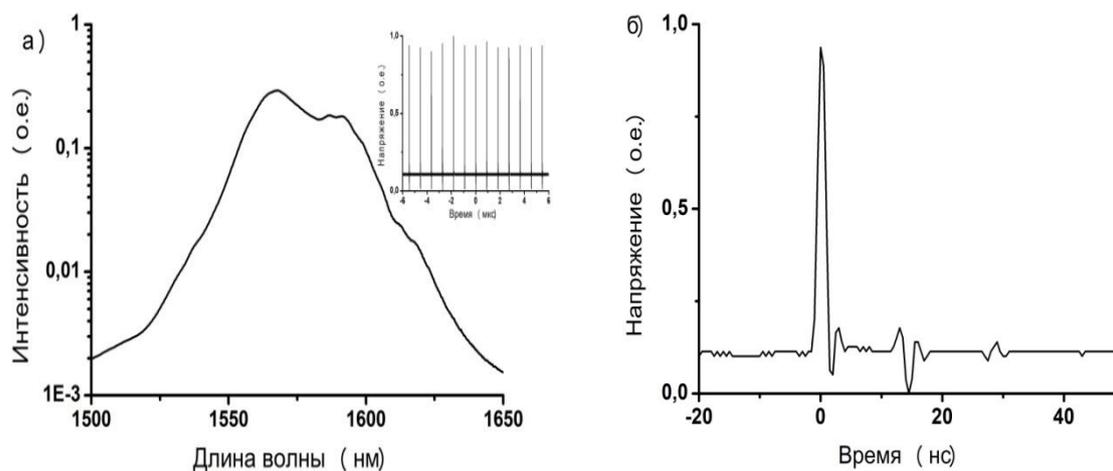


Рис. 22. Шумоподобный импульс с гауссовой формой: а) оптический спектр; б) временной профиль импульса.

На рис. 23 представлены результаты измерения шумоподобного импульса с гауссовой формой, полученные методами АКФ (а) и FROG (б). Измеренная автокорреляционная функция показывает структуру с двойным масштабированием с узким пиком когерентности, который расположен на широком гладком пьедестале. Наконец, длительность центрального узкого пика на уровне половины максимальной оценивается как  $\approx 460$  фс, что учитывая профиль  $\text{sech}^2$ , дает значение длительности 300 фс. Такие особенности оптического спектра и автокорреляционной функции являются сигнатурой шумоподобных импульсов. Значение средней мощности составило 21 мВт, а энергию в импульсе можно оценить как 19 нДж. Из рис. 23 (б), несмотря на шумовой характер мгновенной частоты, виден четкий отрицательный линейный наклон. Такая зависимость мгновенной частоты говорит о наличии у шумоподобного импульса с гауссовой формой линейного чирпа. В данном случае отрицательный наклон связан с областью аномальной дисперсии групповых скоростей ( $\beta_2 < 0$ ), в которой происходит генерация волоконного лазера. Наличие линейного чирпа у шумоподобного импульса подтверждает возможность временного сжатия импульса, а также делает данный тип импульсов привлекательными для использования в качестве иницирующих импульсов в генераторах суперконтинуума.

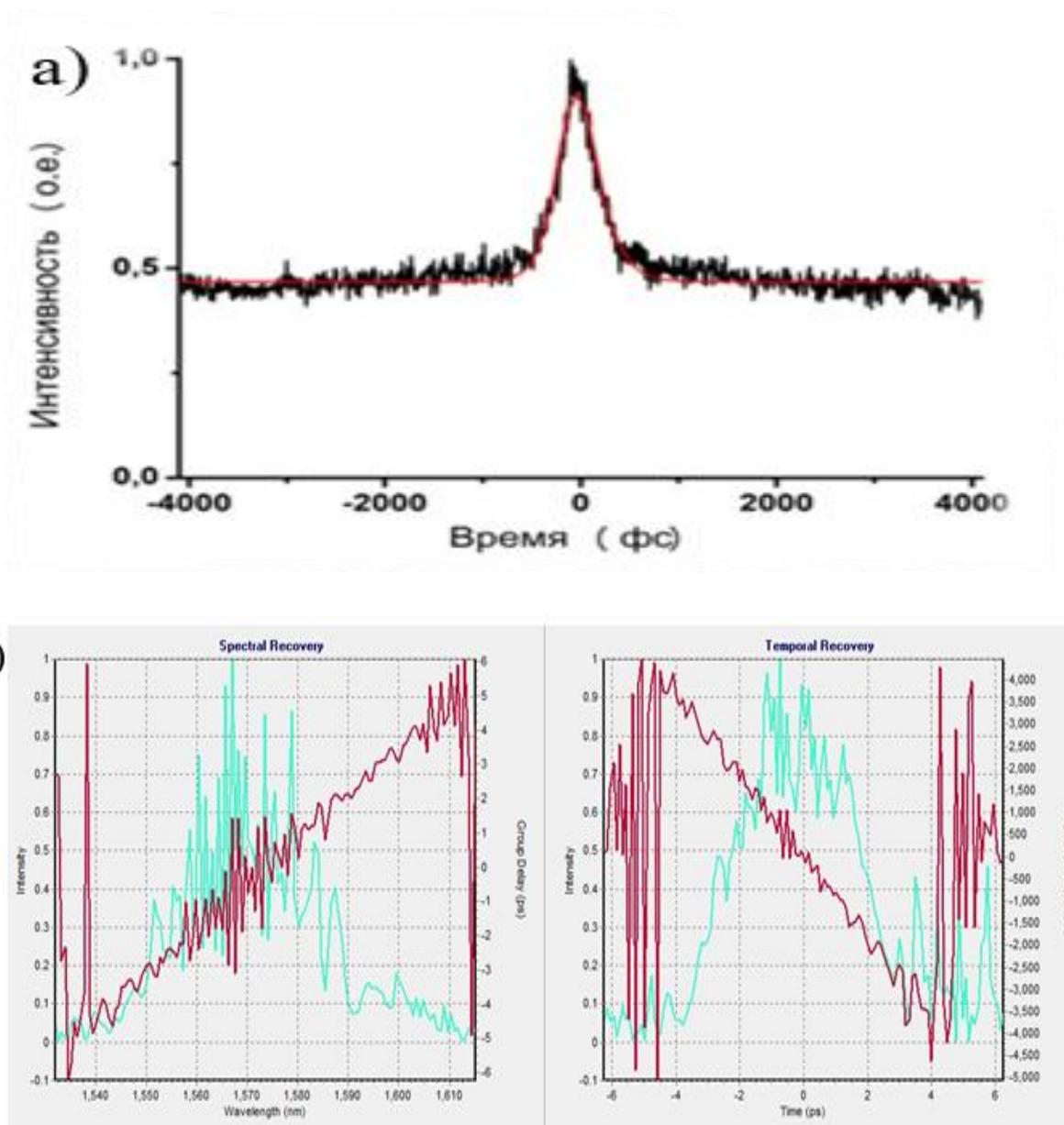


Рис. 23. Шумоподобный импульс с гауссовой формой измеренный: а) автокорреляционным методом; б) методом FROG.

На рис. 24 приведены результаты динамической эволюции для шумоподобного импульса с гауссовой формой при фиксированном положении контроллеров поляризации.

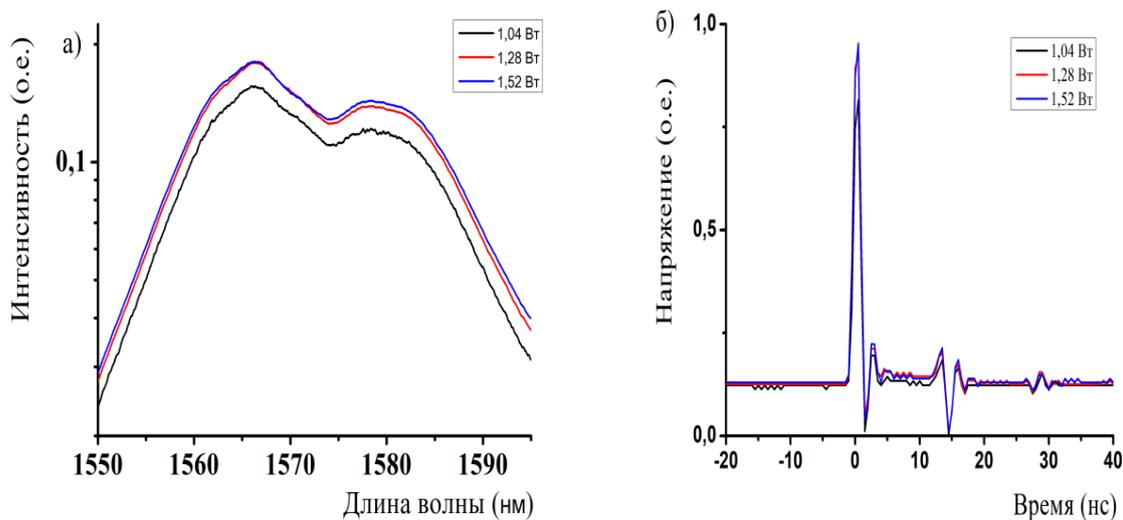


Рис.24. Динамическая эволюция гауссова шумоподобного импульса:

а) оптический спектр; б) временной профиль.

Как видно из рис. 24 (а), центральная длина волны оптического спектра гауссового шумоподобного импульса составляет 1571 нм и не изменяется при увеличении мощности накачки. При этом ширина оптического спектра на уровне 3дБ незначительно увеличивается с 22 до 23,1 нм. На рис. 24 (б) представлен временной профиль импульса, ширина которого остается неизменной и составляет около 1 нс. Стоит отметить, что с увеличением мощности накачки интенсивность временного профиля импульса незначительно увеличивается.

После увеличения мощности до 1,7 Вт не меняя положения лопастей контроллеров поляризации (КП) наблюдалась гармоническая синхронизация мод. На рис. 25 показан оптический спектр и осциллограмма импульсов для данного режима. Центральная длина волны составила  $\lambda_c = 1568$  нм при ширине спектра на уровне 3дБ 11 нм. Частота повторения импульсов увеличилась с 1,1 до 3,3 МГц. При последующем увеличении мощности импульсная генерация срывалась и для получения более высокого порядка гармоники следует увеличивать длину резонатора.

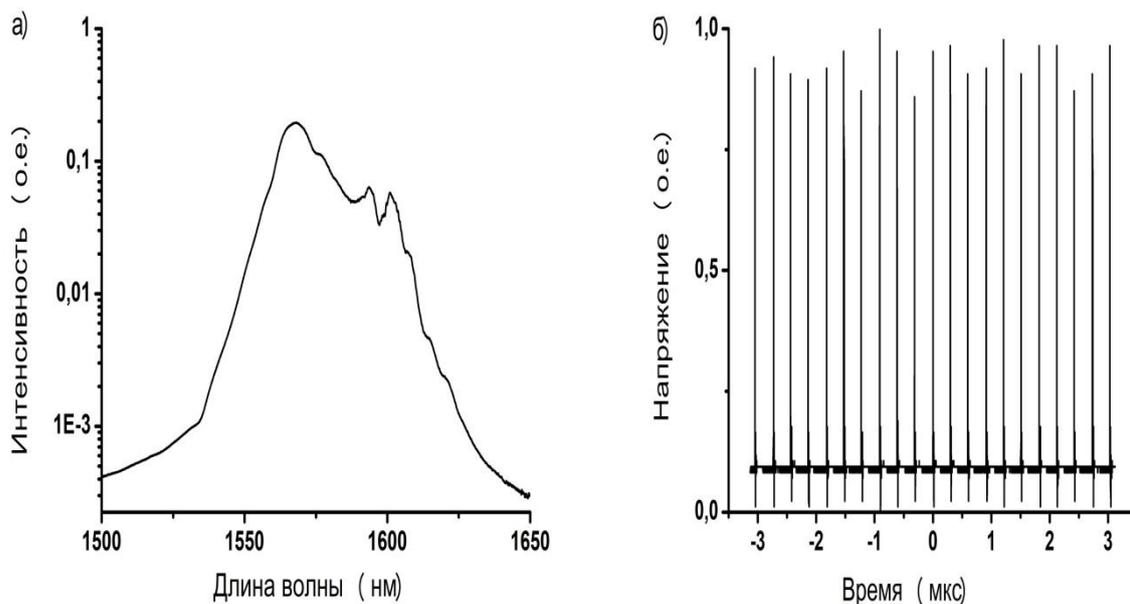


Рис.25. Гармоническая синхронизация мод: а) оптический спектр;  
б) осциллограмма импульсов.

Шумоподобный импульс с прямоугольной формой.

При мощности накачки 1,12 Вт и отрегулировав контроллеры поляризации, наблюдались прямоугольные импульсы наносекундных временных масштабов. Как показано на рис. 26 (а), оптический спектр имеет гладкий узкий вид без спектральных боковых полос. Центральная длина волны для данного режима составила 1567 нм при ширине спектра на уровне 3 дБ 5,7 нм. Соответствующая периодическая последовательность импульсов, частота повторения которых составляет 1,1 МГц, что соответствует значению длины резонатора, представлена на рис. 27 (а, вставка).

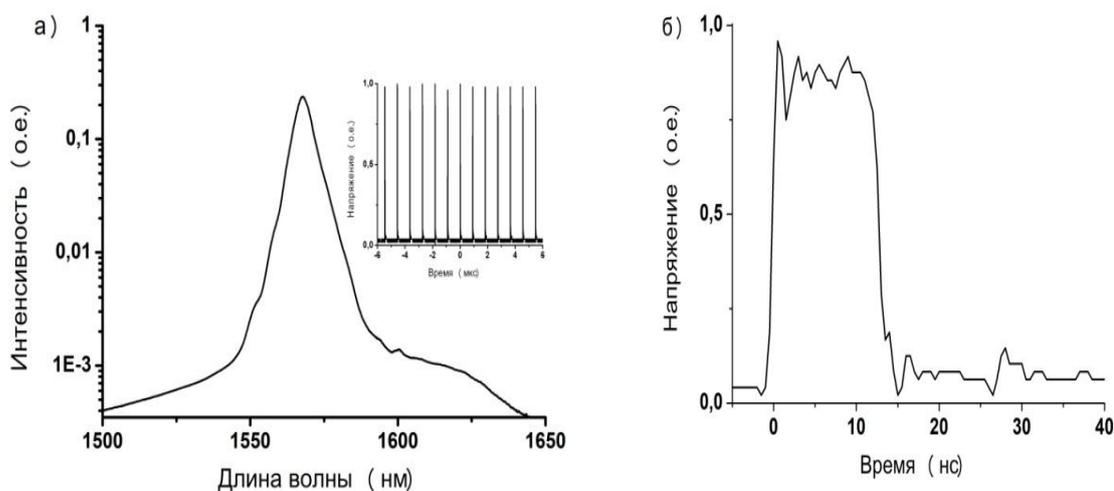


Рис. 26. Прямоугольный шумоподобный импульс: а) оптический спектр; б) временной профиль импульса.

На рис.27 приведена автокорреляционная функция, которая имеет профиль с узким пиком на широком пьедестале. Длительность центрального узкого пика на уровне половины максимальной оценивается как  $\approx 1,6$  пс, что учитывая профиль  $\text{sech}^2$ , дает значение длительности 1,05 пс. Следует отметить, что соотношение между центральной пиковой мощностью и уровнем пьедестала в автокорреляции составляет  $\sim 3$ . Такое поведение связано с плотностью субимпульсов в волновом пакете и со статистическим распределением их интенсивностей. Значение средней мощности составило 20 мВт, а энергию в импульсе можно оценить как 18 нДж.

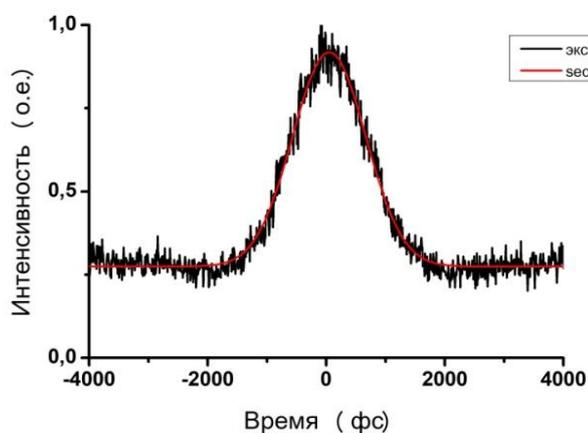


Рис. 27. Автокорреляционная функция прямоугольного шумоподобного импульса.

На рис. 28 представлена динамическая эволюция оптического спектра и временного профиля прямоугольного шумоподобного импульса от мощности накачки при фиксированных положениях лопастей контроллеров поляризации.

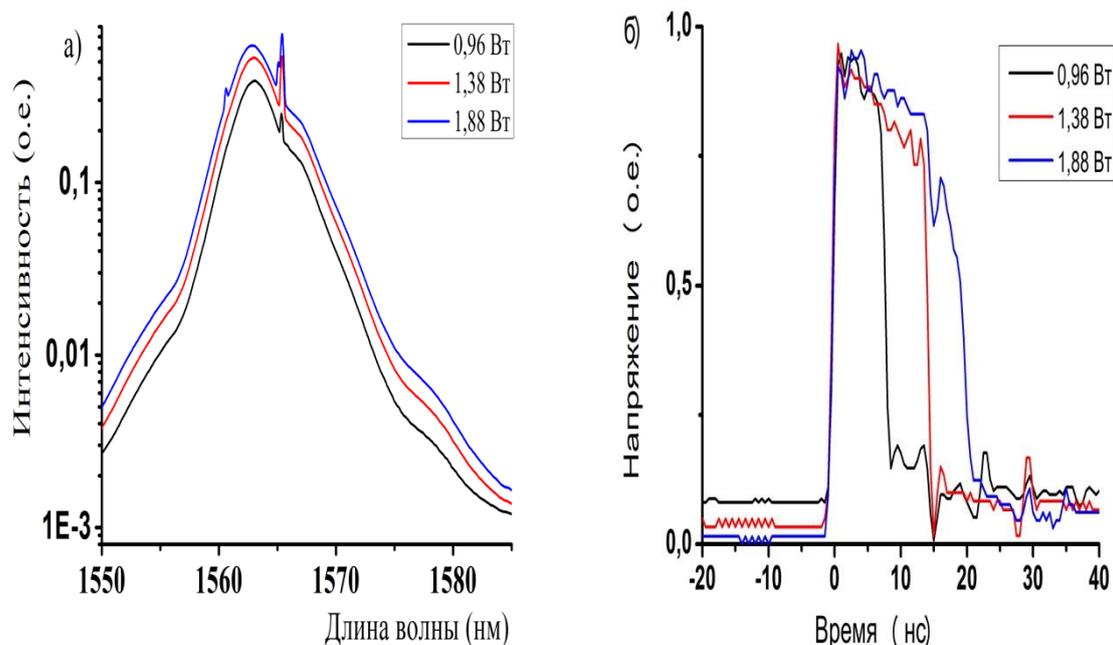


Рис.28. Динамическая эволюция шумоподобного импульса с прямоугольной формой: а) оптический спектр; б) временной профиль.

Как и в случае гауссова шумоподобного импульса, центральная длина волны прямоугольного шумоподобного импульса составляет  $\lambda_c = 1563$  нм и не изменяется с изменением мощности накачки. Спектральная ширина на уровне 3дБ незначительно увеличилась с 3,1 до 3,5 нм. Важным отличием динамической эволюции происходят в изменении временного профиля импульса. В случае прямоугольного шумоподобного импульса ширина временного профиля импульса линейно увеличивается с мощностью накачки от 7,5 до 19 нс при почти постоянной интенсивности. Такое же свойство показывают импульсы диссипативного солитонного резонанса (ДСР). Однако в отличие от импульсов ДСР, шумоподобные импульсы имеют тонкую структуру импульса. Экспериментальные исследования показывают, что прямоугольный импульс всегда имеет длительность порядка наносекунд.

Хотя автокорреляционная функция указывает на то, что шумоподобный импульс состоит из большой солитонной пачки, внутренняя суб-пс структура шумоподобного импульса до сих пор не может быть «рассмотрена» с использованием современного осциллографа, поскольку амплитуды и фазы сгруппированных импульсов в прямоугольном импульсе изменяются случайным образом.

При мощности накачки более 1,9 Вт лазер переходит в режим гармонической синхронизации мод. На рис. 29 показан спектр и осциллограмма импульсов для данного режима.

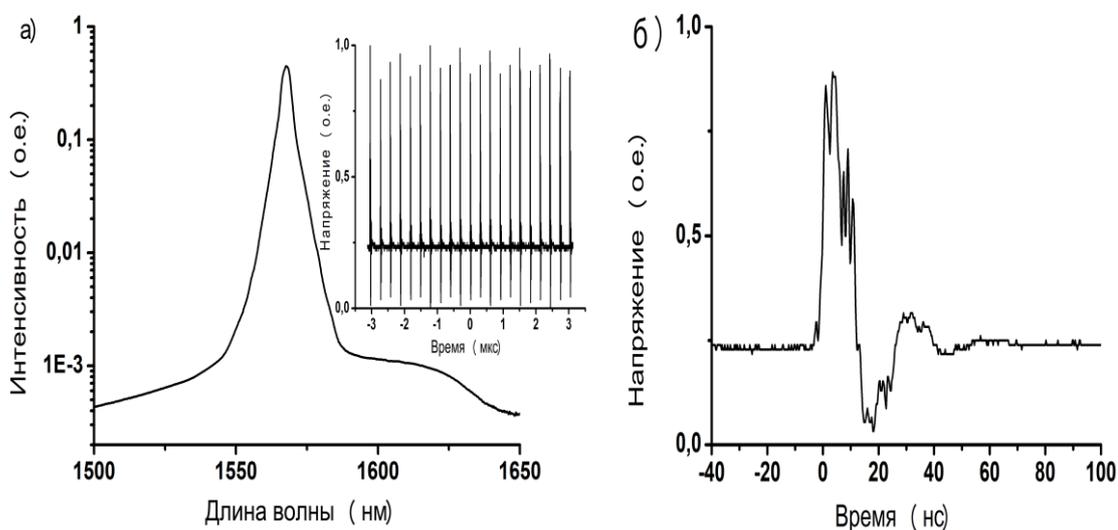


Рис.29. Гармоническая синхронизация мод: а) оптический спектр;  
б) временной профиль

Как видно из оптического спектра значение центральной длины волны составило  $\lambda_c=1567\text{nm}$  при ширине спектра на уровне 3дБ – 3,15нм. Частота повторения импульсов, как и в случае гауссова шумоподобного импульса, увеличилась с 1,1 до 3,3 МГц. При последующем увеличении мощности импульсная генерация срывалась.

На рис. 30 представлен оптический спектр и осциллограмма импульсов для режима модуляции добротности пассивной синхронизации мод. Центральная длина волны для режима составляет 1564,5 нм при ширине спектра на уровне 3дБ около 1нм.

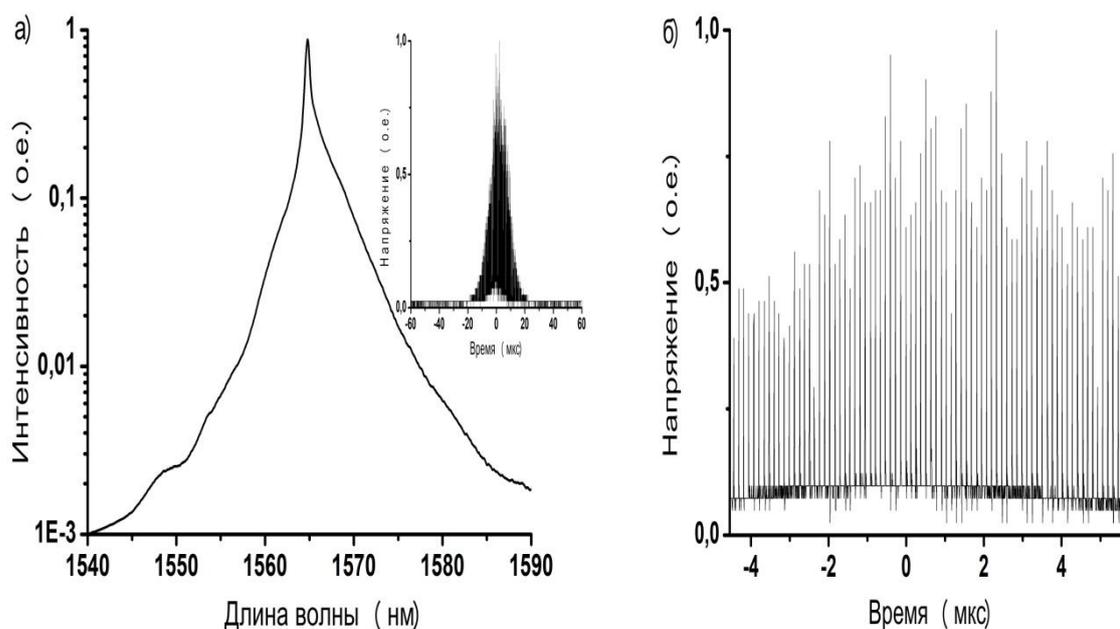


Рис.30. Режим модуляции добротности пассивной синхронизации мод:

а) оптический спектр; б) временной профиль импульсов.

Режим модуляции добротности связан с модуляцией потерь на основе двулучепреломления при низком уровне мощности накачки. Важно подчеркнуть, что в такой режим характеризуется модулированной огибающей, содержащей случайные мелкие структуры, которые хорошо видны во временном профиле импульса (рис. 30(б)). Такое переходное состояние режима модуляции добротности нестабильно до появления непрерывной генерации. Стоит также отметить, что возможен и переходный режим между модуляцией добротности пассивной синхронизации мод к пассивной синхронизации мод [95]. При таком режиме солитонные пакки стохастически поднимаются от квазинепрерывного фона Q-switch-подобной огибающей. А когда солитонные пакки начинают исчезать, типичные последовательности шумоподобных импульсов генерируются спорадически в месте, где происходит коллапс солитонов.

В целом, шумоподобные импульсы имеют схожие тенденции: при низкой мощности накачке и наличии положительной обратной связи наблюдается режим модуляции добротности пассивной синхронизации мод,

а области высокой мощности накачки система переходит в гармоническую синхронизацию мод. Как отмечалось ранее, значение мощности переключения играет важную роль в определении временных и спектральных свойств шумоподобных импульсов. При низкой точке переключения, пиковая мощность стабилизируется, и лазер работает в режиме консервативного солитона. При смещении точки переключения в сторону больших мощностей, импульс становится неустойчивым и эволюционирует в сторону шумоподобного импульса.

Еще одной особенностью является смещение центральной длины волны в оптическом спектре шумоподобных импульсов. Такие колебания центральной длины волны могут быть объяснены разным состоянием волнового пакета импульса. В случае шумоподобных импульсов представленных на рис. 22 и 26 существует один широкий волновой пакет. Однако для наблюдения динамической эволюции требовалась небольшая подстройка контроллеров поляризации на начальном этапе для изучения импульсов в более широком диапазоне значений мощности накачки. И в случае импульсов, для которых наблюдалась динамическая эволюция, могла произойти фрагментация волнового пакета на под-пакеты. Такое поведение хорошо согласуется с данными приведенными в работе [107], в которой авторы показали, что от состояния волнового пакета зависит положение центральной длины волны, спектральной ширины, ширина временного профиля. В целом шумоподобный импульс, состоящий из одного основного волнового пакета, имеет более широкий спектр, чем импульс, состоящий из волновых под-пакетов. Учитывая, что уширение спектра связано с нелинейностями (главным образом, с эффектом Керра), это означает, что небольшие пакеты в целом имеют более низкие интенсивности (и не только меньшие энергии), чем большой пакет. Следствием этого может быть то, что небольшие пакеты менее устойчивы, чем большие. Стоит подчеркнуть, что при отклонениях длины волны не более  $\pm 5$  нм величина этой спектральной динамики может считаться умеренной [107].

Важным отличием является эволюция временного профиля импульса. С увеличением мощности накачки ширина временного профиля гауссового шумоподобного импульса не изменяется. Однако ширина временного профиля прямоугольного шумоподобного импульса – линейно увеличивается. Это связано с тем, что импульс с прямоугольной формой подвергнется более сильному нелинейному эффекту, чем при гауссовой. В результате чего, из-за эффекта пиковой мощности в прямоугольном импульсе внутренние суб-импульсы в расщепляются на более мелкие субимпульсы и длительность прямоугольного импульса расширяется. Противоположная ситуация для импульса гауссовой формы: его внутренние импульсы не имеют достаточной энергии для разделения.

#### Двухволновые импульсы.

Одни из интересных режимов работы в эрбиевом волоконно-кольцевом лазере с пассивной синхронизацией мод является режим генерации двухволновых импульсов. Стабильные, компактные и гибкие источники оптических импульсов, одновременно работающие на нескольких длинах волн, являются перспективными для потенциальных применений в различных областях, таких как волоконные сенсоры, лазерные измерения, спектроскопия и оптическая связь.

При мощности накачки выше 1,2 Вт и тщательной настройки контроллеров поляризации волоконно-кольцевой эрбиевый лазер в конфигурации E190 может работать в режиме двухволновых импульсов. На рис. 31 (а) показан оптический спектр двухволнового импульса. Максимумы спектральных пиков расположены на 1569 нм и 1614 нм при спектральной ширине на уровне 3 дБ - 6,3 нм и 5,7 нм, соответственно. На рис. 31 (б) представлен временной профиль импульса, на котором виден одиночный импульс с прямоугольной формой длительностью 5 нс. Частота повторения импульсов составила 1,1 МГц. На осциллографе с частотой 2 ГГц тонкой структуры не наблюдалось.

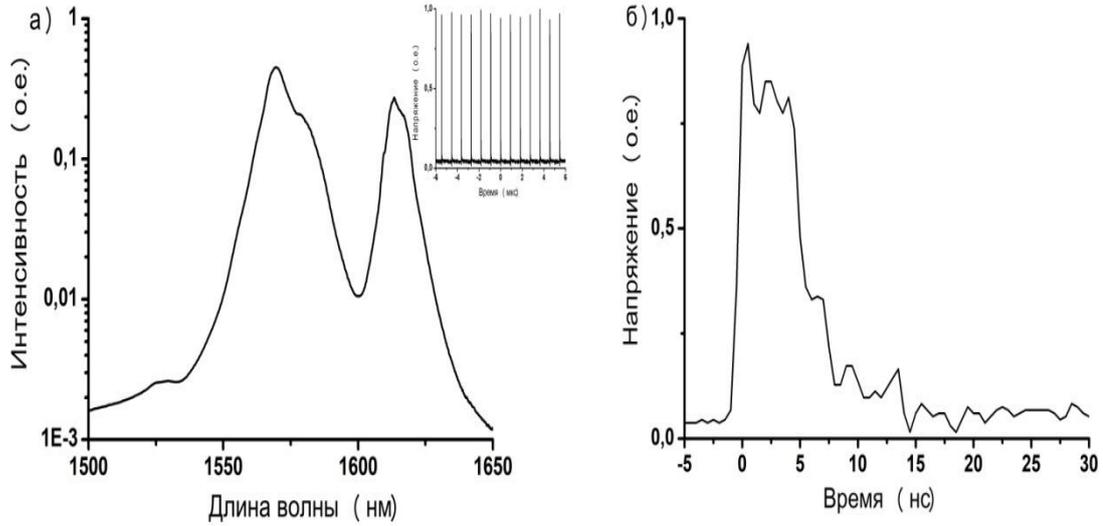


Рис. 31. Режим двухволнового импульса: а) оптический спектр;  
б) временной профиль импульсов.

При увеличении мощности до 1,38 Вт и тщательной настройки контроллеров поляризации был получен другой двухволновой режим генерации с широким и гладким спектром. Оптический спектр режима генерации представлен на рис. 32 (а). Центральные длины волн составили  $\lambda_1=1563\text{нм}$  и  $\lambda_2=1600\text{нм}$  при ширине спектра на уровне 3дб 3 нм и 6нм, соответственно.

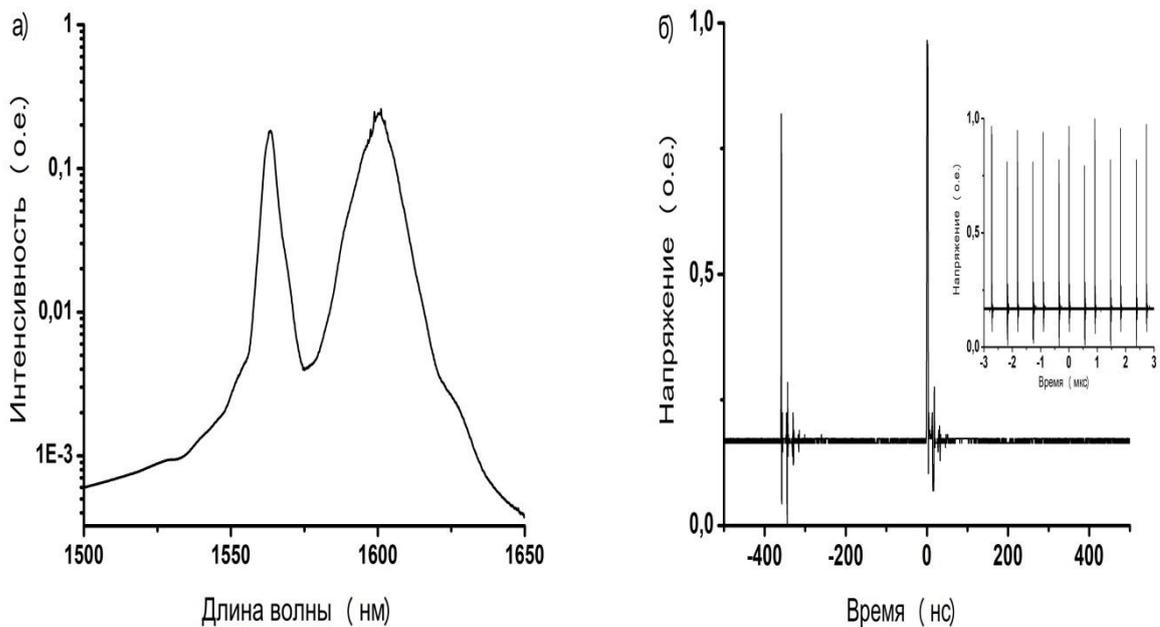


Рис. 32. Спектр и осциллограмма двухволнового импульса.

На рис. 32 (б) показана последовательность импульсов для данного режима. Как видно из временного профиля наблюдается задержка между импульсами около 350нс. На рис. 33 представлены формы импульсов, которые получены на осциллографе.

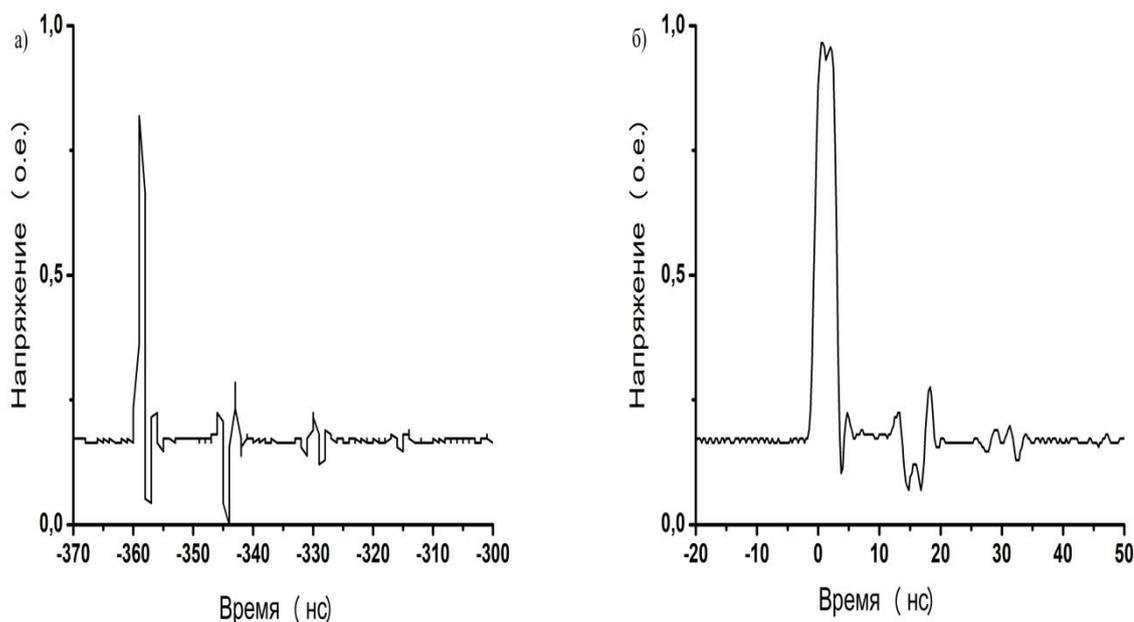


Рис. 33. Временной профиль двухволнового импульса

Следует отметить, что временные профили импульсов имеют разную форму. Так на рис. 33 (а) импульс имеет гауссову форму, а на рис.33(б) форму h-типа. Ширина временных профилей имеют длительности около 1 и 4 нс, соответственно.

Далее нами была исследована динамическая эволюция оптического спектра и временного профиля двухволнового импульса при фиксированных положениях лопастей контроллеров поляризации и увеличении мощности накачки, результаты которой представлены на рис.34. Также как и для одиночных шумоподобных импульсов требовалась дополнительная тонкая донастройка лопастей контроллеров поляризации для исследования в более широком диапазоне значений мощности накачки.

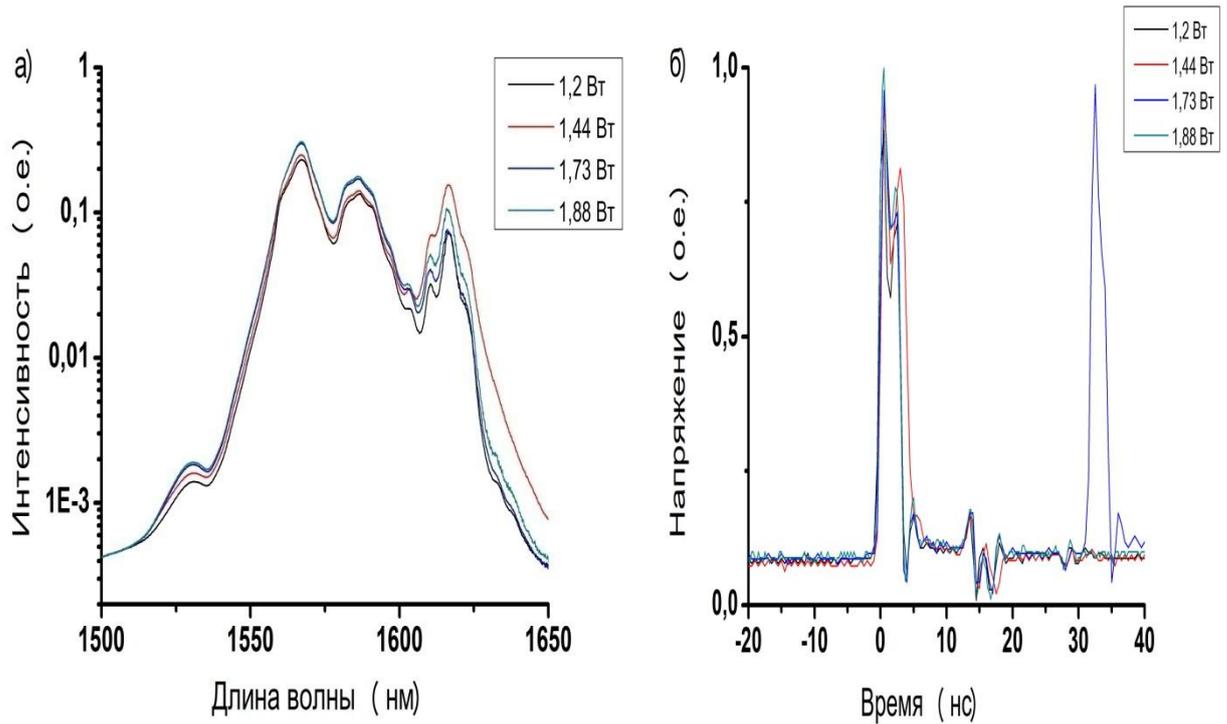


Рис. 34. Динамическая эволюция двух волнового импульса: а) оптический спектр; б) временной профиль.

На рис. 34 (а) показан оптический спектр импульсов. Максимумы спектральных пиков расположены на 1567 нм и 1585 нм, их спектральная ширина на уровне 3 дБ – 6 нм и 10,7 нм, соответственно. С увеличением мощности накачки центральная длина волны не изменяется, а ширина спектра увеличивается до 7 нм и 11. На рис. 34 (б) показана динамическая эволюция временного профиля. С увеличением мощности накачки происходит его уширение (значения) и при мощности накачки 1,73 Вт происходит расщепление на 2 импульса со временем отставания около 30нс. При последующем увеличении мощности импульс «схлопывается» и остается только один с шириной временного профиля близкого к начальному значению  $\approx 3$ нс.

### 2.3. Численное моделирование волоконно-кольцевого эрбиевого лазера с многомодовой накачкой.

Лазерная конфигурация, используемая в моделировании, представлена на рис. 35. Предполагалось, что при распространении в отрезке

легированного волокна, излучение является линейно-поляризованным с комплексной амплитудой  $A(z,t)$ , в то время как при распространении в одномодовом волокне (single mode fiber, SMF) оно может обладать эллиптической поляризацией с компонентами  $A_j(j=1,2)$ . Состояние поляризации с начальным углом в SMF задается при помощи Поляризатора 1 (Polarizer1):  $A_1=A\cos\varphi_1$ ,  $A_2=A\sin\varphi_1$ . На выходе из SMF излучение проходит контроллер поляризации с характерным углом  $\theta$ :  $A_2=A_2\exp(i\theta)$ , а после прохождения Поляризатора 2 (Polarizer2) восстанавливает исходное состояние поляризации:  $A=A_1\cos\varphi_2+A_2\sin\varphi_2$ . В моделировании полагаем, что двулучепреломление в SMF пренебрежимо мало, а синхронизация мод обеспечивается нелинейным вращением плоскости поляризации в соответствии с моделью, описанной в работе [145].

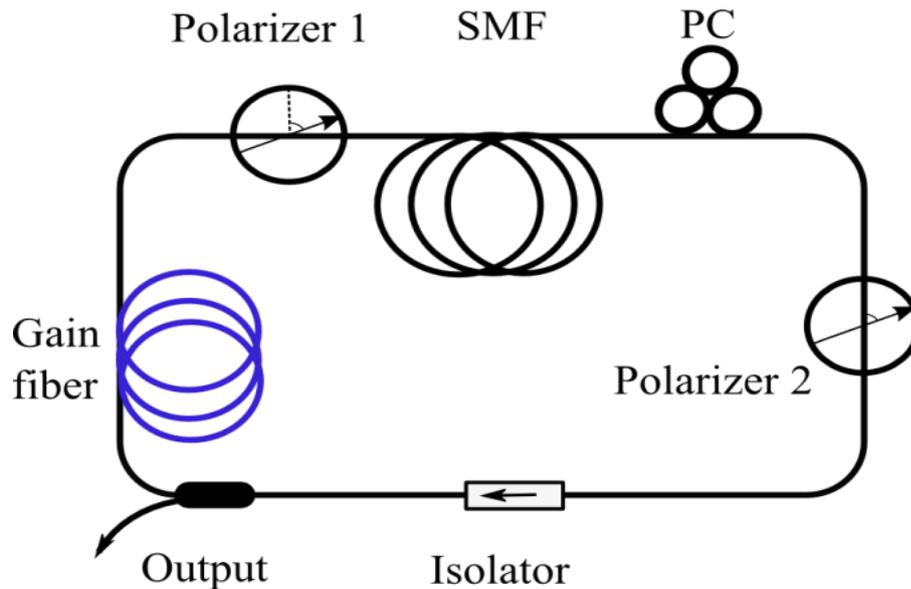


Рис. 35. Схема лазера, применяемая в моделировании.

Уравнением Гинзбурга-Ландау для комплексной амплитуды описывалось распространение импульса в активном волокне:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_{2g}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i\gamma_g |A|^2 A = \frac{gA}{2} + \frac{\beta_{2f}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \quad (18)$$

где  $A(z,\tau)$  – медленно меняющаяся амплитуда поля,  $z$  – координата вдоль резонатора,  $\tau$  – время в бегущей системе координат,  $\beta_{2g}$ ,  $\gamma_g$  – значения коэффициента дисперсии групповых скоростей и керровской нелинейности

волокна. Уравнение (18) отличается от (НУШ) наличием члена  $\beta_{2f}=g/\Omega_g^2$ , описывающего параболическое по спектру усиление, с параметром  $\Omega_g$ , определяющим ширину линии усиления (в  $\text{с}^{-1}$ ), а также тем, что коэффициент усиления  $g$ , вследствие насыщения, зависит от длины:

$$g(z, t) = g_0 \left( 1 + \frac{\int_0^{\tau_{\text{win}}} |A(z, t)|^2 dt}{E_g} \right) \quad (20)$$

здесь  $g_0$  – коэффициент усиления малого сигнала,  $E_g$  – энергия насыщения усиления,  $\tau_{\text{win}}$  – размеры окна моделирования.

Распространение сигнала в пассивном волокне описывается двумя связанными НУШ:

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} - i \gamma \left( |A_j|^2 + \frac{2}{3} |A_{3-j}|^2 \right) A_j - \frac{i}{3} \gamma A_j^* A_{3-j}^2 = 0 \quad (21)$$

де  $A_j$  – комплексные амплитуды 2-х ортогональных мод,  $\beta_2$  и  $\gamma$  значения ДГС и керровской нелинейности волокна, соответственно. Уравнения (10) и (11) моделировались стандартным методом быстрого преобразования Фурье (БПФ) в окне моделирования размером  $\sim 32$  пс, состоящем из  $2^{13}$  точек. Учет потерь производился при помощи функции передачи выходного ответвителя  $A' = A \cdot B$ , где  $B = 0.95$ . Остальные значения параметров кольцевого резонатора, которые оставались неизменными при численном моделировании, приведены в таблице 4.

Таблица 4. Параметры элементов кольцевого резонатора.

Параметр	Значение
Коэффициент нелинейности в активном волокне $\gamma_g, \text{Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$	3.3
Коэффициент нелинейности в пассивном волокне $\gamma, \text{Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$	3.3
Коэффициент ДГС в активном волокне $\beta_{2g}, \text{пс}^2/\text{км}$	-18

Коэффициент ДГС в пассивном волокне $\beta_2$ , пс <sup>2</sup> /км	-18
Коэффициент усиления малого сигнала $g_0$ , м <sup>-1</sup>	1.5
Полуширина линии усиления $\Omega_g$ , пс <sup>-1</sup>	3.33 (~4 нм для $\lambda = 1550$ нм)
Длина активного волокна $L_g$ , м	2.5

В качестве начальных условий был задан гауссов шум низкой амплитуды. Фиксируя величину усиления (в модели соответствует фиксации энергии насыщения  $E_g$ ) и длину одномодового волокна (SMF), можно показать особенности синхронизации мод при различных ориентациях углов поляризаторов и контроллера (рис. 36). На рис. 36 (а) показан стационарный режим генерации нескольких импульсов, в который переходит модель после нескольких десятков проходов резонатора. Этот режим характеризуется постоянным уровнем максимальной пиковой мощности импульсов и неизменной по величине энергии резонатора. На рис. 36 (b-d) показаны различные нестационарные режимы генерации импульсов, получаемые при изменении угла  $\varphi_1$  (b),  $\varphi_2$  (c) и  $\theta$  (d) при неизменных значениях прочих параметров. Как можно видеть, эти режимы характеризуются различным числом импульсов, их максимальными пиковыми мощностями и особенностями взаимодействия. Особенности каждого режима вызваны различиями в пропускании SMF, определяемого как углами контроллера и поляризаторов, так и пиковой мощностью отдельного импульса и длиной SMF. В случае, когда период изменения параметров импульса (т.е. его пиковой мощности, длительности и т.д.) совпадает с размером резонатора, наблюдается стационарный режим генерации, во всех других случаях

возникают отклонения от стационарного режима. Возможными вариантами таких режимов являются удвоение периода, его дальнейшее кратное умножение и переход к режиму хаотического распространения, в котором период изменения параметров импульса не связан с размерами резонатора [145,146].

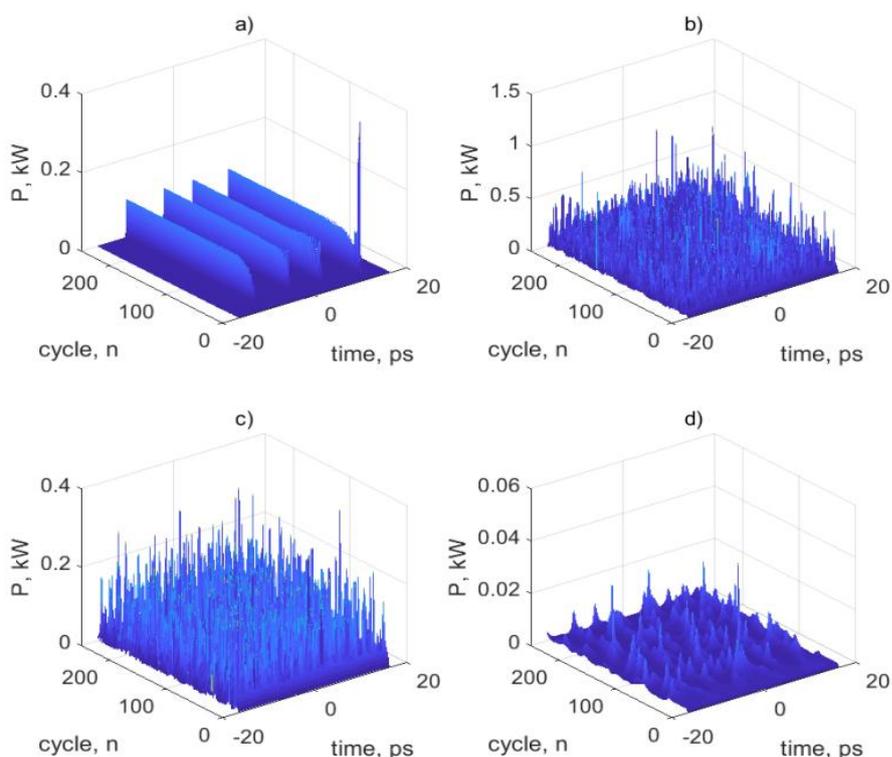


Рис. 36. Эволюция излучения в резонаторе при различных значениях углов:  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  и  $\theta$ .  $E_g=80$ пДж,  $L_{SMF}=6$ м, а)  $\varphi_1=\pi/10$ ,  $\varphi_2=\pi/2$ ,  $\theta=2\pi/3$ ; б)  $\varphi_1=\pi/2$ ,  $\varphi_2=\pi/2$ ,  $\theta=2\pi/3$ ; в)  $\varphi_1=\pi/10$ ,  $\varphi_2=\pi$ ,  $\theta=2\pi/3$ ; д)  $\varphi_1=\pi/10$ ,  $\varphi_2=\pi/2$ ,  $\theta=\pi$ .

Далее исследовано влияние длины пассивного волокна  $L_{SMF}$  на характер эволюции импульсов и режим синхронизации мод. Углы контроллера и поляризаторов, а также энергия насыщения усилителя соответствуют рассмотренному ранее стационарному режиму генерации для  $L_{SMF} = 6$  м (рис 36 (а)). Результаты моделирования приведены на рисунках 38, 39. Длина пассивного волокна  $L_{SMF}$  менялась при этом в пределах от 0.1 до 10 метров.

На рис. 37 показаны зависимости максимальной пиковой мощности отдельного импульса (a) и суммарной энергии в окне моделирования (b). При малых длинах волокна  $L_{SMF}$  после  $\approx 50$  проходов резонатора модель переходит в стационарный режим генерации, характеризующийся неизменными уровнями максимальной пиковой мощности и энергии резонатора. Для длины SMF волокна меньше 2 м генерируется одиночный импульс с энергией около 40 пДж и малой пиковой мощностью. В области длин  $L_{SMF} \approx 2$  м можно отметить бифуркацию, связанную с переходом системы в многоимпульсный режим генерации. При этом стационарный режим разрушается – можно видеть изменение пиковой мощности и энергии в зависимости от числа проходов, что соответствует нескольким точкам на диаграмме.

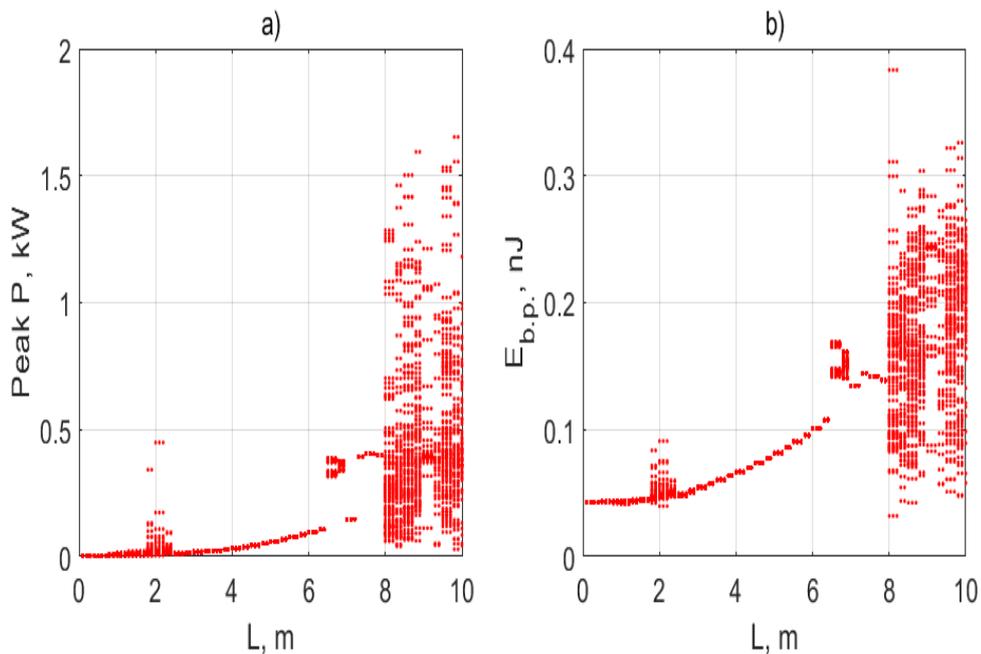


Рис. 37. Зависимость максимальной пиковой мощности импульса (a) и его энергии (b) от длины пассивного волокна.

При дальнейшем увеличении длины волокна наблюдается восстановление стационарного режима, но уже для нескольких импульсов в резонаторе (рис. 38 (б)). При повышении длины возрастает как максимальная пиковая мощность отдельного импульса, так и энергия в окне моделирования, связанная с оптимизацией коэффициента пропускания

пассивного волокна, определяемого углами поляризаторов и нелинейным вращением плоскости поляризации. При увеличении длины до  $L_{SMF} \approx 6,5$  м происходит еще одна бифуркация, связанная с удвоением периода эволюции отдельного импульса, при этом каждому проходу резонатора соответствует одна из двух возможных максимальных пиковых мощностей импульса (или один из двух возможных уровней энергии, запасенной в резонаторе).

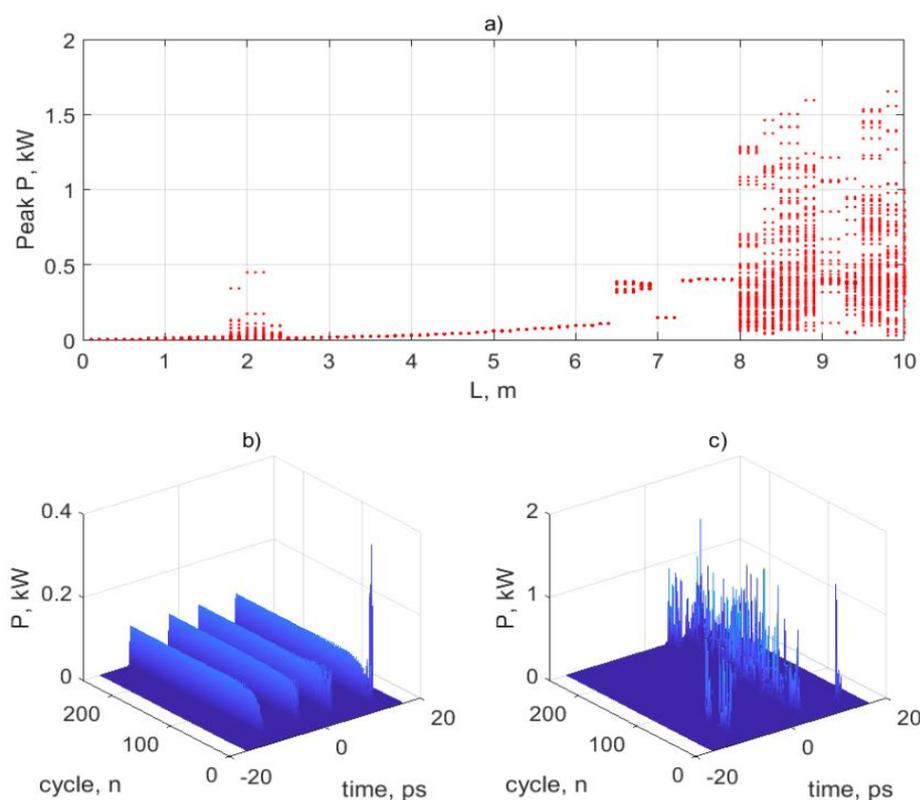


Рис. 38. Зависимость максимальной пиковой мощности длины пассивного волокна (а), эволюция шумоподобного импульса после 250 проходов резонатора при длине пассивного волокна  $L_{SMF} = 6$  м (b) и  $L_{SMF} = 9$  м (c).

Далее, можно отметить еще одну небольшую область соответствующую стационарному распространению импульсов с относительно высокой пиковой мощностью и уровнем энергии при длине  $L_{SMF} = 7-8$  м. Как и в предыдущих случаях, стационарность связана с оптимизацией коэффициента пропускания SMF данной длины,

обеспечивающего поворот плоскости поляризации импульса на необходимый угол. При дальнейшем увеличении  $L_{SMF}$  лазер переходит в режим генерации шумоподобного импульса (рис. 38 (с)). Характеристики импульсов (фиксируемые перед прохождением выходного ответвителя) изменяются хаотически. Значение суммарной энергии также изменяется при каждом проходе резонатора. Это можно объяснить тем, что в излучаемой группе находятся импульсы различной длительности и пиковой мощности, а периоды их эволюции также значительно различаются. В результате, это приводит к хаотическим изменениям всей группы импульсов, которая вследствие межимпульсных взаимодействий может образовать плотная пачка импульсов. Его устойчивость можно объяснить притяжением импульсов с периферии в центр пачки, связанной с керровской нелинейной самомодуляцией фазы группы импульсов [78, 147].

Аналогичные результаты могут быть получены и при исследовании влияния энергии насыщения  $E_g$  (этот параметр, фактически, можно связать с уровнем накачки) на процесс распространения. Результаты моделирования приведены на рис. 39. Длина SMF при этом была фиксированной  $L_{SMF} = 6$  м, а энергия насыщения  $E_g$  менялась в пределах от 1 до 100 пДж. При малых значениях  $E_g$  (менее 10 пДж) синхронизации мод и генерации импульсов не происходит, но с увеличением энергии насыщения система переходит в стационарный режим генерации одного (от  $E_g \approx 10$  до 25 пДж), двух (от  $E_g \approx 30$  до 45 пДж), трех (от  $E_g \approx 45$  до 60 пДж), четырех (от  $E_g \approx 60$  до 85 пДж) и пяти импульсов (от  $E_g \approx 85$  до 90 пДж). Как можно видеть, пиковые мощности импульсов в стационарном режиме ограничены некоторым максимальным значением, характерным для отдельного солитона, параметры которого определяются дисперсионно-нелинейными характеристиками резонатора. Величина полной энергии при этом растет, практически, пропорционально  $E_g$  (рис. 39 (b)), что как раз и связано с переходом системы к генерации растущего числа импульсов.

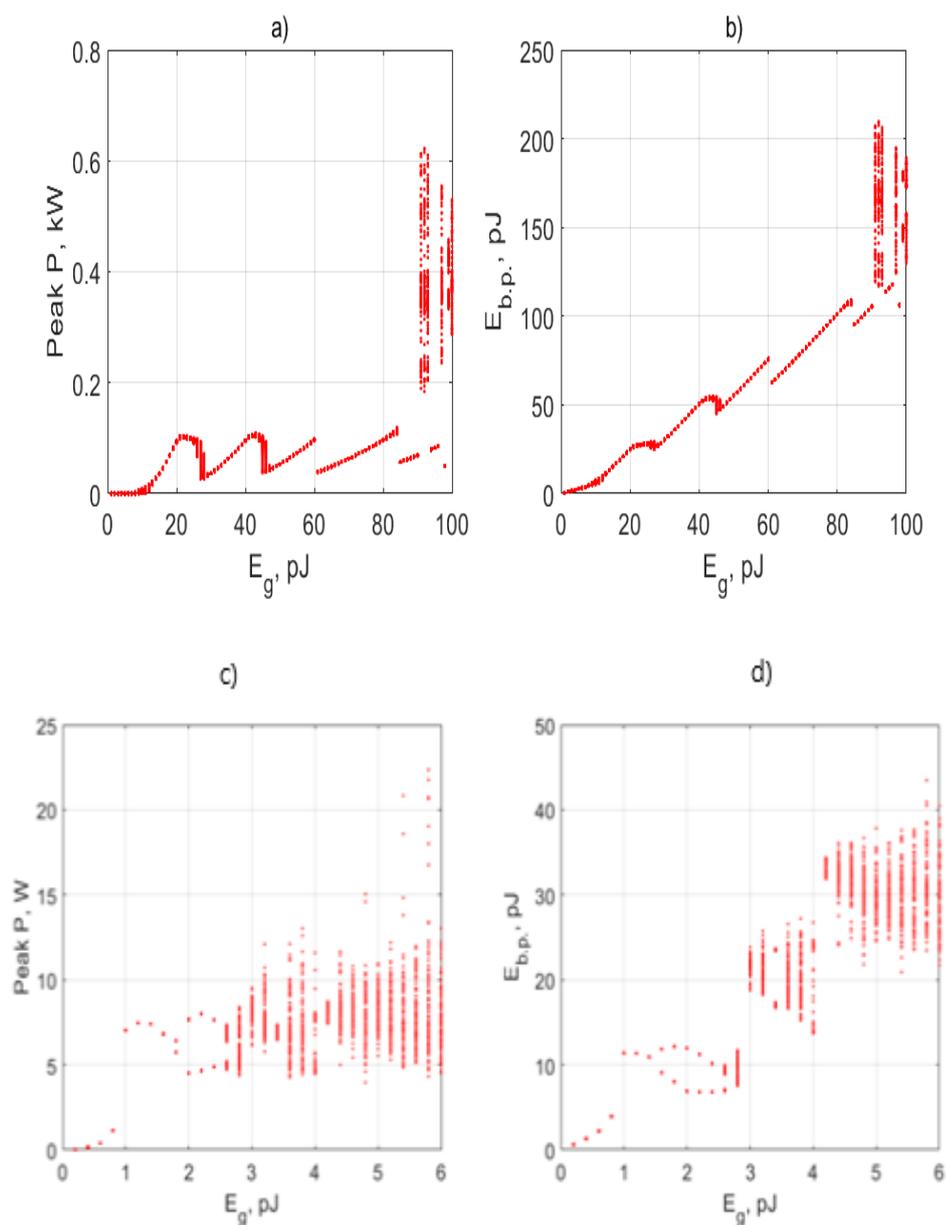


Рис. 39. Зависимость максимальной пиковой мощности импульсов и их суммарной энергии от энергии насыщения  $E_g$  при фиксированной длине  $L_{smf}$  (6 м (a,b), 180 м (c,d)).

Стационарность генерации нарушается при превышении  $E_g$  предела  $\sim 90$  пДж. Группа импульсов переходит при этом в описанный выше режим шумоподобного импульса, т.е. каждый из импульсов изменяется со своим периодом, достигает максимального значения пиковой мощности независимо от других. В результате, суммарная энергия также теряет свое стационарное значение и изменяется хаотически. Пояснить этот пороговый эффект можно

следующим образом. При меньших значениях  $E_g$  малые отличия импульсов в пиковой мощности не приводили к существенным изменениям нелинейного пропускания SMF, однако, при превышении порогового значения  $E_g$  даже небольшие отличия в пиковой мощности приводят к развитию неустойчивости, при которой энергия импульса с мощностью, соответствующей оптимальному пропусканию растет за счет других импульсов. Как можно видеть, в данном режиме резко возрастает максимальная пиковая энергия импульса в пачке и полная энергия всей пачки. Однако и энергия, и максимальная пиковая мощность меняются на каждом проходе резонатора, причем пик мощности на каждом проходе может соответствовать разным импульсам. Далее те же вычисления были проведены для удлиненного резонатора с  $L_{smf} = 180$  м (рис. 39 (с, d)). При сравнении этих результатов с результатами, полученными для более короткого резонатора, можно обратить внимание на то, что стационарный режим лазера с длинным резонатором ограничен крайне низким уровнем накачки  $E_g < 2$  (пДж) и, соответственно, малой общей энергией генерируемого излучения. Пиковая мощность импульса, генерируемого в стационарном режиме, при этом соответствовала значениям, полученным для короткого резонатора при схожем уровне накачки ( $P < 10$  Вт). При повышении накачки лазер через режим "period doubling" переходит в нестационарный режим генерации шумоподобного импульса. Следует отметить два важных момента полученные в моделировании: 1) при увеличении длины резонатора происходит уменьшение необходимой энергии насыщения для получения импульсной генерации, что хорошо согласуется с экспериментальными данными; 2) с увеличением длины резонатора появляется возможность формирования случайных импульсов с большой пиковой мощностью, которые могут быть связаны с «блуждающими» волнами. Как ранее отмечалось, в недавних теоретических и экспериментальных работах выявлена связь между «блуждающими» волнами и шумоподобными импульсами, полученными в лазерах с пассивной

синхронизацией мод. К сожалению, прямое обнаружение пиков пс- и суб-пс длительности ограничивается возможностями полосы пропускания электронного оборудования. Однако, использование высокоскоростным приемников и осциллографов с использованием новых методов исследования оптических методов, которые включают в себя 3D картирование импульсов, дисперсионное преобразование Фурье и статистические исследования, позволяют измерить одиночные шумоподобные импульсы и выявлять экстремальные колебания вплоть до фс-времен. Так в работах [30, 32] было показано, что события экстремальной интенсивности могут возникать в пределах тонкой структуры шумоподобного импульса, несмотря на то, что полная энергия пачки не проявляет таких экстремальных изменений. Хотя таких событий относительно мало по сравнению с общим количеством событий в последовательности импульсов, однако, они представляют от одной трети до половины всей энергии пачки. Иными словами, появление таких событий экстремальной интенсивности в тонкой структуре импульса приводит к увеличению энергии импульсов на выходе [32]. Учитывая данное обстоятельство и проведенное нами численное моделирование и полученные экспериментальные данные, можно предположить, что в вышеописанных шумоподобных импульсах могут потенциально содержаться события экстремальной интенсивности и рассматриваться как «блуждающие» волны.

#### **2.4. Усиление шумоподобных импульсов волоконно-кольцевого эрбиевого лазера с пассивной синхронизацией мод.**

Типичное значение энергии импульса от лазерного источника, обычно используемое как накачка для генерации суперконтинуума, представляет собой только суб-наноджоули или несколько наноджоулей. Поэтому, как правило, необходимо усиление импульсов накачки до их ввода в нелинейное волокно. Для ультракоротких оптических импульсов, чтобы минимизировать ненужные нелинейные эффекты при их распространении через усилитель, общепринятой практикой является временное растяжение импульсов с

использованием дополнительных дисперсионных сред, так что пиковая мощность импульсов уменьшается до усиления. Временное сжатие импульсов, используя дополнительные дисперсионные среды, проводят после уширения для усиления пиковой мощности импульса для генерации широкополосного суперконтинуума. Как отмечалось ранее, шумоподобные импульсы слабо подвержены дисперсионным эффектам. Это наблюдение подразумевает, что аналогичные процессы временного растягивания и последующего сжатия с использованием дисперсионных сред трудно достичь и, следовательно, не нужны для шумоподобных импульсов.

Схема для усиления шумоподобных импульсов представлена на рис. 40, которая включает в себя волоконно-кольцевой лазер и волоконный усилитель. Оптический импульс волоконно-кольцевого лазера вводится в оптический разветвитель 1x3, что приводит к средней мощности импульса 7 мВт. После разветвителя импульс вводится в волоконный усилитель, состоящего из диода накачки и солегированного Er/Yb волокна.

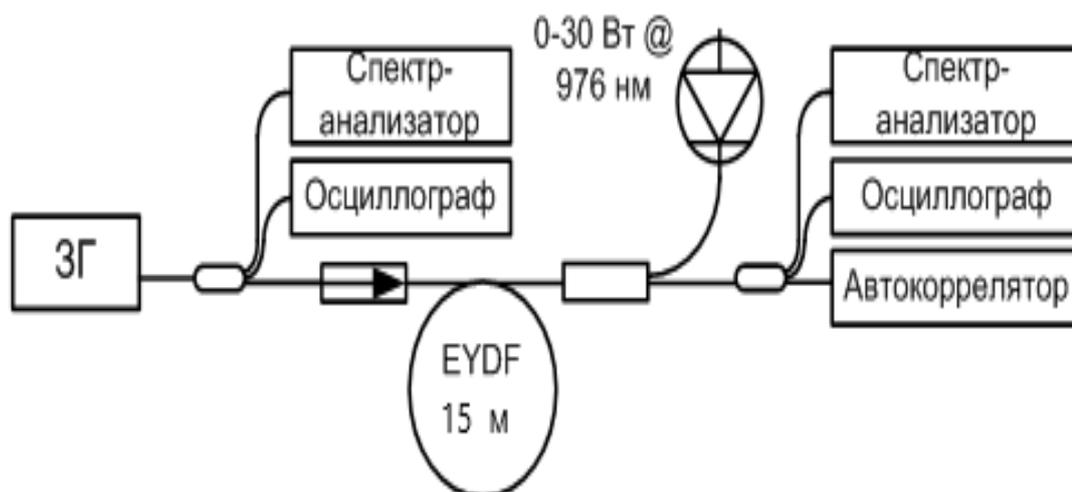


Рис. 40. Схема усиления и анализа оптических импульсов.

В качестве накачки использовался лазерный диод ДЛМ-30 с максимальной мощностью до 30 Вт и длиной волны 976 нм, излучение от которого ограничивалось до 4Вт. Далее излучение вводилось через комбайнер в аналогичное  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  волокно длиной 15м. Для предотвращения отражения

от волоконного усилителя используется оптический изолятор. На рис. 41 (а) представлены оптические спектры усиленных шумоподобных импульсов.

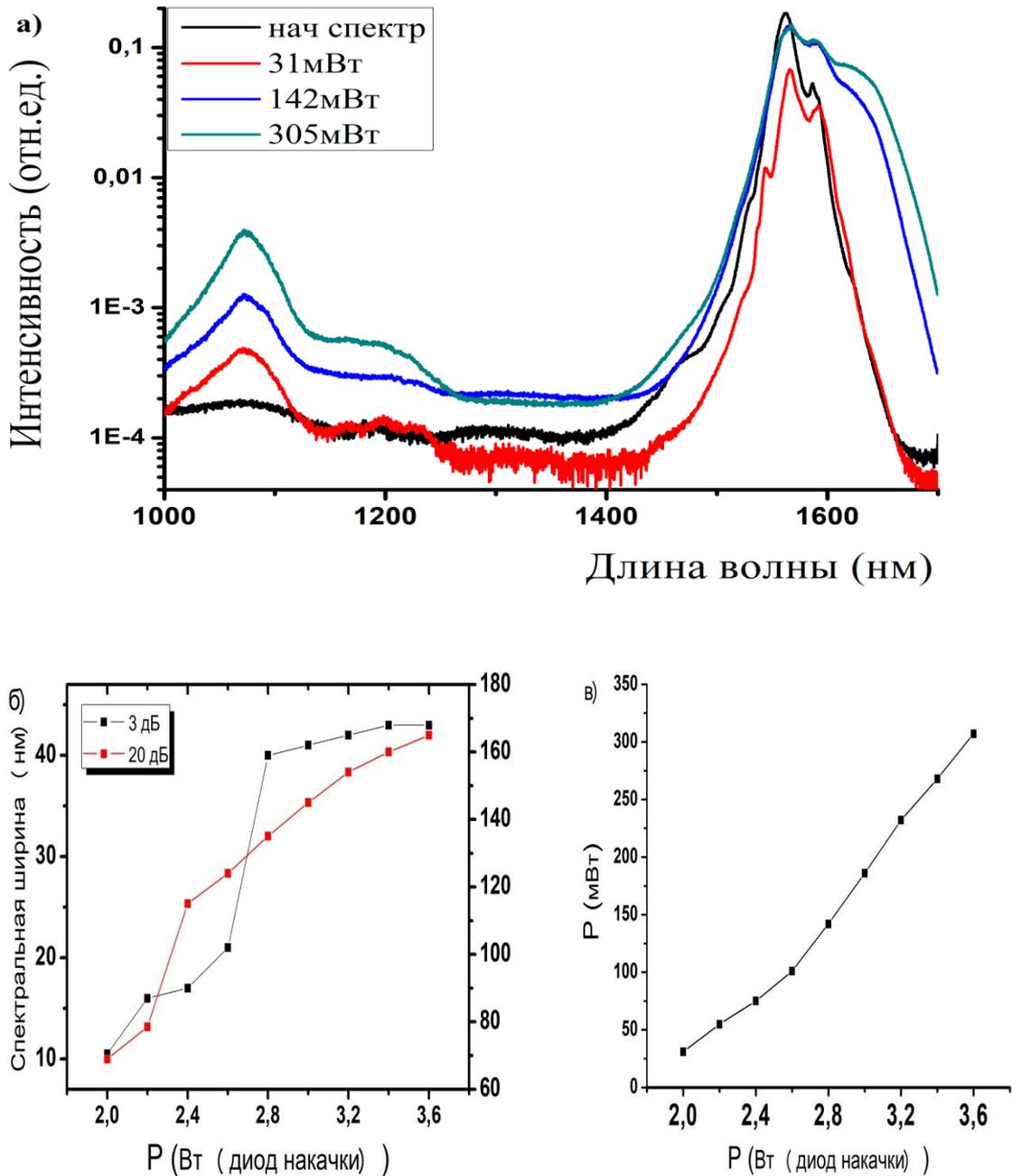


Рис. 41. Усиленные шумоподобные импульсы: а) оптические спектры; б) зависимость спектральной ширины на уровнях 3дБ и 20дБ от мощности накачки; в) зависимость выходной мощности от мощности накачки.

Проходя через волоконный усилитель, средняя мощность шумоподобных импульсов линейно возрастает с мощностью накачки усилителя (рис. 41,б). Максимальная выходная мощность около 305 мВт может быть достигнута при мощности накачки около 4 Вт. Кроме того, оптический спектр усиленных шумоподобных импульсов значительно уширяется, что указывает на то, что шумоподобные импульсы испытывают значительные нелинейные оптические эффекты в процессе усиления. Для демонстрации спектрального уширения, на рис. 41 представлена спектральная ширина как функция мощности накачки усилителя на уровне 3 дБ. При мощности накачки 2 Вт, хотя спектральная ширина монотонно возрастает с мощностью накачки, она фактически меньше входного значения 15нм, что указывает на эффект сужения усиления [148, 149]. При последующем увеличении мощности накачки ширина спектра становится больше ее входного значения и продолжает увеличиваться с мощностью накачки. Этот результат предполагает, что другие нелинейные эффекты, такие как фазовая самомодуляция, противодействуют эффекту сужения усиления [148, 149] для уширения спектра при высоких мощностях накачки. Спектр уширяется до 43 нм при мощности накачки 4 Вт, что приводит к увеличению в  $\approx 3$  раза. Стоит также отметить, что фактически происходит сжатие длительности узкого пика с мощностью накачки. Эта особенность обусловлена фактом, рассмотренным на рис. 41 (а), что ширина спектра увеличивается с мощностью накачки. Предполагая степень сжатия 0,4, полученную в работе [150], значение длительности узкого пика составит около 120 фс.

В данной главе был рассмотрен волоконно-кольцевой эрбиевый лазер с пассивной синхронизацией мод на основе нелинейного вращения плоскости поляризации. Варьируя компоненты (п/п диод накачки, устройство ввода накачки и длина пассивного и активного волокна) была оптимизирована импульсная генерация волоконного лазера. В конфигурации с E180 было получено более 10 импульсных режимов с существенно различающимися

характеристиками. Исследованы их спектрально-временные и энергетические характеристики. Для режима шумоподобных импульсов были выявлены особенности трансформации оптических спектров и профилей временной огибающей. Методом измерения FROG выявлено наличие линейного чирпа у шумоподобных импульсов с гауссовой формой. Установлено, что с увеличением мощности накачки происходит смена доминирующих импульсных режимов: 1) в области низкой накачки (700-880 мВт) – режим классического солитона, 2) переходной этап при накачке 880-960 мВт, при котором образуются солитоноподобные режимы, 3) область средней накачки (960-1700 мВт) – появление шумоподобных импульсов различной формы и двух-волновых импульсов, 4) область сильной накачки (свыше 1700 мВт) – переход в гармоническую синхронизацию мод. Проведено численное моделирование волоконного лазера с кольцевым резонатором, которое показало возможность генерации импульсов с высокой пиковой мощностью (в том числе «блуждающие волны»). Исследовано усиление гауссовых шумоподобных импульсов и показано, что шумоподобный импульс с гауссовой формой испытывает значительные нелинейные эффекты в процессе усиления. Несмотря на сложность внутренней структуры шумоподобного импульса его особенности и простота усиления показывают значительный практический потенциал для использования в качестве инициирующих импульсов в полностью волоконных генераторах суперконтинуума, но и для создание на их основе новых типов синхронной (или квази-синхронной) накачки лазеров и усилителей, а также в медицине, биологии, оптической когерентной томографии (ОКТ), тестирования спектральных устройств, спектроскопии, системах атмосферного мониторинга и т.д.

### **Глава 3. Генерация суперконтинуума в оптических волокнах на кварцевой основе с использованием в качестве накачки различных импульсных режимов, генерируемыми волоконными лазерами с пассивной синхронизацией мод.**

Для проведения исследований по генерации суперконтинуума в различных средах наибольшего распространения получила одностадийная схема. Данная схема появилась одной из первых и является наиболее простой, а полученные результаты прогнозируемые. Для проведения исследования генерации суперконтинуума по одностадийной схеме необходим источник накачки и нелинейную среду, в которую вводится излучение от источника накачки. Для получения высоких значений пиковой мощности импульсов, вводимых в нелинейную среду, часто используются усилители. При этом уникальность характеристик генераторов широкополосного излучения определяется разнообразием спектрально-временных и энергетических параметров импульсов накачки и нелинейно-дисперсионных характеристик среды.

#### **3.1. Методы генерации и регистрации суперконтинуума.**

На рис. 42 приведена одностадийная схема генерации суперконтинуума, состоящая из задающего лазера и нелинейной среды, в которой происходит спектральное преобразование оптических импульсов.



Рис. 42. Одностадийная схема генерации СК.

В качестве системы регистрации использовались оптический анализатор спектра Yokogawa AQ6370C (спектральное разрешение 0,01-2нм) и HP-70950A (0,5-5нм), работающие в диапазоне 600-1700нм. Для анализа спектров свыше 1,7мкм использовался монохроматор МДР-23. Схема для анализа оптических спектров СК представлена на рис. 43.



Рис. 43. Схема регистрации выходного излучения.

В качестве нелинейной среды было использовано оптическое волокно на кварцевой основе: стандартное телекоммуникационное оптическое волокно (Е, волокно со смещенной ненулевой дисперсией и оптическое волокно, легированное  $\text{GeO}_2$ ).

### **3.2. Спектральное уширение и генерация суперконтинуума в оптических волокнах при накачке дисперсионно-управляемыми солитонами.**

В качестве источника накачки со стационарными импульсами использовался волоконный эрбиевый лазер с пассивной синхронизации мод PErL, изготовленный фирмой ООО «Авеста-Проект» (лазеры и оптические системы) в городе Троицке [151], и кольцевой волоконный лазер. Данный лазер имеет следующие оптические характеристики, приведенные в таблице 5.

Таблица 5. Основные характеристики лазера

Центральная длина волны, нм	1560
Длительность импульсов, фс	300
Средняя выходная мощность, мВт	50
Частота повторения импульсов, МГц	58
Ширина спектра, нм	19

На рис. 44 представлены спектр излучения задающего генератора. Используя осциллограф, было определено значение частоты повторения импульсов – 57,95 МГц и, как видно из рисунка, ширина спектра оптического спектра и положение его центра, соответствует данным, что были указаны фирмой производителя. Энергия в импульсе оценивается как 0,86 нДж.

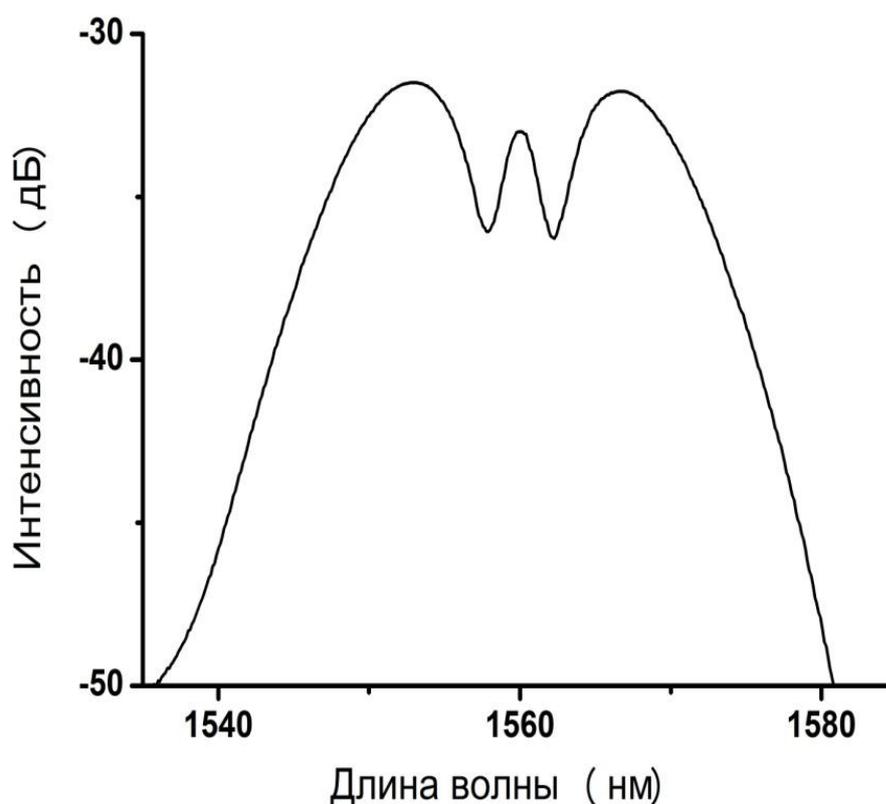


Рис. 44. Спектр выходного излучения фемтосекундного лазера PErL[151].

Для того чтобы предотвратить попадание в лазер паразитных отражений, которые неминуемо приводят к «срыву» импульсной генерации (а при сильном отражении и повреждению), на выходе лазера был установлен

волоконный фарадеевский изолятор, к которому приваривались оптические волокна различной длины.

На рис. 45 продемонстрированы оптические спектры после прохождения импульсов от PErL через стандартное одномодовое оптическое волокно SM 332 длиной 200, 300 и 500 м.

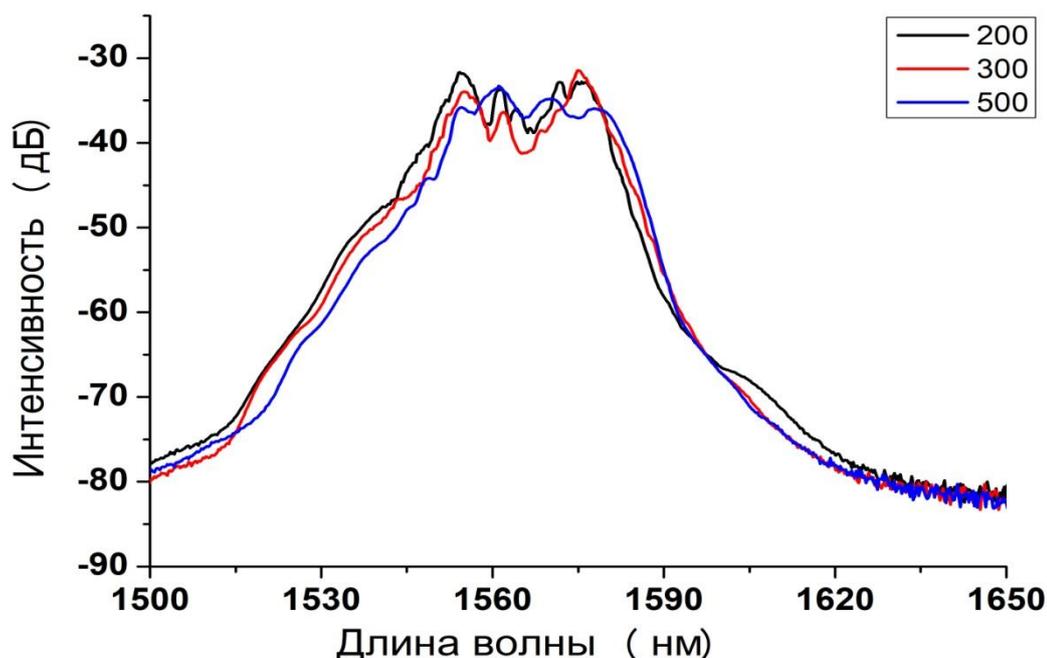


Рис. 45. Спектры излучения для отрезков волокон длиной 200, 300 и 500 м.

Как видно, из спектров излучения при прохождении через одномодовые волокна происходит уширение спектра излучения. При длине волокна 200 м ширина спектра составляет 63 нм, при дальнейшем увеличении длины волокна происходит некоторое сужение ширины вплоть до 60 нм на 500 м. Наиболее вероятно это связано с увеличением потерь в волокне. Так же на спектре заметно смещение в длинноволновую область в следствие РЧС. Следует отметить, что при заданных параметрах лазера было получено уширение спектра вплоть до 1.6 мкм.

Для дальнейших экспериментов по увеличению длинноволновой границы СК было использовано германо-силикатное волокно (G1) с mol. до 64% и диаметром сердцевины 5,5 мкм. Для данного волокна длина волны

нулевой дисперсии в области 1,5 мкм, следовательно, учитывая длину волны задающего источника, генерация суперконтинуума происходит в области аномальной дисперсии. Для проведения экспериментов использовались образцы длиной от 6,5 до 13 м. Это связано с тем, что в спектральной области за 2 мкм для германо-силикатных волокон резко возрастают потери, а малая длина волокна может привести к недостаточной длине взаимодействия и ограничению длинноволновой генерации. Спектры излучения для импульсов от PErL в волокне G1 представлены на рис. 46.

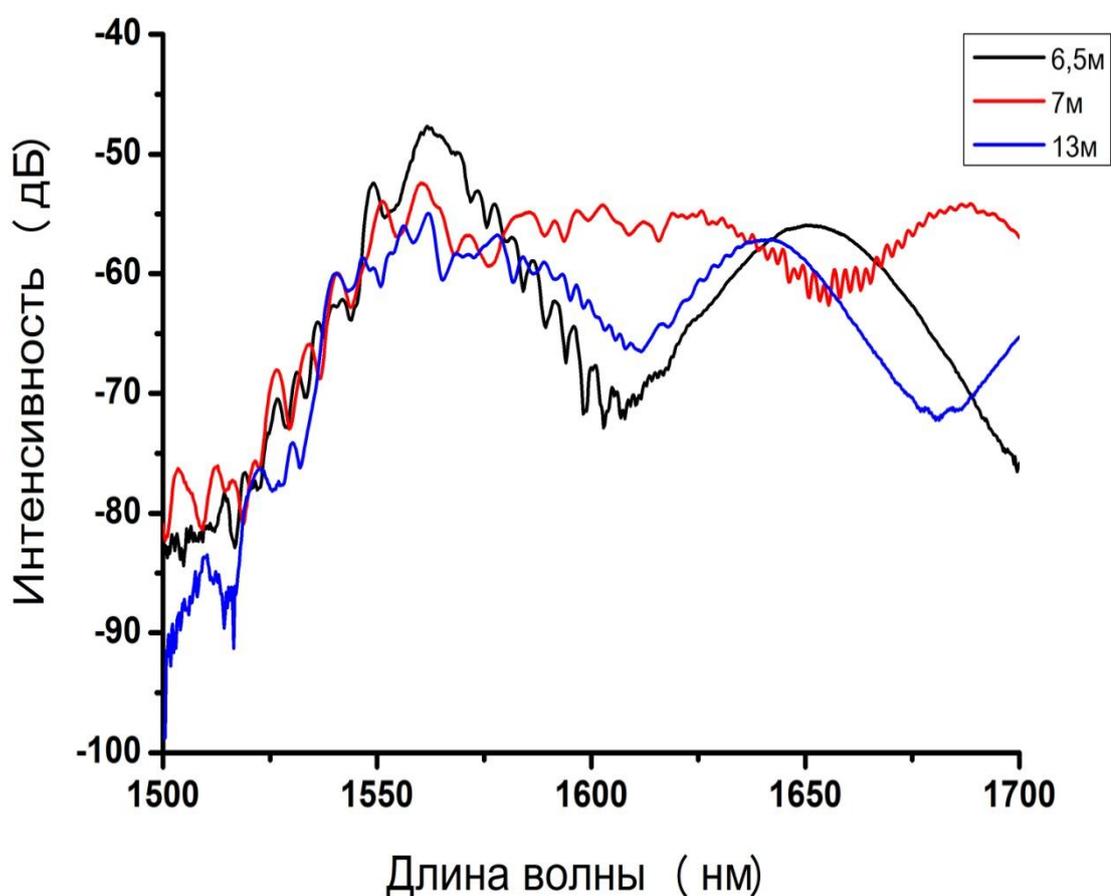


Рис.46. Спектр излучения на выходе германо-силикатного волокна G1 (черная линия – 6,5 м; красная линия 7 м; синяя линия – 13 м).

Из рис.48 видно, что при использовании германо-силикатного волокна можно увеличить спектральный диапазон. Причем сравнивая спектры волокон можно заметить следующее: для отрезков волокон 7 и 13 метров характерно увеличение интенсивности излучения в области 1,7 мкм, что

нельзя сказать о волокне длиной 6,5 метра. Из спектра излучения для волокна длиной 6,5 м видно, что после 1,65 мкм интенсивность начинает монотонно уменьшаться и спектр уширяется до 1,7 мкм.

Поскольку спектральный диапазон оптического анализатора спектра ограничен длиной волны 1,7 мкм для дальнейшего исследования образцов использовался монохроматор. Схема эксперимента аналогична тем, что были проведены на анализаторе спектра, за исключением того, что образцы германо-силикатных волокон напрямую соединялись с оптическим разъемом монохроматора посредством адаптера голого волокна.

На рис.47 представлены оптические спектры после прохождения стационарных импульсов германо-силикатного волокна. Как можно видеть спектр излучения заканчивается в области 1,8 мкм и охватывает спектральный диапазон около 0,5 мкм. Сравнивая спектры можно заметить, что в области 1,3 мкм присутствует параметрическое усиление. При этом оно для отрезка волокна 7 м смещено в длинноволновую область (~100 нм) и более интенсивно, чем для волокна с длиной 13 м. В длинноволновой области наблюдаются рамановские пики.

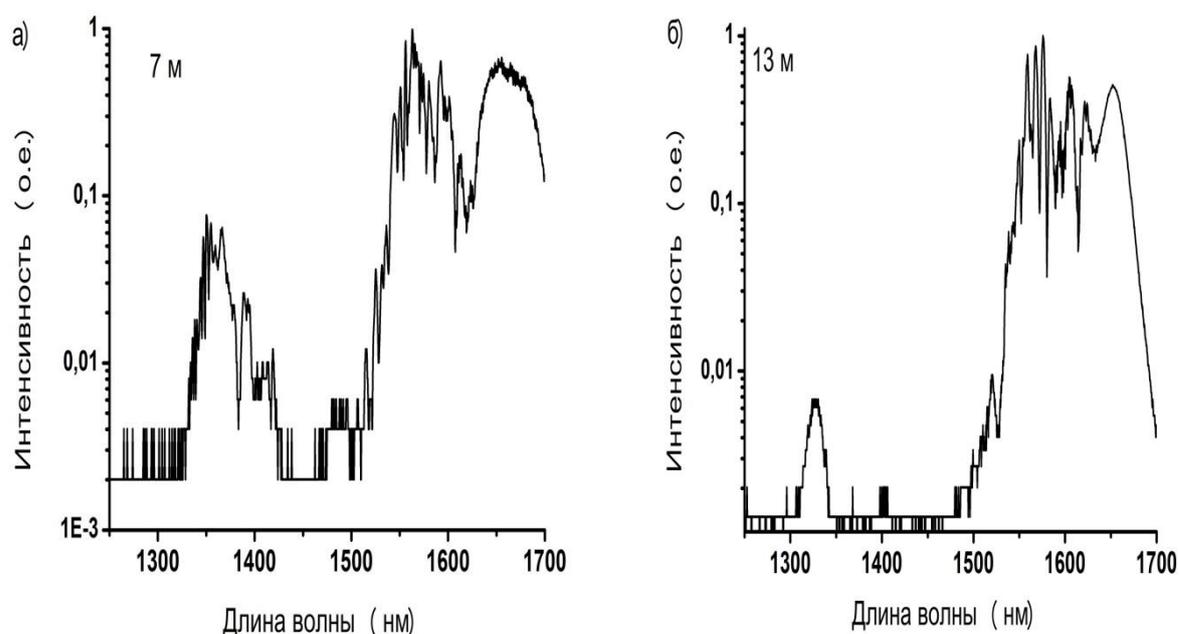


Рис. 47. Спектр излучения для отрезка волокна G1: а) 7 м; б) 13 м.

Таким образом, при использовании фемтосекундного лазера PErL получено спектральный суперконтинуум в области 1,2-1,8 мкм. Тем не менее, получить генерацию вплоть до 2 мкм при данной мощности задающего генератора получить не удалось. Для увеличения выходной мощности лазера был изготовлен эрбиевый волоконный усилитель на основе GT-Wave с диодной накачкой на 970 нм. Лазерная система обеспечивала череду импульсов с длительностью 300 фс с частотой 58 МГц и средней мощностью до 350 мВт. Максимальная пиковая мощность может быть оценена как 20,5 кВт. На рис. 48 представлена схема генератор-усилитель (а) и автокорреляционный след выходящих импульсов (б).

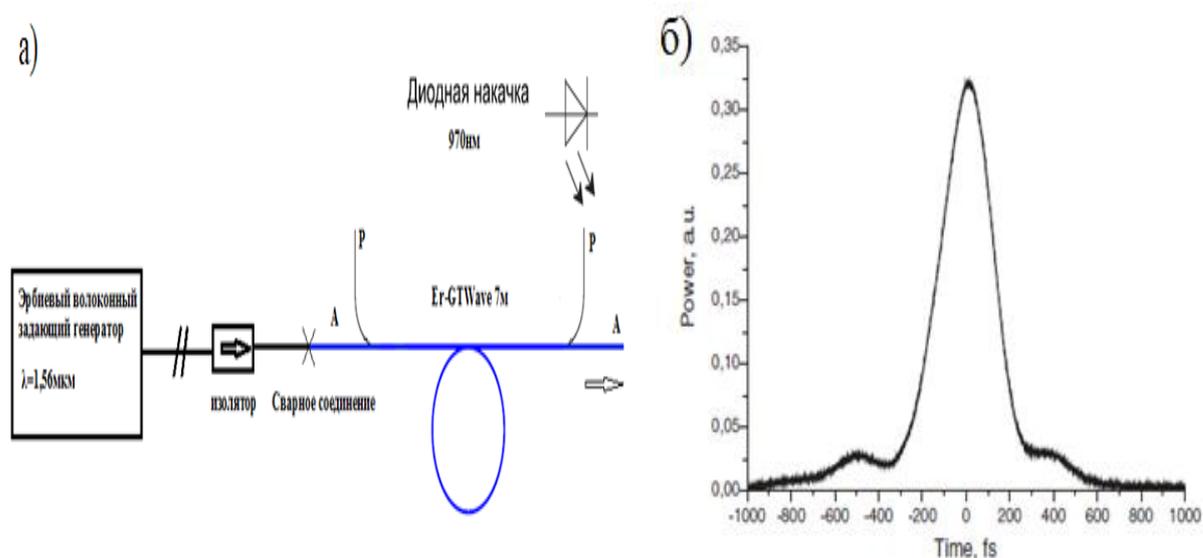


Рис. 48. а) схема генератор-усилитель; б) автокорреляционная функция импульсов.

В таблице 6 приведены значения мощности на выходе усилителя.

Таблица 6. Мощность на выходе усилителя.

I, Амп	$P_{\text{вых.}}$ , мВт	$P_{\text{непогл.}}$ , мВт
3	17	205
3,5	37	240
4	61	281
4,5	81	318
5	123	356

5,5	152	392
6	194	421
6,5	250	442
7	315	452
7,5	355	465

На рис. 49-50 представлены спектры СК в волокне G1 длиной 7 м при разной мощности накачки. Как можно заметить, демонстрируемые спектры СК состоят из набора солитоноподобных пиков, количество которых зависит от мощности вводимых импульсов в нелинейное волокно. Поскольку  $N > 1$ , в оптическом волокне, легированном  $\text{GeO}_2$ , происходит экстремальное уширение спектра, сопровождаемое процессами указанными ранее. Максимальная спектральная область, которая была получена при мощности вводимых импульсов 355 мВт, составила от 1,08 до 2 мкм. При последующем увеличении длины волокна G1 до 13 м, спектр СК также состоит из набора полос, связанных с рамановскими солитонами, и максимальная спектральная область составила от 0,95 до 2,3 мкм. Увеличение спектральной области, прежде всего, связано с эффектом рамановского частотного сдвига, который зависит от длины взаимодействия.

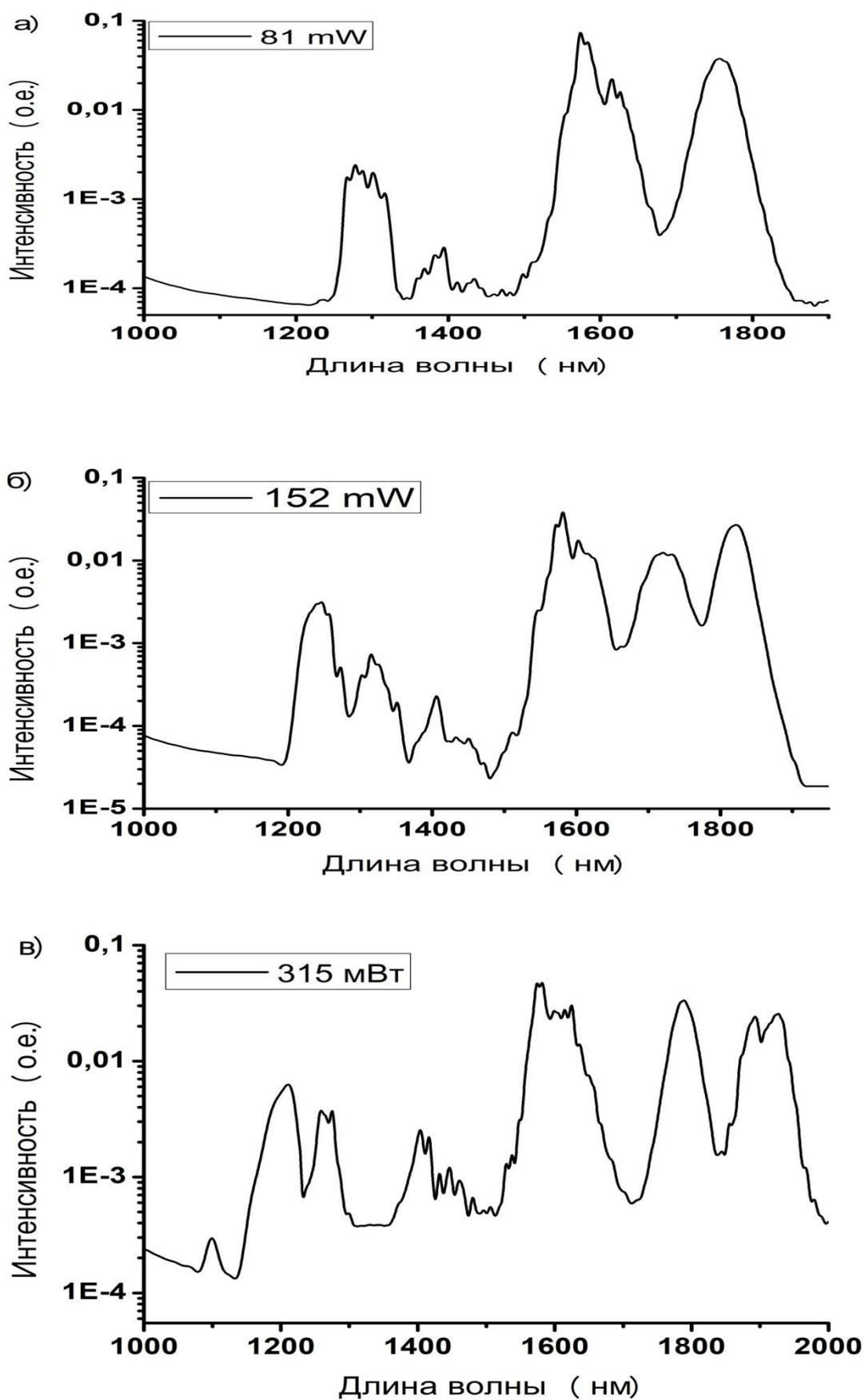


Рис. 49. Спектр суперконтинуума в волокне G1 длиной 7м при различной мощности вводимых импульсов: а) 81 мВт; б) 152 мВт; в) 315 мВт.

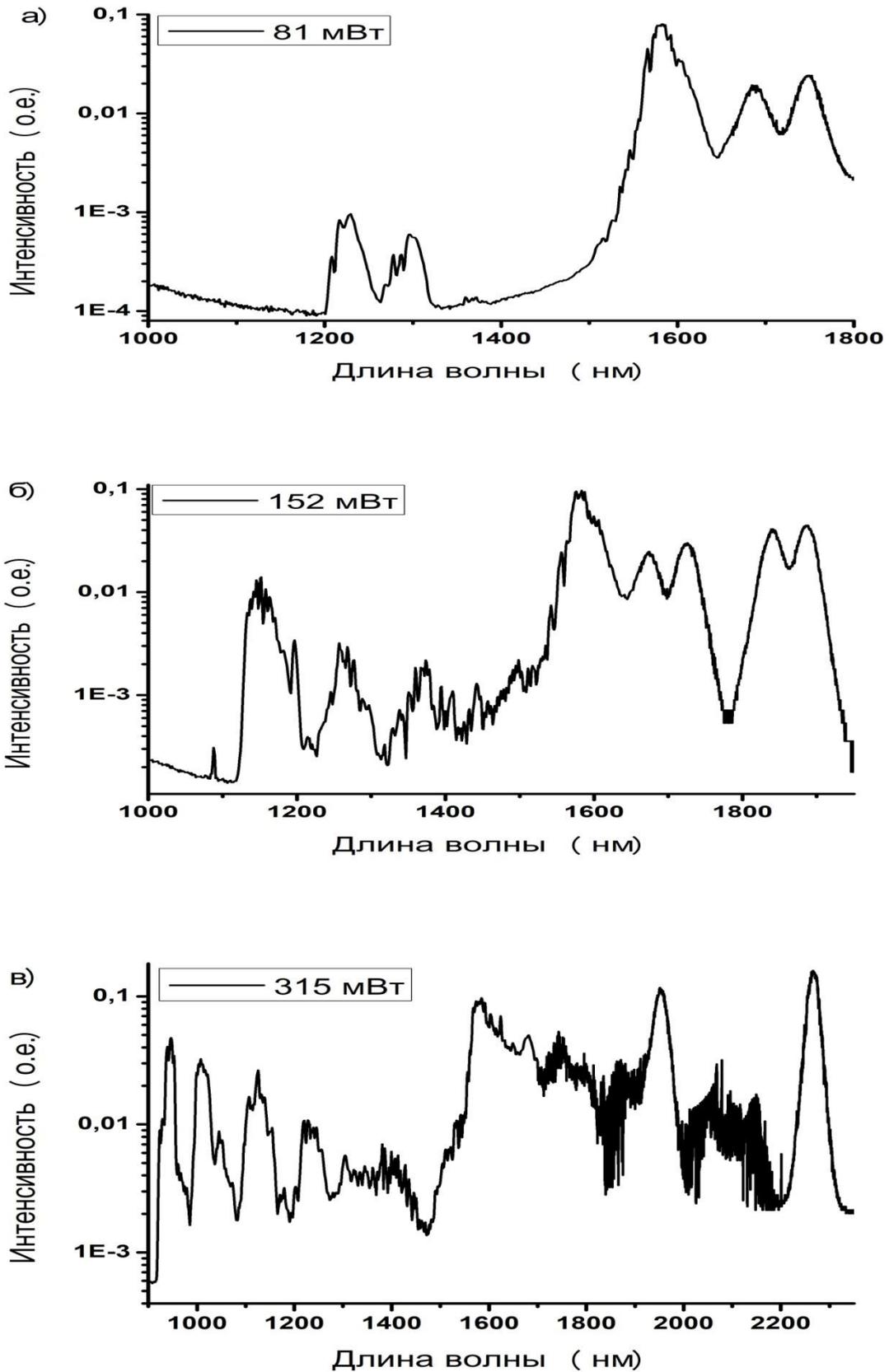


Рис. 50. Спектр суперконтинуума в волокне G1 длиной 13м при различной мощности вводимых импульсов: а) 81 мВт; б) 152 мВт; в) 315 мВт.

Для волокна G1 длиной 13м было произведено моделирование спектра СК, основанной на НУШ:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right) \quad (22)$$

где  $A$  - значение амплитуды поля,  $z$  - длина пробег,  $\beta_n$ -  $n$ -порядок дисперсии групповой скорости стекла,  $\gamma$ - нелинейный коэффициент Керра,  $R$  - функция отклика комбинационного рассеяния. Точное совпадение между расчетом и экспериментом не наблюдается. Причина этого расхождения может состоять в трудности учета многомодового распространения и поляризационных эффектов. Тем не менее, мы можем утверждать, что численное моделирование также показывает, дискретные спектры суперконтинуума, где число полос зависит от мощности накачки.

Рисунок 51 (б) иллюстрирует результаты моделирования для тех же значений мощности накачки.

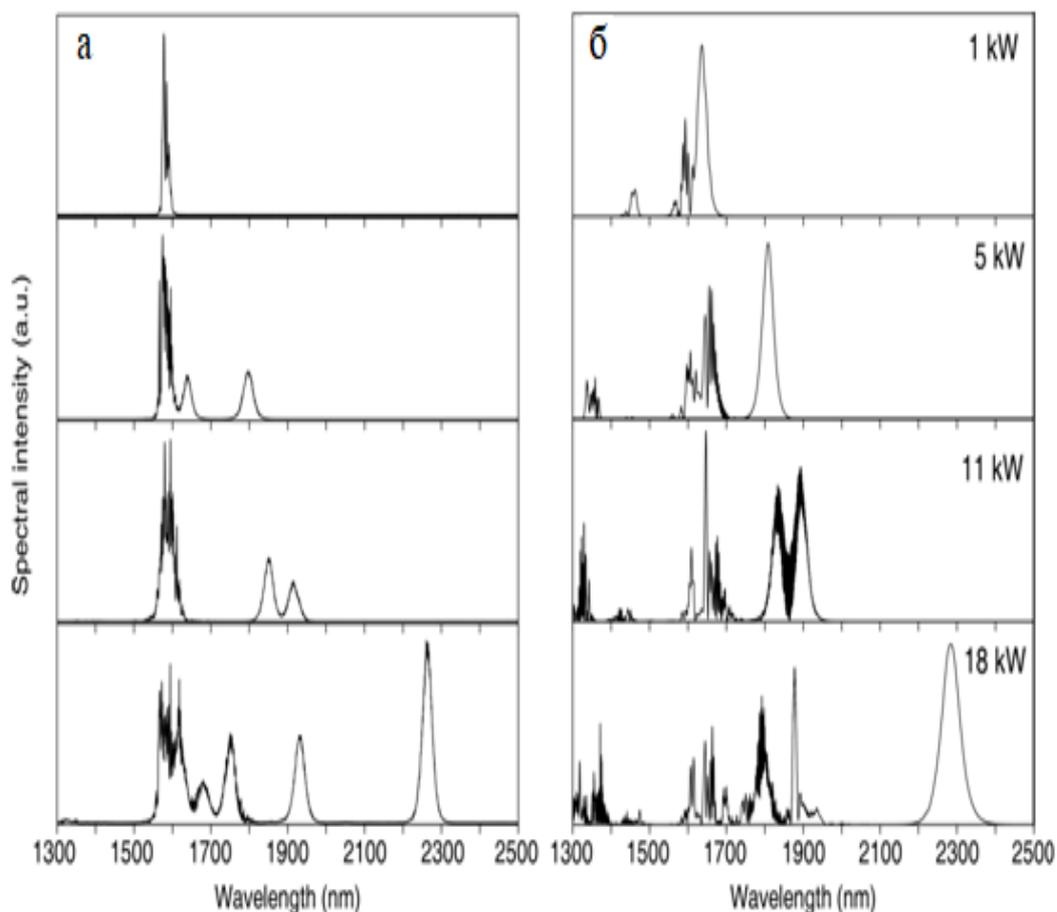


Рис.51. Численное моделирование оптического спектра СК.

Основными эффектами, приводящим к уширению спектра в длинноволновую область, является распад солитонов и комбинационный частотный сдвиг. Для телекоммуникационных волокон коэффициент комбинационного рассеяния значительно меньше, чем у германо-силикатного волокна. Следует также отметить, что и потери для германо-силикатных волокон в длинноволновой области меньше чем у стандартных волокон. Важно подчеркнуть, что коэффициент нелинейности в германо-силикатном волокне больше коэффициента нелинейности для телекоммуникационных оптически волокном, что приводит к значительному преобразованию в коротковолновую область. Таким образом, в германо-силикатных волокнах при накачке фемтосекундными импульсами получена эффективная генерация в области длин волн 0,96-2,3 мкм.

### **3.3. Спектральное уширение и генерация суперконтинуума в оптических волокнах при накачке шумоподобными импульсами с гауссовой формой.**

Как отмечалось ранее, шумоподобные импульсы обладают рядом интересных свойств, которые делают их привлекательными в качестве импульсов накачки для генераторов суперконтинуума.

В качестве импульса накачки использовался шумоподобный импульс с гауссовой формой, который перед вводом в нелинейное волокно был усилен, и максимальная выходная мощность составила 305 мВт. В качестве нелинейной среды использовались коммерчески доступные оптические волокна: одномодовое оптическое волокно E3 («АО Оптиковолоконные системы», г. Саранск), оптическое волокно с ненулевой смещенной дисперсией Corning LEAF («Corning», США), германо-силикатные оптические волокна (НЦВО «ФОТНИКА», г. Москва). Основные характеристики оптических волокон представлены в таблице 7. Во всех экспериментах использовались оптические волокна длиной 3 м.

Таблица 7. Основные характеристики оптических волокон.

Марка волокна	$\gamma$ , Вт <sup>-1</sup> км <sup>-1</sup>	$\beta_2$ , пс <sup>2</sup> /км (1,56мкм)	Длина волны нулевой дисперсии $\lambda_{zwd}$ , мкм
E3	1	-18	1,31
Corning Leaf (Leaf)	1,5	-7	1,5
Ge304_HNLF (Ge4)	9,93	47,8	2,3
Ge137_HNLF-DS (Ge3)	9,27	0,21	1,565
Ge137_HNLF-DS (Ge2)	9,27	-0,58	1,55
Ge225_HNLF-DS (Ge1)	10,43	-3,6	1,48

На рис. 52 представлены спектры суперконтинуума на выходе оптического волокна E3. При использовании стандартного оптического волокна наблюдается уширение спектра в длинноволновую область и ограничивается длиной волны около 1700 нм. В этом случае это уширение, связано с сочетанием каскадного комбинационного рассеяния и эффекта Керра, причем первый отвечает за уширение спектра, а второй отвечает за сглаживание генерируемого спектра. Важно отметить, что уширение спектра при данной длине волокна незначительно, однако будет заметным при большей длине волокна (> 100 м).

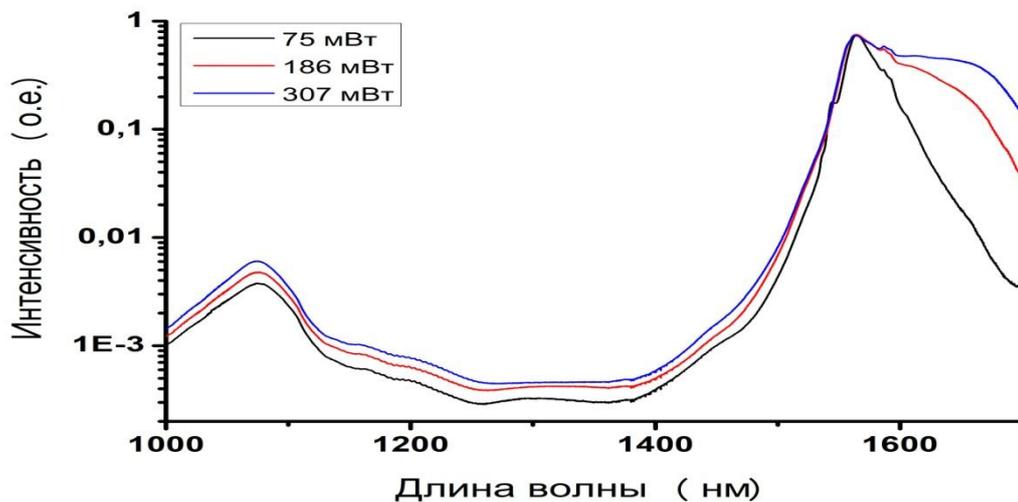


Рис. 52. Спектр СК на выходе оптического волокна E3 при различной мощности вводимых импульсов (черная линия – 75 мВт; красная линия –

186 мВт; синяя линия – 307 мВт).

На рис. 53 представлены спектры суперконтинуума на выходе оптического волокна Corning Leaf. Как и в случае стандартного одномодового оптического волокна, уширение спектра наблюдается преимущественно в длинноволной области. Для 3-х метрового куска оптического волокна Leaf длинноволновая граница составила значение около 1750 нм. Важным отличием спектра СК в Leaf является присутствие пика в области 1,32 мкм и его уширение в коротковолновую область. Данный пик вероятнее всего связан с процессами ЧВС, однако в длинноволновой части аналогичного пика не наблюдается. В данном случае излучение накачки на длине волны 1567 нм является холостой длиной волны для эффекта ЧВС. В качестве сигнальной и основной длин волн выступают длины волны 1,16 мкм и 1,32 мкм. При этом энергия в эти частоты перекачивается из холостой. В таком случае предполагаем, что рабочая длина волны 1,32 мкм возникает в процессе отрыва части волнового пакета от основного на 1,56 мкм и смещением в область нулевой дисперсии волокна.

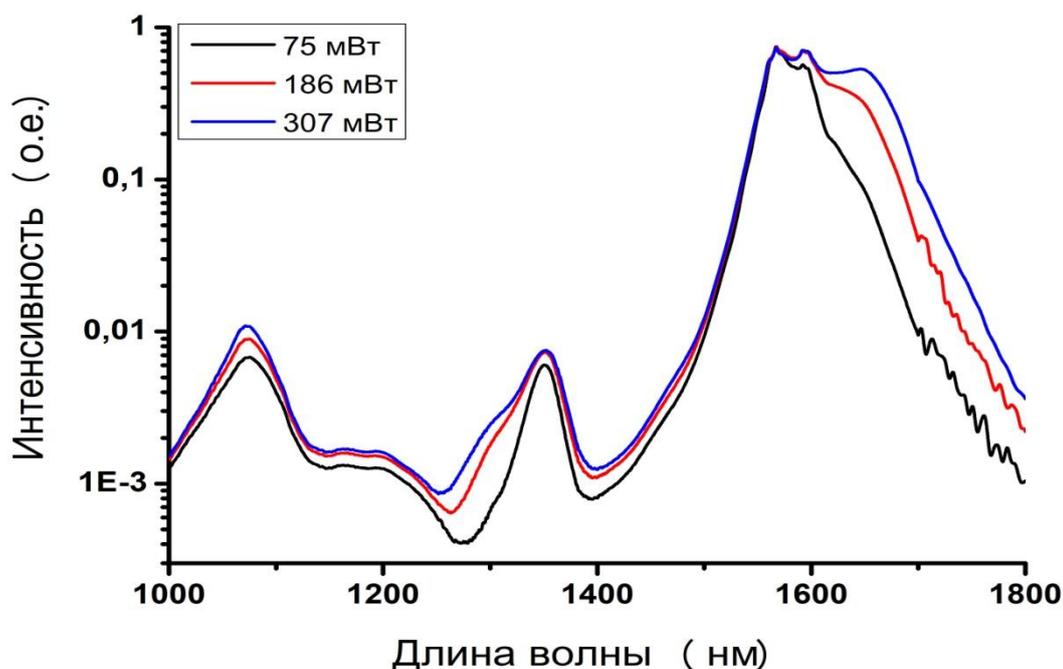


Рис. 53. Спектр СК на выходе оптического волокна Leaf при различной мощности вводимых импульсов (черная линия – 75 мВт; красная линия –

186 мВт; синяя линия – 307 мВт).

На рис. 54 представлены спектры суперконтинуума на выходе оптического волокна Ge4. Поскольку длина волны нулевой дисперсии для данного волокна составляет 2,3 мкм, то генерация суперконтинуума будет происходить в сильно положительной дисперсии. В волокне Ge4 наблюдается одностороннее уширение в длинноволновую область вплоть до 1800 нм. Стоит отметить, что при увеличении мощности накачки появляется рамановский пик в области 1,65 мкм.

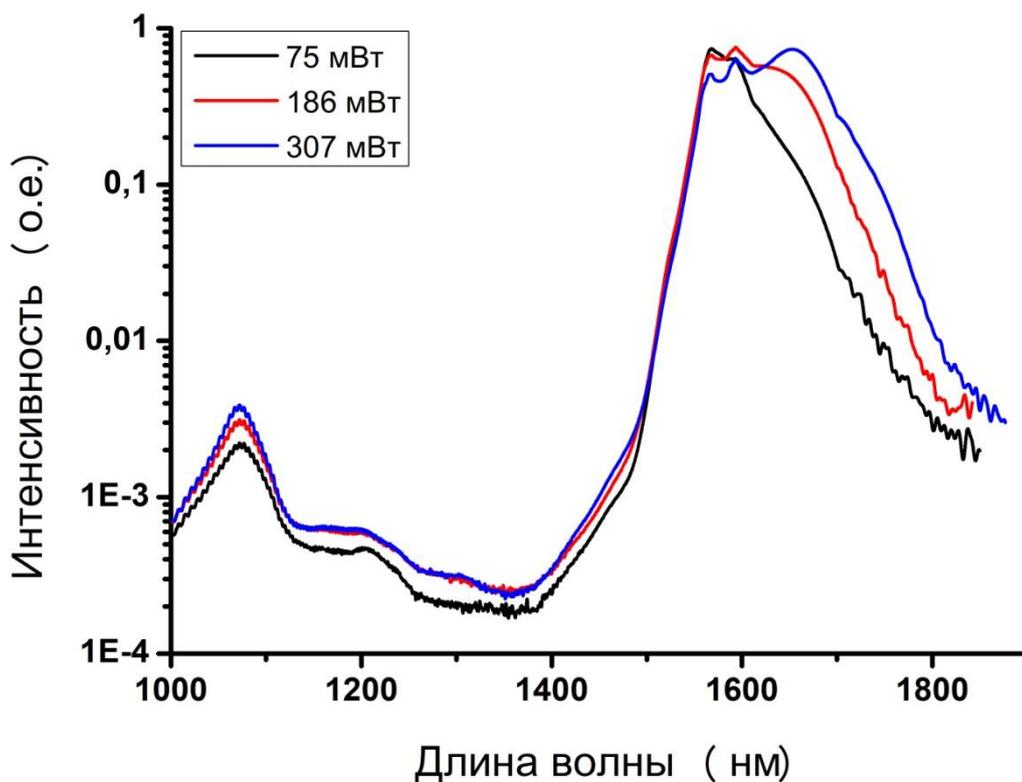


Рис. 54. Спектр СК на выходе оптического волокна Ge4 при различной мощности вводимых импульсов (черная линия – 75 мВт; красная линия – 186 мВт; синяя линия – 307 мВт)

В целом уширение спектров в выше рассматриваемых волокнах имеет схожий характер: одностороннее длинноволновое уширение спектра с максимальной границей около 1,8 мкм. Это, прежде всего, связано с характеристиками оптических волокон, в которых длина волны нулевой дисперсии далеко от центральной длины волны задающего источника или

низкой нелинейности. Теперь же рассмотрим волокна с длиной волны нулевой дисперсии близкой к центральной длине волны задающего источника.

На рис. 55 представлены спектры суперконтинуума на выходе оптического волокна Ge1. Как видно из рис. 57, при даже при минимальной вводимой мощности импульсов происходит двустороннее уширение спектра. При увеличении мощности вводимых импульсов генерируются более широкие и плоские спектры из-за комбинированных нелинейных эффектов, таких как ФСМ, РЧС и ЧВС. Этот результат согласуется с данными, описанными в литературе. Как видно на рис. 3 (г), при смещении нуля дисперсии в коротковолновую область (световод Ge1), в области 1,3-1,5 мкм присутствует провал, что связано с условием фазового синхронизма и генерацией дисперсионной волны. В целом длинноволновая граница для данного волокна составила 2,25 мкм.

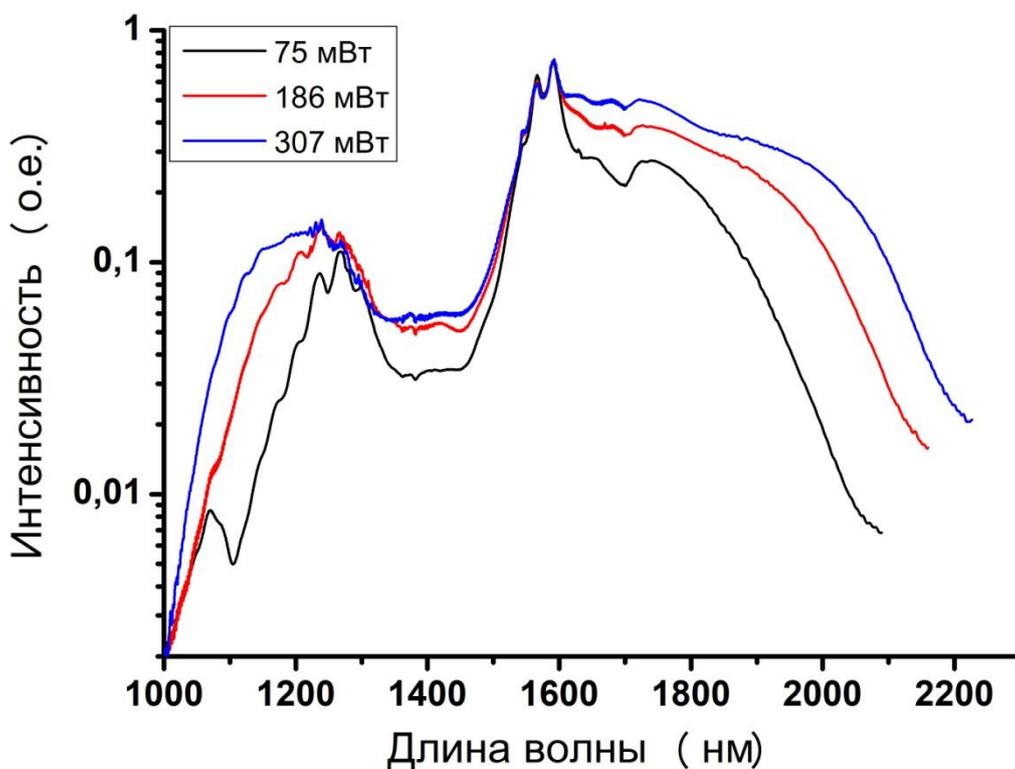


Рис. 55. Спектр СК на выходе оптического волокна Ge1 при различной мощности вводимых импульсов (черная линия – 75 мВт; красная линия –

186 мВт; синяя линия – 307 мВт)

Похожая ситуация наблюдается и в волокне Ge2. На рис. 56 представлены спектры суперконтинуума на выходе оптического волокна Ge2. Важным отличием от выше рассмотренного германо-силикатного оптического волокна, является отсутствие провала в области 1,3-1,5 мкм, что может также указывать на эффективность нелинейных процессов при уширении спектра. Для данного волокна длинноволновая граница составила около 2,18 мкм.

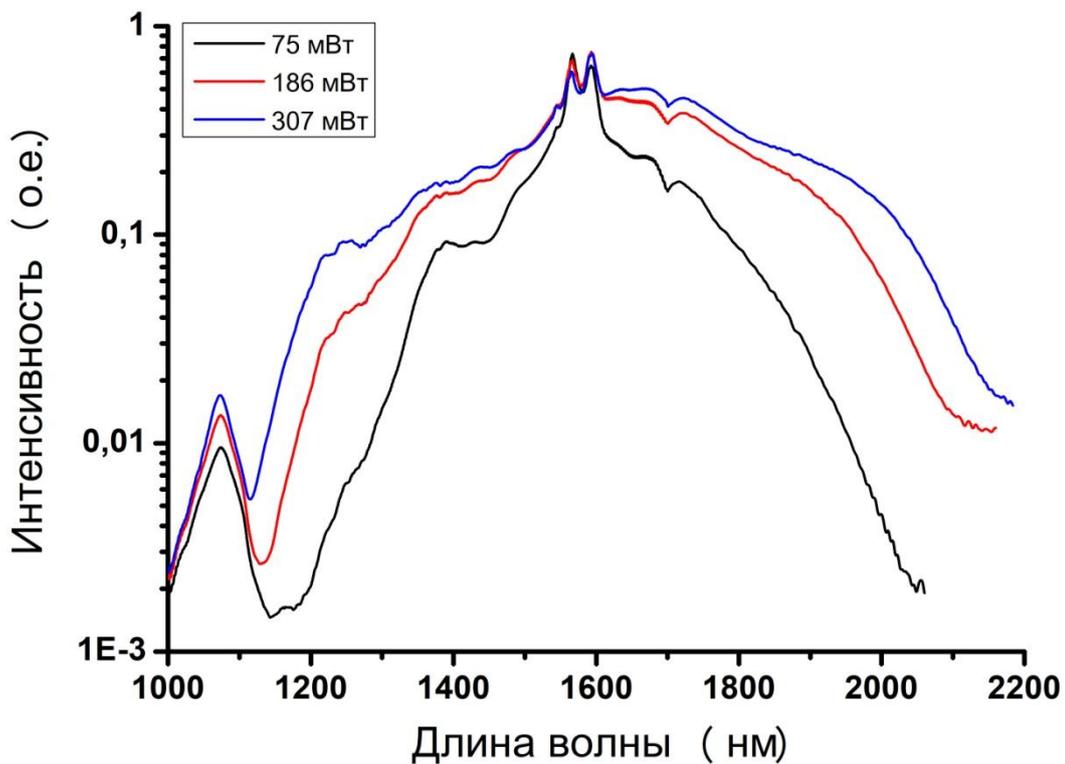


Рис. 56. Спектр СК на выходе оптического волокна Ge2 при различной мощности вводимых импульсов (черная линия – 75 мВт; красная линия – 186 мВт; синяя линия – 307 мВт)

На рис. 57 представлены спектры суперконтинуума на выходе оптического волокна Ge3. В целом уширение спектра, наблюдаемое в волокне Ge3 похоже на Ge2. Длинноволновая граница суперконтинуума составила около 2,18 нм.

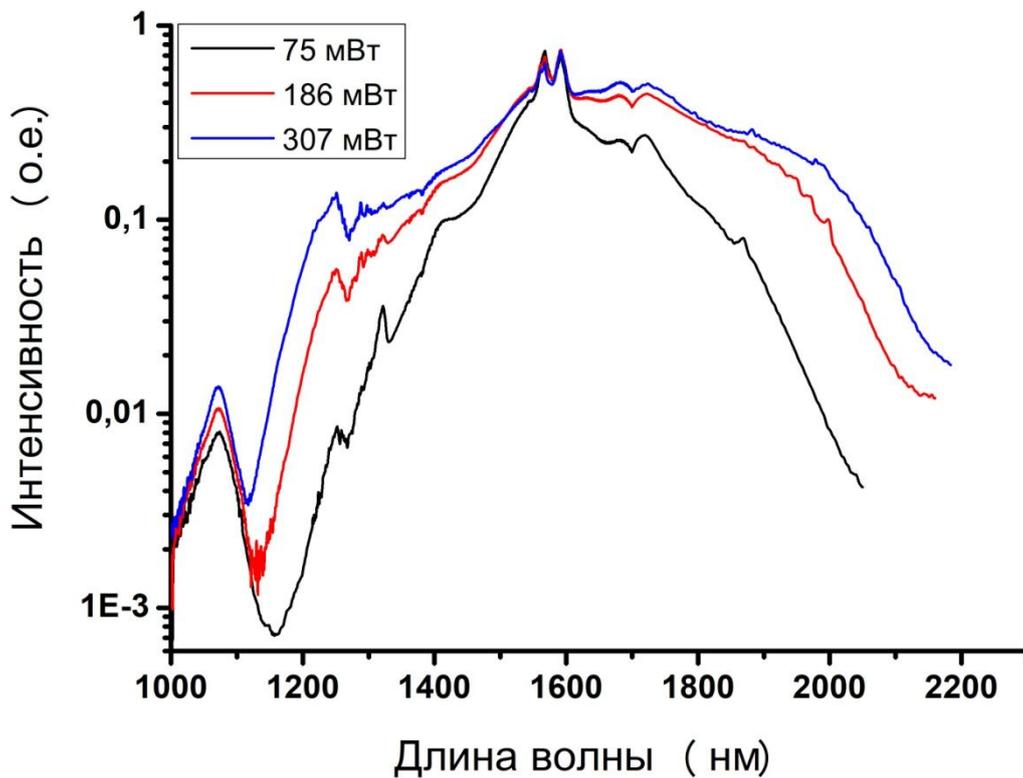


Рис. 57. Спектр СК на выходе оптического волокна Ge3 при различной мощности вводимых импульсов (черная линия – 75 мВт; красная линия – 186 мВт; синяя линия – 307 мВт).

На рис. 58 представлена зависимость спектральной ширины СК на уровне 20 дБ от мощности вводимых импульсов без учета (а) и с учетом (б) спектрального уширения импульсов после усилителя. На начальном этапе усиления (до 100 мВт) для всех волокон наблюдается увеличение спектральной ширины СК. Однако после начального этапа для волокон с длиной нулевой дисперсии, находящейся далеко от центральной длины волны вводимого импульса, спектральное уширение незначительно. Противоположная картина наблюдается для волокон с близкой длиной нулевой дисперсии к центральной длине вводимого импульса. В волокнах Ge1, Ge2, Ge3 наблюдается непрерывный рост спектральной ширины СК. Стоит также заметить, что при минимальной вводимой мощности импульсов большее уширение достигается в волокне Ge1. При последующем увеличении мощности вводимых импульсов наблюдается значительное

уширение в волокна Ge2 и Ge3, что связано с протеканием нелинейных процессов в коротковолновой области спектра. Максимальная спектральная ширина на уровне 20 дБ получена в волокне Ge3 и составила 868 нм.

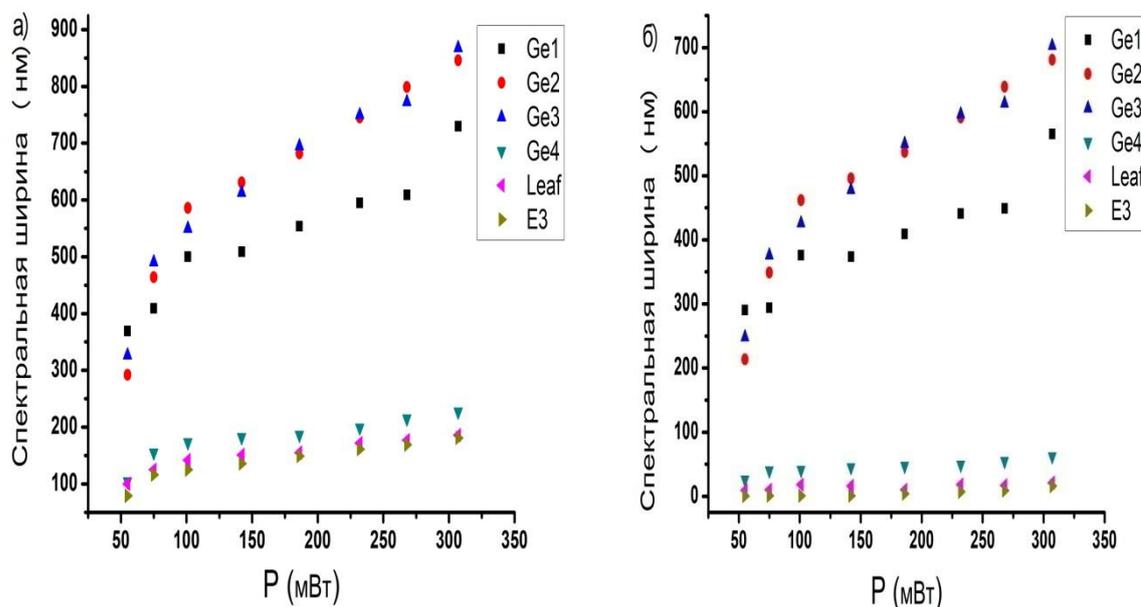


Рис. 58. Зависимость спектральной ширины от мощности входных импульсов без учета (а) и с учетом (б) спектрального уширения входных импульсов на уровне 20 дБ после усилителя.

Так как, в процессе усиления шумоподобного импульса с гауссовой формой произошло уширение спектра, дополнительно было определено значение спектральной ширины суперконтинуума, которое представлено на рис. 58 (б). Как видно из рис. 58 (б), в оптических волокнах E3, Leaf и Ge4 происходит незначительное уширение спектра и максимальная спектральная ширина 17, 22 и 64 нм, соответственно. В целом для волокон Ge1, Ge2 и Ge3 не произошло изменений, и максимальная спектральная ширина составила 565, 680 и 705 нм.

Как ранее было показано, спектр суперконтинуума в германо-силикатном волокне при накачке стационарным импульсом состоит из набора полос. Однако такой структуры не наблюдалось в спектре суперконтинуума при накачке нестационарным импульсом. Поэтому для спектров

суперконтинуума при накачке нестационарными импульсами дополнительно измерялась плоскостность спектров на уровне 6,5 дБ. Такое значение связано с интенсивным пиком в области длин волн 1,56-1,57 мкм (около 3,5 дБ) и прибавлением стандартного значения для определения ширины спектра (3дБ). На рис. 59 показана зависимость плоскостности спектров суперконтинуума для рассматриваемых волокон от мощности вводимого импульса, а также спектров на выходе усилителя.

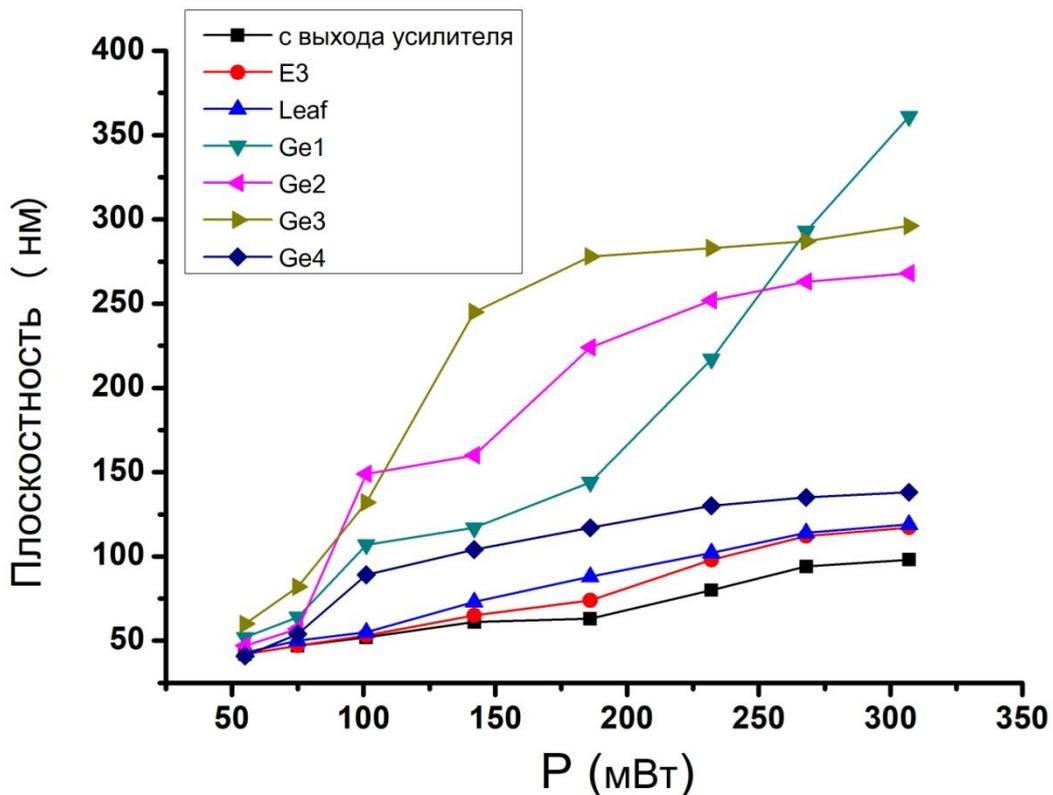


Рис. 59. Плоскостность спектров СК на уровне 6,5 дБ от мощности вводимого импульса.

Как видно из рисунка, плоскостность спектров суперконтинуума для низко нелинейных оптических волокон и волокна Ge4 на начальном этапе уширения близка к значению для спектров на усилителе. С увеличением мощности для волокна Ge4 плоскостность начинает заметно увеличиваться, что связано с большим уширением в длинноволновой области, по сравнению с низко нелинейными. Однако при мощности импульсов в районе 200мВт

плоскостность начинает увеличиваться и для низко нелинейных волокон, по сравнению со значениями для усиленных импульсов. При максимальной мощности импульсов значение плоскостности для 3-х метровых отрезков низко нелинейных волокон становится достаточно близкой и связано с ограничением уширения в длинноволновой области. Важным моментом является, что, несмотря на незначительное уширение в волокне E3, такой длины волокна достаточно для повышения плоскости спектра.

На начальном этапе похожая ситуация наблюдается и для волокон Ge1, Ge 2, Ge 3. Но уже при мощности импульсов более 100 мВт начинается более резкий рост плоскостности для волокон Ge2 и Ge3 прежде всего с равномерным уширением спектров как в коротковолновую область, так и длинноволновую. Особенно сильное увеличение плоскостности наблюдается для волокна Ge2. Однако в после достижения мощности импульсов около 200 мВт происходит «насыщение» и заметно, что плоскостность далее не увеличивается. Другая ситуация в волокне Ge1: в отличие от волокон 2 и 3 до мощности импульсов 200 мВт значение плоскостности слабо увеличивается, однако после происходит резкий скачок. При этом вероятнее всего такое поведение будет сохраняться до наступления «насыщения», когда плоскостность перестанет заметно увеличиваться. Такое поведение вероятно связано с эффективностью нелинейных процессов в длинноволновой области спектра.

#### **3.4. Сравнительный анализ генерации суперконтинуума в оптических волокнах на кварцевой основе при накачке дисперсионно-управляемыми солитонами и шумоподобными импульсами с гауссовой формой.**

Как отмечалось ранее, шумоподобные импульсы предлагают много преимуществ по сравнению с ультракороткими импульсами. Однако в литературных данных практически отсутствует сравнительный анализ генерации суперконтинуума при накачке стационарными и нестационарными

импульсами. Такой анализ сложен, главным образом, из-за разной природы импульсов, которая отражается, прежде всего, во внутренней сложной структуре шумоподобных импульсов. Однако в наших экспериментах использовались импульсы близкие по характеристикам: длительность узкого пика шумоподобного импульса составляла около 300 фс, что соответствовала длительности импульсов от источника PErL и подобраны соответствующие значения мощности вводимых импульсов в оптическое волокно. При этом используемые волокна Ge1 и G1 близки по характеристикам, что позволяет выделить некоторые общие положения при генерации суперконтинуума при накачке стационарными и нестационарными импульсами.

Самым важным отличием при генерации суперконтинуума является различие в структуре оптических спектров на выходе оптических волокон. В случае генерации суперконтинуума наблюдались спектры, состоящие из набора полоса, однако при накачке шумоподобными импульсами спектры становятся более плоскими. Прежде всего, это связано с разной природой эффектов приводящих к уширению спектра. В случае ультракоротких оптических импульсов важными эффектами, приводящими к уширению спектра, являются распад солитонов и дисперсионные волны в нормальной области дисперсии. В случае шумоподобного импульса ключевую роль играют рамановский частотный сдвиг и эффект Керра. При этом длинноволновая граница суперконтинуума при близкой мощности вводимых импульсов оказалась достаточно близкой и составила 2,4 мкм для ультракоротких и 2,2 мкм для шумоподобных импульсов.

Различие в структуре спектра также хорошо наблюдается и в спектрах суперконтинуума в стандартных одномодовых оптических волокнах. На рис. 60 показаны спектры суперконтинуума на выходе стандартного одномодового оптического волокна. В качестве стандартного оптического одномодового волокна использовалось волокно Corning e28<sup>+</sup>, которому соответствует по своим характеристикам волокно E3.

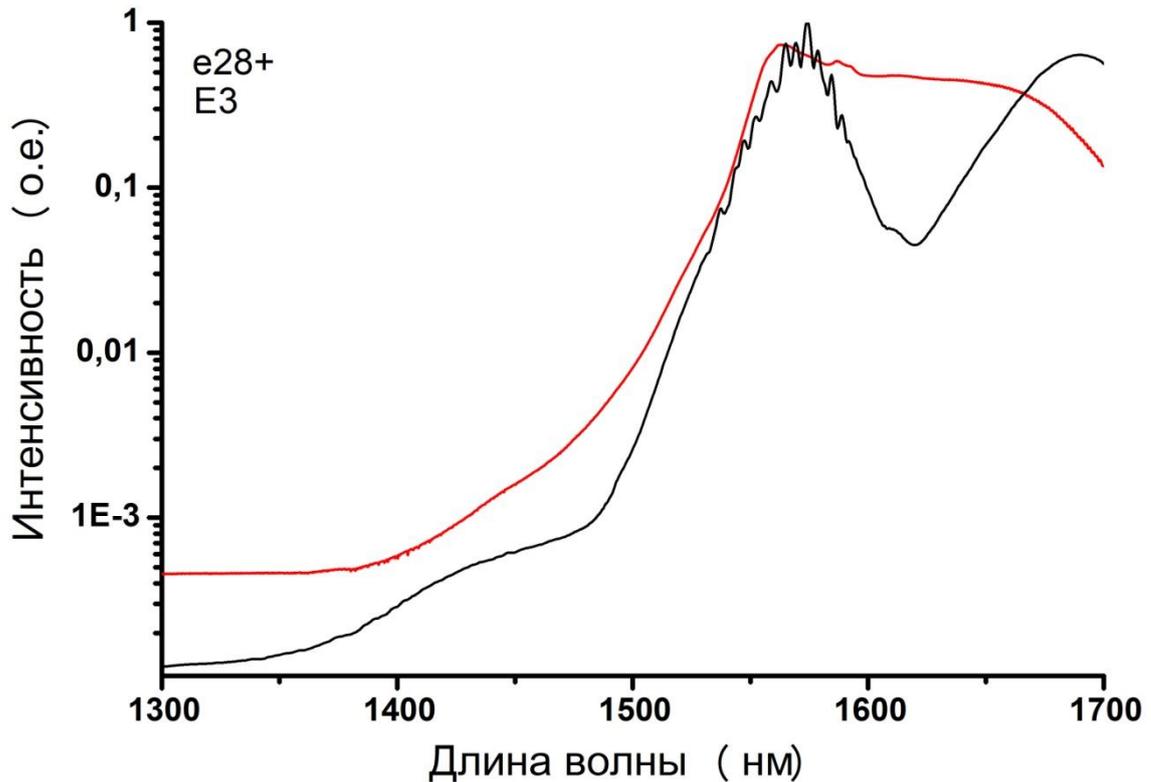


Рис. 60. Спектр СК на выходе стандартного одномодового оптического волокна (черная линия – накачка ультракороткими оптическими импульсами; красная линия – шумоподобными импульсами).

Длина оптического волокна, используемая в эксперименте, была равной 2 м. Стоит отметить, что значительное уширение спектра при накачке ультракороткими оптическими импульсами начиналась при вводимых импульсов более 500 мВт. При этом в спектре суперконтинуума в волокне  $e28^+$  наблюдался рамановский пик в области 1,69 мкм, а длинноволновую границу можно оценить как 1,8 мкм. Для стандартного оптического волокна наблюдается похожая картина, несмотря на большую длинноволновую границу, спектр не является плоским и для значительного уширения необходима большая мощность вводимых импульсов.

Таким образом, в данной главе продемонстрированы полностью волоконные генераторы суперконтинуума при различных импульсах накачки. Исследована генерация суперконтинуума в оптических волокнах с использованием ультракоротких оптических импульсов от коммерчески

реализуемого волоконного лазера PErL. Полученные оптические спектры СК в области (0,96-2,3 мкм) показали типичную дискретную структуру с пика и провалами интенсивности. Проведенное численное моделирование показало хорошую сходимость с экспериментальными результатами. Исследовано генерация суперконтинуума в низко- и высоко-нелинейных оптических волокнах при накачке шумоподобными импульсами с гауссовой формой. Наблюдаемый спектр (в области 1,05-2,25 мкм, по уровню шума) суперконтинуума, полученный на выходе волокна Ge1 с длиной волны нулевой дисперсии в области 1,48 мкм, показал более однородную структуру, а также значительно уменьшился пик остаточной накачки. Дополнительная вариация точки нулевой дисперсии высоконелинейного волокна позволила добиться более однородной генерации в коротковолновой области.

## Заключение

В диссертационной работе исследованы импульсные режимы генерации в эрбиевом волоконно-кольцевом лазере с пассивной синхронизацией мод на основе НВПП, процесс усиления шумоподобных импульсов, генерация суперконтинуума в отрезках оптических волокнах на кварцевой основе с использованием как ультракоротких оптических импульсов, так и шумоподобного импульса с гауссовой формой и получены следующие результаты:

1) На основе эрбиевого волокна в архитектуре кольцевого резонатора разработан и изготовлен лазер с пассивной синхронизацией мод, основанной на нелинейном вращении плоскости поляризации. Оптимизация длины резонатора, мощности накачки, положений контроллеров поляризации позволяет добиваться генерации стабильной последовательности импульсов. Было получено более 10 существенно различающихся режимов импульсной генерации волоконно-кольцевого лазера: классический солитон, солитоноподобные режимы, шумоподобные импульсы с различной формой профилей временной огибающей, двух-волновые импульсы.

2) Исследованы спектрально-временные и энергетические характеристики шумоподобных импульсов с различной формой профилей временной огибающей. Показаны особенности трансформации оптического спектра и профиля временной огибающей шумоподобных импульсов с гауссовой и прямоугольной формой. Исследование шумоподобных импульсов с гауссовой формой методами частотно-разрешенного оптического стробирования (Frequency-resolved optical gating (FROG)) подтвердило наличие частотной модуляции близкой к линейной. Построенная теоретическая модель показала хорошую сходимость с экспериментальными результатами. На основе предложенной предсказана возможность генерации импульсов с высокой пиковой мощностью (в том числе «блуждающие волны»). Установлено, что в усилителе происходит уширение оптического

спектра шумоподобных импульсов с гауссовой формой под действием нелинейных эффектов.

3) Продемонстрированы полностью волоконные генераторы суперконтинуума с различными иницирующими импульсами, генерируемыми волоконным лазером с пассивной синхронизацией мод. Оптический спектр суперконтинуума на выходе высоконелинейного волокна при накачке дисперсионно-управляемыми солитонами обладает классической дискретной структурой с пиками и провалами интенсивности. Полученные экспериментальные результаты в данном случае хорошо согласуются с теоретическими расчетами и результатами представленных в других работах. Получена генерация суперконтинуума в высоконелинейном волокне при накачке шумоподобными импульсами гауссовой формы. Полученный оптический спектр суперконтинуума характеризовался более однородной структурой, уменьшением интенсивности ярко выраженного пика остаточной накачки, а также, несмотря на провал интенсивности, уширением в коротковолновую область (относительно длины волны накачки). При этом максимально достигнутая спектральная область (по уровню шумов) генерации суперконтинуума соответствовало диапазону длин волн от 960 до 2300 нм и от 1050 до 2250 нм для растянутых импульсов и шумоподобных импульсов, соответственно.

4) Получена генерация суперконтинуума в высоконелинейном волокне с различными длинами волны нулевой дисперсии. Показано, что совпадение длины волны нулевой дисперсии с длиной волны импульса накачки (или близкое расположение) позволило получить более эффективную генерацию суперконтинуума в коротковолновой области (относительно длины волны накачки). Для высоконелинейных оптических волокон с различной длиной волны нулевой дисперсии определены зависимости ширины и однородности оптического спектра суперконтинуума при накачке шумоподобными импульсами с гауссовой формой. Наибольшая ширина оптического суперконтинуума на уровне 20 дБ получена в оптическом волокне Ge3 и

составила 868 нм. Наибольшая однородность оптического спектра суперконтинуума, определяемая по уровню 6,5 дБ, достигнута в волокне Ge1 (370 нм).

## Благодарности

Автор благодарит своего научного руководителя кандидата физико-математических наук Нищева Константина Николаевича за помощь на всех этапах работы над диссертацией. Особая благодарность Камынину Владимиру (лаборатория активных сред твердотельных лазеров ИОФ РАН) и Ушакову Сергею Николаевичу за регулярные консультации и обсуждения полученных результатов, помощь в организации и проведении экспериментов.

Автору хочется выразить признательность заведующему лаборатории специальных волоконных световодов (НЦВО РАН) Лихачеву Михаилу Евгеньевичу за предоставленные образцы оптических волокон, легированных  $\text{GeO}_2$ , а также сотруднику ИХВВ имени Г.Г. Девярых РАН Салганскому Михаилу Юрьевичу за изготовление преформ изучаемых оптических волокон, легированных  $\text{GeO}_2$ .

За оказанную помощь в проведении теоретических расчетов и построении математической модели генерации волоконного лазера хотелось бы поблагодарить сотрудника лаборатории квантовой электроники и оптоэлектроники Ульяновского Государственного Университета Коробко Дмитрия Александровича. За помощь в измерении длительности импульса и частотной модуляции методом FROG хотелось бы поблагодарить сотрудника лаборатории квантовой электроники и оптоэлектроники Ульяновского Государственного Университета Столярова Дмитрия.

### Список цитированной литературы:

1. Jeong, Y. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1,36kW continuous-wave output power / Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson // Optics Express. – 2004. Vol. 12. no. 25. – P.6088-6092.
2. Yang, T. A compact 500 MHz Femtosecond All-Fiber Ring Laser / T/ Yang, H. Huang, X. Yuan, X. Wei, X. He, Sh. Mo, H. Deng and Zh. Yang // Appl. Phys. Express. – 2013. Vol. 6. No. 05 – P.2702.
3. Shen, D.Y. High-power widely tunable Tm: fiber laser pumped by an Er, Yb co-doped fiber laser at 1.6  $\mu\text{m}$  / D.Y., J.K.Shen Sahu, W.A.Clarkson // Optics Express. – 2006. Vol. 14. no. 13. – P.6084-6090.
4. Agrawal, G. Nonlinear Fiber Optics. / Agrawal, G. - Academic Press, 2012. – 631 pp.
5. Kano, H. Femtosecond coherent Anti-Stokes Raman scattering spectroscopy using supercontinuum generated from a photonic crystal fiber / H.Kano, H.-O. Hanaguchi // Applied Physics Letters. - 2004. - Vol.85. - № 19. – Pp. 4298-4300.
6. Ebrahim-Zadeh, M. Mid-infrared coherent sources and applications / M. Ebrahim-Zadeh, I.T. Sorokina - Springer, 2008. – P.625.
7. Walker, G. Extrasolar planet: With a coarse-tooth comb / Walker G. // Nature. – 2008. – Vol. 452. no. 7187. – Pp. 538-539.
8. Cundiff, S.T. Colloquium: Femtosecond optical frequency combs / S.T.Cundiff, J. Ye // Reviews of Modern Physics. – 2003. Vol. 75. no. 1. – P.325.
9. Gubin, M.A. Femtosecond  $\text{Er}^{3+}$  Fiber Laser for Application in an Optical Clock / M.A. Gubin, A.N.Kireev, A.V.Tausenev, A.V.Konyashchenko, P.G.Kryulov, D.A.Tyurikov, A.S. Shelkovikov // Laser Physics. – 2007. Vol. 17. no.11. – P. 1286-1291.
10. Takayanagi, J. Generation and of broadband coherent terahertz radiation using 17-fs ultrashort pulse fiber laser / J. Takayanagi, S. Kanamori, K. Suizu, M.Yamashita, T. Ouchi, S. Kasai, H. Ohtake, H. Uchida, N. Nishizawa, K. Kawase // Optics Express. – 2008. – Vol. 16. no. 17. – P. 12859 – 12865.

11. Sell, A. Field-resolved detection of phase-locked infrared transients from a compact Er: fiber system tunable between 55 and 107 THz / Sell A., Scheu R., Leitenstorfer A., Huber R. // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Vol. 93.no.25 – P.1107.
12. Drescher, M. X-ray pulses approaching the attosecond frontier / M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, G. Tempea, C. Spielmann, G. A. Reider, P.B. Corkum, F. Krausz // *Science*. – 2001. – Vol. 291. no. 5510. – P. 1923 – 1927.
13. Corkum, P.B. Attosecond science / Corkum P.B., Krausz F. // *Nature Physics*. – 2007. – Vol. 3. no. 6. – Pp. 381 – 387.
14. Коржиманов, А.В. Горизонты петаваттных лазерных комплексов / Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. // *Успехи физических наук*. – 2011. – Т.181. no. 1. – С.9-32.
15. Akhmediev, N. Pulsating solitons, chaotic solitons, period doubling, and pulse coexistence in mode-locked lasers: Complex Ginzburg-Landau equation approach/ N. Akhmediev, J.M.Soto-Crespo, G. Town // *Physical Review E*. –2001. – Vol.63. no.05.– P. 6602.
16. Runge, A. F. J. Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser / A. F. J. Runge, N.G.R Broderick, M. Erkintalo // *Optica*. – 2015. – Vol. 2. no. 1.– P. 36–39.
17. Chouli, S. Soliton rains in a fiber laser: An experimental study/S. Chouli, P. Grelu // *Physical Review A*. –2010. – Vol. 81. No. 06. –P. 3829.
18. Sanchez, F. Manipulating dissipative soliton ensembles in passively mode-locked fiber lasers / F. Sanchez, P.Grelu, H.Leblood, A.Komarov, K.Komarov, M.Salhi, A.Niang, F.Amrani, C.Lecaplain, S.Chouli // *Optical Fiber Technology*. – 2014. – Vol.20. – P. 562–574.
19. Zaviyalov, A. Impact of slow gain dynamics on soliton molecules in mode-locked fiber lasers / A. Zaviyalov, P. Grelu, F.Lederer // *Optics Letters*. –2012. – Vol. 37. no. 2. – P.175–177.

20. Grudinin, A. B. Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers / A. B. Grudinin, S. Gray // *Journal of the Optical Society of America B*. – 1997. – Vol. 14, no. 1. – P. 144–154.
21. Amrani, F. Dissipative solitons compounds in a fiber laser: Analogy with the states of the matter / F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, F. Sanchez // *Applied Physics B*. – 2010. – Vol. 99. – P. 107–114.
22. Li, J. All-fiber passively mode-locked Tm-doped NOLM-based oscillator operating at 2- $\mu\text{m}$  in both soliton and noisy-pulse regimes / J. Li, Z. Zhang, Z. Sun, H. Luo, Y. Liu, Z. Yan, C. Mou, L. Zhang, S. K. Turitsyn // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, no. 7 – P. 7875–7882
23. Hernandez-Garcia, J. C. Supercontinuum generation in a standard fiber pumped by noise-like pulses from a figure-eight fiber laser / J. C. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, J. M. Estudillo-Ayala // *Laser Physics*. – 2012. – Vol. 22. – P. 221–226.
24. Zaytsev, A. Supercontinuum generation by noise-like pulses transmitted through normally dispersive standard single-mode fibers / A. Zaytsev, C.-H. Lin, Y.-J. You, C.-C. Chung, C.-L. Wang, C.-L. Pan // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21, no. 13. – P. 16056–16062.
25. Lin, S.-S. Supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using amplified noise-like optical pulses / Lin S.-S., Hwang S.-K., Liu J.-M. // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, no. 4. – P. 4152–4160.
26. Smirnov, S. V. Efficiency of non-linear frequency conversion of double-scale pico-femtosecond pulses of passively mode-locked fiber laser / S. V. Smirnov, S. M. Kobtsev, S. V. Kukarin // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, no. 1. – P. 1058–1064.
27. Kobtsev, S. Cascaded SRS of single- and double-scale fiber laser pulses in long extra-cavity fiber / S. Kobtsev, S. Kukarin, S. Smirnov, I. Ankudinov // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, No. 17. – P. 20770–20775.
28. You, Y.-J. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography at 1.3  $\mu\text{m}$  central wavelength by using a supercontinuum source pumped by noise-like pulses

// Y.-J. You, C.Wang, Y.-L.Lin, A.Zaytsev, P.Xue, C.-L.Pan // Laser Physics Letters.– 2016. – Vol. 13. no. 2 . – P. 025101.

29. Lecaplain, C. Rogue waves among noiselike-pulse laser emission: An experimental investigation /C. Lecaplain, P.Grelu //Physical Review A. – 2014. – Vol. 90. – P. 013805.

30. Fermann,M. E.Additive-pulse-compression mode locking of a neodymium fiber laser / M. E. Fermann,M. Hofer, F. Haberl, A. J. Schmidt, L. Turi //Optics Letters. –1991. –Vol. 16. no. 4. – P. 244-246.

31. Pottiez, O. Statistical characterization of the internal structure of noise-like pulses using a nonlinear optical loop mirror / O. Pottiez, R.Paez-Aguirre, J.L.Cruz, M.V.Andrés, E.A.Kuzin // Optics Communications. –2016. – Vol. 377. –P. 41–51.

32. Richardson,D. J. 320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser /D. J. Richardson,R. I. Laming, D. N. Payne, M. W. Phillips, V. J.Matsas //Electronics Letters. –1991. – Vol. 27. no. 9. –P. 730.

33. Koester,C. J. Amplification in a Fiber Laser / Koester C. J., Snitzer E. // Applied Optics. –1964. –Vol. 3. No. 10. –P. 1182–1186.

34. Hofer,M. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation / M. Hofer,M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober, A. J. Schmidt //Optics Letters. – 1991. – Vol. 16. No. 7. – P. 502-504.

35. Matsas,V. J. Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation /V. J.Matsas, T. P. Newson, D. J. Richardson, D. N. Payne //Electronics Letters. –1992. – Vol. 28. – P.1391.

36. Tamura,K. Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser / K. Tamura,H. A. Haus, E. P. Ippen //Electronics Letters. –1992. – Vol. 28. – P. 2226.

37. Zirngibl,M. 1.2 ps pulses from passively mode-locked laser diode pumped Er-doped fibre ring laser /M. Zirngibl,L.W. Stulz, J. Stone, J. Hugi, D. DiGiovanni, P. B. Hansen //Electronics Letters. –1991. – Vol. 27. – P.1734.

38. Loh,W. H. Passively mode-locked Er<sup>3+</sup> fiber laser using a semiconductor nonlinear mirror / W. H. Loh,D. Atkinson, P. R. Morkel, M. Hopkinson, A.

Rivers, A. J. Seeds, D. N. Payne //IEEE Photonics Technology Letters. –1993. – Vol. 5. no. 1. – P.35-37.

39. De Souza, E. A. Saturable absorber modelocked polarisation maintaining erbium-doped fibre laser /E. A. De Souza, C. E. Soccolich, W. Pleibel, R. H. Stolen, M. N. Islam, J. R. Simpson, D. J. DiGiovanni // Electronics Letters. – 1993.–Vol. 29. no. 5.–P.447.

40. Tamura, K. Unidirectional ring resonators for self-starting passively mode-locked lasers /K. Tamura, J. Jacobson, E. P. Ippen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto // Optics Letters. –1993. – Vol. 18. no. 3. – P. 220-222.

41. Турицын, С.К. Диссипативные солитоны в волоконных лазерах / С.К. Турицын, Н.Н. Розанов, И.А. Яруткина, А.Е. Беднякова, С.В. Фёдоров, О.В. Штырина, М.П. Федорук //Успехи физических наук. – 2016. – Т.186.но. 7. – С. 713-742.

42. Zakharov, V. E. Exact Theory of Two-dimensional Self-focusing and One-dimensional Self-modulation of Wave in Nonlinear Media/ V. E. Zakharov, A. B. Shabat //Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1972. – Vol. 34. no. 1. – P. 62–69.

43. Hasegawa, A. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion /A. Hasegawa, F. Tappert //Applied Physics Letters. – 1973. – Vol.23. – P.142–144.

44. William, H. Area theorem and energy quantization for dissipative optical solitons / H. William, J. Renninger, A. Chong, F. W. Wise // Journal of the Optical Society of America B. – 2010. – Vol. 27. no. 10. – P. 1978-1982.

45. Gordon, J. P. Dispersive perturbations of solitons of the nonlinear Schrödinger equation / J. P. Gordon // Journal of the Optical Society of America B. –1992. – Vol. 9. no. 1. – P. 91-97.

46. Ilday, F. Ö. Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser /F. Ö. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark, F.W. Wise //Physical Review Letters. –2004. – Vol. 92. no. 21. – P. 213902.

47. Grelu, P. Dissipative solitons for mode-locked lasers / P. Grelu, N. Akhmediev // *Nature Photonics*. –2012. – Vol. 6. no. 2. – P. 84–92.
48. Akhmediev, N. Roadmap to ultra-short record high-energy pulses out of laser oscillators / N. Akhmediev, J. M. Soto-Crespo, Ph. Grelu // *Physics Letters A*. – 2008. – Vol. 372. no. 17. – P. 3124–3128.
49. Chang, W. Spiny solitons and noise-like pulses/ W. Chang, J. M. Soto-Crespo, P. Vouzas, and N. Akhmediev // *Journal of the Optical Society of America B*. –2015. – Vol. 32. no. 7. – P.1377–1383.
50. Grudinin, A. B. Energy quantisation in figure eight fibre laser / A. B. Grudinin, D. J. Richardson and D. N. Payne // *Electronics Letters*. –1992. – Vol. 28. no. 1. – P. 67.
51. Lecaplain, C. Multi-gigahertz repetition-rate selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser / C. Lecaplain, Ph. Grelu // *Optics Express*. –2013. – Vol. 21. no. 9. – P.10897-10902.
52. Tang, D. Y. Observation of bound states of solitons in a passively mode locked fiber laser / D. Y. Tang, W. S. Man, H. Y. Tam, P. D. Drummond // *Physical Review A*. –2001. – Vol. 64. no. 3. – P. 033814.
53. Tsaturian, V. Polarisation Dynamics of Vector Soliton Molecules in Mode Locked Fibre Laser / V. Tsaturian, S. V. Sergeev, C. Mou, A. Rozhin, V. Mikhailov, B. Rabin, P. S. Westbrook, S. K. Turitsyn // *Scientific Reports*. –2013. – Vol. 3. no. 1. – P. 3154.
54. Liu, X. M. Discrete bisoliton fiber laser / X. M. Liu, X. X. Han, X. K. Yao // *Scientific Reports*. –2016. – Vol. 6. no. 1. – P. 34414.
55. Haboucha, A. Coherent soliton pattern formation in a fiber laser / A. Haboucha, H. Leblond, M. Salhi, A. Komarov, F. Sanchez // *Optics Letters*. – 2008. – Vol. 33. no. 5. –P. 524-526.
56. Karpov, M. Dynamics of soliton crystals in optical microresonators / M. Karpov, M. H. P. Pfeiffer, H. Guo, W. Weng, J. Liu, T. J. Kippenberg // *Nature Physics*. – 2019. – Vol. 15. – P.1071-1077

57. Chouli, S. Soliton rains in a fiber laser: An experimental study / S. Chouli, Ph. Grelu // *Physical Review A*. –2010. – Vol. 81. no. 6. – P. 063829.
58. Lecaplain, C. Dissipative Rogue Waves Generated by Chaotic Pulse Bunching in a Mode-Locked Laser / C. Lecaplain, P. Grelu, J. M. Soto-Crespo, N. Akhmediev // *Physical Review Letters*. –2012. – Vol. 108. – P. 233901.
59. Han, M. Polarization dynamic patterns of vector solitons in a graphene mode-locked fiber laser / M. Han, S. Zhang, X. Li, H. Zhang, H. Yang, and T. Yuan // *Optics Express*. –2015. – Vol. 23. no. 3. – P. 2424–2435.
60. Zhang, H. “Multi-wavelength dissipative soliton operation of an erbium doped fiber laser / D. Y. Tang, X. Wu, L. M. Zhao // *Optics Express*. –2009. – Vol. 17. no. 15. – P. 12692–12697.
61. Zhi-Chao, L. Tunable Multiwavelength Passively Mode-Locked Fiber Ring Laser Using Intracavity Birefringence-Induced Comb Filter / L. Zhi-Chao, L. Ai-Ping, X. Wen-Cheng, Y. Hai-Sen, L. Jia-Rui, Y. Qing, F. Zu-Jie // *IEEE Photonics Journal*. –2010. – Vol. 2. no. 4. – P. 571 - 577
62. Zhao, X. Switchable, dual-wavelength passively mode locked ultrafast fiber laser based on a single-wall carbon nanotube modelocker and intracavity loss tuning / X. Zhao, Z. Zheng, L. Liu, Y. Liu, Y. Jiang, X. Yang, and J. Zhu // *Optics Express*. –2011. – Vol. 19. no. 2. – P. 1168-1173.
63. Lin, S. F. Dual-band wavelength tunable nonlinear polarization rotation mode-locked Erbium doped fiber lasers induced by birefringence variation and gain curvature alteration / S. F. Lin, G. R. Lin // *Optics Express*. –2014. – Vol. 22 no. 18. – P. 22121–22132.
64. Rosa, H. G. Explaining simultaneous dual-carbon nanotube mode-locking Erbium-doped fiber laser by net gain cross section variation / H. G. Rosa, D. Steinberg, and E. A. T. de Souza // *Optics Express*. –2014. – Vol. 22. no. 23. – P. 28711–28718.
65. Hu, G. Asynchronous and synchronous dual-wavelength pulse generation in a passively mode-locked fiber laser with a modelocker / G. Hu, Y. Pan, X. Zhao,

S. Yin, M. Zhang, Z. Zheng // *Optics Letters*. –2017. – Vol. 42. no. 23. – P. 4942-4945.

66. Wei, Y. Ultrafast spectral dynamics of dual-color-soliton intracavity collision in a mode-locked fiber laser / Y. Wei, B. Li, X. Wei, Y. Yu, K. K. Y. Wong // *Applied Physics Letters*. –2018. – Vol. 112. No.8. – P. 081104.

67. Ganikhanov, F. Broadly tunable dual-wavelength light source for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy / F. Ganikhanov, S. Carrasco, X. S. Xie, M. Katz, W. Seitz, D. Kopf // *Optics Letters*. –2006. – Vol. 31. no. 9. – P.1292-1294.

68. Zhao, X. Fast, long-scan-range pump-probe measurement based on asynchronous sampling using a dual-wavelength mode-locked fiber laser / X. Zhao, Z. Zheng, L. Liu, Q. Wang, H. Chen, J. Liu // *Optics Express*. –2012. – Vol. 20. no. 23. – P. 25584-25589.

69. Majkić, A. Terahertz source at 9.4 THz based on a dual-wavelength infrared laser and quasi-phase matching in organic crystals OH1 / A. Majkić, M. Zgonik, A. Petelin, M. Jazbinšek, B. Ruiz, C. Medrano, and P. Günter // *Applied Physics Letters*. –2014. – Vol. 105. No. 14. – 141115.

70. Hu, G. Measurement of absolute frequency of continuous-wave terahertz radiation in real time using a free-running, dual-wavelength mode-locked, erbium-doped fibre laser / G. Hu, T. Mizuguchi, X. Zhao, T. M., T. Mizuno, Y. Yang, C. Li, M. Bai, Z. Zheng, T. Yasui // *Scientific Reports*. –2017. – Vol. 7. no. 42082.

71. Huang, Y. Q. Coexistence of harmonic soliton molecules and rectangular noise-like pulses in a figure-eight fiber laser / Y. Q. Huang, Z. A. Hu, H. Cui, Z. C. Luo, A. P. Luo and W. C. Xu // *Optics Letters*. – 2016. – Vol. 41. No. 17. – P. 4056–4059.

72. Bracamontes Rodriguez, Y. Dual noise-like pulse and soliton operation of a fiber ring cavity / Y. Bracamontes Rodriguez, O. Pottiez, E. G. Sanchez, J. P. Lauterio Cruz, H. Ibarra Villalon, J. C. Hernandez Garcia, M. Bello Jimenez, G. Beltràn Pérez, B. Ibarra Escamilla, E.A. Kuzin // *Journal of Optics*. –2017. – Vol. 19. no. 3. – P. 035502.

73. Wang, Y. Coexistence of noise like pulse and high repetition rate harmonic mode-locking in a dual-wavelength mode-locked Tm-doped fiber laser / Y. Wang, J. Li, E. Zhang, K. Mo, Y. Wang, F. Liu, X. Zhou, Y. Liu // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25. no. 15. – P.17192-17200.
74. Cuadrado-Laborde, C. Sub-picosecond ultra-low frequency passively mode-locked fiber laser / C. Cuadrado-Laborde, J. L. Cruz, A. Díez, M. V. Andrés // *Applied Physics B*. – 2016. – Vol. 122. no. 11. – P. 273.
75. Yuhua L., Novel Method to Simultaneously Compress Pulses and Suppress Supermode Noise in Actively Mode-Locked Fiber Ring Laser / L. Yuhua, L. Caiyun, W. Jian, W. Boyu, G. Yizhi // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 1998. – Vol. 10. no. 9. – P.1250-1252.
76. Feng, X. Stable and uniform multiwavelength erbium-doped fiber laser using nonlinear polarization rotation / X. Feng, H.-Y. Tam, P. K. A. Wai // *Optics Express*. – 2006. – Vol. 14. no. 18. – P. 8205-8210.
77. Wu, Z. Dual-state dissipative solitons from an all-normal-dispersion erbium-doped fiber laser: continuous wavelength tuning and multi-wavelength emission / Z. Wu, S. Fu, C. Chen, M. Tang, P. Shum, D. Liu // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40. no. 12. – P.2684-2687.
78. Korobko, D. A. Multisoliton complexes in fiber lasers / Korobko D. A., Gumenyuk R., Zolotovskii I. O., Okhotnikov O. G. // *Optical Fiber Technology*. – 2014. – Vol. 20. no. 6. – P. 593-609.
79. Jeong, Y. On the formation of noise-like pulses in fiber ring cavity configurations / Y. Jeong, L. A. Vazquez-Zuniga, S. Lee, Y. Kwon // *Optical Fiber Technology*. – 2014. – Vol. 20. no. 6. – P. 575-592.
80. Cheng, Z. Simulation of generation of dissipative soliton, dissipative soliton resonance and noise-like pulse in Yb-doped mode-locked fiber lasers / Z. Cheng, H. Li, P. Wang // *Optics Express*. – 2015. – Vol. 23. no. 5. – P. 5972-5981.
81. Donovan, G. Dynamics and statistics of noise-like pulses in mode locked lasers / G. Donovan // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. – 2015. – Vol. 309. no. 1. – P. 1-8.

82. Horowitz, M. Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser / M. Horowitz, Y. Barad, and Y. Silberberg // *Optics Letters*.– 1997.– Vol. 22. no. 11.– P. 799–801.
83. Tang, D. Y. Soliton collapse and bunched noise-like pulse generation in a passively mode locked fiber ring laser / D. Y. Tang, L. M. Zhao, B. Zhao // *Optics Express*.–2005.– Vol. 13, no. 7.– P. 2289–2294.
84. Kobtsev, S. Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers / S. Kobtsev, S. Kukarin, S. Smirnov, S. Turitsyn, and A. Latkin // *Optics Express*.–2009.– Vol. 17. no. 23.– P. 20707–20713.
85. Zhao, L. M. Generation of 15 nJ bunched noise-like pulses with 93nm bandwidth in an erbium doped fiber ring laser / L. M. Zhao, D. Y. Tang // *Applied Physics B*.–2006.– Vol. 83.– P. 553–557.
86. Zhao, L. M. Noise-like pulse in a gain-guided soliton fiber laser / L. M. Zhao, D. Y. Tang, J. Wu // *Optics Express*.–2007.– Vol. 15. No. 5.– P. 2145–2150.
87. Santiago-Hernandez, H. Generation and characterization of erbium-Raman noise-like pulses from a figure-eight fibre laser / H. Santiago-Hernandez, O. Pottiez, R. Paez-Aguirre, H. E. Ibarra-Villalon, A. Tenorio-Torres, M. Duran-Sanchez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, and J. C. Hernandez-Garcia // *Laser Physics*.–2015.– Vol. 25. no. 4.– P. 045106.
88. Santiago-Hernandez, H. Dynamics of noise-like pulsing at sub-ns scale in a passively mode-locked fiber laser / H. Santiago-Hernandez, O. Pottiez, M. Duran-Sanchez, R. I. Alvarez-Tamayo, J. P. Lauterio-Cruz, J. C. Hernandez-Garcia, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin // *Optics Express*.–2015.– Vol. 23. no. 15.– P. 18840–18849.
89. Garcia-Sanchez, E. Complex dynamics of a fiber laser in non-stationary pulsed operation/ E. Garcia-Sanchez, O. Pottiez, Y. Bracamontes-Rodriguez, J. P. Lauterio-Cruz, H. E. Ibarra-Villalon, J. C. Hernandez-Garcia, M. Bello-Jimenez, E. A. Kuzin // *Optics Express*.–2016.– Vol. 24. no. 17.– P. 18917–18930.

90. Runge, A. F. J. Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers / A. F. J. Runge, C. Aguergaray, N. G. R. Broderick, and M. Erkintalo // *Optics Letters*.—2013.— Vol. 38. no. 21.— P. 4327–4330.
91. Churkin, D.V. Stochasticity, periodicity and localized light structures in partially mode-locked fibre lasers / D. V. Churkin, S. Sugavanam, N. Tarasov, S. Khorev, S. V. Smirnov, S. M. Kobtsev, S. K. Turitsyn // *Nature Communications*.—2015.— Vol. 6. no. 7004.
92. Suzuki, M. Single-shot spectroscopy of broadband Yb fiber laser / M. Suzuki, S. Yoneya, H. Kuroda // *Proc. SPIE*.—2017.— 10089, 1008905.
93. Runge, A. F. J. Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser / A. F. J. Runge, C. Aguergaray, N. G. R. Broderick, M. Erkintalo // *Optics Letters*.—2014.— Vol. 39. no. 2.— P. 319–322.
94. Wang, Z. Q-switched-like soliton bunches and noise-like pulses generation in a partially mode-locked fiber laser / Z. Wang, Z. Wang, Y.-G. Liu, W. Zhao, H. Zhang, Sh. Wang, G. Yang, R. He // *Optics Express*.—2016.—Vol. 24. no. 13.—P. 14709-14716.
95. Goda, K. Theory of amplified dispersive Fourier transformation / K. Goda, D. R. Solli, K. K. Tsia, and B. Jalali // *Physical Review A*.—2009.— Vol. 80. no. 4.— P. 043821.
96. Goda, K. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements / K. Goda, B. Jalali // *Nature Photonics*.—2013.— Vol. 7. no. 2.— P. 102–112.
97. Boucon, A. Noise-like pulses generated at high harmonics in a partially-mode-locked km-long Raman fiber laser / A. Boucon, B. Barviau, J. Fatome, C. Finot, T. Sylvestre, M. W. Lee, P. Grelu, G. Millot // *Applied Physics B*.—2012.— Vol. 106. no. 2.— P. 283–287.
98. Pottiez, O. High-order harmonic noise-like pulsing of a passively mode-locked double-clad Er/Yb fibre ring laser / O. Pottiez, J. C. Hernández-García, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, M. Durán-Sánchez, A. González-García // *Laser Physics*.—2014.— Vol. 24. no. 11.— P. 115103.

99. Lauterio-Cruz, J. P. High energy noise-like pulsing in a double-clad Er/Yb figure-of-eight fiber laser / J. P. Lauterio-Cruz, J. C. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, J. M. Estudillo-Ayala, E. A. Kuzin, R. Rojas-Laguna, H. Santiago-Hernandez, and D. Jauregui-Vazquez // *Optics Express*.–2016.– Vol. 24. no. 13.– P. 13778–13787.
100. Solli, D. R. Amplified wavelength-time transformation for real-time spectroscopy / D. R. Solli, J. Chou, and B. Jalali // *Nature Photonics*.–2008.– Vol. 2. no. 1.– P. 48–51.
101. Chou, J. Real-time spectroscopy with sub-gigahertz resolution using amplified dispersive Fourier transformation / J. Chou, D. R. Solli, B. Jalali // *Applied Physics Letters*.–2008.– Vol. 92. no. 11.– P. 111102.
102. Herink, G. Resolving the build-up of femtosecond mode-locking with single-shot spectroscopy at 90 MHz frame rate / G. Herink, B. Jalali, C. Ropers, D. R. Solli // *Nature Photonics*.–2016.– Vol. 10. no. 5.– P. 321–326.
103. Herink, G. Real-time spectral interferometry probes the internal dynamics of femtosecond soliton molecules / G. Herink, F. Kurtz, B. Jalali, D. R. Solli, and C. Ropers // *Science*.–2017.– Vol. 356. no. 6333.– P. 50–54.
104. Pottiez, O. Soliton formation from a noise-like pulse during extreme events in a fibre ring laser / O. Pottiez, H. E. Ibarra-Villalón, Y. Bracamontes-Rodriguez, J. A. Minguela-Gallardo, E. Garcia-Sanchez, J. P. Lauterio-Cruz, J. C. Hernandez-Garcia, M. Bello-Jimenez, E. A. Kuzin // *Laser Physics Letters*.–2017.– Vol. 14. no. 10.– P. 105101.
105. Ibarra Villalón, H. E. Experimental study of non-stationary operation of a dual-wavelength passively mode-locked fibre ring laser / H. E. Ibarra Villalón, O. Pottiez, Y. E. Bracamontes Rodriguez, J. P. Lauterio-Cruz, A. Gomez Vieyra // *Laser Physics*.–2018.– Vol. 28. no. 6.– P. 065103.
106. Torres-Muñoz, O. S. Simultaneous temporal and spectral analysis of noise-like pulses in a mode-locked figure eight fiber laser / O. S. Torres-Muñoz, O. Pottiez, Y. Bracamontes-Rodriguez, J. P. Lauterio-Cruz, H. E. Ibarra-Villalón, J.

C. Hernandez-Garcia, M. Bello-Jimenez, E. A. Kuzin // *Optics Express*.—2019.— Vol. 27.no. 13.— P. 17521-17538.

107. Smirnov, S.V.Optical spectral broadening and supercontinuum generation in telecom applications / S.V. Smirnov, J.D. Ania-Castanon, T.J. Ellingham, S.M. Kobtsev, S. Kukarin,S.K. Turitsyn // *Optical Fiber Technology*.—2006.— Vol. 12. no. 2.— P. 122–147.

108. Genty, G.Fiber supercontinuum sources (invited) / G. Genty, S.Coen, J.M. Dudley // *Journal of the Optical Society of America B*.—2007.— Vol. 24. no. 8.—P. 1771-1785.

109. Goloborodko,V.Measuring temperature profiles in high-power optical fiber components/ V.Goloborodko,S.Keren, A.Rosenthal, B.Levit, M.Horowitz // *Applied Optics*.—2003.— Vol. 42. no. 13.— P. 2284–2288.

110. Kaminski, C.F. Supercontinuum radiation for applications in chemical sensing and microscopy / C.F. Kaminski, R.S. Watt, A.D. Elder, J.H. Frank, J. Hult // *Applied Physics B*.—2008.— Vol. 92. no.367.— P. 367–78.

111. Alfano, R.R. Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass / R.R. Alfano, S. L. Shapiro // *Physical Review Letters*.—1970.— Vol. 24.— P. 584–587.

112. Ranka, J.K.Visible continuum generation in air—silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm / J.K. Ranka, R.S. Windeler, A. J. Stentz // *Optics Letters*.—2000.— Vol. 25. no. 1.— P. 25-27.

113. Dudley, J.M.Supercontinuum generation in photonic crystal fiber / J.M. Dudley, G.Genty, S. Coen // *Review of Modern Physics*.—2006.— Vol. 78.— P.1135–1184.

114. Birks, T.A. Supercontinuum generation in tapered fibers / T.A. Birks, W.J.Wadsworth, P. S. J.Russell // *Optics Letters*.—2000.— Vol. 25. no. 19.— P. 1415-1417.

115. Wadsworth, W.J.Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source / W.J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch,

J.C.Knight, T.A. Birks, T.-P.M. Man,P.S.JRussell //Journal of the Optical Society of America B.–2002.– Vol. 19. no. 9.– P. 2148-2155.

116. Hernandez-Garcia, J.C. Supercontinuum generation in a standard fiber pumped by noise-like pulses from a figure-eight fiber laser / J.C. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, J. M. Estudillo-Ayala // Laser Physics.–2012.– Vol. 22.– P. 221–226.

117. Hernandez-Garcia,J.C. Generation of a spectrum with high flatness and high bandwidth in a short length of telecom fiber using microchip laser / J.C. Hernandez-Garcia, J. M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, R. Rojas-Laguna, R.I.Mata-Chavez, A. Gonzalez-Garcia //Optics Communications.–2013.– Vol. 292.– P. 126–30.

118. Lauterio-Cruz, J.P. Comparative study of supercontinuum generation using standard and high-nonlinearity fibres pumped by noise-like pulses / J.P. Lauterio-Cruz, O. Pottiez, Y.E. Bracamontes-Rodríguez, J.C. Hernández-García, E. García-Sánchez, M. Bello-Jimenez, E. A. Kuzin //Laser Physics.–2017.– Vol. 27. no. 6.– P. 65107.

119. Vazquez-Zuniga, L.A. Super-broadband noise-like pulse erbium-doped fiber ring laser with a highly nonlinear fiber for Raman gain enhancement / L.A.Vazquez-Zuniga, Y. Jeong //IEEE Photonics Technology Letters.–2012.– Vol. 24. no. 7.– P.1549–1551.

120. Xia, H. Compact noise-like pulse fiber laser and its application for supercontinuum generation in highly nonlinear fiber / H. Xia, H. Li, G. Deng, J. Li, S. Zhang, Y. Liu //Applied Optics.–2015.– Vol. 54. No. 32.– P. 9379-9384.

121. Morioka,T. Multi-WDM-channel, Gbit/s pulse generation from a single laser source utilizing LD-pumped supercontinuum in optical fiber / T.Morioka, K.Mori, S.Kawanishi, M. Saruwatari // IEEE Photonics Technology Letters. – 1994. - Vol 6. no. 3. – P. 365-368.

122. Morioka,T. Multi-wavelength picosecond pulse source with low jitter and high optical frequency stability based on 200 nm supercontinuum filtering /

T.Morioka, K.Uchiyama, S.Kawanishi, S.Suzuki, M. Saruwatari // Electronics Letters. – 1995. – Vol. 31. no. 13. – P. 1064-1068.

123. Morioka,T. Low-noise, pulsewidth tunable picosecond to femtosecond pulse generation by spectral filtering of wide-band supercontinuum with variable bandwidth arrayed-waveguide grating filters / T.Morioka,K.Okamoto, M.Ishii, M.Saruwatari // Electronics Letters. –1996. – Vol. 32. No. 9. – P. 836.

124. Kawanishi,S. 1.4Tbit/s (200Gbit/s ×7ch) 50km optical transmission experiment / S.Kawanishi, K.Takara, K.Uchiyama, I.Snake, O.Kamatani, H.Takahashi // Electronics Letters. –1997. –Vol. 33. no. 20. – P. 1716.

125. Yamada, E.106 channel ×10Gbit/s, 640 km DWDM transmission with 25 GHz spacing with supercontinuum multi-carrier source / E.Yamada, H.Takara, T.Ohara, K.Sato, T.Morioka, K.Junguji, M.Itoh, M.Ishii // Electronics Letters. – 2001. no. 25. – P. 1534.

126. Takada,K. 5-GHz-spaced 4200-channel two-stage tandem demultiplexer for ultra-multi-wavelength light source using supercontinuum generation / K.Takada, M.Abe, T.Shibata, T.Okamoto // Electronics Letters. –2002.– Vol. 38. no. 12. – P. 572-573.

127. Mori, K.Supercontinuum lightwave source generating 50 GHz spaced optical ITU grid seamlessly over S-, C- and L-bands / K.Mori, K.Sato, H.Tanaka, T.Ohara // Electronics Letters. –2003. –Vol. 39. no. 6. – Pp. 544-545.

128. Takushima, Y.Generation of over 140-nm-wide super-continuum from a normal dispersion fiber by using a mode-locked semiconductor-laser source / Y.Takushima, F.Futami, K.Kikuchi // IEEE Photonics Technology Letters – 1998. – Vol. 10. no. 11. – P. 1560-1562.

129. Boyraz, Ö.10Gb/s multiple wavelength, coherent short pulse source based on spectral carving of supercontinuum generated in fibers //Ö.Boyraz, J.Kim, M.N.Islam, F.Coppinger, B.Jalali //Journal of Lightwave Technology – 2000. – Vol. 18. no. 11. – P. 2167-2175.

130. Town, G.E.Optical supercontinuum generation from nanosecond pump pulses in an irregularly microstructured air-silica optical fiber / G.E.Town,

T.Funaba, T.Ryan, K.Lyytikainen // *Applied Physics B*. – 2003. – Vol. 77. – P.235-238.

131. Abeeluck, A.K. High-power supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers by use of a continuous-wave Raman fiber laser / A.K. Abeeluck, C. Headley, C.G. Jørgensen // *Optics Letters*. – 2004. – Vol. 29. No. 18. – P. 2163-2165.

132. Камынин, В.А. Генерация суперконтинуума в диапазоне 1,6-2,4 мкм с использованием стандартных оптических волокон / В.А.Камынин, А.С.Курков, В.Б.Цветков // *Квантовая электроника*. – 2011. – Vol. 41. no. 11. – P. 986-988.

133. Zheltikov, A.M. Let there be white light: supercontinuum generation by ultrashort laser pulses / A.M. Zheltikov // *Physics-Uspekhi*. – 2006. – Vol. 49. no. 6. – P. 605.

134. Almanee, M. Polarization evolution of vector wave amplitudes in twisted fibers pumped by single and paired pulses / M. Almanee, J.W. Haus, I. Armas-Rivera, G. Beltrán-Pérez, B. Ibarra-Escamilla, M. Duran-Sanchez, R.I. Álvarez-Tamayo, E.A. Kuzin, Y.E. Bracamontes-Rodríguez, O. Pottiez // *Optics Letters*. – 2016. – Vol. 41. No. 21. – P.4927-4930.

135. Zheng, X.W. High-energy noiselike rectangular pulse in a passively mode-locked figure-eight fiber laser / X.W. Zheng, Z.C. Luo, H. Liu, N. Zhao, Y.Q. Ning, M. Liu, X.H. Feng, X.B. Xing, A.P. Luo, W.C. Xu // *Applied Physics Express*. – 2014. – Vol. 7. no. 4. – P. 42701.

136. North, T. Raman-induced noiselike pulses in a highly nonlinear and dispersive all-fiber ring laser / T. North, M. Rochette // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38. no. 6. – P. 890-892.

137. Suzuki, M. Generation of Broadband Noise-Like Pulse from Yb-Doped Fiber Laser Ring Cavity // M. Suzuki, R.A. Ganeev, S. Yoneya, H. Kuroda // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40. no. 5 – P. 804-807.

138. Xia, C. Supercontinuum generation in silica fibers by amplified nanosecond laser diode pulses / C. Xia, M. Kumar, M.Y. Cheng, O.P. Kulkarni, M.N. Islam,

A.Galvanauskas, F.L.Terry, M.J.Freeman, D.A.Nolan, W.A.Wood //IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2007. –Vol. 13. no. 3. – 789–797.

139. Kumar, M. Power adjustable visible supercontinuum generation using amplified nanosecond gain-switched laser diode / M. Kumar, C.Xia, X.Ma, V.V.Alexander, M.N.Islam, F.L.Terry, C.C.Aleksoff, A.Klooster,D.Davidson // Optics Express. – 2008. –Vol. 16. No. 9. –P. 6194-6201.

140. Petersen,C.R. Spectral-temporal composition matters when cascading supercontinua into the mid-infrared /C.R. Petersen, P.M. Moselund, C.Petersen, U.Møller,O.Bang //Optics Express. – 2016. –Vol. 24. no. 2. – P. 749-758.

141. Lauterio-Cruz, J.P.Numerical study of supercontinuum generation using noise-like pulses in standard fibre /J.P. Lauterio-Cruz, J.C. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, Y.E. Bracamontes-Rodríguez, H.E. Ibarra Villalón, O.S. Torres-Muñoz, E. García-Sánchez, M. Cano-Lara, H. Rostro-González //Laser Physics. – 2018. – Vol. 28. No. 9. –P. 095106.

142. Krylov,A.A.A high power MOPA-laser based on mode-locked thulium-doped fiber oscillator with intracavity dispersion management / A.A.Krylov, M.A.Chernysheva, D.S.Chernykh, I.M.Tupitsyn // Laser Physics. – 2013. – Vol. 23. no. 4. – P. 045108.

143. Rajesh, K.All-fiber passively mode-locked thulium/holmium laser with two center wavelength / K.Rajesh, R.W. Brian // Applied Optics. – 2012. – Vol. 51. no. 27 – P. 6465-6470.

144. Chen,C.-J. Soliton fiber ring laser /C.-J. Chen, P.K.A. Wai, C.R. Menyuk //Optics Letters. – 1992. – Vol. 17. No. 6. – P. 417-419.

145. Soto-Crespo, J. M. Dissipative rogue waves: extreme pulses generated by passively mode-locked lasers /J.M.Soto-Crespo, P.Grelu, N.Akhmediev // Physical Review E. – 2011. – Vol. 84. no. 1. – P. 016604.

146. Soto-Crespo,J. M. Bifurcations and multiple-period soliton pulsations in a passively mode-locked fiber laser / M. Grapinet, Ph. Grelu, and N. Akhmediev //Physical Review E. – 2004. – Vol. 70. no. 6. – P. 066612.

147. Zolotovskii, I. O. Generation of bound states of pulses in a soliton laser with complex relaxation of a saturable absorber / Zolotovskii I. O., Korobko D. A., Gumenyuk R. V., Okhotnikov O. G. // *Quantum Electronics*. – 2015. – Vol. 45. no. 1. – P. 26-34.
148. Tauser, F. Amplified femtosecond pulses from an Er: fiber system: Nonlinear pulse shortening and self-referencing detection of the carrier-envelope phase evolution / F. Tauser, A. Leitenstorfer, W. Zinth // *Optics Express*. – 2003. – Vol. 11. no. 6. – P. 594-600.
149. Nicholson, J. W. High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation / J. W. Nicholson, A. D. Yablon, P. S. Westbrook, K. S. Feder, and M. F. Yan // *Optics Express*. – 2004. – Vol. 12. no. 13. – P. 3025-3034.
150. Lin, S.-S. Supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using amplified noise-like optical pulses / S.-S. Lin, S.-K. Hwang, J.-M. Liu // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22. no. 4. – P. 4152-4160.
151. «Авеста-Проект», [www.avesta.ru](http://www.avesta.ru).

## Список сокращений

УКИ — ультракороткий импульс

СК — суперконтинуум

NALM (nonlinear amplifying loop mirror) — нелинейное усиливающее кольцевое зеркало.

НВПП — нелинейное вращение плоскости поляризации

НУШ — Нелинейное уравнение Шредингера

CQGLE (cubic-quintic Ginzburg–Landau equation) — кубик-квинтическое комплексное уравнение Гинзбурга-Ландау

ДПФ — дисперсионное преобразование Фурье

ДГС — дисперсию групповой скорости

ФСМ — фазовая само-модуляция

ФКМ — фазовая кросс-модуляция

ВКР — вынужденное комбинационное рассеяние

РЧС — рамановский частотный сдвиг

МН — модуляционную неустойчивость

ЧВС — четырехволновое смешение

ФКВ — фотонно-кристаллические волокна

МН — модуляционная неустойчивость

МС — микроструктурированный

FROG (Frequency-resolved optical gating) — оптическое стробирование с частотным разрешением

КП — контроллер поляризации

ДСР — диссипативный солитонный резонанс

БПФ — быстрое преобразование Фурье

SMF (Single-mode fiber) — одномодовое волокно