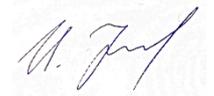


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «ИНСТИТУТ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
ИМ. А.М. ПРОХОРОВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

на правах рукописи



ЖЛУКОВА ИРИНА ВАДИМОВНА

ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА В ВОЛОКОННЫХ УСИЛИТЕЛЯХ

Специальность: 1.3.19 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

Камынин Владимир Александрович

Москва – 2022

Оглавление

Список сокращений.....	4
Введение.....	5
Глава 1. Литературный обзор.....	17
1.1. Генерация суперконтинуума.....	17
1.2. Форма оптического спектра суперконтинуума.....	20
1.3. Варианты оптических схем генерации суперконтинуума и используемые нелинейные волокна.....	23
1.4. Реализованные генераторы СК.....	27
1.4.1. Генераторы СК, основанные на РЗЭ Yb.....	27
1.4.2. Генераторы СК, основанные на РЗЭ Er.....	28
1.4.3. Генераторы СК, основанные на РЗЭ Tm и Ho.....	31
1.4.4. Генераторы СК, основанные на каскадных многокомпонентных схемах.....	34
Выводы к главе 1.....	40
Глава 2. Генерация суперконтинуума при использовании иттербиевого волоконного лазера, излучающего в области 1 мкм.....	42
2.1. Исследование иттербиевого волоконного лазера.....	44
2.1.2. Эксперименты по усилению излучения.....	49
2.2. Оптимизация волоконного иттербиевого усилителя.....	50
2.3. Генерация суперконтинуума.....	51
2.4.1. Оценка параметров волокон.....	55
2.4.2. Сравнение нелинейных волокон.....	58
2.4.3. Стабильность работы генератора СК.....	62
2.4.4. Математическое моделирование генерации СК.....	65
2.5. Частичное усиление излучения СК, за счет использования волоконных усилителей.....	67
2.6. Эксперименты по селекции излучения из стоксовой компоненты.....	72
2.7. Иттербиевый лазер, работающий в гибридной синхронизации мод.....	76
Выводы к Главе 2.....	83
Глава 3. Генерация суперконтинуума при использовании гольмиевого волоконного лазера, излучающего в области 2 мкм.....	85
3.1. Гольмиевый волоконный лазер.....	85
3.2. Нелинейная среда в генераторе СК и ее оптимизация.....	87
3.3. Математическое моделирование генерации СК в спектральной области 2 мкм...92	
3.4. Эксперимент по изгибным потерям в Ho- и Ge-волокнах.....	93
3.5. Эксперименты по изгибным потерям в гольмиевом волоконном усилителе.....	95

3.6. Эксперименты по изгибным потерям при генерации суперконтинуума.....	98
Выводы к главе 3.	101
Заключение.....	102
Благодарности.	104
Список цитируемой литературы	105

Список сокращений

СК- суперконтинуум

РЗЭ- редкоземельный элемент

МН- модуляционная неустойчивость

ВКР- вынужденное комбинационное рассеяние

ФСМ -фазовая само-модуляция

ДГС – дисперсия групповой скорости

ДВНД – длина волны ϵ нулевой дисперсии

НВ – нелинейное волокно

СМ – синхронизация мод

НВП – нелинейное вращение плоскости поляризации

ОУНТ – одностенные углеродные нанотрубки

ЗГ- задающий генератор

ВУ- волоконный усилитель

ДС – диссипативный солитон

Введение

Актуальность исследования.

В диссертации исследуется генерация суперконтинуума в волоконных усилителях при использовании различных волоконных лазерных источников, излучающих в спектральном диапазоне 1-2 мкм, и различных нелинейных сред.

В последние десятилетия генерация суперконтинуума (СК) стала предметом исследования многих научных групп, т.к. данная тема представляет интерес в разных областях [1], например, для дистанционного зондирования объектов [2], анализа дыхания [3], спектроскопии и детектирования остаточных газов [4], гиперспектральной микроскопии [5], для ранней диагностики заболеваний [6], когерентной томографии [7], оптической коммуникации [8].

Одним из определений суперконтинуума является – «излучение с непрерывным спектром, ширина которого во много раз превышает ширину спектра импульсов накачки» [9]. Другое определение дает Г. Агравал в своей книге [10]: «Для достаточно интенсивных импульсов спектр импульса становится настолько широким, что он может превышать величину порядка 100 ТГц. Подобное спектральное сверхуширение называется генерацией суперконтинуума – явление, которое впервые было обнаружено в начале 1970-х годов в твердых телах и газовых средах [11–13]». Оценка же спектрального преобразования сверхуширенного излучения на выходе из исследуемой лазерной системы чаще всего осуществляется по уровню сигнала–20 дБ от максимума и менее [14,15].

Первое упоминание о генерации суперконтинуума было в работе [12]. Исследовательская группа получила спектральное уширение при использовании пикосекундных импульсов с энергией 5 мДж, источником которых был неодимовый лазер с модулированной добротностью, а в качестве нелинейной среды применялось боросиликатное стекло. В последующих

исследованиях были представлены результаты по генерации СК в таких образцах как: кальцит, кварц, хлорид натрия.

В последние десятилетия представляет интерес генерация СК в оптических волокнах из-за их оптических, геометрических и механических свойств. К таким свойствам можно отнести одномодовость или многомодовость волокон, малые оптические потери, изменение дисперсии (специализированные волокна), легирование волокон активными ионами, реализация нелинейных эффектов за счет изменения параметров образцов, а также их прочность, стойкость к изгибам.

Развитие волоконной оптики и компонентов, таких как высокомоощные лазерные диоды накачки, оптические волокна различного состава и структуры, позволяет реализовать генерацию СК в спектральном диапазоне от УФ до ИК областей спектра [16,17]. Были представлены результаты по генерации СК в фотонно-кристаллических волокнах, где спектр излучения простирался более чем на октаву [13]. Дополнительно была продемонстрирована генерация в конусных волоконных структурах с перетяжкой. В этом случае, спектр простирался от УФ до ИК диапазона [18].

Одной из распространенных оптических схем генерации СК является использование источника импульсов с высокой пиковой мощностью и нелинейной среды для преобразование оптического спектра. В качестве накачки генераторов суперконтинуума выступают оптические системы, состоящие из задающих импульсных лазеров с каскадами оптических усилителей, позволяющие получить достаточную пиковую мощность для эффективного уширения спектра. Преобразование оптического излучения происходит за счет комплекса таких нелинейных эффектов как четырехволновое смешение (ЧВС), фазовая само-модуляция (ФСМ), вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР).

Для генерации СК в длинноволновой области спектра в диапазоне от 2 до 3 мкм, преимущественно используют лазерные системы, основанные на таких редкоземельных элементах (РЗЭ), как тулий или гольмий. В работе [19] была получена генерация с выходной мощностью до 25.7 Вт на основе волоконного усилителя, легированного тулием. Излучение находилось в диапазоне от 2 до 2.5 мкм с энергией в импульсе ~ 23.4 мкДж при частоте следования импульсов ~ 1.1 МГц. А для обеспечения генерации в более коротковолновой области используют уже импульсные источники, основанные на ионах иттербия. Коллектив авторов в [20] реализовали генератор СК, где в качестве источника использовался импульсный волоконный лазер, излучающий на длине волны 1060 нм (длительность импульса 750 пс, средняя выходная мощность 40 мВт и частота повторения 1 МГц), а также каскад усилителей, состоящий из трех иттербиевых ВУ, и тейпированное волокно, как нелинейная среда для уширения оптического спектра. На выходе из лазерной системы оптический спектр занимал область от 0.7 мкм до 2 мкм. В качестве нелинейной среды активно используются волокна с большим содержанием оксида германия (GeO_2), одним из их видов являются волокна с переменной по длине дисперсией [21][22]. В своей работе авторы [23] получили излучение суперконтинуума в диапазоне 1-2.6 мкм с накачкой от эрбиевого волоконного лазера. Данный тип волокон, позволяет получить генерацию до 3 мкм, за счет высокой нелинейности Керра, ВКР и низких (по сравнению со стандартными одномодовыми волокнами) потерь в длинноволновой области. При этом для данных световодов сохраняются преимущества волокон на кварцевой основе, в том числе, возможность использования стандартных сварных соединений, что делает источники СК более технологичными.

Для получения спектров генерации с длинноволновой границей за пределами 3 мкм, все чаще используются нелинейные волокна с уменьшенными потерями в длинноволновой части спектра, такие как ZBLAN

(ZrF₄-BaF₂-LaF₃-AlF₃-NaF) [24], флюоридные [25], селенидные и флюоритные.

Целью работы являлось исследование генераторов суперконтинуума, основанных на импульсных лазерных источниках, излучающих в спектральном диапазоне 1–2 мкм, совместно с волоконными усилителями, легированными различными редкоземельными элементами, и нелинейными средами, основанными на кварце, а также анализ спектральных и временных выходных параметров полученного излучения. Исходя из этого, в ходе работы необходимо было решить следующие **задачи**.

1. Разработка и исследование полностью волоконных источников ультракоротких или субпикосекундных импульсов, работающих в режиме синхронизации мод и излучающих в спектральной области 1–2 мкм.
2. Разработка и исследование волоконных усилителей для обеспечения высокой плотности мощности, которая необходима для наиболее эффективной генерации суперконтинуума.
3. Разработка и исследование генератора суперконтинуума, основанного на разных задающих источниках, и анализ полученных данных.
4. Частичное усиление излучения суперконтинуума за счет использования волоконных усилителей, легированные различными РЗЭ (эрбий, тулий и гольмий).
5. Анализ влияния изгибных потерь на генерацию суперконтинуума на длинах волн более 2 мкм.

Научная новизна

1) Впервые за счет использования частичного усиления продемонстрирована возможность при помощи варьирования мощности накачки волоконного усилителя, легированного разными РЗЭ, изменять

форму оптического спектра суперконтинуума под требуемые задачи, т.к. такие уширенные спектры могут использоваться для метрологии оптических частот, где необходим суперконтинуум с шириной спектра не менее одной октавы, обладающий высокой стабильностью.

2) Впервые создан полностью волоконный иттербиевый источник, излучающий на длине волны 1.12 мкм, который был получен за счет селекции из 1-ой стоксовой компоненты. В качестве селективного элемента использовалась система, состоящая из оптического циркулятора и волоконной брэгговской решетки (ВБР).

3) Продемонстрирована возможность использования уширенного излучения для генерации второй гармоники, а именно желто-зеленого излучения на длинах волн 0.5–0.6 мкм.

4) Впервые получены данные о влиянии изгибных потерь активных и пассивных компонентов оптической схемы на выходной спектр суперконтинуума на длине волны 2 мкм.

5) В данной работе при генерации суперконтинуума использовалось специализированное волокно с переменной дисперсией (DDF). Впервые продемонстрировано существенное отличие спектрального и временного преобразований излучения в зависимости от направления распространения в исследованных образцах DDF волокон.

Научно-практическая значимость

Практическая значимость работы заключается в том, что полученные данные по частичному усилению излучения суперконтинуума могут найти применение в медицине, а именно использование одного генератора суперконтинуума позволяет упростить процесс исследования воздействия различных спектральных диапазонов лазерного излучения на биологические образцы (мягкие ткани, мышцы, респираторный анализ и т.д.). Отдельным

вопросом является изучение различных тканей в организме человека, т.к. в спектральной области 2.2–2.3 мкм есть линии поглощения липидов. Полученная асимметрия, возникающая в спектре суперконтинуума, позволяет получить энергию до десятков нДж и более в требуемой части оптического спектра. Примером такой схемы служит разработка мобильного эндоскопа, который используется на месте оказания медицинской помощи. Также возможна спектральная фильтрация излучения из суперконтинуума и его усиленной части, с достаточно узкой спектральной линией за счет использования ВБР. Дополнительно генераторы суперконтинуума могут использоваться как источники в низкокогерентной интерферометрии, например, для определения положения дефектов в оптических волокнах.

Положения, выносимые на защиту

1. Использование в качестве задающего генератора волоконного иттербиевого лазера, работающего в режиме пассивной синхронизации мод и генерации 1-ой стоксовой компоненты, позволяет получить стабильный полностью волоконный генератор суперконтинуума.

2. Генерация суперконтинуума в волокнах с переменной дисперсией и диаметром сердцевины зависит от направления распространения излучения. При распространении излучения от меньшего к большему диаметру длинноволновая граница находится в диапазоне 2.3–2.4 мкм, в обратном случае в диапазоне 2.1–2.2 мкм.

3. Использование волоконных усилителей на основе редкоземельных элементов позволяет локально повысить плотность мощности суперконтинуума с 0.23 до 6.5 мВт/нм.

4. За счет спектральной селекции из стоксовой компоненты задающего иттербиевого лазера реализуется новый стабильный источник, излучающий на длине волны 1.12 мкм с разницей между паразитным

излучением и пиком селективного излучения –28 дБ. Средняя выходная мощность такого источника составляет ≈ 15 мВт.

5. Изгибные потери в активных и в пассивных оптических волокнах значительно влияют на длинноволновую границу суперконтинуума. При радиусе изгиба волокна менее 10 см доля мощности в спектре суперконтинуума на длинах волн более 2 мкм сокращается в 3 раза.

Апробация работы

Апробация работы проводилась на 13-ти различных всероссийских и международных конференциях: 17-ая Международная научная конференция-школа "Нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение" (2018, г.Саранск.), International Conference on Laser Optics (2018 и 2020, г. Санкт-Петербург), Российский семинар по волоконным лазерам, (2019, г.Новосибирск.), Всероссийская конференция по волоконной оптике (2019, г. Пермь.), Международная молодежная научная школа-конференция "Современные проблемы физики и технологий", (2019, г.Москва.), XII Всероссийской школе для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (2019, г. Саров.) Школа-конференция молодых учёных ИОФ РАН "Прохоровские недели" (2019, г.Москва.), IX международная конференция "Фотоника и информационная оптика" (2020, г.Москва), 9TH EPS-QEOD Europhoton virtual conference, (2020.), Всероссийская конференция по волоконной оптике (2021, г.Пермь). Работа была поддержана грантом №19-32-90205 (Аспиранты) Российского Фонда Фундаментальных Исследований.

Публикации

По теме диссертации было опубликовано 5 статей в научных журналах, из них 3 статьи входят в международную базу цитирования WoS и приравнены к перечню ВАК, остальные 2 публикации также входят в ВАК. Список публикаций по теме диссертации приведен в конце автореферата. Основные

результаты исследования вошли составной частью в работу, поддержанную грантом №19-32-90205 (Аспиранты) Российского Фонда Фундаментальных Исследований.

1. Жлуктова, И.В. Преобразование субнаносекундных импульсов в иттербиевом волоконном усилителе/ Жлуктова И.В.; Камынин В.А.; Филатова С.А., Трикшев А.И., Цветков В.Б. // Фотон-Экспресс. -2019.-Т.6.-№158.- 234-235.

2. Filatova, S.A. Spectral and temporal dynamics of ultrashort pulses in a holmium-doped fibre amplifier/ Filatova S.A., Kamynin V.A., Zhluktova I.V., Trikshev A.I., Arutyunyan N.R., Rybin M.G., Obraztsova E.D., Batov D.T., Voropaev V.S., Tsvetkov V.B.// Quantum Electronics. -2019.-Vol.49.-№12.- 1108 –1111

3. Zhluktova I.V. All-fiber 1125 nm spectrally selected subnanosecond source/ Zhluktova I. V., Filatova S. A., Trikshev A. I., Kamynin V. A., Tsvetkov V. B. // Applied optics. -2020-Vol.59.-№29.-9081-9086

4. Zhluktova I.V. Hybrid source of subnanosecond pulses in the spectral range 532-600 nm / Irina V. Zhluktova, Vladimir A. Kamynin, Nataliya R. Arutyunyan, Elena D. Obraztsova, Denis A. Guryev, Anton I. Trikshev, Vladimir B. Tsvetkov// Applied Physics Express - 2021.- Vol.14.-№11.-112002(1)-112002(5)

5. Жлуктова, И.В. Частичное усиление суперконтинуума в спектральном диапазоне 1.5-2 мкм/ Жлуктова И.В.; Камынин В.А.; Зверев А.Д., Сысолятин А.А., Цветков В.Б. // Фотон-Экспресс. -2021.-Т.6.-№174.- 124-125.

Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих семинарах и конференциях:

1. Жлуктова И.В. Импульсно-периодический волоконный гольмиевый лазер с внутрирезонаторным модулятором Маха-Цендера/ И.В. Жлуктова, В.А. Камынин, В.Г. Воронин, О.Е. Наний, В.Б. Цветков//Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение:

- прогр. и материалы 17-й Междунар. науч. конф.-шк., Саранск, 18 сент. – 21 сент. 2018 г. / редкол.: К. Н. Нищев (отв. ред.) [и др.]. – Саранск, 2018 – С. 23;
2. Zhluktova I.V. Holmium fiber amplifier, operating in the spectral range 2016-2200 nm /I.V. Zhluktova, V.A. Kamynin, V.B.Tsvetkov, //2018 International Conference Laser Optics (ICLO). – IEEE, 2018;
3. Жлуктова И.В. Исследование влияния изгибных потерь на генерацию суперконтинуума в гольмиевых волоконных усилителях/ И.В. Жлуктова, С.А. Филатова, Ю.Н. Пырков, В.А. Камынин, В.Б. Цветков// Материалы 8-ого Российского семинара по волоконным лазерам. – Новосибирск, Академгородок, 2018;
4. Жлуктова, И.В. Исследование генерации суперконтинуума в гольмиевом волоконном усилителе/ И.В. Жлуктова, С.А. Филатова, Ю.Н. Пырков, В.А. Камынин, В.Б. Цветков// VIII Международная молодежная научная школа-конференция «Современные проблемы физики и технологий», (Москва, 15-20 апреля 2019г.).- НИЯУ МИФИ, 2019.–С.219-220;
5. Жлуктова И.В. Преобразование субнаносекундных импульсов в иттербиевом волоконном усилителе/Жлуктова И.В., Камынин В.А., Филатова С.А., Трикшев А.И, Цветков В.Б.//Всероссийская конференция по волоконной оптике (г.Пермь, 2019г);
6. Жлуктова И.В. Спектральная и временная динамики первой стоксовой компоненты субнаносекундных импульсов в иттербиевом волоконном лазере/ И.В. Жлуктова, В.А. Камынин, С.А. Филатова, А.И. Трикшев, В.Б. Цветков// XII Всероссийской школе для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (г. Саров, 25-28 июня 2019г.);
7. Жлуктова И.В. Преобразование субнаносекундных импульсов в иттербиевом волоконном усилителе/ Жлуктова И.В., Камынин В.А., Филатова

С.А., Трикшев А.И.//Школа-конференция молодых учёных ИОФ РАН "Прохоровские недели" (г.Москва, 29-31 октября 2019 г.);

8. Zhluktova I.V. Investigation of sources of subnanosecond pulses of the visible spectral range for medical systems// I. V. Zhluktova, V. A. Kamynin, N. R. Arutyunyan, A. S. Pozharov, A. I. Trikshev, S. A. Filatova, E. D. Obraztsova, V. B. Tsvetkov//9TH EPS-QEOD Europhoton virtual conference (30 august - 4 september 2020);

9. Zhluktova I.V. Investigate of hybrid mode-locked in a long-cavity ytterbium-doped fiber laser/ I.V. Zhluktova, V.A. Kamynin, N.R. Arutyunyan, A.S. Pozharov, E.D. Obraztsova, V.B. Tsvetkov//19th International Conference Laser Optics, ICLO 2020);

10. Жлуктова И.В. Генерация суперконтинуума в спектральном диапазоне 1-2 мкм с использованием волокон с переменной дисперсией/ И.В. Жлуктова, В.А. Камынин, А.И. Трикшев// Школа-конференция молодых учёных ИОФ РАН "Прохоровские недели" (г.Москва, 8-10 декабря 2020 г.);

11. Zhluktova I.V. Investigation of sources of subnanosecond pulses of the visible spectral range for medical systems/ I.V. Zhluktova, V.A. Kamynin, N.R. Arutyunyan, A.S. Pozharov, A.I. Trikshev, S.A. Filatova, E.D. Obraztsova, V.B. Tsvetkov//9TH EPS-QEOD Europhoton virtual conference, (2020);

12. Zhluktova I.V. Partial Amplification Of Supercontinuum Radiation In The Spectral Region 1.5-2 μm / I.V. Zhluktova, A.D. Zverev, V.A. Kamynin, A.I. Trikshev, A.A. Sysoliatin, V.B. Tsevtkov// Advanced Solid State Lasers (2021);

13. Жлуктова И.В. Частичное усиление суперконтинуума в спектральном диапазоне 1.5-2 мкм/ И.В. Жлуктова, В.А. Камынин, А.Д. Зверев, А.А. Сысолятин, В.Б. Цветков// Всероссийская конференция по волоконной оптике (г.Пермь, 2021г).

Достоверность

Достоверность результатов работы обеспечивается тем, что теоретическую часть диссертационной работы составили известные в литературе подходы и методики, в том числе использование математической модели распространения излучения в среде, основанной на нелинейном уравнении Шредингера. Достоверность подтверждается надежной статистикой экспериментов, использованием современного оборудования и применением современных теоретических представлений и методов обработки при анализе данных, публикациями материалов работ в ведущих физических научных журналах и докладами на российских и международных конференциях.

Личный вклад автора

Содержание диссертации отражает личный вклад автора в опубликованных работах. Комплекс исследований, результаты которых приведены в настоящей диссертационной работе, выполнен автором лично или при определяющем его участии и заключается в разработке методов исследования, проведении численных расчетов и экспериментальных измерениях, в написании научных статей и их подготовке к публикации. Работа выполнена в отделе Лазерных кристаллов и твердотельных лазеров Института общей физики им А.М. Прохорова Российской академии наук (ИОФ РАН).

Волокна, легированные оксидом германия, были предоставлены В.М. Машинским, а волокна с переменной по длине дисперсии были изготовлены в ходе совместных исследований ИОФ РАН и ИХВВ РАН Н.Новгород. Волокна, легированные ионами гольмия, изготавливались в Лаборатории волоконных лазеров ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. Академика Е.И. Забабахина» в городе Снежинск. Также волоконные брэгговские решетки были изготовлены в ИП «НЦВО-Фотоника».

Структура и объем диссертации

Структура диссертационной работы: диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и цитируемого списка литературы. Работа содержит 117 страницы, 52 рисунка, 10 таблиц и список литературы, включающий 124 источников.

Глава 1. Литературный обзор

1.1. Генерация суперконтинуума

Физические процессы, лежащие в основе генерации суперконтинуума (рис.1) в оптических волокнах, могут сильно отличаться в зависимости от значений параметров дисперсии, нелинейности и длины среды, продолжительности импульса, пиковой мощности и длины волны инициирующих импульсов. При использовании фемтосекундных импульсов, спектральное уширение может быть вызвано в основном эффектом фазовой самомодуляции (ФСМ). В режиме аномальной дисперсии сочетание ФСМ и дисперсии может привести к сложной динамике поведения солитонов, в том числе расщеплению солитонов высшего порядка. При накачке пикосекундными или наносекундными импульсами, основную роль играют вынужденное комбинационное рассеяние и четырехволновое смешение.

Оптические волокна обеспечивают большие длины нелинейно-оптического взаимодействия лазерных импульсов достаточно высокой интенсивности, позволяя радикально снизить требования к мощности лазерного излучения, необходимого для генерации суперконтинуума.



Рис.1. Блок-схема генерации СК

Различные режимы генерации СК можно широко различать, рассматривая аномальную и нормальную накачку ДГС, а также короткие

(субпикосекундные) и длинные (пикосекундные, наносекундные и CW) импульсы накачки.

Если рассматривать сначала аномальный режим ДГС с короткими импульсами накачки, спектральное уширение возникает из динамики, связанной с солитоном, и происходит в три фазы. Мощность импульсов накачки, как правило, достаточно велика для того, чтобы эти импульсы считались солитонами высокого порядка, $N = [L_D/L_{NL}]^{1/2} > 1$, так что они первоначально подвергаются начальному периоду спектрального уширения и временного сжатия.

Впоследствии из-за возмущений, таких как дисперсия высокого порядка и вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [26–28], динамика отходит от повторяющегося поведения, ожидаемого от идеальных солитонов высокого порядка, и импульс расщепляется на серию из N различных фундаментальных солитонных компонентов.

Начальное распространение этих фундаментальных солитонов связано с генерацией спектральных компонентов дисперсионной волны за счет резонансной передачи энергии через длину волны ϵ -нулевой дисперсии (ДВНД) [29]. Резонанс обусловлен дисперсией высокого порядка и является узкополосным, что объясняет резкую коротковолновую кромку, обычно наблюдаемую на СК-спектрах в этом режиме. Продолжающееся распространение солитонов также приводит к непрерывному сдвигу в область более длинных волн через самофазовый сдвиг солитона за счет ВКР [28]. Наконец, такой созданный солитон и дисперсия волн могут проходить через фазовую кросс-модуляцию для генерации дополнительных частотных компонент, которые увеличат полосу пропускания.

Для импульсов с большой длительностью и высокой пиковой мощностью, так что порядок солитона становится больше ($N \gg 10$), описанный выше процесс деления солитона становится все менее важным во

время первоначального распространения. Это получается, потому что масштаб характерной длины, по которой возникает, ($L_{fiss} = L_D/N$) увеличивается с длительностью импульса накачки. Вместо этого модуляционная неустойчивость (МН) (эквивалентно, генерирование параметрических боковых полос с четырехволновым смещением (ЧВС)) происходит на одной шкале длины независимо от длительности импульса и, следовательно, начинает доминировать на начальной фазе распространения. В этих условиях начальная динамика МН приводит к временному расщеплению импульса накачки на большое количество суб-импульсов. Затем дальнейшее спектральное уширение возникает, по существу, так же как с короткими импульсами накачки низкого порядка; то есть каждый под-импульс может подвергнуться дальнейшему расщеплению, фазовому сдвигу и формированию дисперсионной волны. Однако, по сравнению с короткими импульсами накачки, слишком высокая накачка в аномальном режиме ДГС приводит к уменьшению спектрального уширения, поскольку исходная динамика МН не создает достаточной полосы пропускания для эффективного переноса дисперсионной волны в нормальный режим ДГС.

В нормальном режиме ДГС динамика спектрального уширения для субпикосекундных импульсов возникает из-за взаимодействия ФСМ и нормальной ДГС волокна с более короткими импульсами, вызывающими большее нелинейное уширение [10]. Поскольку это приводит к значительному увеличению длительности импульсов и быстрому уменьшению пиковой мощности в течение первых нескольких сантиметров распространения, степень нелинейного спектрального уширения ограничена. Однако для источника накачки, длина волны излучения которого попадает в ДВНД, первичное уширение начинается из-за ФСМ. Затем, переходя уже в область аномальной дисперсии, все более важную роль играет динамика солитона. Параметрическая генерация и вынужденное комбинационное рассеяние также могут значительно способствовать передаче энергии в область аномальной

ДГС в зависимости от конкретных условий накачки и характеристик волокна. Для более длинных (пикосекундных) импульсов и непрерывного излучения, для которых ФСМ не играет важной роли, может возникнуть значительное начальное спектральное уширение от четырехволнового смешения и комбинационного рассеяния. Здесь уже ВКР эффекты доминируют при перекачке далеко в область нормальной ДГС. Ближе к ДВНД, ЧВС становится все более важным, поскольку параметрический коэффициент усиления выше, чем коэффициент усиления комбинационного рассеяния [10],[29]. В случае, когда это уширение начинает перекрываться с ДВНД, солитонные эффекты могут снова способствовать общей динамике распространения излучения.

Таблица. 1. Схема распределения нелинейных эффектов в зависимости от ДГС и длительности импульсов [26].

Дисперсия	$\tau < 10$ ps	$\tau > 10$ ps
$D > 0$	ФСМ, ЧВС, ВКР	МН, ВКР, расщепление солитона,
$D < 0$	Расщепление солитона, собственный частотный сдвиг солитона за счет ВКР, дисперсионная волна	МН, собственный частотный сдвиг солитона за счет ВКР, дисперсионная волна

*D- дисперсия, τ -длительность импульса.

В соответствии с вышесказанным, в таблице 1 приведена краткая сводка доминирующих эффектов в зависимости от длительности импульса и дисперсии.

1.2. Форма оптического спектра суперконтинуума

Если рассматривать начальный импульс как серию импульсов, которые обычно могут отличаться друг от друга по энергии и длительности, то каждый из импульсов в пачке будет испытывать нелинейные эффекты, описанные выше. Тем не менее, энергия, необходимая для прерывания импульса, будет оставаться более или менее постоянной для всех импульсов в пачке. В

результате каждый импульс в пачке разбивается на определенном расстоянии, сохраняя при этом сопоставимую энергию. Тогда каждый солитон комбинационного рассеяния будет иметь различное расстояние распространения и различный ВКР сдвиг. Наложение этих импульсов приведет к образованию суперконтинуума с плоской вершиной.

Более того, если значительная часть энергии импульса находится в боковых полосах Келли, то сама боковая полоса может рассматриваться как импульс длительностью менее наносекунды с очень большим числом солитонов. Если такой импульс усиливается, это может привести к эффекту МН, способствующему образованию суперконтинуума. Следует отметить, что генерация СК за счет как генерации множественных солитонов, так и МН связана с импульсными флуктуациями на выходе усилителя.

Процесс уширения спектра импульсов в ВКР усилителе в режиме аномальной дисперсии можно понять следующим образом: когда энергия пикосекундного основного солитона с порядка $N=1$, быстро увеличивается за счет усиления, фазовая самомодуляция приводит к постепенному спектральному уширению импульса. На некотором расстоянии, намного меньшем длины дисперсии, импульс превышает максимальную энергию солитона и в конечном итоге расщепляется. Такой суб-солитон [30,31] будет отличаться от исходного пикосекундного солитона с точки зрения ширины полосы, длительности и, следовательно, энергии. В основном он будет иметь спектральную полосу, соответствующую уширению за счет ФСМ. Если его спектральная ширина достаточна, суб-солитон будет испытывать ВКР сдвиг собственной частоты и временную задержку.

Когда суб-солитон с ВКР смещением испытывает собственный частотный сдвиг и удаляется от спектральной области усиления, его энергия перестает увеличиваться. Более того, солитон начинает постепенно терять энергию, поскольку пассивные потери волокна увеличиваются в сторону ИК

области спектра, тем самым снижая скорость собственного сдвига частоты. В то же время основной импульс все еще будет усиливаться и в определенный момент снова распадается, образуя второй расщепленный солитон, который аналогичным образом уйдет как по времени, так и по частоте.

Так, например, в световодах, легированных Tm, есть дополнительный механизм, который может способствовать формированию длинноволновых ВКР солитонов. В ионах Tm^{3+} два разных перехода могут давать вклад в область усиления:

- Переход ${}^3F_4-{}^3H_6$, охватывающий спектральную область 1.8–2 мкм,
- переход ${}^3H_4-{}^3H_5$, охватывающий спектральную область 2.2–2.5 мкм [26], [27].

При накачке на 793 нм усиление в области 1.8–2 мкм происходит по хорошо известному механизму кросс-релаксации в ионе Tm^{3+} , заселяющем уровень 3F_4 . Этот процесс требует высоких концентраций легирования [32,33]. При концентрациях ионов Tm^{3+} , используемых в данной работе, кросс-релаксация не происходит со 100% эффективностью, так что определенная заселенность всегда присутствует на уровне 3H_4 . Это обеспечило бы ненулевое усиление на переходе ${}^3H_4-{}^3H_5$, который является четырехуровневым и не насыщается излучением 1.9 мкм. Таким образом, солитоны с ВКР смещением, которые генерируются в начале активной среды усилителя, будут испытывать дополнительное усиление при перемещении по всей длине среды усилителя в диапазоне длин волн 2.2–2.5 мкм без дополнительных энергетических затрат.

Несмотря на то, что выходные мощности аналогичных систем в десятки ватт уже были продемонстрированы [34,35] для многих приложений требуется значительно меньшая выходная мощность.

1.3. Варианты оптических схем генерации суперконтинуума и используемые нелинейные волокна.

Существует несколько вариантов компоновки лазерной системы генерации СК, которые представлены на рис. 2. Некоторые исследовательские группы используют вариант [36], представленный на рис. 2 (а). Но, как уже говорилось ранее, наиболее перспективны лазерные системы, которые используют волоконный усилитель совместно с нелинейным волокном (НВ) (рис. 2 (б)) или только волоконный усилитель (рис.2 (в)). Другой вариант – это использование каскада усилителей с несколькими НВ в схеме.

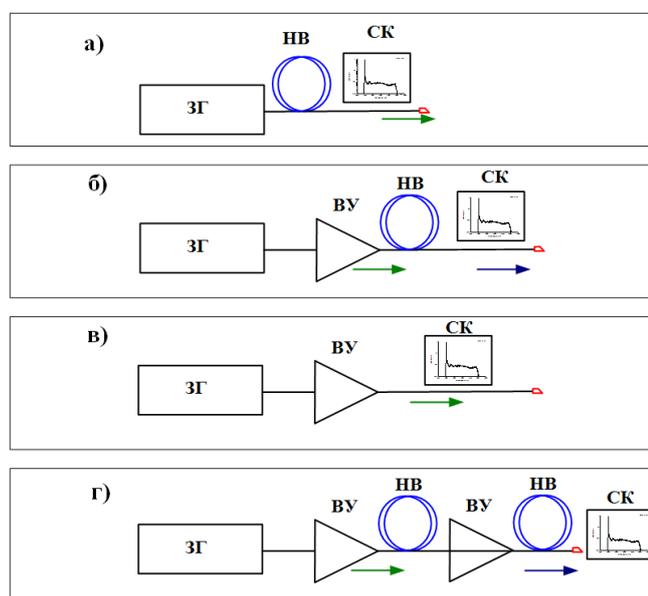


Рис. 2. Оптические схемы генерации суперконтинуума

В качестве НВ волокна чаще используют кварцевые, халькогенидные, фторидные, флюоридные, германатные и др. волокна [37]. Например, в работе [36] группа авторов использовала титан-сапфировый лазер для генерации импульсов с энергией 100 пДж и длительностью 100 фс. При использовании данных импульсов была получена генерация СК в спектральном диапазоне 2.1–3.2 мкм за счет использования различных халькогенидных волокон. Kulkarni et al. сообщали о сдвиге спектра от 1.55 мкм до 1.9 мкм в халькогенидных волокнах, где низкий порог оптического повреждения $1 \text{ ГВт} / \text{см}^2$ и высокая нормальная дисперсия групповых скоростей,

ограничивающая дальнейшее смещение спектра в длинноволновую область [33]. Сульфидные и селенидные волокна также использовались для демонстрации СК в диапазоне от 2 до 3 мкм с использованием в качестве накачки лазера оптического параметрического усилителя (“ОРА”- ОПУ) 2,5 мкм [36]. Domachuk et al. сообщили о широкополосном СК, простирающемся от 0.79 до 4.87 мкм, со средней выходной мощностью 90 мВт путем объединения импульсов длительностью 100 фс, 1.55 мкм в 8- миллиметровом высоколинейном теллуридном микроструктурированном волокне [38].

Также сообщалось о различных результатах моделирования, когда свойства волокон и профили дисперсии были изменены в не кварцевых волокнах, чтобы генерировать СК среднего ИК-диапазона. Hu et al. опубликованные результаты генерации СК в среднем ИК-диапазоне с использованием халькогенидных фотонно-кристаллических волокон с модифицированными профилями дисперсии [39]. Chen et al. показали моделирование для генерации когерентного СК в среднем ИК-диапазоне в неравномерно суженных волокнах ZBLAN на основе генерации дисперсионной волны с согласованной фазой солитона, стабилизированным вблизи второй длины волны нулевой дисперсии [40]. Price et al. предоставили моделирование, показывающее возможность генерации СК среднего ИК-диапазона в микроструктурированных волокнах из висмутового стекла при фазовом согласовании источника на длине волны 2 мкм при нулевой дисперсии [41].

Таким образом, адаптация дисперсии позволяет настраивать профили дисперсии в данных волокнах для генерации широкополосных СК среднего ИК-диапазона с требуемыми спектральными и когерентными свойствами при использовании легко доступных накачек на разных длинах волн. Более низкая дисперсия также может являться преимуществом при генерации

широкополосного СК за счет уменьшения пиковой интенсивности, необходимой для генерации.

В последнее время набирают популярность ZBLAN волокна, так как они позволяют получить генерацию в среднем ИК-диапазоне. Хотя ZBLAN имеет коэффициент нелинейности немного ниже, чем у кварца ($1.3 \text{ Вт}^{-1} \times \text{км}^{-1}$ для ZBLAN против $1.6 \text{ Вт}^{-1} \times \text{км}^{-1}$ для SMF-28e на длине волны 1.5 мкм) [42], они превосходят другие волокна для генерации эффективного суперконтинуума в середине ИК-диапазона из-за их малых оптических потерь, относительно более высокой прочности и широкого окна прозрачности в средней ИК-области [43]. Первое поколение СК в волокнах ZBLAN в диапазоне от 1.8 до 3.4 мкм было продемонстрировано Hagen et al [44]. В данной работе использовался волоконный лазер, на основе активных ионов Er^{3+} с синхронизацией мод, на длине волны 1550 нм с длительностью импульсов 900 фс и частотой повторения 200 кГц для накачки стандартного одномодового кварцевого волокна длиной 21 см. Затем выходное излучение попадало в волокно ZBLAN длиной 91 см с диаметром сердцевины 8.5 мкм и $\text{NA}=0.21$. Генерация СК в этом случае почти полностью основывалась на процессе сдвига ВКР солитона.

Также халькогенидные стекла имеют большие преимущества по сравнению с теллуридными и фторидными стеклами из-за более широкого окна пропускания (более 20 мкм) и более высокого коэффициента нелинейности ($50.000 \text{ Вт}^{-1} \times \text{км}^{-1}$ (странный шрифт у-1) для диаметра сердцевины 200 нм на длине волны 1.5 мкм) в средней ИК-области [45,46]. Используя халькогенидное стекло, дисперсию волокна можно контролировать, а ДВНД можно смещать в ближний ИК-спектр, что позволяет прокачивать в аномальной области дисперсии волокна с помощью обычных волоконно-оптических лазерных накачек ближнего ИК диапазона (примеры в таблице 2.).

Следующий вид НВ - теллуритные, которые относятся к типу фторидных волокон. Они основаны на тяжелых металлах и имеют аналогичные длинноволновые пределы пропускания с более высоким коэффициентом нелинейности по сравнению с волокнами такого же типа [47]. Однако в настоящее время только фторидные волокна из тяжелых металлов, особенно волокна ZBLAN, считаются наиболее стабильными и технологически повторяемые по оптическим характеристикам.

Также в качестве нелинейной среды используют стандартные телекоммуникационные волокна (SMF-28 или HI1060). При их использовании было продемонстрировано уширение в спектральном диапазоне до 2.5 мкм [48–50]. Важным преимуществом волокон на основе диоксида кремния является возможность получения надежного соединения с источником волоконного лазера с низкими потерями. В результате, соединяя волоконный лазер с НВ, можно создать компактный полностью волоконный источник суперконтинуума без использования какой-либо объемной оптики и оптомеханики. Также пропадает какая-либо необходимость в юстировке лазерной системы. Эта идея уже применялась для лазерной системы, где использовался субпикосекундный лазер, работающего на длине волны 1.56 мкм, а в качестве НВ применялось кварцевое волокно со ступенчатым показателем преломления (ДВНД на 1.59 мкм). Использование данных компонентов привело к генерации очень широкого суперконтинуума, покрывающего спектральный диапазон 1.12–2.24 мкм [51].

Исходя из вышеперечисленного, можно сказать, что для генерации СК в достаточно широком диапазоне, возможно использование кварцевых волокон.

1.4. Реализованные генераторы СК

1.4.1. Генераторы СК, основанные на РЗЭ Yb

Коллектив авторов в своей работе [20] реализовали генератор СК (рис.3(a)). В качестве источника использовался импульсный волоконный лазер, излучающий на длине волны 1.06 мкм (длительность импульсов 0.75 нс, средняя выходная мощность 40 мВт и частота повторения 1 МГц), а также каскад усилителей, состоящий из трех волоконных иттербиевых усилителей, и пассивного тейпированного волокна с двойной оболочкой.

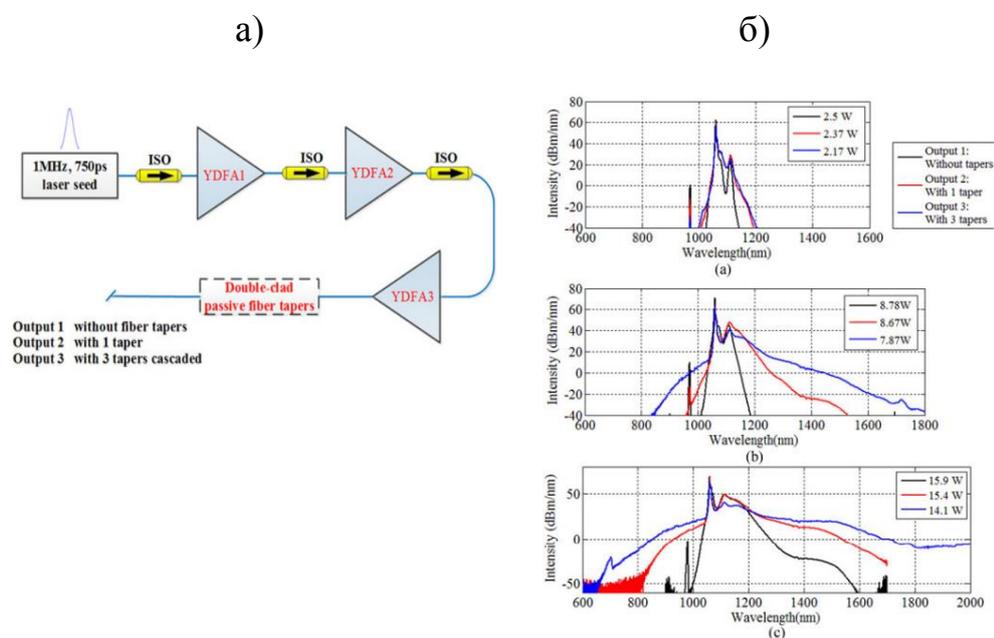


Рис.3. а) Экспериментальная установка генератора СК, ISO- оптический волоконный изолятор; б) Полученные измеренные оптические спектры СК при разных уровнях мощности накачки. а) мощность накачки усилителя 3.86 Вт, б) 13.8 Вт и с) 25.4 Вт, соответственно.

В данном случае первые два усилителя использовались для повышения средней выходной мощности импульса на длине волны 1.06 мкм до средней мощности в несколько Вт. ДНВНД обычного кварцевого волокна была на длине волны 1.3 мкм, а тейпированного для диаметра 8 мкм и 5 мкм на длинах волн 1.15 мкм и 1.082 мкм, соответственно. В дальнейшем использовалось

3 тейпированных волокна, сваренные друг с другом. На рис. 3(б) представлена эволюция оптического спектра СК при разных уровнях мощностях накачки основного усилителя. Как отмечают авторы, в данной ситуации основным нелинейным эффектом являлась ФСМ.

1.4.2. Генераторы СК, основанные на РЗЭ Er

Одним из вариантов реализованных генераторов СК, использующие в качестве источников накачки системы излучающие на длине волны 1.5 мкм, является статья [51]. Здесь исследовательская группа в качестве задающего источника использовала эрбиевый волоконный лазер, работающий в режиме пассивной синхронизации мод (2 мВт, 250 фс на частоте 46 МГц). На рис. 4 представлена схема установки. В одномодовом волокне происходила предварительная частотная модуляция импульсов перед введением в эрбиевое волокно, которое обеспечивало усиление и первичное спектральное уширение. Затем, выходной импульс, во-втором SMF волокне сжимался.

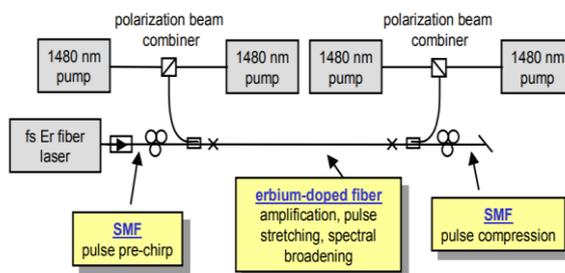


Рис.4. Экспериментальная схема эрбиевого усилителя

В качестве нелинейной среды использовалось волокно, легированное германием. Дисперсия данного волокна была 1.19 пс/(нм км) на длине волны 1.55 мкм. Коэффициент нелинейности составлял $\sim 10.6 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$.

В работе [52] реализовали лазерную систему, основанную на объемной оптике (рис.5). В качестве нелинейного волокна использовалось фторидное, легированное ионами Er. Задающим источником служил импульсный оптический параметрический генератор на длине волны 2.75 мкм, с

длительностью импульсов 0.4 нс и энергией 0.5 мкДж, частота повторения составляла 2 кГц.

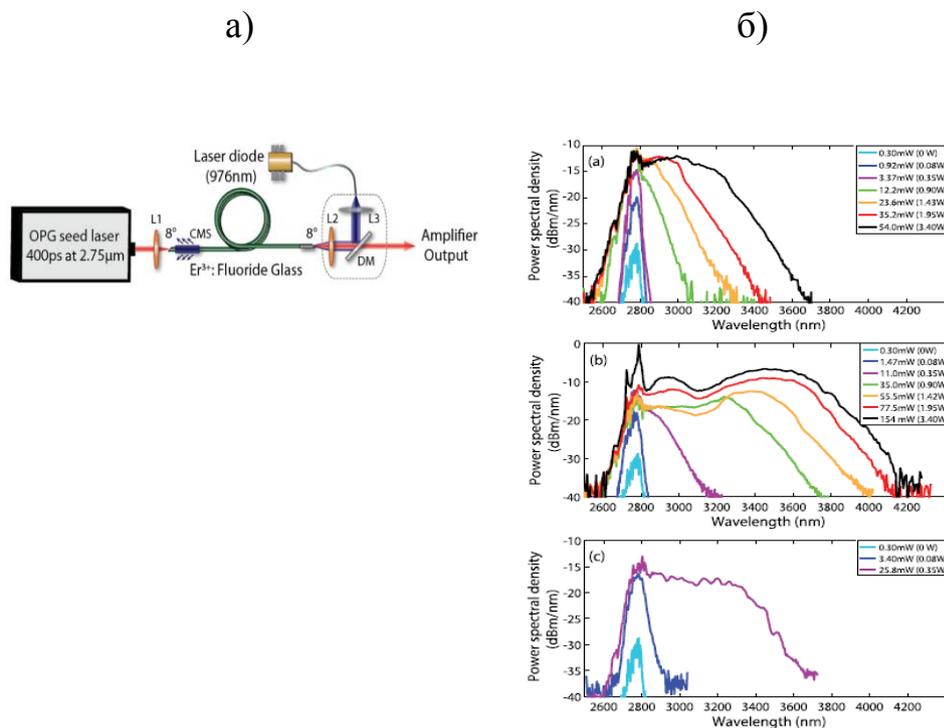


Рис.5. а) экспериментальная установка генератора СК; б) Эволюция СК-спектров, генерируемых с длиной волокна (а) 0.9, (б) 2 и (с) 5,6 м при разных ВЫХОДНЫХ МОЩНОСТЯХ.

В эксперименте использовалось 3 образца эрбиевого волокна, отличающиеся по длине (0.9, 2 и 5.6 метров), а также различные мощности накачки усилителя. На рис. 5(б) представлены полученные результаты. Ширина максимально полученного оптического спектра СК составлял 1600 нм (от 2.6 до 4.1 мкм). Полученная максимальная выходная мощность составляла 154 мВт при длине эрбиевого волокна 2 метра. Для всех длин волокон СК генерировался асимметрично. Такое происходит из-за того, что длина волны задающего лазера (2.75 мкм) намного превышает ДВНД 1.65 мкм, что позволяет генерировать СК внутри аномального режима дисперсии. В таком режиме импульс с высокой пиковой мощностью расщепляется на

несколько коротких импульсов из-за МН, и затем происходит смещение в область больших длин волн через ВКР сдвиг частоты.

В продолжение своей работы коллектив авторов J-C Gauthier и др. [53] представили новые результаты генерации СК. В качестве источника использовался такой же импульсный оптический параметрический генератор, излучающий на длине волны 2.75 мкм. В новой схеме использовалось не только фторидное волокно, легированное эрбием, но еще и фторидное волокно с низким уровнем потерь (InF_3) (рис.6 (а))

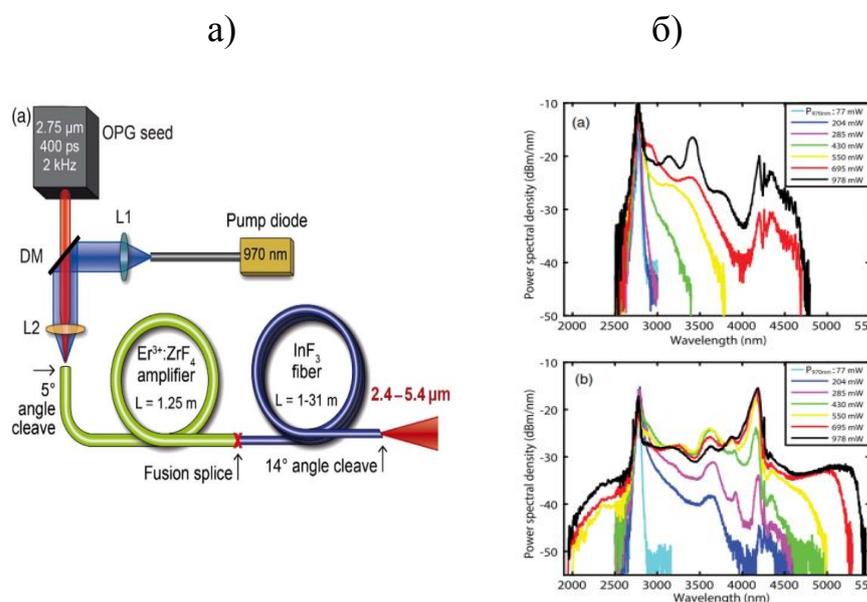


Рис.6. а) Экспериментальная установка генератора СК; б) Спектр после распространения в (а) 1 м и (б) 15 м волокна InF_3 при разных начальных значениях мощности накачки от 77 до 978 мВт.

В данном случае спектральная ширина полученных спектров составила 3 мкм (от 2.4 до 5.4 мкм, уровень – 20 дБ) с 82.3% энергии в области от 3 мкм (рис.6 (б)). Авторы отмечают, что малой мощности накачки в несколько сотен милливатт, как правило, достаточно для генерации значительного спектрального уширения. На длинах волн более 5.2 мкм видно резкое уменьшение спектральной плотности, что является результатом предела прозрачности волокна InF_3 , где потери материала резко возрастают.

1.4.3. Генераторы СК, основанные на РЗЭ Тм и Но

Для генерации СК в спектральной области 2 мкм, чаще всего используют задающие источники и волоконные усилители, легированные такими РЗЭ как тулий или гольмий. Так, в своей работе [54] коллектив авторов реализовали полностью волоконную систему для генерации суперконтинуума. В качестве задающего источника использовался лазер, излучающий на длине волны 2.05 мкм и полностью волоконный усилитель (HDFZA- ZBLAN волокно, легированное Но) (рис.7 (а)).

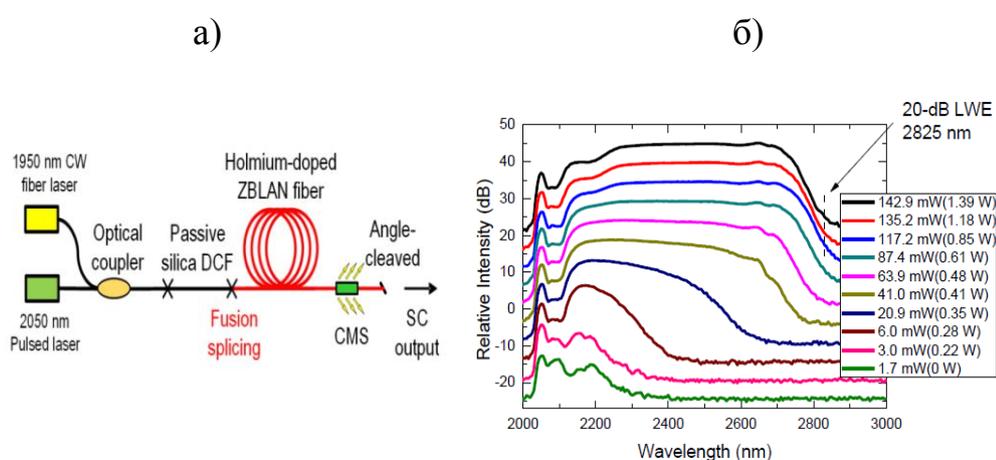


Рис.7. а) Экспериментальная установка по генерации СК: CW- непрерывный волоконный лазер, DCF- кварцевое пассивное волокно с двойной оболочкой, CMS-фильтр оболочечных мод; б) Эволюция СК спектра при задающей мощности 34.2 мВт и длиной HDZFA 8 метров

Полученный суперконтинуум имел спектральный диапазон от 2.03- 2.9 мкм, а дальнейшее расширение спектра было заблокировано сильным поглощением Ho^{3+} в диапазоне 2.7 - 2.8 мкм. Также был использован каскад пассивного ZBLAN волокна в HDFZA и в данной конфигурации системы уже СК был от 2.1- 3.7 мкм. Длительность импульсов составляла 20 нс с частотой следования 20 кГц. В качестве накачки усилителя использовался тулиевый волоконный лазер, работающий в непрерывном режиме на длине волны 1950 нм с максимальной выходной мощностью ~ 4.2 Вт. На рис. 7 (б) представлена

эволюция полученных оптических спектров СК при мощности от задающего источника 34.2 мВт с разными длинами активного волокна HDZFA. Авторы объясняют уширение спектра за счет того, что импульсы сигнала сначала разбиваются на несколько неустойчивых сверхбыстрых импульсов с помощью МН.

Другой интересной работой является [55], где был представлен полностью волоконный широкополосный лазерный генератор СК с диапазоном от 1.9 до 3.6 мкм, сгенерированный в коротком высоколинейном германатном волокне (рис.8(а)).

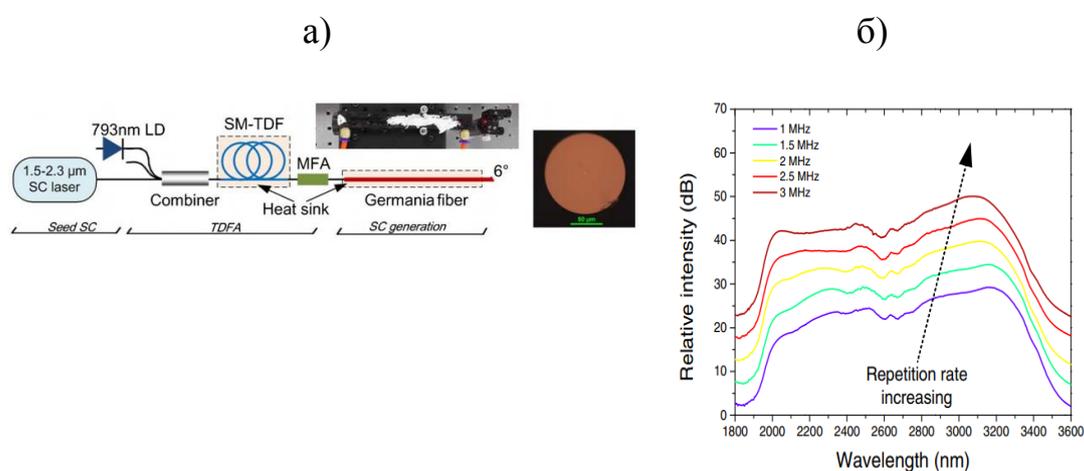


Рис.8. а) Экспериментальная установка широкополосного лазерного источника СК на основе волоконного волокна. Верхняя вставка показывает фотографию германиевого волокна с V-образной канавкой. Правая вставка показывает фотографию поперечного сечения волокна германия; б) Выходные спектры СК при разных частотах следования импульсов.

Источником накачки суперконтинуума являлся генератор СК с длительностью импульса 1 нс и с регулируемой частотой повторения (100 кГц до 10 МГц). Средняя выходная мощность составляла 7 Вт. Генерация проходила в режиме аномальной дисперсии. Также германиевое волокно имело высокий коэффициент нелинейности $8.6 \text{ Вт} \times \text{км}^{-1}$ на 2 мкм. Длина волны нулевой дисперсии волокна германия была расположена на 1.43 мкм.

Полученный СК был в диапазоне от 1.9 до 3.5 мкм на уровне -20 дБ. Мощность СК для длин волн > 3 мкм составляла 2.9 Вт (рис.8(б)). Максимальная выходная мощность лазера СК была 6.12 Вт при оптимизированной частоте повторения импульсов 2 МГц, что соответствует эффективности оптического преобразования 15.3% по отношению к мощности накачки тулиевого волоконного усилителя.

В одних из последних работ [42] была получена генерация СК охватывающий от 0.75 до 5 мкм при накачке волокна, легированного фторидом индия, мощным тулиевым полностью волоконным усилителем (МОРА) (рис.9(а)). Длительность импульсов составляла от 0.049 до 0.035 нс.

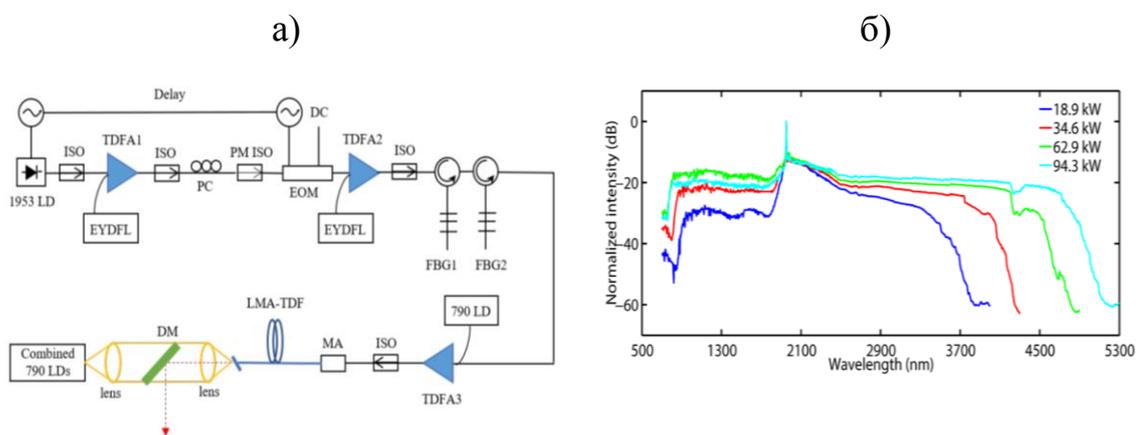


Рис.9. а) Схема экспериментальной установки; б) Спектры выходного суперконтинуума генерируемого с различной пиковой мощностью импульсов.

Используемое волокно фторида индия имело диаметр сердцевины/оболочки 9/125 мкм, $NA=0.26$ и длину волны отсечки 3.2 мкм. Типичная длина волны нулевой дисперсии составляет около 1.7 мкм, с плоским профилем, охватывающим от 2.5 до 4.5 мкм. Вводу излучения от источника осуществлялся при помощи асферической линзы (эффективность 55 %).

По мере увеличения пиковой мощности с 18.9 кВт до 94.3 кВт СК расширялся с 3.7 до 5 мкм на длинноволновом крае. Дальнейшее увеличение энергии введенного импульса не улучшило ширину полосы суперконтинуума, в то время как началось повреждение торца волокна при пиковой мощности 100 кВт. Спектры (на рис.9 (б)) показывают остаточный пик накачки на длине волны 1.9 мкм, который примерно на 15 дБ выше генерируемого СК, но несет лишь небольшую долю (~ 8%) от общей выходной мощности. СК имеет спектральную плоскостность 3 дБ в диапазоне от 2.5 до 4.4 мкм. Спектральный провал при ~ 4.2 мкм был вызван поглощением углекислого газа внутри монохроматора.

1.4.4. Генераторы СК, основанные на каскадных многокомпонентных схемах

Некоторые исследовательские группы используют многокомпонентные лазерные системы для достижения наиболее максимального по спектральной ширине генерируемый СК. Одной из таких работ является [56]. Здесь проходила генерация в несколько этапов:

1) получение уширения выходного излучения от лазерного источника на длине волны 1.5 мкм при помощи каскада усилителей эрбиевого и эрбий-иттербиевого,

2) затем сдвиг волны в спектральную область ~ 2 мкм, за счет мощного тулиевого усилителя и последующее уширение во фторидном волокне (ZBLAN). Экспериментальная схема данного генератора представлена на рис. 10.

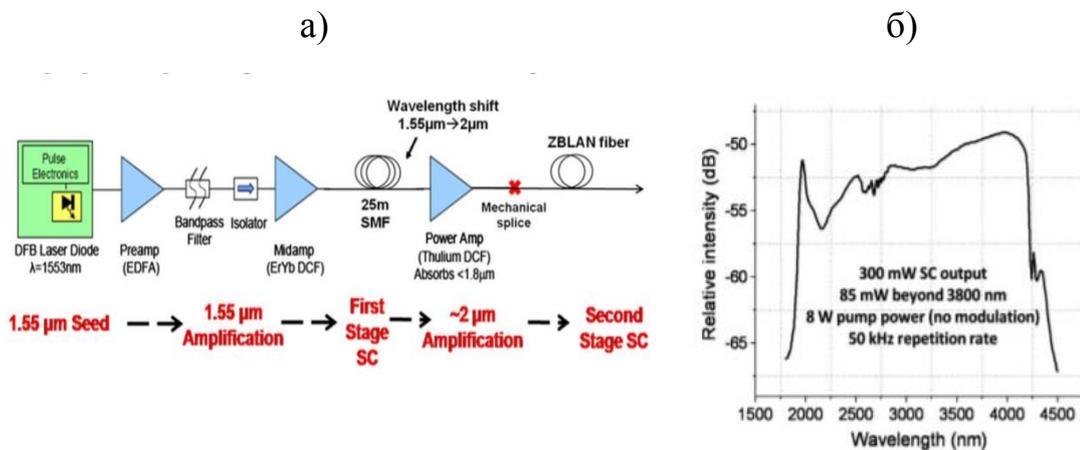


Рис. 10. а) Схема экспериментальной установки, основанная на двухэтапную генерацию СК с использованием тулиевого усилителя. DCF- волокно с двойной оболочкой; б) Полученный выходной спектр СК

Основной мотивацией для включения этапа с тулиевым усилителем обусловлена более высокой эффективностью преобразования оптической накачки в излучение в случае с волокнами, легированными Tm, по сравнению с усилителями, основанными на Er: Yb (EYFA). В качестве источника использовался лазерный диод, с распределенной обратной связью, излучающий на длине волны 1.5 мкм. Длительность импульсов не превышала ~ 1 нс, с регулируемой частотой повторения (от нескольких МГц – 10 кГц). Средняя выходная мощность полученного СК составляла 300 мВт при мощности накачки 8 Вт (рис.10(б)). Генератор работал в режиме аномальной дисперсии и за счет ВКР сдвига, было получено уширение в длинноволновой части спектра.

В более поздней работе [57] авторы использовали похожую схему генерации СК в несколько этапов, как и в предыдущем исследовании. Отличительной чертой является то, что в качестве нелинейной среды использовалось LMA волокно, легированное ионами Tm.

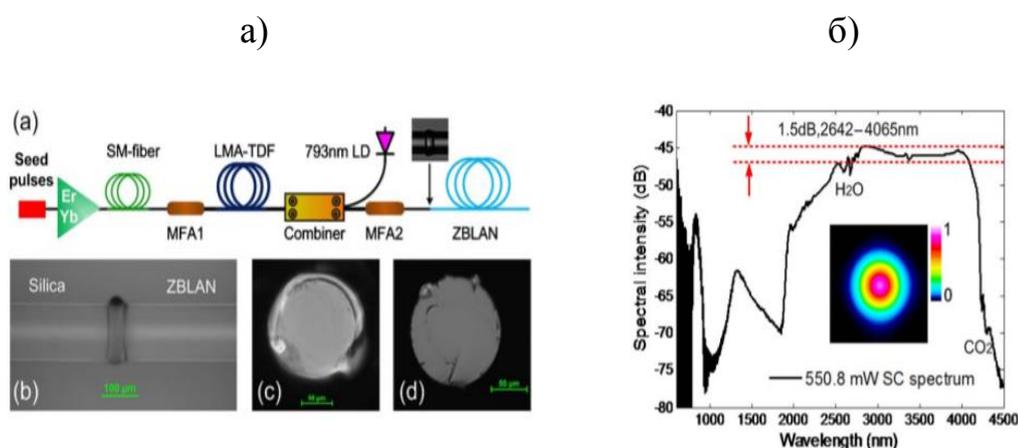


Рис.11. а) Экспериментальная установка генератора СК и фотографии сварки ZBLAN волокна и стандартного волокна; б) Спектр источника СК при выходной мощности 550,8 мВт. Вставка показывает профиль излучения СК.

На рис. 11 (а) изображена экспериментальная установка. Эта установка имела полностью волоконную конфигурацию, которая включала в себя импульсный лазер на длине волны 1.5 мкм, волоконно-оптический усилитель EYDFA, SM-волокно длиной 15 м, адаптер поля моды (MFA1), тулиевый волоконно-оптический усилитель (TDF), адаптер поля обратной моды (MFA2) и ZBLAN волокно длиной 11 м. Импульсы источника 1.5 мкм были с длительностью ~ 1 нс и частотой повторения 100 кГц. Исходя из рис. 11(б), СК имел широкий спектр, охватывающий от 0.8 до 4.5 мкм, тогда как большая часть его энергии находилась за пределами 2 мкм. Длинноволновый край СК, как отмечают авторы, был ограничен материальным поглощением волокна ZBLAN. Физическим механизмом для этой генерации широкополосных СК является, главным образом, ВКР сдвиг частоты для длинноволновой стороны и генерация его согласованной дисперсионной волны (ДВ) для коротковолновой стороны. Максимальная мощность СК с длинами волн > 2.4 и > 3.8 мкм составила 550.8, 412.2 и 116.1 мВт соответственно.

Guo et. al. представили в своей работе [58] многокомпонентный генератор суперконтинуума. В качестве источника использовался каскад мощных Er/Yb волоконных усилителей. А накачкой данного каскада использовался лазерный диод на длине волны 1.553 мкм (рис.12(а)).

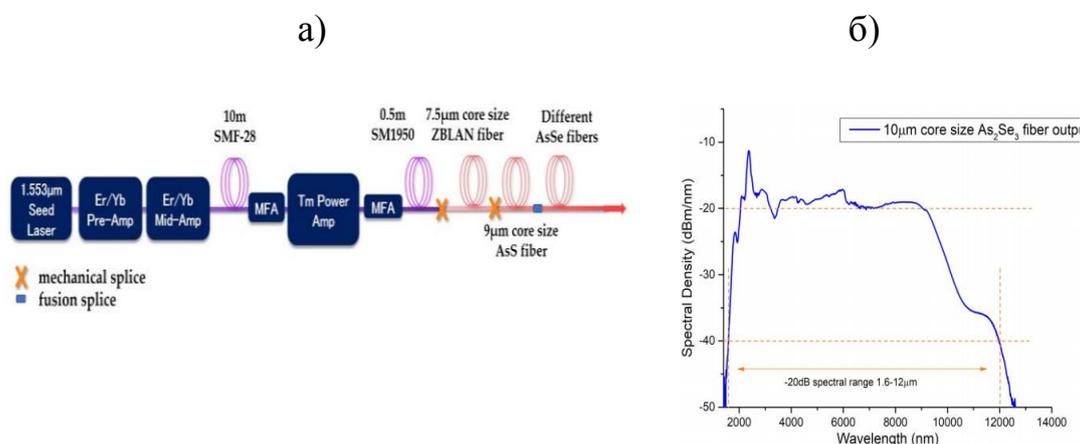


Рис.12.а) Экспериментальная схема генератора СК; б) Выходные спектры сгенерированного СК.

Преимущество использования усилителя Tm состоит в том, что спектральные составляющие менее 2 мкм поглощаются, а более 2 мкм дополнительно усиливаются. Поэтому расширение СК начинается с 2 мкм вместо 1.5 мкм, что повышает эффективность генерации СК. Сама генерация СК происходит уже в нелинейных волокнах (кварцевом, ZBLAN и халькогенидном). Стоит отметить, что все нелинейные волокна были сварены друг с другом с эффективностью 60 %.

Была получена генерация СК, покрывающего от 1.57 мкм до 11.3 мкм через каскад усилителей с волокнами ZBLAN диаметром 7.5 мкм, As_2S_3 с диаметром сердцевины 9 мкм (длина 4 м, $NA=0.3$) и $As_2Se_3/GeAs_2Se_5$ (длина 4 м, $NA=0.76$) диаметр сердцевины волокна 12 мкм. Чтобы в полной мере использовать окно прозрачности материала As_2Se_3 , также генерировался более широкий спектр СК, охватывающий от 1.6 мкм до 12 мкм, но с выходной

мощностью 108 мВт при каскадном соединении ZBLAN, As_2S_3 и As_2Se_3/As_2Se_5 волокон (рис.12(б)).

В одной из последних работ [59] Yang et.al. представили спектрально плоский суперконтинуум распространяющийся от 2.8 до 3.9 мкм с максимальной выходной мощностью 411 мВт. Генерация проходила в волоконном усилителе основанном на ZBLAN волокне, которое дополнительно было легировано ионами гольмия. Источником накачки генератора СК являлись импульсный лазер, работающий на длине волны 1.55 мкм, и волоконный Er/Yb усилитель. Излучение от данной системы затем вводилось в тулиевый волоконный усилитель, а затем в волокно, легированное оксидом германия, для уширения спектра источника накачки генератора СК. После, при помощи объемной оптики излучение от непрерывного волоконного лазера и усиленное излучение от тулиевого усилителя фокусировалось в отрезке HDZBLAN (рис.13(а)).

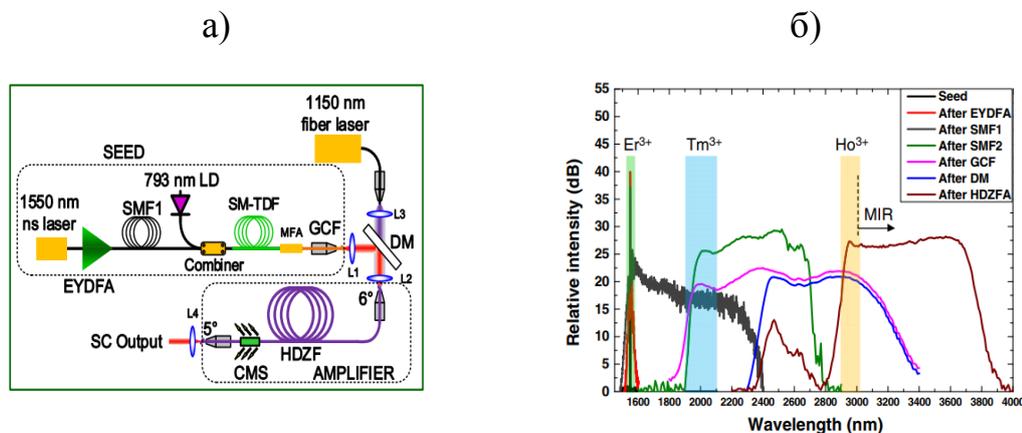


Рис.13. а) Экспериментальная установка по генерации спектрально плоского СК; б) Сравнение спектров для разных позиций.

Длительность импульсов источника накачки генератора СК составляла 1.6-10 нс с частотой следования 40-100 кГц. Поскольку расчетная длина волны нулевой дисперсии HDZBLAN -волокна составляла ~ 1.62 мкм, накачка идет в области аномальной дисперсии. На рис. 13 (б) показаны спектры,

измеренные в разных положениях. Видно, что есть три стадии процесса усиления и частотного сдвига: полосы усиления эрбия, тулия и гольмия использовались для усиления мощности один за другим; соответственно волокна кварцевые, германиевые и ZBLAN использовались для уширения спектра за счет механизма динамики солитонов (в основном, делением солитонов и ВКР сдвигом частоты). Полученный СК имел высокую спектральную плоскостность 3 дБ в диапазоне 2.93–3.70 мкм. Так же было получено, что мощность СК в спектральном диапазоне более 3 мкм составляла 372 мВт, то есть 90.6% от общей мощности.

Другая исследовательская группа в своей работе [60] продемонстрировала генерацию инфракрасного суперконтинуума при последующем нелинейном распространении в каскадных ступенчатых фторидных волокнах и волокне As_2Se_3 (рис.14(a)).

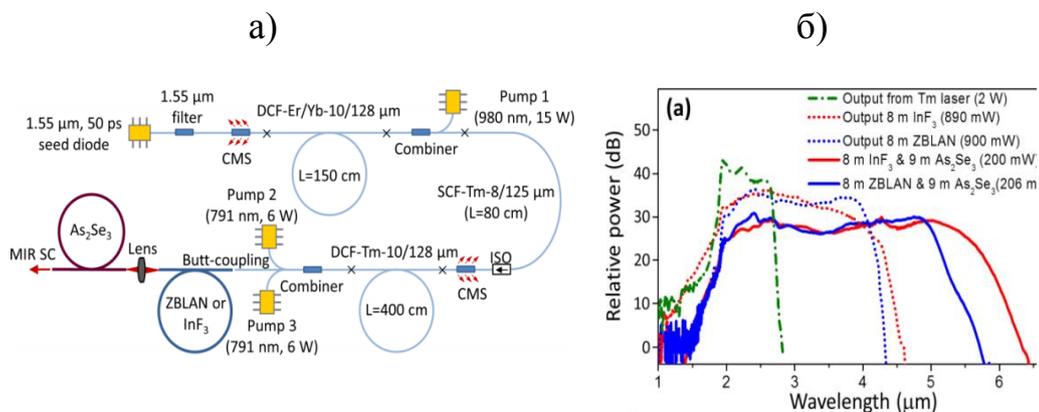


Рис.14. а) Экспериментальная установка генератора СК; б) Оптические спектры СК при использовании разных нелинейных волокон.

Как видно из рис. 14(б), наиболее эффективный результат с точки зрения расширения спектра и выходной мощности был получен с 8-метровым волокном InF_3 , соединенным с 9-метровым волокном As_2Se_3 . Для сравнения, СК, полученный путем замены волокна InF_3 на волокно ZBLAN длиной 8 м, также показан на рис. 14(б).

Выводы к главе 1.

Основываясь на вышеперечисленных достижениях, была создана сводная таблица 2 по приведенным примерам за последнее десятилетие. Исходя из нее, можно утверждать, что:

1. В качестве задающих источников, представляют интерес лазерные системы, излучающие в спектральной области 1 мкм, с субнаносекундной длительностью импульсов;
2. Для генерации СК, энергии в импульсе достаточно единиц наноджоулей;
3. Для увеличения энергии импульса возможно использовать волоконные усилители или их каскады.
4. Для генерации СК, спектральная ширина которого составляла бы октава, есть возможность использование световодов на кварцевой основе;
5. Продемонстрировано существование полностью волоконных генераторов СК;
6. Основными нелинейными эффектами для спектрального уширения являются- ВКР сдвиг частоты, ВКР, ФСМ, МН, расщепление солитонов.

Таблица 2. Сводная таблица по существующим генераторам СК.

<i>РЗЭ ЗГ/ λ ЗГ, нм</i>	<i>Нелинейное волокно</i>	<i>П-ры импульса</i>		<i>Выходной спектр</i>			<i>Ссылка []</i>
		<i>τ</i>	<i>E</i>	<i>Δλ, мкм</i>	<i>Форма</i>	<i>λ₁-λ₂, мкм</i>	
Er/1550	Фторид. стекло	400 пс	0,5 мкДж	1.5	Асимметр .	2.6-4.1	[53]
Er/1550	Фторид. стекло	400 пс	0,5 мкДж	3	Асимметр .	2.4-5.4	[61]
Tm	Фторид. стекло	3.5 пс 3.5 пс	66 нДж 66 нДж	3.2	плоский	0.9-4.1	[62]
	Фторид. стекло+халь когенидное			8.1	плоский	0.9-9	
3.3 мкм	халькогенид ное	150 фс	-	6	плоский	2-8	[63]
3 мкм (OPA)	халькогенид ное	150 фс	-	12	плоский	2-14	[64]
Yb/1.06 4 мкм	ZBLAN	10 пс	-	0.6	плоский	1-1.6	[65]
Er/1550 нм	ZBLAN	10 пс	-	3.6	плоский	0.9-4.5	
Er/1550 нм	ZBLAN	1-5 нс	~2 мкДж	2.3	плоский	1.9-4.2	[66]
Er/1559 .6 nm	OFS HNLF Zero-Slope	48 пс	0.8 нДж	1.55	Асимметр .	0.95-2.5	[67]
Er/1556 .7 nm	Alnair Labs “W”- профиль	1.35 мкс	-	1	Асимметр .	1.2-2.2	[68]
1.6-2.6 мкм	теллуриново е волокно	200 фс	1 мДж	1.5	Асимметр .	1.34–2.8	[69]
Er/1550	стандартное кварцевое волокно	25 фс	2.6 нДж	1.3	плоский	1-2.3	[49]
Er/1550	стандартное кварцевое волокно	1 нс	15 пДж	1.2	плоский	1.3-2.5	[70]

Глава 2. Генерация суперконтинуума при использовании иттербиевого волоконного лазера, излучающего в области спектра около 1 мкм.

Основой для источников субнаносекундных импульсов могут стать волоконные лазерные системы, основанные на редкоземельных ионах иттербия, которые обеспечивают хорошую эффективность оптического преобразования и высокую стабильность генерации оптических частот [71]. Так для достижения стабильного режима генерации используют активную, пассивную или гибридную синхронизацию мод (СМ). Активная СМ достигается при использовании акустооптических или электрооптических модуляторов [72], однако лазерные системы, использующие такой режим генерации, например, в сравнении с пассивной синхронизацией мод, уступают в технологичности и компактности. При пассивной СМ периодическая модуляция в резонаторе системы происходит за счет нелинейного отклика на биение мод. Для создания такого режима работы используют нелинейные элементы и эффекты, такие как просветляющие фильтры или нелинейное вращение плоскости поляризации (НВП). В волоконных резонаторах при работе НВП используют, как волоконные оптические контроллеры поляризации, так и объемные контроллеры поляризации, состоящие из системы внутррезонаторных волновых пластинок в совокупности с поляризационными делителями [73–75]. Но из-за того, что НВП происходит в волокнах без сохранения поляризации, режим генерации лазера может зависеть от изменения температуры окружающей среды и напряжений в данном волокне, что приводит к нестабильной генерации и самозапуска лазерной системы [76].

При применении же гибридной СМ, идет обеспечение не только хорошей самовоспроизводимости работы, но и генерация импульсов с высокой пиковой мощностью и стабильностью на высоких частотах [77]. Данный режим работы реализуется за счет использования двух типов модуляции потерь в резонаторе - быстрого и медленного [78], [79]. В качестве

быстрой модуляции используют НВПП, нелинейные зеркала и т.д. Для обеспечения медленной модуляции применяют насыщающиеся поглотители: графен [80], одностенные углеродные нанотрубки (ОУНТ) [81], топологические изоляторы [82–84], а также полупроводниковые зеркала с насыщающимся поглотителем (SESAM) [85]. На данный момент возрос интерес использования ОУНТ в волоконных системах, легированных различными редкоземельными элементами (итербий, эрбий, тулий и гольмий) в качестве насыщающегося поглотителя, так как их поглощение находится в спектральной области 0.8-1.9 мкм [86–88]. Таким образом, ОУНТ популярны из-за совокупности таких свойств, как быстрое восстановление, низкая интенсивность насыщения, а также простота интеграции в резонатор. Однако, одним из минусов, внедренных в резонатор ОУНТ является то, что они часто подвержены повреждению из-за импульсной энергии лазерных источников. Но дополнительное использование, например, эффекта НВПП и обеспечение гибридной СМ, удерживает значение энергии воздействия внутрирезонаторного излучения на ОУНТ ниже порога повреждения, что приводит к увеличению срока использования данных полимерных пленок.

В большинстве случаев средняя мощность на выходе из импульсных волоконных лазеров не превышает нескольких десятков мВт, поэтому для увеличения значений как пиковых, так и средних мощностей, совместно с задающим генератором (ЗГ) используют волоконные усилители (ВУ). Получение импульсов с энергией выше порога ВКР дает возможность реализовать излучение вне спектров люминесценции редкоземельных элементов, позволяя покрыть область спектра от 1 до 1.3 мкм [89][90].

Для случая волоконных лазерных осцилляторов, выполненных полностью на волокне с нормальной дисперсией возможно существование стабильной импульсной генерации в режиме диссипативного оптического солитона. Энергия импульса диссипативного солитона, как правило, больше энергии импульса, получаемого в режиме растянутого импульса, и может

достигать 10- 20 нДж. Импульсы на выходе являются частотно - модулированными и могут быть в дальнейшем подвергаться компрессии.

2.1. Исследование иттербиевого волоконного лазера

На рис. 15 представлена оптическая схема экспериментальной установки. В качестве задающего лазера был собран полностью волоконный иттербиевый лазер, работающий в режиме пассивной СМ [90], основанный на эффекте нелинейного вращения плоскости поляризации излучения. Также присутствовала генерация первой стоксовой компоненты. В качестве активной среды лазера использовалось многокомпонентное волокно (GTWave) [91], активная часть которого была легирована ионами иттербия. Диаметр сердцевины данного волокна составлял 6 мкм с оболочкой равной 125 мкм и с концентрацией активной примеси $8.5 \times 10^{-19} \times \text{см}^{-3}$. Поглощение на длине волны накачки ($\lambda=975$ нм) для волокна была примерно 1.06 дБ/м. Так же числовая апертура для активного световода с сердцевиной равнялась $NA=0.11$, а у пассивной части $NA=0.45$ (нелегированная). Накачка активного волокна иттербиевого лазера осуществлялась при помощи полупроводникового лазерного диода, излучающего на длине волны 0.975 мкм, волоконный выход которого в дальнейшем был соединен (сварен) с пассивной частью иттербиевого GTWave волокна. Общая длина резонатора иттербиевого лазера составляла примерно 200 м. Так же в резонатор лазера были внедрены контроллеры поляризации, а вывод излучения осуществлялся при помощи поляризационного делителя.

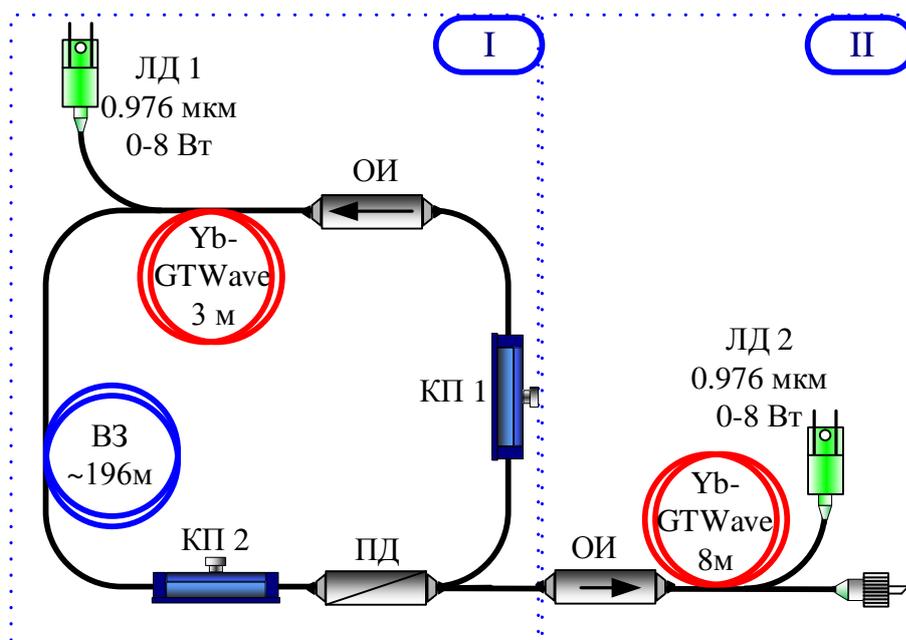


Рис. 15. Схема волоконного иттербиевого лазера в совокупности с волоконным усилителем: ЛД- лазерный диод накачки, КП 1,2- контроллеры поляризации, ОИ- оптический изолятор, ПД- поляризационный делитель, ВЗ – волокно задержки.

Так как в данном лазере используется эффект нелинейного вращения плоскости поляризации излучения, появляется возможность получения различных режимов лазерной генерации при различных положениях контроллеров поляризации. В зависимости от потерь для определённых спектральных областей, вносимых комплексом контроллеров поляризации - поляризационный делитель, энергия и длительность импульсов на выходе из лазера менялась. Так изначально был получен оптический спектр с рабочей длиной волны 1.07 мкм и пиком стоксовой компоненты на 1.12 мкм, а последовательность импульсов имела основную частоту повторения 1 МГц, соответствующая длине резонатора лазера (рис. 16(a)). Для получения оптических спектров был использован спектр-анализатор Hewlett Packard 70004A с рабочим спектральным диапазоном от 0.6 мкм до 1.7 мкм, а для частотных спектров использовался анализатор GW Instek GSP-7830 с частотным диапазоном от 9 кГц до 3 ГГц. Поляризация была определена за счет использования поворотной призмы Глана и в зависимости от мощности

был построен график зависимости выходной средней мощности от угла поворота призмы (рис.16. (в)).

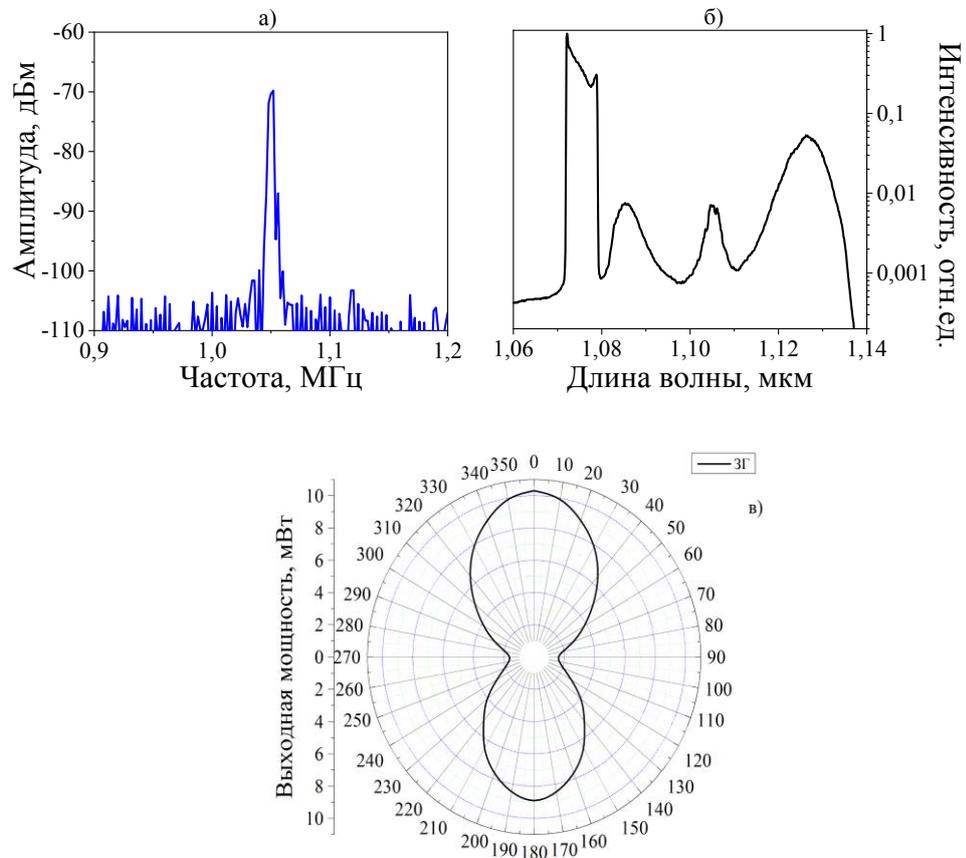


Рис.16. Частотный (а) и оптический (б) спектры излучения иттербиевого лазера, а также поляризация излучения (в).

На рис. 17 представлены оптические спектры излучения задающего источника при разных положениях контроллеров поляризации, а также представлены осциллограммы одиночных импульсов, полученные при помощи осциллографа Tektronix DPO71604C, с полосой пропускания до 16 ГГц.

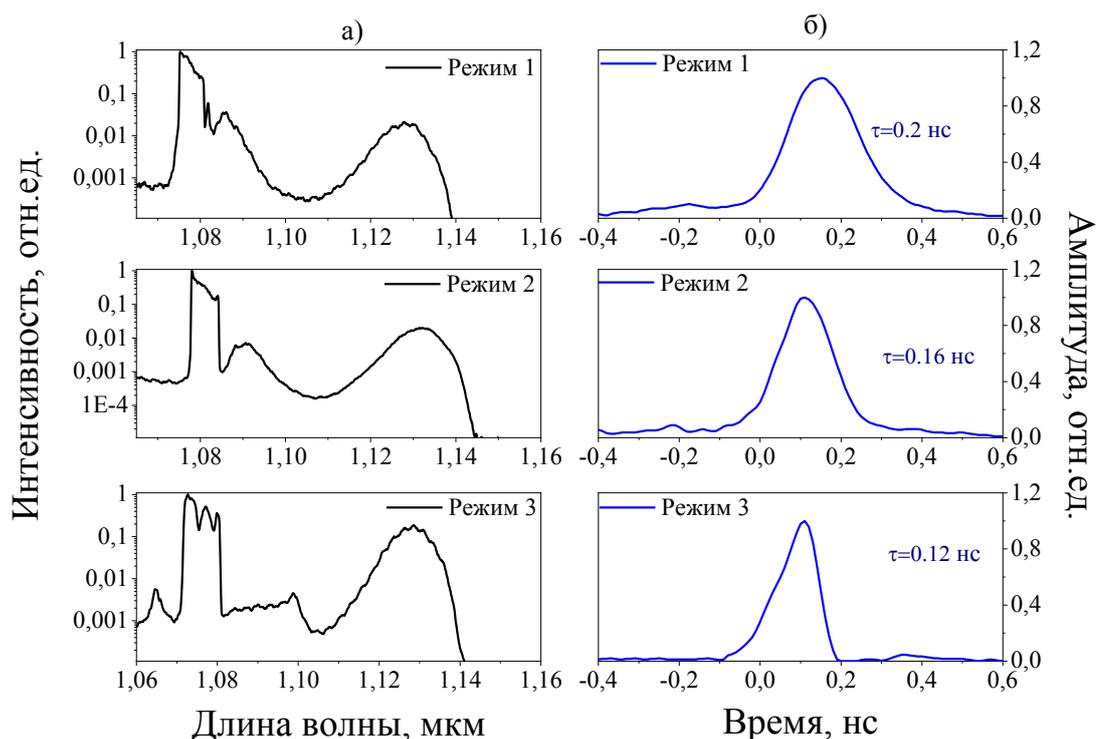


Рис. 17. Оптические спектры излучения задающего источника (а) и осциллограммы одиночных импульсов (б)

Из представленных оптических спектров видно, что основные пики в области 1.08 мкм по форме характерны для диссипативных солитонов (ДС) [92], которые соответствуют нормальной дисперсии резонатора задающего источника. Но также в области 1.12 мкм генерируется дополнительный пик, который принадлежит первой стоксовой компоненте. Это можно оценить из простой формулы перевода в см^{-1} :

$$\nu_{\text{стокс}}[\text{см}^{-1}] = \frac{10^4}{\lambda} - 410[\text{см}^{-1}] \quad (2.1)$$

Где λ — длина волны излучения лазера. Известно, что 1-ый порядок – сдвиг на 410 см^{-1} (13.2 ТГц) [10]. Поэтому, исходя из выше сказанного для длины волны 1.08 мкм, стоксовый сдвиг составит 8859 см^{-1} (1129 нм), как и видно на рис. 17. Измеренные длительности импульсов на полувысоте при разных режимах работы задающего источника так же отличались и варьировались от 0.12 нс до 0.2 нс. При сравнении оптических спектров

данных режимов, высота пика стоксовой компоненты при 3-ем режиме составила 25 дБ, в других случаях она была 17.8 дБ (для 1-ого режима) и 21.2 дБ (для 2-ого режима). В таблице 3 представлены основные выходные параметры задающего генератора.

Таблица 3. Выходные параметры задающего иттербиевого лазера.

Элемент	Параметр	Значение
Накачка лазера ($\lambda=975$ нм)	$\langle P_{\text{вых}} \rangle$ [Вт]	До 6.5
Активное волокно в резонаторе	$d_c/d_{\text{об}}$ [мкм]	6/125
	N_n [$\times 10^{-19}$ см $^{-3}$]	8.5
	$L_{\text{ав}}$ [м]	1.5
Резонатор	L_p [м]	~ 200
Лазер	λ_l [мкм]	В области 1.08
	ν [МГц]	1
	τ [нс]	0.16-0.2-0.26
	E [нДж]	~ 6-7
	$P_{\text{пик}}$ [Вт]	~ 60
	$\langle P_{\text{вых}} \rangle$ [мВт]	6-8

* $\langle P_{\text{вых}} \rangle$ - средняя выходная мощность, $d_c/d_{\text{об}}$ – диаметр сердцевины/оболочки, N_n – концентрация активной примеси, $L_{\text{ав}}$ - длина активного волокна, L_p - длина резонатора, λ_l – длина волны лазера, ν - частота повторения импульсов, τ - длительность импульсов, E – энергия в импульсе, $P_{\text{пик}}$ – пиковая мощность.

Главной задачей при подборе режимов работы задающего источника было то, что пик стоксовой компоненты должен был быть в спектральной области длины волны 1.12 мкм, а разница по уровню сигнала между рабочей

длиной волны и пиком ВКР составляла ~ 10 дБ, так как если она была больше, то длительность импульсов возрастала. Данные условия были необходимы для усиления излучения задающего иттербиевого лазера с целью наиболее эффективно провести преобразование оптического спектра излучения.

2.1.2. Эксперименты по усилению излучения

Импульсное излучение от задающего источника вводилось в волоконный иттербиевый усилитель (рис. 15), в качестве активной среды которого использовалось многокомпонентное иттербиевое волокно длиной 8 м, с такими же характеристиками, как и в задающем лазере. Для подавления обратной связи в системе, перед усилителем был помещен оптический изолятор с изоляцией 30 дБ. В качестве накачки усилителя использовался полупроводниковый лазерный диод, излучающий на длине волны 0.975 мкм. В среднем выходная мощность задающего источника составляла примерно 6-8 мВт (дифференциальная эффективность 50%) при разных режимах работы, а после усиления она поднялась до 290 мВт, что соответствует среднему коэффициенту усиления 16 дБ.

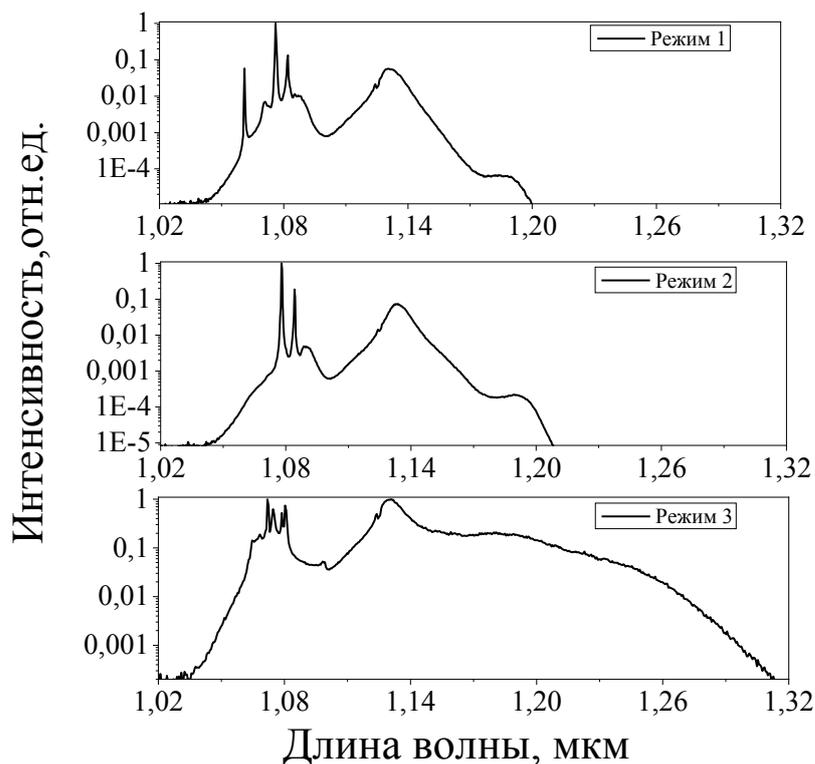


Рис.18. Оптические спектры усиленного излучения при разных режимах работы ЗГ

Как видно из представленных оптических спектров (рис. 18) при максимальном усилении происходит уширение оптических спектров задающего сигнала, и ширина спектров отличалась при разных режимах работы задающего источника. В первом режиме ширина спектра составила 0.156 мкм, при работе лазера во втором режиме ширина увеличилась до 0.166 мкм, а при третьем режиме работы было получено максимальное уширение до 0.276 мкм.

2.2. Оптимизация волоконного иттербиевого усилителя.

Следующей частью исследования являлась оптимизация работы иттербиевого усилителя, чтобы получить достаточную импульсную энергию для преобразования излучения в нелинейной среде и, как следствие, наиболее эффективную генерацию СК. Для модернизации волоконного усилителя и увеличения выходной мощности от задающего источника были исследованы 5 образцов GTWave волокна. Для каждого образца было оценено поглощение

на длине волны накачки. Данные приведены в таблице 4. Также длина образцов варьировалась от 7 до 10 м. Наиболее оптимальная и эффективная работа усилителя была получена при использовании образца №1 длиной 8 м. Его главное отличие от остальных образцов и образца, использованного ранее, в том, что сердцевина активной части волокна располагалась по центру оболочки. В других случаях, она была с небольшим смещением. При работе задающего источника в режиме пассивной синхронизации мод максимальная ширина оптического спектра не превышала 0.276 нм. Максимальная усиленная мощность после оптимизации усилителя при режиме пассивной синхронизации мод составляла до 800-900 мВт, в зависимости от работы задающего источника.

Таблица. 4. Сравнение образцов активного волокна усилителя

№	Образец	Общая длина образца, м	975@, дБ/м	905@, дБ/м
1	1	8	10.6	3.4
2	2	7	6.8	1.6
3	3	8	7.6	2.4
4	4	10	9.6	2.8

2.3. Генерация суперконтинуума

Для реализации генератора СК (рис.19), был использован описанный выше иттербиевый волоконный лазер, длительность импульсов которого составляла в пределах 0.26 нс.

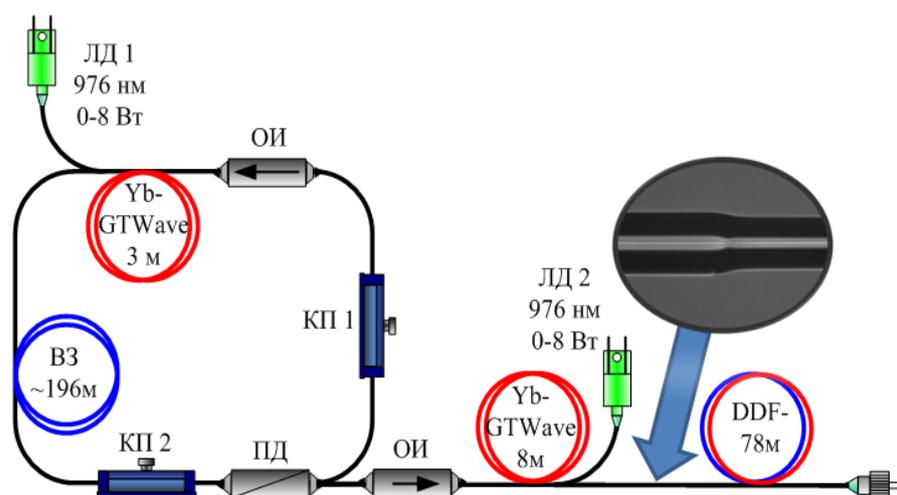


Рис.19. Схема генератора СК.

В дальнейшем излучение вводилось в оптимизированный волоконный усилитель, где происходило первичное уширение оптического спектра ЗГ и преобразование его оптической формы, а именно увеличение по интенсивности сигнала пика на 1.04 мкм и преобразование в области 1.063 мкм (рис. 20(в)), что в дальнейшем нам позволило более эффективно получить СК как в коротковолновой области спектра, так и в длинноволновой. Было достигнуто увеличение средней выходной мощности с 5 до 800 мВт, а длительность импульсов изменилась с 0.26 до 0.6 нс, как показано на рис. 20(г).

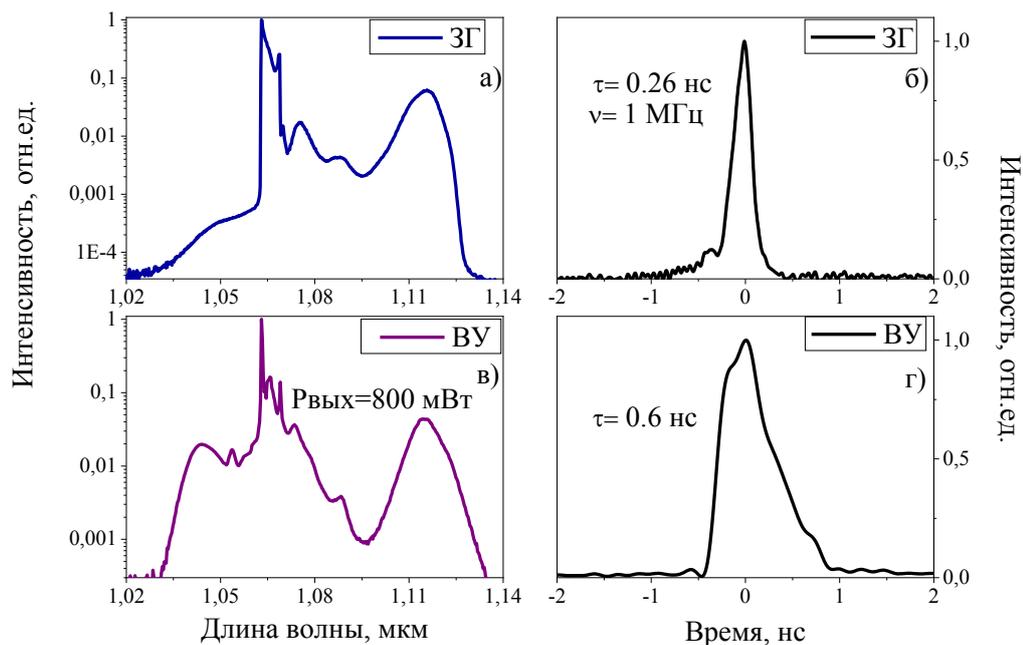


Рис.20. Выходные параметры задающего источника (а,б), а также преобразование его излучения после использования волоконного усилителя (в,г)

Следующим этапом для генерации СК необходимо было подобрать нелинейное волокно, за счет использования которого и было бы получено сверхуширенное излучение. В качестве НВ для преобразования усиленного излучения использовались различные образцы световодов, такие как: волокна с переменной по длине дисперсией (DDF), и стандартные одномодовые волокна (SMF). В таблице 5 приведены основные параметры исследуемых образцов. Образец DDF волокна имел линейно измененную аномальную дисперсию, а также отличалось по длине, диаметру оболочки/сердцевина и свойствам от обычных SMF. Данный тип волокон характерен тем, что диаметр сердцевинки одномодового волокна изменяется за счет сужения волокна в процессе вытяжки и, следовательно, происходит изменение вклада волновода в дисперсию второго порядка [93]. Поэтому для сравнения были выбраны стандартные кварцевые одномодовые волокна (SMF) с разными диаметрами сердцевинки- 6 и 9 мкм. Для сравнения были использованы SMF волокна, так

как уже ранее была продемонстрирована генерация СК [22] в широком спектральном диапазоне.

Таблица 5. Параметры используемых образцов НВ

Образец	Диаметр 1/оболочка, мкм	Диаметр 2/оболочка, мкм	Длина, м	Оптические потери, дБ/км
DDF	6/120	9/150	78	0.9
SMF6	6/120	6/120	78	0.2
SMF9	9/120	9/120	78	0.2

В работе было использовано DDF волокно на кварцевой основе, сердцевина была легирована оксидом германия. Это способствовало сварке с остальной лазерной системой с уровнем потерь не более 0.5 дБ (как представлено на рис.19. - вставка фотографии сварки лазерной системы с образцом DDF).

Для того, чтобы вносились минимальные оптические потери, было принято решение к образцу DDF приварить небольшие фрагменты SMF с разными диаметрами, как показано на рис. 21. Для оценки качества сварок, использовался люминесцентный источник (УСИ), излучающий в спектральном диапазоне 1.5 мкм и в дальнейшем оценивалась пройденная мощность.

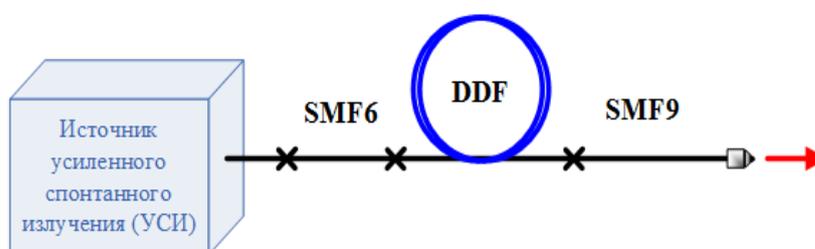


Рис.21. Схема модернизации DDF образца.

Выходная мощность использованного источника составляла 1.37 мВт. Так как в дальнейшем планировались эксперименты по усилению СК, то

постарались получить максимально хорошую сварку именно с 9 мкм ВОЛОКНОМ.

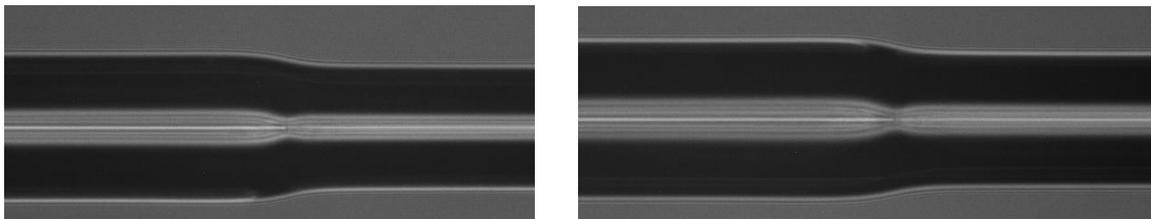


Рис.22. Фотография полученной сварки по двум координатам (“x” координата- слева, “y” координата- справа) DDF с SMF (6 мкм).

В первую очередь, был приварен SMF6 и оценена мощность, пройденная через волокно, которая составила 1.291 мВт (94% пройденной мощности). Результат сварки представлен на рис. 22 и видно, что появляется “пузырь”, а потери, подсчитанные сварочным аппаратом, составили 0.05 дБ.

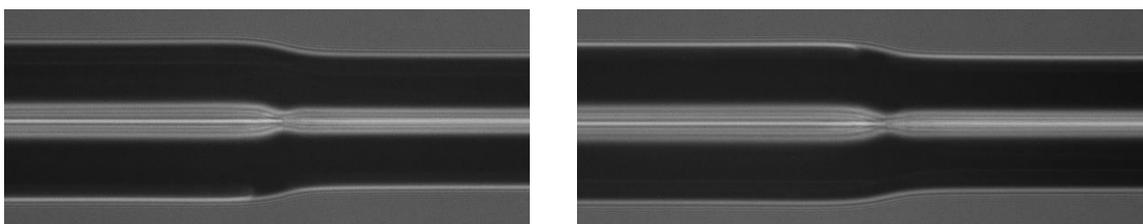


Рис.23. Фотография полученной сварки по двум координатам (“x” координата- слева, “y” координата- справа) DDF с SMF (9 мкм).

Затем приваривался образец SMF9 (рис.23) и максимальная достигнутая мощность на выходе из системы составила 1.19 мВт (87% от первоначальной мощности). Как и с предыдущим волокном, появился “пузырь”, а потери на сварке не превышали 0.07 дБ. В дальнейшем для исследований использовалась именно такая конфигурация образца DDF волокна.

2.4.1. Оценка параметров волокон

Из-за комплексной динамики спектрально-временного преобразования импульсного излучения в оптических волокнах, различные временные и

спектральные преобразования возможно реализовать за счет управления такими параметрами как нелинейный показатель преломления, дисперсия, нелинейный коэффициент усиления и тд.

Нелинейный показатель преломления n_2 оптического волокна является ключевым параметром для оценки влияния нелинейных эффектов на лазерную систему и его значение можно оценить при использовании формулы [94]:

$$n_2(10^{-20} \text{ м}^2 / \text{Вт}) \approx \left[2.507 + 25.25 \left(NA / n_{\text{серд}} \right)^2 \right] \quad (2.2)$$

здесь NA - числовая апертура, $n_{\text{серд}}$ — это показатель преломления сердцевины. Числовая апертура NA находится как:

$$NA = \frac{1}{n_0} \sqrt{n_{\text{серд}}^2 - n_{\text{об}}^2} \quad (2.3),$$

где $n_{\text{об}}$ -показатель преломления оболочки. Полученные значения нелинейного показателя преломления n_2 для SMF6, SMF9, и DDF – $3.26 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$, $3 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ и $1.49 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$, соответственно.

Другим немаловажным явлением является ДГС, а именно ее показатель β_2 и он связан с линейным показателем преломления n и его производной, как:

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \quad (2.4)$$

Иногда используется такой параметр, как дисперсия D (также называемый коэффициентом дисперсии) вместо β_2 и они связаны соотношением:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.5)$$

где λ - длина волны накачки. Коэффициент дисперсии D определяется как временная задержка на единицу длины расстояния распространения на единицу ширины спектра источника. Данный параметр для образцов SMF6 и SMF9 составлял -38 пс/км×нм и 16.82 пс/км×нм, соответственно на длине волны 1.06 мкм. Для образца DDF волокон данный параметр был известен и линейно изменялся от 0 до 11 пс/км×нм на длине волны 1.55 мкм. Известно, что для длин волн, когда $\beta_2 > 0$ – режим нормальной дисперсии, а для $\beta_2 < 0$ – аномальная дисперсия [95], можно сказать, что все использованные волокна

для генерации СК работают в режиме аномальной дисперсии, кроме SMF6 на длине волны 1.06 мкм, для которого режимом будет нормальная дисперсия. Волокна, у которых бы $\beta_2 = 0$ (т.е ДВНД) не использовались.

Также обычно нелинейность волокна можно охарактеризовать через коэффициент нелинейности γ , который рассчитывается по формуле [10]:

$$\gamma = \frac{2 \cdot \pi \cdot n_2}{\lambda_p \cdot A_{eff}} \quad (2.6)$$

Где n_2 — нелинейный показатель преломления, λ_p — длина волны накачки, A_{eff} — эффективная площадь волокна ($A_{eff} = \pi \cdot MFD^2$ - для кварцевого волокна, $A_{eff} = k_{Nam} \cdot \pi \cdot MFD^2$ — для DDF волокна, где k_{Nam} — поправочный коэффициент, зависящий от длины волны и типа волокна [96].

Основываясь на известных значениях используемых волокон, можно рассчитать нелинейный параметр γ SMF9, SMF6 и DDF используя длину волны излучения 1.06 мкм и были получены следующие параметры: 0.7, 4.6 и $4 \text{ Вт}^{-1} \times \text{км}^{-1}$, соответственно. Данные параметры при использовании длины волны 1.5 мкм приведены в таблице 7.

Видно, что нелинейный параметр γ DDF образца в несколько раз больше, чем у типичного волокна SMF. Таким образом, использование данного образца может в значительной степени улучшить нелинейность волоконной системы и, как итог, получится достигнуть наиболее эффективное преобразование излучения.

Еще один параметр - нелинейная длина L_{NL} , которая представляет собой масштаб длины, где влияние нелинейности (например, ФСМ) становится важным. При использовании пиковой мощности накачки (P_0) эта длина может быть определена как:

$$L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1} \quad (2.7)$$

Дисперсионная длина L_D представляет собой масштаб длины, на котором влияние ДГС становится важным и может быть определена как:

$$L_D = \left(\frac{|\beta_2|}{\tau_p^2} \right)^{-1} \quad (2.8)$$

В нашем случае длина используемых образцов волокон составляла 78 м, что все еще намного меньше дисперсионной длины данных образцов. А исходя из оценки нелинейной длины волокон L_{NL} можно сказать, что преобладает преобразование импульсного излучения за счет как раз нелинейных эффектов. Все полученные параметры образцов волокон представлены в таблице 6.

Таблица 6. Параметры волокон

Тип волокна	$d_{серд}$, мкм	$n_2, *10^{20}$ м ² /Вт	γ , Вт ⁻¹ *км ⁻¹	β_2 , пс ² /км	D, пс/км*нм)	NA	L_{NL} , м	L_D , км
SMF6	6	3.26	4.6@1060 2@1550	0.023@1060 -0.011@1550	-38@1060 8.7@1550	~0.22	16 3.8	1.5 3
SMF9	9	3	0.7 @1060 1.6@1550	-0.01@1060 -0.031@1550	16.82@1060 <22@1550	~0.16	10 6	3 1
DDF	6-9	2.6	2@1060 10 @1550	-0.014@1550	0-11@1550	~0.12	4 0.8	3 3

2.4.2. Сравнение нелинейных волокон

При использовании образцов SMF было получено сверхуширенное излучение шириной почти 1 мкм и выходной средней мощностью до 300 мВт. Оцененная длительность огибающей импульсов в среднем составляла 0.4 нс. Когда был использован образец DDF, видно, что появляется преобразование не только в длинноволновой области спектра, но также и в коротковолновой (рис.24).

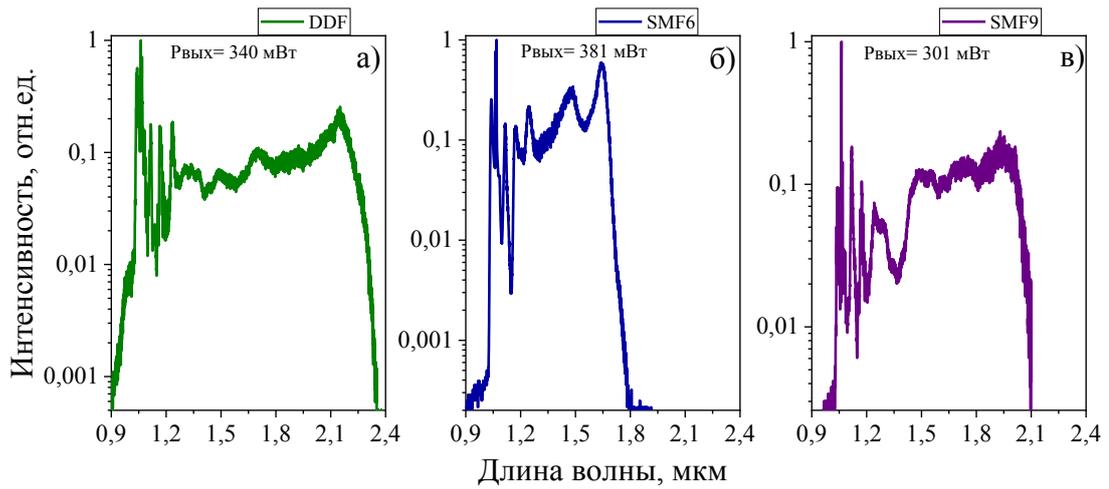


Рис.24. Оптические спектры СК при использовании различных нелинейных сред при входной энергии 0.8 мкДж

Например, с образцом DDF преобразование идет уже в спектральной области 0.9 мкм и на выходе из системы мы видели зеленое свечение на торце выходного разъема. Дополнительно, при использовании образца DDF видно на спектрах как раз переход от одних доминирующих нелинейных эффектов (ВКР- стоксовы компоненты в области длин волн 1.11 мкм (8998 см^{-1}), 1.16 мкм (8598 см^{-1}), 1.22 мкм (8198 см^{-1})), к другим (МН и расщепление солитонов в спектральной области 1.5-2.1 мкм) из-за перехода от нормальной к аномальной дисперсии [97]. В таблице 7 представлены полученные параметры СК в зависимости от использованных образцов и, исходя из нее, видно, что наиболее эффективная генерация была получена при использовании DDF с максимальной шириной оптического спектра, которая составила 1.5 мкм по уровню сигнала -30 дБ .

Здесь присутствует накачка более длинными импульсами, поэтому для понимания, какие нелинейные эффекты доминируют, обычно вводится такая характеристическая шкала длин для описания точки деления солитонов, которая основана на расстоянии, на котором спектральная ширина исходного солитона достигает своего максимального значения:

$$L_{fiss} \sim \frac{L_D}{N} = (L_D L_{NL})^{1/2} \quad (2.9)$$

Где N - порядок солитона, который можно найти из $N = [L_D / L_{NL}]^{1/2}$. Примерно после L_{fiss} расстояния распространения происходит расщепление исходного импульса [98]. Соответственно для каждого образца волокна был определен порядок солитона (на длине волны 1.06 мкм SMF6 $N=9.7$ (28@1.5 мкм), SMF9 $N=17.3$ (13@1.5 мкм), на длине волны 1.5 мкм для DDF $N=61$, а также посчитана L_{fiss} , которая составила 15.4 см и 17.3 см для SMF6 и SMF9, и 4.9 см для DDF. Так как у нас порядок солитонов очень большой ($N \gg 10$), то деление солитонов менее важный эффект для генерации СК из-за того, что характерный масштаб длины, на которой происходит расщепление, также увеличивается с увеличением длительности импульсов накачки. Поэтому влияние спонтанных МН, ЧВС и ВКР сдвига солитона преобладает на начальной фазе генерации СК, как об этом упоминалось ранее в Главе 1.

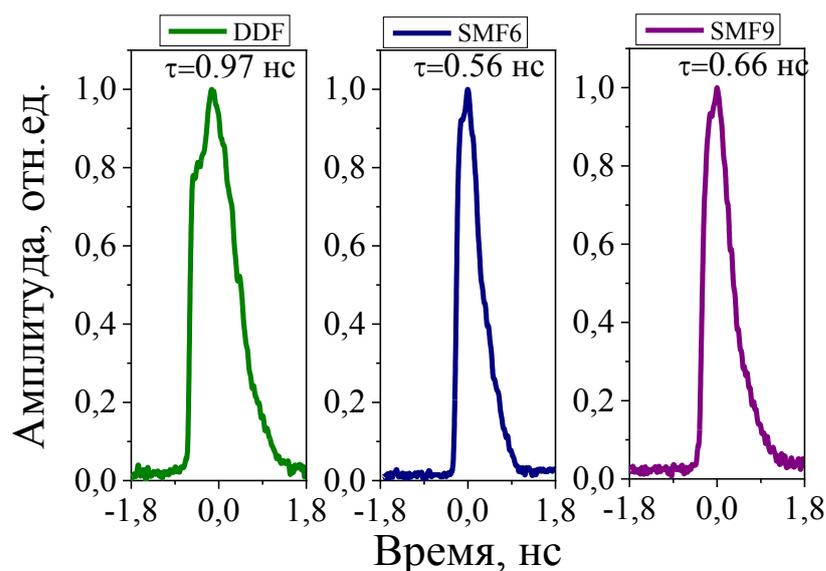


Рис.25. Одиночные огибающие импульсов при использовании различных образцов НВ при входной энергии 0.8 мкДж

Исходя из полученных данных видно, что при использовании образца DDF, длительность огибающих импульсов больше, чем при использовании SMF, и достигает до 1 нс (таблица 8 и рис.25.).

Таблица 7. Сравнение выходных параметров в зависимости от использованного образца

Образец	Ширина спектра –30дБ, мкм	Длинноволновая граница, мкм	Средняя мощность, мВт	Длительность огибающей импульса, нс
DDF	1.5	до 2.35	340	1.042
SMF6	0.89	до 1.81	381	0.558
SMF9	1.21	до 2.1	301	0.663

Дополнительно, после выбора наиболее эффективного с точки зрения генерации СК образца, были проведены эксперименты по влиянию на сверхуширенное излучение положения DDF волокна. А именно, был сварен образец не только от меньшего диаметра к большему (120- 150 мкм), но и наоборот, его развернули (150- 120 мкм), чтобы исследовать преобразование излучения в зависимости от направления распространения по образцу (Рис. 26.). Были выбраны несколько контрольных точек по мощности накачки усилителя для проведения сравнения оптических спектров. Видно, что при использовании образца волокна от меньшего диаметра к большему, преобразование спектра идет в длинноволновой области и край спектра сдвигается за 2.3 мкм. Если же развернуть образец, то преобразование идет уже в коротковолновой области, а именно после 0.9 мкм и уходит в видимый спектральный диапазон. Положение волокна не повлияло на выходную среднюю мощность, которая варьировалась при максимальной мощности накачки усилителя.

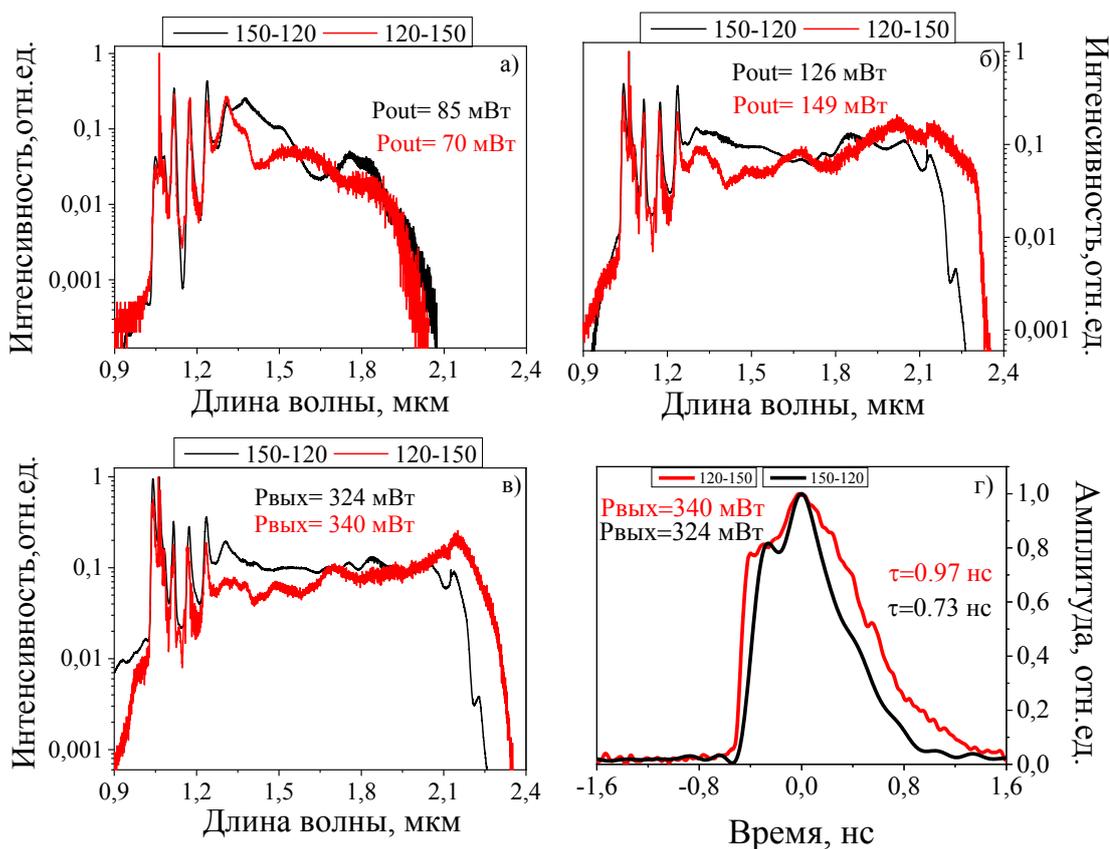


Рис.26. Сравнение полученных спектров СК при одинаковых мощностях накачки усилителя для образца DDF2 ((а) $E=0.149$ мкДж, (б) $E=0.48$ мкДж, (в) $E=0.8$ мкДж), а также огибающие полученных импульсов ((г) $E=0.8$ мкДж).

Также были получены длительности огибающих импульсов для обоих вариантов, они представлены на рис. 26 (г). Максимальная длительность составила около 1 нс при максимальной накачке усилителя (120- 150), а для варианта образца 150- 120 мкм, длительность не превышала 0.74 нс. Исходя из полученных результатов, наиболее эффективное преобразование сверх уширенного излучения происходит при использовании образца DDF, поэтому в дальнейшем, использовался именно он.

2.4.3. Стабильность работы генератора СК

Следующим вопросом являлась стабильность работы генератора СК. Поэтому была проведена оценка изменения оптического спектра СК в зависимости от изменений ЗГ. Первоначально были сняты одновременно

оптические спектры ЗГ и СК, и оценивалось их изменение в зависимости от времени без поправки режима работы ЗГ. Примерно каждые две минуты фиксировались оптические спектры, линии которых отмечены соответствующим цветом на рис. 27 и 28.

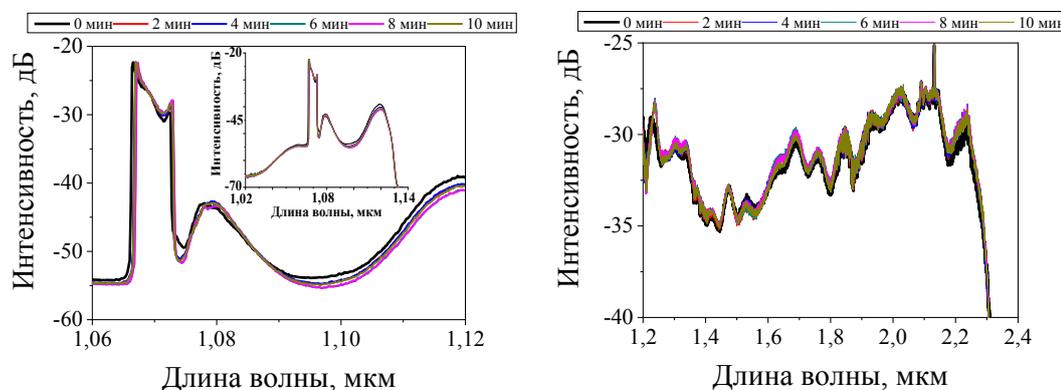


Рис.27. Оптические спектры ЗГ и СК в зависимости от времени (без контроля ЗГ)

Как видно из представленных данных, в течение времени пик, принадлежащий диссипативному солитону, сдвинулся на 1 нм правее (изначально была крайняя часть 1.066 мкм- черная линия, а стала 1.067 мкм - фиолетовая линия), по интенсивности сигнал здесь не изменился. За 8 минут работы лазера, произошли изменения и со стоксовой компонентой - сигнал по амплитуде просел на 2 дБ в районе 1.12 мкм. В дальнейшем с увеличением времени работы системы, изменения стабилизируются. Соответственно изменения коснулись и СК, которые произошли в спектральных областях 1.2- 1.4 мкм и в районе 2 мкм. Это происходило из-за того, что отсутствовала термостабилизация лазерного диода накачки ЗГ и его выходные параметры изменялись от температуры [99]. Для оценки возможно использовать формулу среднеквадратичного отклонения, которая поможет для более точной оценки. Первоначально оценивается среднее значения для рабочей длины волны (1.066 мкм):

$$\bar{x} = \frac{(x_1+x_2+\dots+x_n)}{n} \quad (2.10)$$

Здесь \bar{x} -среднее полученное значение, x_n ...-длина волны лазера, измененная в течении времени, n - количество замеров. После подстановки известных значений, среднее значение составило 1.066 мкм. В дальнейшем необходимо найти среднее арифметическое от квадратов отклонений значений от среднего - дисперсию:

$$\sigma = \sqrt{\frac{(x_1 - \bar{x})^2 + \dots + (x_n - \bar{x})^2}{n}} \quad (2.11)$$

Где σ – дисперсия, равная 0.0306. Полученное среднеквадратичное отклонение позволяет нам оценить разброс полученных значений, а именно по спектральному сдвигу рабочей длины волны, те получается 1.066 ± 0.0306 мкм. Исходя из полученных данных 1.067 мкм (фиолетовая кривая) имеет уже сильное отклонение.

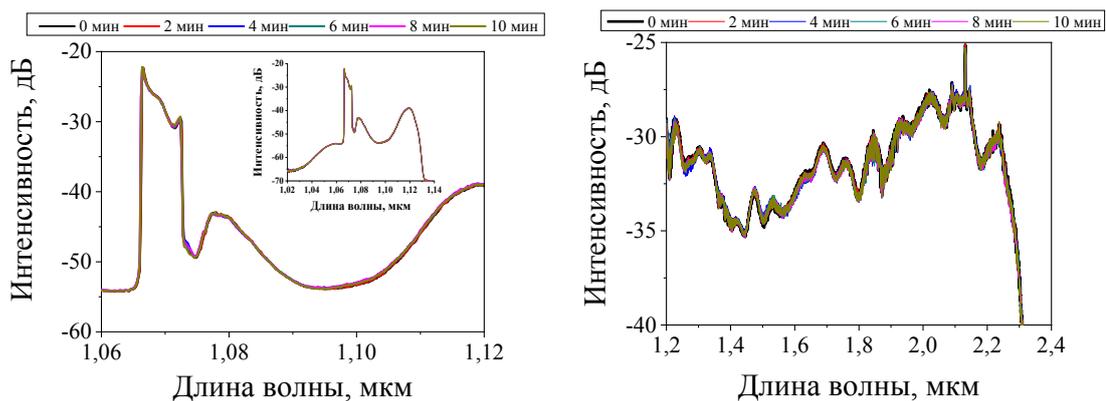


Рис.28. Оптические спектры ЗГ и СК в зависимости от времени (контроль ЗГ за счет изменения тока).

Поэтому, в дальнейшем параметры ЗГ постоянно контролировались (рис. 28) и проводилась юстировка лазерного диода накачки за счет изменения тока на питающем блоке питания. Для будущей модернизации системы, можно будет использовать дополнительные системы термостабилизации основанные на Пельтье элементах.

Стабильность работы генератора СК бывает важна в разных вариантах использования, например, в качестве источника широкополосного излучения для оценки поглощения ОУНТ или для проверки ВБР.

2.4.4. Математическое моделирование генерации СК

Также в рамках работы было проведено упрощенное математическое моделирование распространения излучения в исследованных образцах (SMF6, SMF9, DDF). Математическое моделирование было основано на представленном в общем доступе коде для программы MATLAB коллективом авторов J.C. Travers и др. [100].

Данное моделирование основывается на решении нелинейного уравнения Шредингера, без учета частотной модуляции (чирпа) импульса, а также, в нашем случае, для решения используются только параметры β_2 , β_3 и коэффициент нелинейности γ . Дополнительно был введен параметр f_R (взвешивает относительный вклад мгновенных и задержанных откликов ВКР). Расчетное значение $f_R = 0.18$, которое является общепринятым для волокон на основе диоксида кремния [101]. Для упрощения моделирования в расчетах пренебрегали оптическими потерями в образцах волокон. Расчет был осуществлен для длины 78 м, чтобы оценить распространение излучения в исследуемых образцах. В качестве распространяющегося излучения использовалось излучение после ВУ с пиковой мощностью до 3 кВт и длительностью импульса 0.6 нс. Импульс предполагается имел форму sech^2 . Также в данном математическом моделировании используется тепловая карта для демонстрации примерной эволюции низко и высоко амплитудных спектральных составляющих. Тепловые карты спектров СК показаны в логарифмическом масштабе, чтобы проиллюстрировать спектральную ширину преобразованного излучения для сравнения с экспериментальными данными.

Первоначально было проведено моделирование для образца SMF6 (параметры приведены в таблице 6). Как видно из рис. 29 (а), импульс при распространении по образцу значительно расширяется, как и было получено в нашем эксперименте. Спектральная эволюция же происходит как в коротковолновой части (виден обрыв в районе 0.6-0.7 мкм), так и в длинноволновой (по тепловой карте видно, что в области 2.2-2.3 мкм происходит спад).

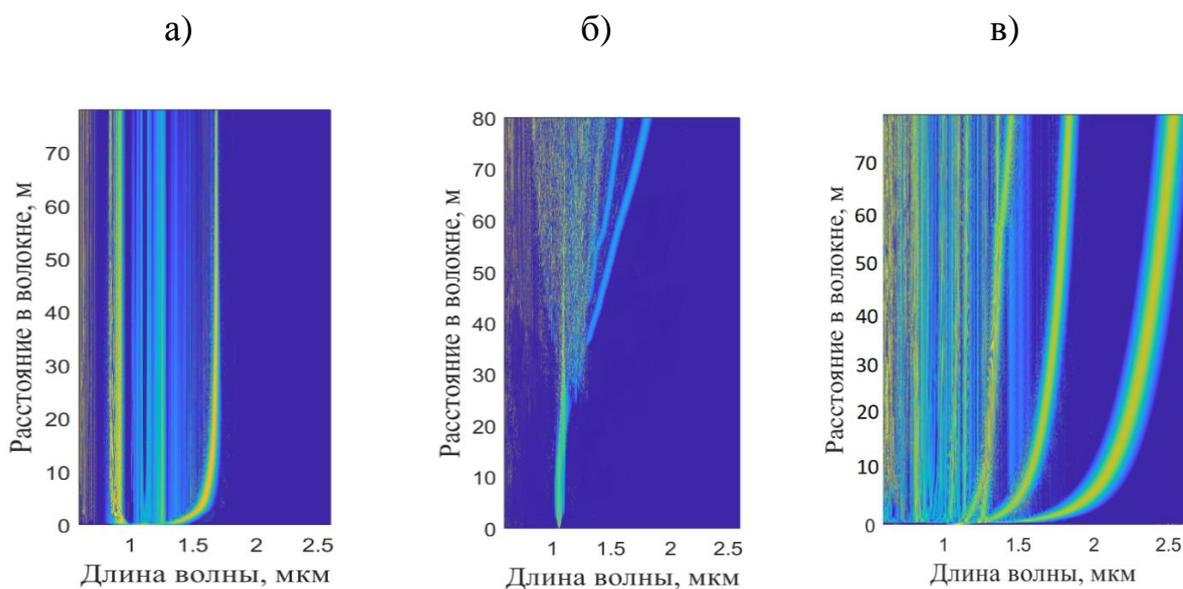


Рис.29. Результаты численного моделирования, показывающие спектральную эволюцию для образца SMF6 (а), SMF9 (б) и DDF (в) с использованными параметрами из таблицы 5.

Как и в случае с другим образцом стандартного кварцевого волокна, при математическом моделировании распространения излучения в SMF9 видно, что происходит уширение импульса, а также возможна генерация в длинноволновой области спектра до 2.3 мкм (рис. 29 (б)). Однако в эксперименте, при использовании данного образца, длинноволновый край спектра обрывается в области 2.1 мкм.

На рис. 29 (в) представлено математическое моделирование при использовании образца DDF. Здесь уже видно отличие в распространение в

области 1.2 мкм, где зона изменения высокоамплитудных спектральных составляющих распространяется на большую площадь, а низкоамплитудные составляющие распространяются до 2.5 мкм.

Данные представленного расчета частично отображают динамику эволюции излучения при распространении в исследуемых образцах. Для того, чтобы увидеть четкое развитие спектральных линий и пиков, в математический расчет моделирования необходимо было бы использовать кривую ДГС, реальную форму распространяющегося импульса и проведение расчета на суперкомпьютере, который более точно прописал спектральную динамику преобразования. Также на преобразование излучения в образцах может влиять то, что используется длинноимпульсная накачка [102].

2.5. Частичное усиление излучения СК, за счет использования волоконных усилителей

В дальнейшем было предложено провести частичное усиление определенных спектральных частей СК при помощи ВУ. Для того были собраны эрбиевый, тулиевый и гольмиевый ВУ (рис.30).

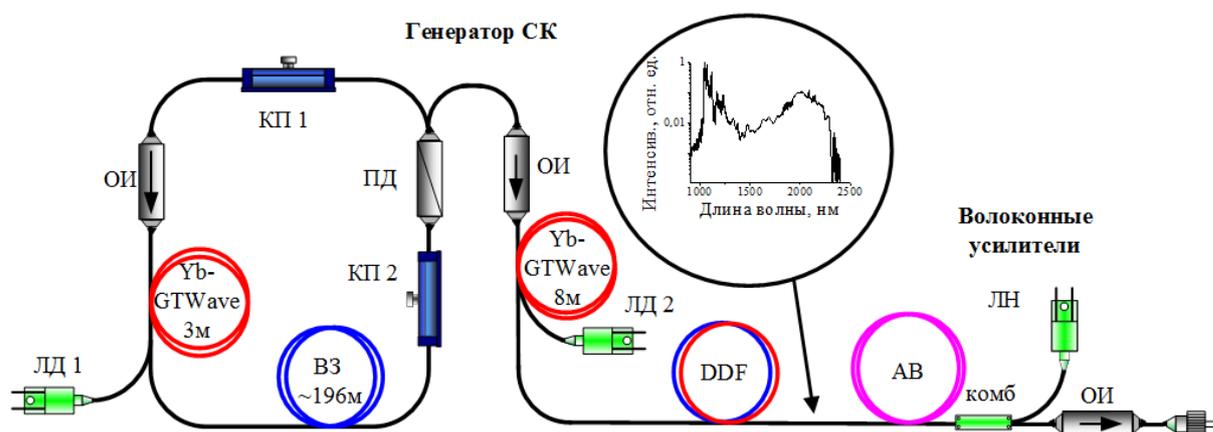


Рис.30. Схема генератора суперконтинуума при использовании эрбиевого, тулиевого и гольмиевого волоконных усилителей

Волоконный усилитель, легированный эрбием (ЭВУ), работал в спектральном диапазоне 1.5-1.6 мкм. В качестве накачки использовался полупроводниковый лазерный диод, излучающий на длине волны 0.976 мкм с

максимальной выходной мощностью до 2.1 Вт. Числовая апертура используемого световода $NA=0.19$ и 0.46 при диаметрах 6 мкм и 125 мкм соответственно. Поглощение на длине волны накачки 0.976 мкм составляло 2.11 дБ/м.

Для спектральной области 1.8-2 мкм был собран тулиевый волоконный усилитель (ТВУ). Как и в предыдущем, в качестве накачки использовался полупроводниковый диод с выходной мощностью до 2.5 Вт, излучающий на длине волны 0.793 мкм. В качестве активной среды использовалось специальное волокно, легированное ионами тулия (nLight Liekki), длиной 3.8 м. Поглощение у него на длине волны 0.79 мкм составило 4.8 дБ/м, диаметры сердцевины/оболочки 10 мкм и 125 мкм. Числовая апертура сердцевины/оболочки составляла 0.15 и 0.48, соответственно.

Для наиболее длинноволновой области спектра 2-2.2 мкм был собран гольмиевый волоконный усилитель (ГВУ), накачка которого осуществлялась полностью волоконным непрерывным иттербиевым лазером на длине волны 1.13 мкм с выходной мощностью до 3.2 Вт. Длина активного волокна, легированного гольмием, составляла 3 м, а его поглощение на длине волны 1.125 мкм — 12 дБ/м. Диаметр сердцевины волокна составлял 9 мкм при диаметре оболочки 125 мкм.

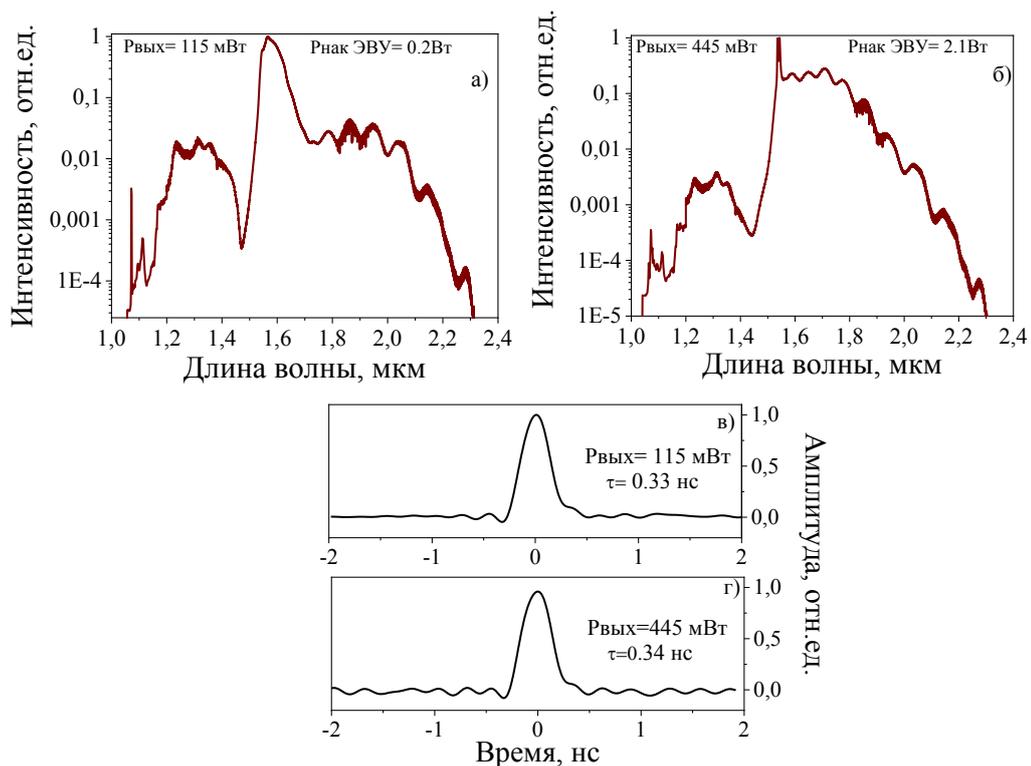


Рис.31. Спектральные (а, б) и временные (в, г) характеристики лазерного излучения ЭВУ в зависимости от мощности накачки

В первом эксперименте СК-излучение вводилось в ЭВУ. Как видно из рис. 31 (а, б) оптических спектров усиленного излучения СК, максимальная ширина составила 1.25 мкм (от 1.05 до 2.3 мкм) при уровне сигнала –30 дБ. Средняя выходная мощность увеличена с 340 мВт (входная мощность СК) до 445 мВт. Оптические спектры содержат два пика в спектральном диапазоне 1.05-1.065 мкм, которые принадлежат двум спектральным пикам диссипативного солитона ЗГ. Благодаря поглощению волокна, легированного Er, в спектральном диапазоне 1.45-1.49 мкм и усилению в диапазоне 1.53-1.55 мкм, наблюдались существенные изменения формы спектра при изменении мощности накачки. Также присутствовал пик в области 1.11 мкм (8998 см⁻¹), который принадлежал первой стоксовой компоненте, а горб в области 1.25 мкм соответствовал излучению СК. Исходя из интегральной интенсивности всего спектра, при максимальной мощности накачки в области

1.44-1.82 мкм, приходится 90% всей энергии. Длительность варьировалась от 0.33 нс до 0.34 нс, что сравнимо с длительностью огибающей импульсов СК.

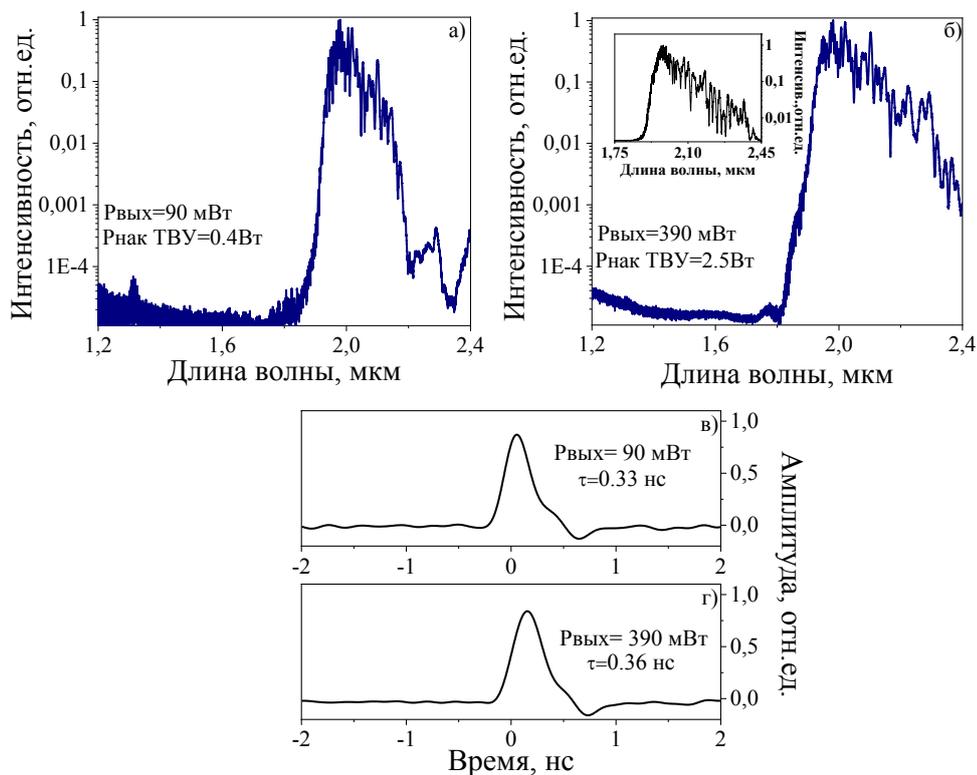


Рис. 32. Спектральные (а,б) и временные (в,г) параметры ГВУ в зависимости от мощности накачки усилителя. На вставке (б) показан оптический спектр, полученный с помощью спектр-анализатора «Avesta» при тех же параметрах излучения (разрешение 1 нм).

Использование ТВУ с накачкой лазерным диодом на длине волны 0.793 мкм позволило получить усиление в диапазоне 1.8-2.0 мкм. При использовании ТВУ поглощение световодом, легированным Тm, происходило в коротковолновой области спектра, а усиление — в 2-мкм диапазоне от 1.8 до 2 мкм (рис. 32 (а, б)). Из полученных оптических спектров видно, что с изменением мощности накачки усилителя форма спектра изменяется в диапазоне 2.3-2.4 мкм, что связано с преобразованием излучения за счет нелинейных эффектов (ФСМ и сдвиг частоты солитонов). Значительные изменения в тонкой спектральной структуре (значительная изрезанность спектра) можно объяснить другим параметром дисперсии активного волокна.

Максимальная ширина полученных спектров составила 0.42 мкм по уровню - 20 дБ, а также уширение не происходило дальше 2.5 мкм (вставка на рис. 32 (б)). По интегральной интенсивности энергия, приходящаяся на спектральную область 1.94-2.01 мкм, оценивалась как 85%. В данном случае удалось достичь максимальной выходной средней мощности до 390 мВт. На рис. 32 (б, г) представлены огибающие усиленных импульсов СК, а их длительность варьировалась от 0.33 до 0.36 нс.

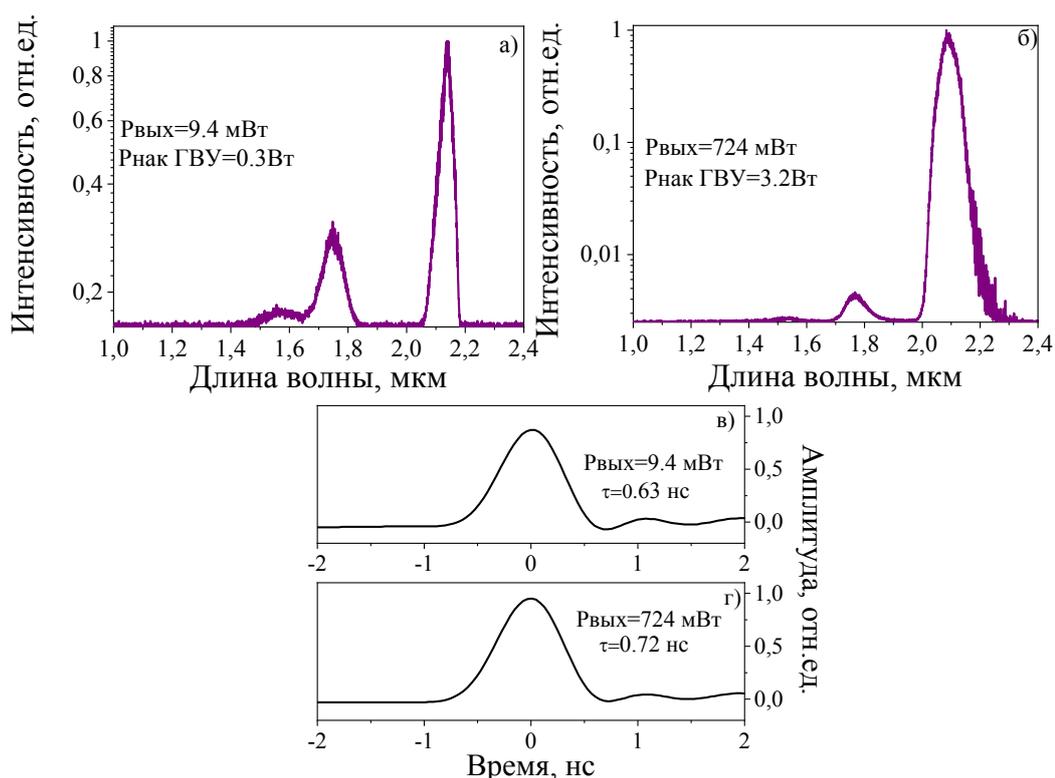


Рис. 33. Спектральные (а,б) и временные (в,г) параметры излучения после ТВС, легированные Но, в зависимости от мощности накачки.

Третьим усилителем являлся ГВУ. Накачка осуществлялась волоконным Yb-лазером. На рис. 33 (а, в) представлены полученные оптические спектры излучения СК, усиленного в ГВУ. Как и в случае волокна, легированного Tm, волокно, легированное Но, поглощает коротковолновую область оптического спектра, оставляя только излучение СК в области 2.1 мкм, мощность по интегральной интенсивности энергия составила 95%. Пик на длине волны 1.75 мкм относится к непоглощенной части излучения

СК, так как поглощение световодов, легированных Но, находится в областях 1.1–1.2 мкм и 1.8–2.1 мкм, а спектральная зависимость вынужденного излучения кросс-сечение 1.9–2.2 мкм [103]. Ширина пика на длине волны 2.1 мкм составляла 0.11 мкм при максимальной средней выходной мощности 724 мВт при уровне сигнала менее -10 дБ. Были получены выходные временные параметры усиливаемого излучения (рис. 33 (б, г)), а длительность огибающей импульса варьировалась от 0.63 до 0.72 нс в зависимости от используемой мощности накачки усилителя. Значительные изменения формы спектра и огибающей импульсов по сравнению с предыдущими результатами могут быть связаны с более низким входным сигналом HDFA и более длинными импульсами на дальней границе спектра СК.

2.6. Эксперименты по селекции излучения из стоксовой компоненты

Обычно спектральный диапазон работы стандартных волоконных лазеров ограничен спектром люминесценции. Эффект ВКР может обеспечить генерацию на длинах волн вне спектров люминесценции активных элементов, что позволяет охватить спектральный диапазон от 1 до 2.3 мкм [104]. Таким образом, эффект ВКР используется в твердотельных [105,106] и волоконных [107,108] лазерах для покрытия необходимых спектральных областей, а использование спектральной фильтрации позволяет получить стабильный импульсный источник на необходимой длине волны. Поэтому представляет интерес получить из усиленного сверхуширенного излучения ЗГ стабильный импульсный источник, излучающий в спектральном диапазоне 1.12 мкм за счет использования спектральной селекции. Такая селекция была проведена за счет использования оптического циркулятора и волоконной брэгговской решетки (ВБР) с высоким коэффициентом отражения (~ 0.9) на длине волны 1.12 мкм (рис.34).

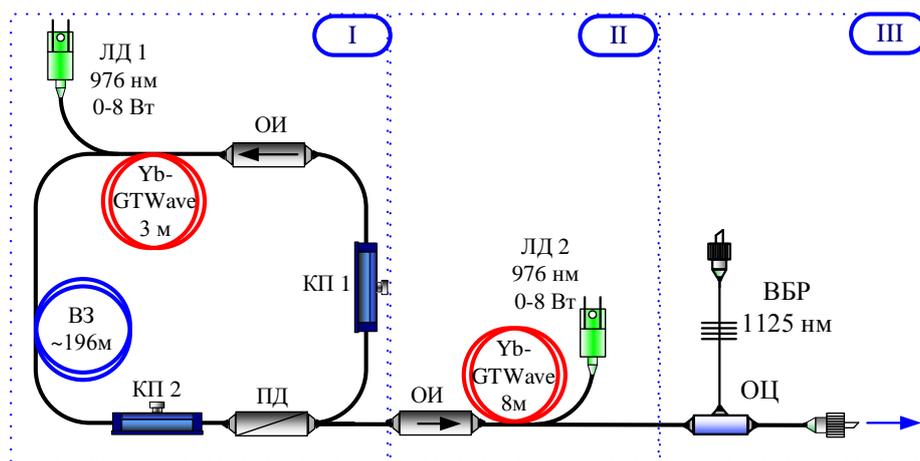


Рис.34. Схема экспериментальной установки по спектральной селекции излучения: ЛД- лазерный диод накачки, КП 1,2- контроллеры поляризации, ОИ- оптический изолятор, ПД- поляризационный делитель, ОЦ- оптический циркулятор, ВЗ-волокну задержки, ВБР- волоконная брэгговская решетка.

В данном случае оптический циркулятор так же исполнял роль изолятора, предотвращая обратное распространение излучения в лазерную систему при отражении. На выходах спектрального фильтра были приварены разъемы с косой полировкой торца, для предотвращения попадания отраженного от границы воздух-стекло излучения в выходной порт циркулятора.

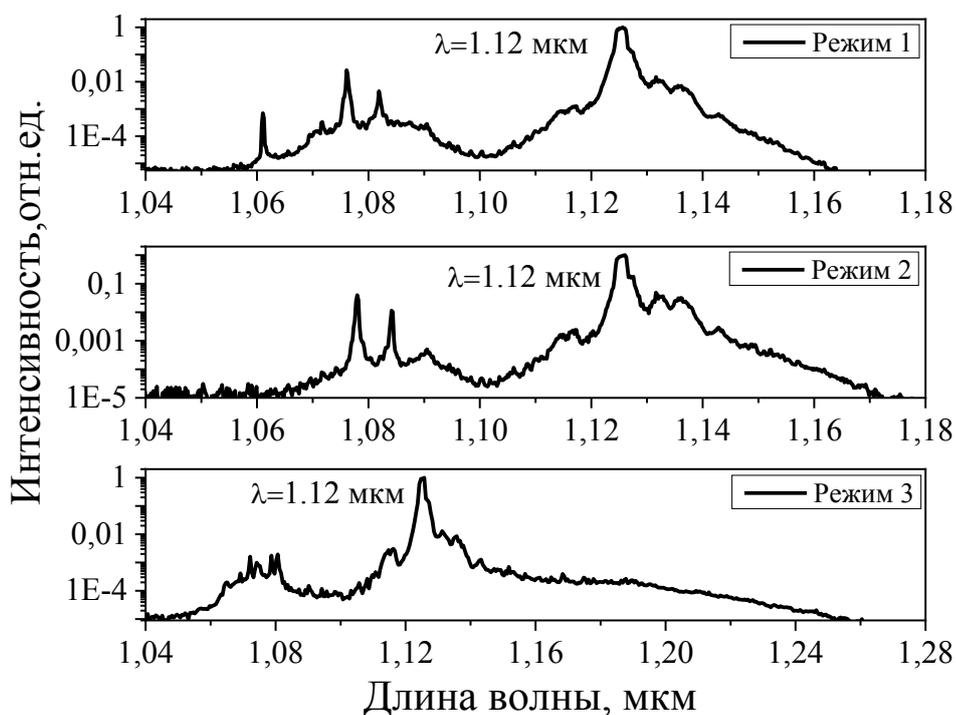


Рис.35. Оптические спектры селективного излучения

Как итог для каждого из режимов работы иттербиевого лазера были получены оптические спектры селективного излучения после спектральной вырезки из стоксовой компоненты, которые представлены на рис. 35. Пик в спектральной области 1.08 мкм принадлежит отраженной рабочей длине волны задающего иттербиевого лазера и наиболее выражен в первых двух режимах задающего источника, в отличие от 3-го режима, где разница между отраженной рабочей длиной волны и пиком селективного излучения составила 28 дБ. Такое присутствие отражения может быть обусловлено тем, что вырезающая решетка и пик стоксовой компоненты спектрально не совпадают.

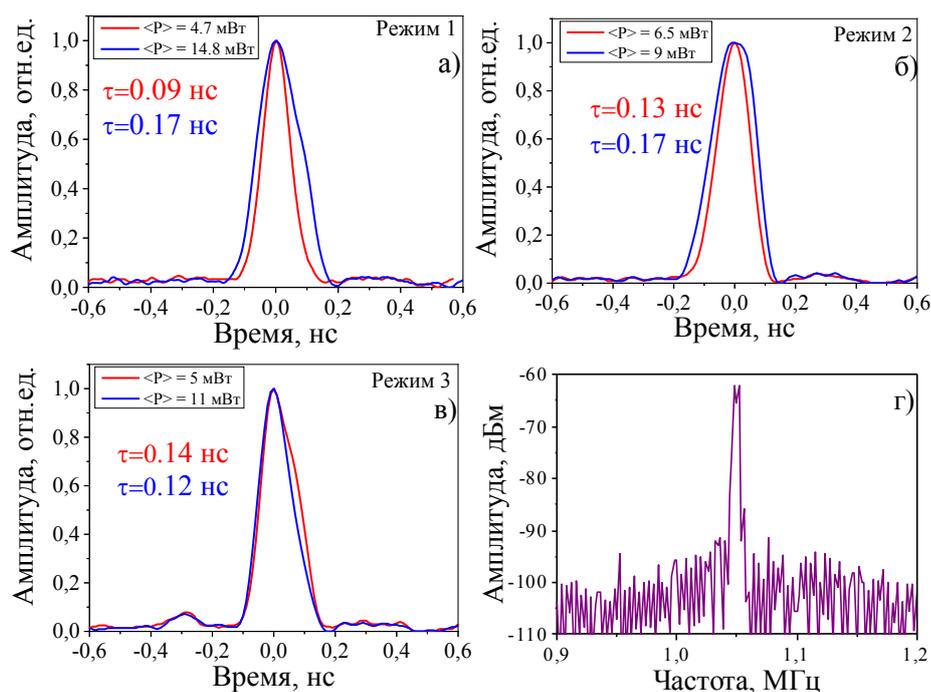


Рис.36. Динамика импульсов селектированного излучения в зависимости от мощности накачки усилителя при разных режимах работы задающего источника (а,б,в) и частотный спектр (г)

Так же была получена стабильная импульсная генерация на длине волны 1.12 мкм. В зависимости от режима работы задающего лазерного источника, динамика селектированных импульсов в зависимости от мощности накачки усилителя менялась. Так на рис. 36 продемонстрированы осциллограммы одиночных импульсов. При максимальном усилении, наименьшая длительность усиленного импульса составила 0.12 нс, почти сравнимую с длительностью импульса задающего источника при данном режиме работы. Также была получена возможность при помощи усиления варьировать длительность импульсов за счет того, что у импульсов, характерных ДС, при увеличении мощности накачки усилителя увеличивается и ширина импульса [109]. Например, при первом режиме работы лазера минимальная длительность составила 0.1 нс, а максимальная 0.17 нс. Частота следования импульсов селектированного излучения оставалась неизменной по

сравнению с частотой следования импульсов задающего иттербиевого источника, и соответствовала 1 МГц (рис. 36 (г)).

Таблица 8. Сравнение выходных характеристик излучения при разных режимах работы лазера до селекции и после.

Режим	З.Г.					Селекция		
	τ , нс	Е, нДж	Рпик, Вт	$\langle P \rangle$, мВт	τ , пс	Е, нДж	Рпик, Вт	$\langle P \rangle$, мВт
I	0.204	6	57.8	6	0.17	14.8	85.5	14.8
II	0.160	7.6	52	8	0.17	8.61	56.7	9
III	0.118	5.7	54.7	6	0.12	10.5	96	11

В таблице 8 представлены все выходные характеристики по работе в нескольких режимах иттербиевого волоконного лазера и селектированного излучения из стоксовой компоненты. Наиболее интересные результаты были получены при работе лазера в 3-ем режиме, так как были получены наименьшие длительности импульсов, как задающего источника, так и после селекции, которые не превышали 0.12 нс. Так же стоит отметить, что при выбранном режиме была получена наибольшая разница между отраженной рабочей длиной волны на 1.07 мкм и пиком селектированного излучения на 1.12 мкм, которая составила 28 дБ.

2.7. Иттербиевый лазер, работающий в гибридной синхронизации мод

В ходе исследования, была реализована экспериментальная установка, основывающаяся на иттербиевом волоконном лазере, работающем в режиме гибридной синхронизации мод. В дальнейшем было проведено усиление данного источника, а также получено преобразование излучения в спектральной области 0.532-0.6 мкм за счет использования генератора второй

гармоники (ГВГ). На рис. 37 представлена схема экспериментальной установки.

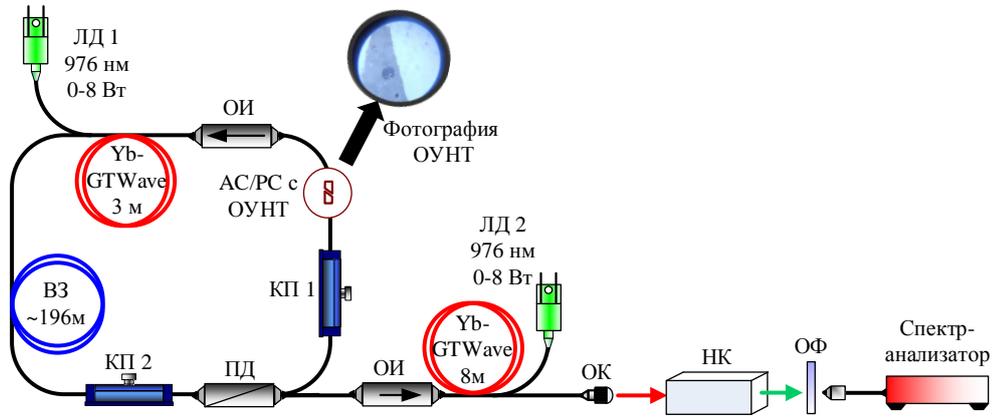


Рис. 37. Оптическая схема экспериментальной установки при использовании ЗГ, работающего в гибридной СМ. ОИ- Оптический изолятор, ЛД-лазерный диод, ВЗ-волокну задержки, КП- контроллер поляризации, ПД- поляризационный делитель, ОК- оптический коллиматор, НК- нелинейный кристалл, ОФ- оптический фильтр.

Здесь гибридный режим работы реализовывался при использовании комбинации НВП и ОУНТ. Контроллеры поляризации были оставлены на своих местах для обеспечения НВП, а ОУНТ в виде тонкой пленки зажимались между торцами двух FC/APC-коннекторов.

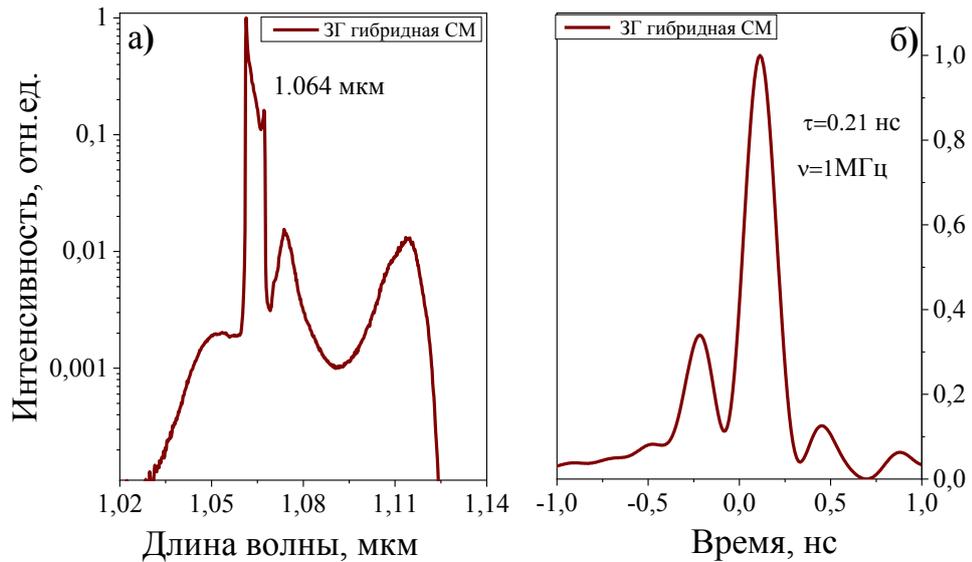


Рис.38. Спектральные (а) и временные (б) характеристики излучения.

Так как для гибридной СМ использовались ОУНТ, для получения стабильного импульсного излучения порог генерации увеличился по сравнению с пассивной СМ, и мощность накачки составила 1.5 Вт вместо 0.9 Вт. Также отличалась выходная мощность лазеров: для гибридной она уменьшилась до 0.7 мВт. Как и в случае с пассивной СМ, на длине волны 1.06 мкм присутствуют резкие обрывистые края, характерные для сильночирпированных диссипативных солитонов. А также существует дополнительный пик в области 1.12 мкм, который соответствует первой стоксовой компоненте. Также при гибридной СМ был получен импульс с длительностью 0.2 нс и энергией 0.7 нДж (рис.38). Отличительной особенностью представленного гибридного ЗГ являлось то, что при использовании данного режима работы лазера, был обеспечен самозапуск и воспроизводимость режима работы в течение длительного времени, без дополнительной настройки системы. Также на работу лазерной системы не влияли внешние факторы окружающей среды, а именно изменение окружающей температуры.

Для увеличения средней и пиковой мощности использовался точно такой же иттербиевый волоконный усилитель, как и в разделе 2.2 данной

главы. В данном случае, нам удалось увеличить среднюю выходную мощность до 945 мВт, а длительность и энергия импульсов увеличилась до 0.4 нс и 0.9 мкДж, соответственно. Как видно из представленного рис. 39 при максимальной мощности накачки усилителя 8 Вт, произошла деформация оптического спектра, ширина которого изменялась с 0.08 мкм (ширина спектра 3Г) до 0.3 мкм по уровню – 30 дБ.

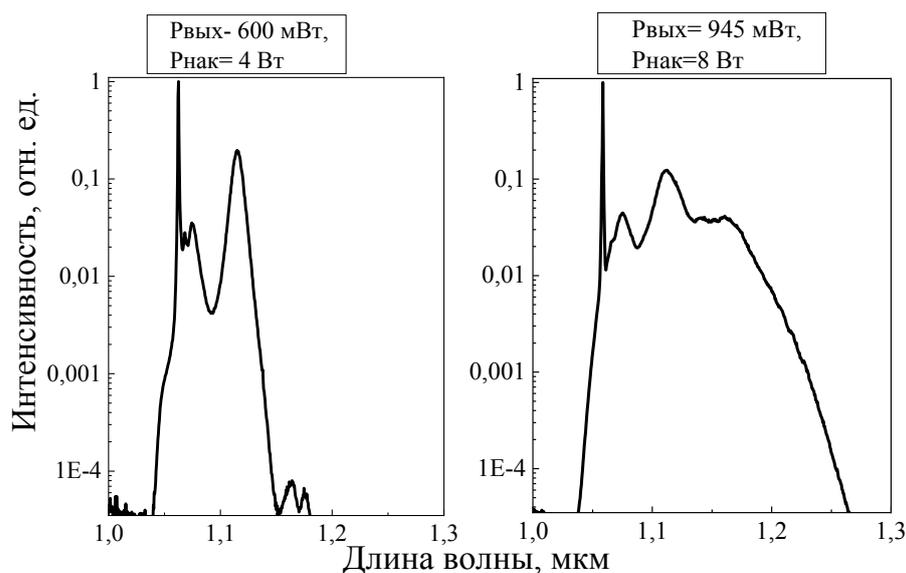


Рис.39. Оптические спектры усиленного излучения от 3Г, работающего в режиме гибридной СМ при разных уровнях накачки

Для введения в ГВГ, был установлен оптический коллиматор, чтобы получить плоскопараллельный пучок, диаметр которого составлял 2.5 мм. Для того, чтобы зафиксировать только желто-зеленое излучение, после кристаллов использовался оптический фильтр (ОФ) СЗС-23. В качестве ГВГ использовались такие нелинейные кристаллы как ниобат лития (LiNbO_3 -LNB- S) или дигидрофосфат калия (KDP). Соответственно длина LNB- S составляла 30 мм, а KDP – 45 мм. Известно, что эффективность преобразования лазерного излучения во вторую гармонику связано с величиной разбегания лучей на основной частоте внутри кристаллов [110]. У LNB- S угол разбегания лучей достаточно небольшой (до 8 мрад), у KDP он больше (до 26 мрад) и данная особенность кристаллов помогает получить

эффективную генерацию второй гармоники. В обоих случаях использования нелинейных кристаллов, был реализован синхронизм I-типа. Также необходимо помнить про обеспечение сохранности передней грани кристаллов от поверхностного оптического пробоя, поэтому максимальная средняя выходная мощность излучения составляла 600 мВт и энергией 600 нДж, что соответствует интенсивности 2.5 Вт/м^2 .

Основная интенсивность подаваемого излучения на кристаллы приходилась на пик 1.061 мкм, который относится к ЗГ, и на 1.09-1.13 с центральным пиком на 1.114 мкм. Первоначально в ГВГ использовался стехиометрический ниобат лития LNB-S. Особенность данного кристалла является то, что у него высокая температурная зависимость показателя преломления и высокий уровень поглощения в области прозрачности [111]. Это приводит к нарушению условия фазового синхронизма, так как идет быстрый нагрев кристалла при воздействии на него излучения с высокой интенсивностью. Однако, из-за этой температурной зависимости, ниобат лития позволяет реализовать 90-градусный фазовый синхронизм для излучения в спектральном диапазоне 1 мкм [112]. В ходе экспериментов кристалл устанавливался в нагревательный элемент, управляемый с помощью контроллера. Данный контроллер позволял регулировать температуру нагрева кристалла с точностью и поддержанием температуры до 0.1°C (максимальная температура нагрева - 110°C). Для получения длины волны 0.532 нм кристалл нагревался примерно до 80°C . При максимальной температуре нагрева кристалла (110°C) длина волны второй гармоники составила 0.541 мкм (рис.40(в,г)). Средняя выходная мощность не превышала 1 мВт. В нашем случае для кристалла длиной 30 мм эффективность генерации второй гармоники на уровне не ниже половины максимума интенсивности реализуется в диапазоне 1.06 и 1.12 мкм, а угол разбегания при этом не превышает 1 мрад. Коэффициент эффективной нелинейности преобразования излучения во вторую гармонику составил $\gamma=2.6 \times 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$.

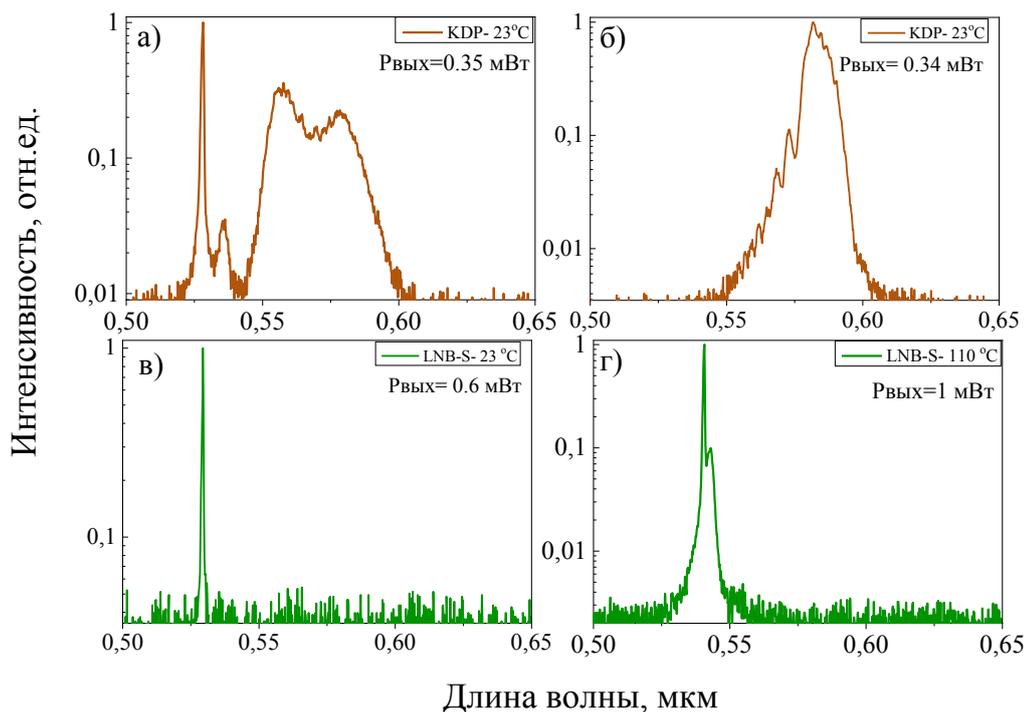


Рис.40. Оптические спектры излучения второй гармоники для нелинейных кристаллов при комнатной температуре 23°C , где (а, в) спектры для KDP и LNB-S, а (б,г) в случае KDP это поворот по кристалла вдоль оптической оси, а LNB-S при максимальной температуре нагрева 110°C .

Мощность накачки составляла 600 мВт.

В дальнейшем для генерации второй гармоники использовался дигидрофосфат калия KH_2PO_4 (KDP). В отличие от LNB-S, у данного кристалла слабая температурная зависимость показателя преломления. Было установлено, что в зависимости от мощности накачки усилителя и положения кристалла KDP, появляется возможность изменять длину волны излучения второй гармоники (от 0.53 до 0.58 мкм). Максимальная средняя выходная мощность составляла 0.38 мВт, для всех длин волн (рис.40(а)). При использовании данного кристалла на тех же длинах волн (1.06 мкм и 1.12 мкм), угол разбегания не превышает 15 мрад. Здесь же коэффициент эффективной нелинейности преобразования излучения составил $\gamma=0.9 \times 10^{-3} \text{Вт}^{-1}$.

В зависимости от нелинейного кристалла, были получены оптические спектры в диапазоне от 0.53 мкм до 0.6 мкм. Уширение (рис.40.) и возникновение дополнительных пиков в спектральной области 0.56 мкм для KDP и 0.54 мкм для LNB-S, проявляются за счет влияния эффектов ФСМ и кросс-модуляции, обусловленных нелинейностью показателя преломления кристаллов [113]. Это происходит за счет того, что изначально на кристалл подается спектрально уширенный пучок излучения, который в какой-то степени можно считать СК (происходит первичное преобразование излучения в самом усилителе).

Однако в ходе проведения длительных экспериментов по генерации второй гармоники, мы столкнулись с такой проблемой, что с течением времени, внедренные в резонатор ЗГ ОУНТ начинали повреждаться. Соответственно, режимы работы лазера изменялись и приходилось заново заменять на торцах установленные ОУНТ. Такое повреждение связано с тем, что внутри резонатора была высокая импульсная энергия и представленные образцы ОУНТ не защищала использованная пассивная СМ, которая предположительно, должна была удерживать значение энергии воздействия внутрирезонаторного излучения.

В данном разделе была продемонстрирована концепция использования сверхуширенного излучения не только для эффективной генерации СК за счет использования НВ, но и для реализации стабильного импульсного источника на длинах волн больше, чем спектр люминесценции ионов иттербия, а также для получения зелено-желтого излучения, применяемое в медицине для лечения различных заболеваний.

Выводы к Главе 2.

В данной главе в качестве задающего источника генератора СК рассматривался субнаносекундный импульсный итербиновый волоконный лазер, работающий в режиме синхронизации мод. Получено несколько типов режимов работы с различными выходными характеристиками лазерного излучения, зависящими от настройки контроллеров поляризации. Таким образом, длительность импульса задающего генератора варьировалась в диапазоне 0.19 – 0.2 нс.

В дальнейшем, была рассмотрена простая схема генератора СК, основанная на ЗГ, излучение от которого усиливалось ВУ и дальше вводилось в нелинейную среду. Был проведен подбор активной среды для ВУ, чтобы обеспечить необходимую плотность мощности для эффективного преобразования излучения. В качестве нелинейной среды использовалось волокно DDF, а также сравнили полученные спектральные и временные параметры при использовании стандартных SMF волокон, отличающиеся диаметрами сердцевин. Был получен СК, спектральная ширина которого составляла в районе октавы со средней выходной мощностью 340 мВт при использовании DDF. Также проведено исследование по частичному усилению излучения полученного СК за счет использования ВУ, основанных на таких РЗЭ, как Er, Tm или Ho. При использовании эрбиевого ВУ, средняя выходная мощность составила 445 мВт с спектральной шириной 1.25 мкм. При использовании тулиевого ВУ, средняя выходная мощность составила 390 мВт с спектральной шириной излучения 0.42 мкм. Последним использовался гольмиевый ВУ и была зафиксирована средняя выходная мощность 724 мВт со спектральной шириной до 0.11 мкм. В дальнейшем такое частично усиленное излучение может служить задающим источником для других лазерных систем.

Было рассмотрено использование сверхуширенного излучения для реализации стабильного импульсного источника, излучающего на длине

волны 1.12 мкм, за счет использования спектральной селекции излучения ЗГ с помощью спектрального фильтра. Минимальная длительность импульса выделенного излучения составила 0.12 нс, а значение энергии в импульсе возросло с 5.7 до 10.5 нДж.

Также было получено излучение зелено-желтого спектрального диапазона путем удвоения частоты усиленного излучения от ЗГ совместно с ВУ при помощи однопроходного ГВГ, в качестве которого выступали нелинейные кристаллы. Отмечено, что в зависимости от мощности накачки усилителя и угла поворота оси кристалла, появляется возможность варьировать, как длину волны второй гармоники, так и интенсивность полученного излучения. Спектральный диапазон сдвига центральной длины волны второй гармоники изменялся в зависимости от используемого нелинейного кристалла.

Глава 3. Генерация суперконтинуума при использовании гольмиевого волоконного лазера, излучающего в области 2 мкм.

Для того чтобы инициировать генерацию суперконтинуума предъявляются высокие требования к излучению накачки генератора. Поэтому чаще всего используют лазеры, генерирующие ультракороткие импульсы в совокупности с системой оптических усилителей, что дает возможность получить достаточную пиковую мощность для преобразования излучения за счет таких нелинейных эффектов как ФСМ, вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), четырехволновое смешение и др.

При помощи германатных волокон спектральное излучение суперконтинуума распространяется в области двух микрон, так как в данных волокнах высокий коэффициент ВКР рассеяния. Поэтому в качестве накачки генератора СК используют лазерные системы, основанные на таких РЗЭ как тулий или гольмий. Однако наибольшие длины волн генерации в волокнах на кварцевой основе, легированных РЗЭ, получены с использованием гольмиевых световодов [114,115].

3.1. Гольмиевый волоконный лазер

На рис. 41 представлена схема экспериментальной установки по генерации спектрально уширенного излучения. В качестве ЗГ использовался полностью волоконный гольмиевый лазер, работающий в режиме гибридной синхронизации мод за счет нелинейного вращения плоскости поляризации (НВП) и одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) [90]. Общая внутрирезонаторная дисперсия лазера составила $\approx -1.5 \text{ пс}^2$. На рис. 42 (а) представлен спектр излучения ЗГ, который имеет типичную форму с боковыми пиками, характерными для солитонного режима работы лазера. Центральная длина волны излучения составила 2.082 мкм, а ширина спектра на полувысоте 3.3 нм. Длительность импульсов, измеренная с помощью автокоррелятора (Avesta AA-20DD), составила 1.4 пс. Автокорреляционная функция импульсного излучения представлена на рис. 40 (б). Частота

следования импульсов 14.9 МГц соответствовала длине резонатора, равной ≈ 14 м. Средняя выходная мощность лазерного излучения составила 4.7 мВт, а энергия импульсного излучения 0.3 нДж.

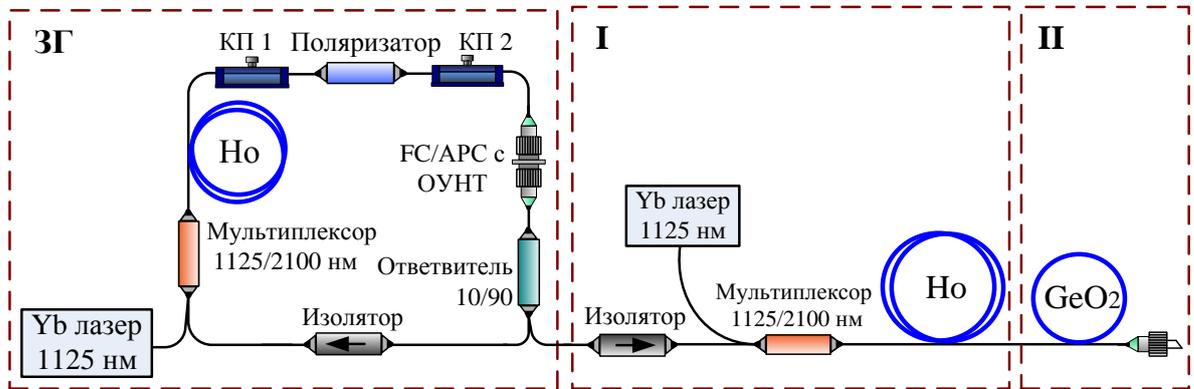


Рис.41. Оптическая схема экспериментальной установки: Но – гольмиевое волокно, КП 1,2 – контроллеры поляризации, FC/APC с ОУНТ – одностенные углеродные нанотрубки, GeO₂ – НВ, легированное оксидом германия.

Импульсное излучение от 3Г вводилось в гольмиевый волоконный усилитель (рис. 41– I). В качестве активной среды усилителя использовалось гольмиевое волокно, длиной 2 м. Диаметр сердцевины активного волокна составил 11.5 мкм (NA=0.145), а концентрация активной примеси $6.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что обеспечивало поглощение на длине волны 1125 нм, равное 12 дБ/м.

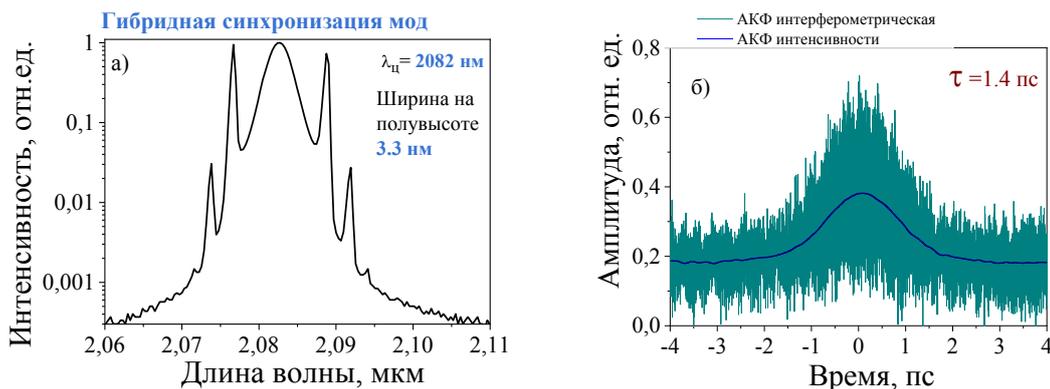


Рис.42. (а) Спектр излучения задающего генератора, (б) Автокорреляционная функция импульсного излучения задающего генератора.

Мультиплексор, работающий в диапазоне 1125/2100 нм, объединял импульсное излучение 3Г и непрерывное излучение иттербиевого лазера,

который являлся накачкой активной среды усилителя. Для подавления обратной связи в усилителе, перед мультиплексором был помещен изолятор с изоляцией 30 дБ.

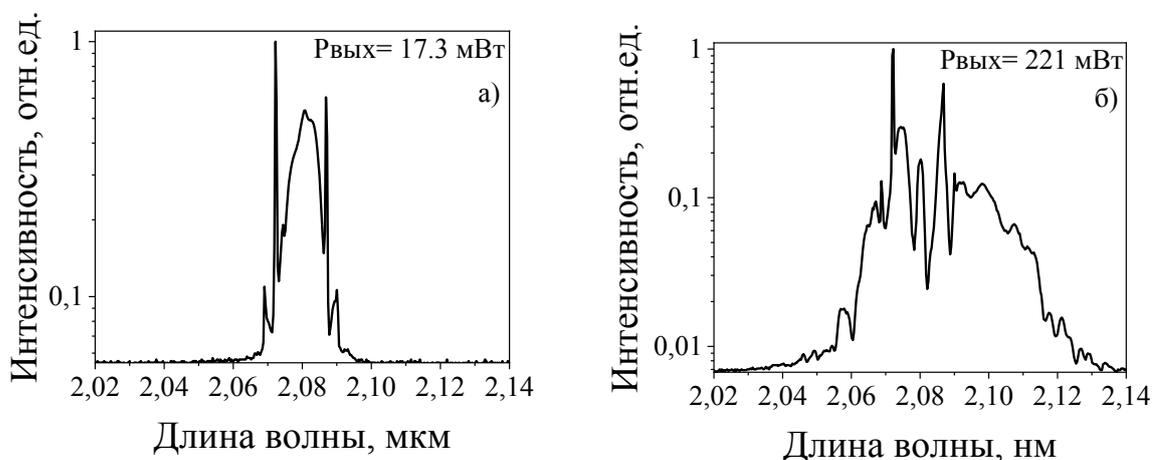


Рис. 43. Эволюция оптического спектра при усилении ЗГ

Излучение от задающего генератора, мощность которого была 4.7 мВт, вводилось в гольмиевый волоконный усилитель (рис. 41). В качестве активной усиливающей среды использовалось гольмиевое волокно, длиной 2 м. Диаметр сердцевины активного волокна составлял 11.5 мкм, с концентрацией активной примеси $8 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, поглощением 11 дБ/м на длине волны 1125 нм. После усиления максимальная средняя выходная мощность излучения составила 386 мВт, что соответствовало коэффициенту усиления 31 дБ. На рис.43. представлены спектры эволюции уширенного излучения при усилении ЗГ в зависимости от мощности накачки ВУ.

3.2. Нелинейная среда в генераторе СК и ее оптимизация

Для генерации СК в качестве нелинейной среды использовалось волокно на кварцевой основе, легированное оксидом германия (GeO_2) (рис. 41 – II). Это одномодовое волокно с диаметром сердцевины 5-6 мкм и с молярной концентрацией германия 74 %. За счет одного из нелинейных эффектов, а именно вынужденного комбинационного рассеяния, коэффициент которого в германатном волокне имеет большое значение, была получена эффективная генерация в области длин волн более 2 мкм. Данное волокно было выбрано из-

за малых потерь в длинноволновой области, а также оно обладает большим коэффициентом ВКР усиления и нелинейности (коэффициент нелинейности $\gamma \sim 24 \text{ Вт}^{-1} \times \text{км}^{-1}$ на длине волны 2.08 мкм) по сравнению со стандартным одномодовым волокном (для одномодового волокна коэффициент нелинейности $\sim 1 \text{ Вт}^{-1} \times \text{км}^{-1}$ на длине волны 1.5 мкм). Дисперсия для данного волокна составляла $D \sim -80 \text{ пс/нм} \times \text{км}$ ($\lambda = 2.08 \text{ мкм}$) с нелинейным показателем преломления $n_2 = 4.6 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$, рассчитанный только для составляющих материалов сердцевины и оболочки $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$ (74 мол%). В таблице 9 подробно представлены выходные параметры нелинейного волокна и гольмиевого волокна.

Таблица 9. Выходные параметры волокон

Волокно	$d_{\text{серд}}$, мкм	n_2 , $10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$	γ , $\text{Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$	$\beta_2 @ 2080$, $\text{пс}^2/\text{м}$	$D @ 2080$, $\text{пс/нм} \times \text{км}$	L_{NL} , м	L_D , км
GeO_2	4	4.6	24	~ 0.18	~ -80	6	8
Ho-F	9	2.7	2	-0.112	~ 49	8	14

Для определения нелинейного показателя преломления, использовалась следующая формула [116]:

$$n_2 = n_2(\text{SiO}_2) + K(\text{GeO}_2)X_{\text{GeO}_2} \quad (3.1)$$

Где $n_2(\text{SiO}_2) = 2.16 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ и $K(\text{GeO}_2) = 0.033 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$, а X_{GeO_2} – это молярная концентрация примеси GeO_2 в процентах. Точно также было сделано и для гольмиевого волокна.

В ходе работы была проведена оптимизация по длине волокна, легированного оксидом германия, с целью получения наиболее эффективной генерации СК. На рис. 44 представлены оптические спектры СК, полученные в образцах волокна разной длины (0.9, 1.5, 6, 10 м).

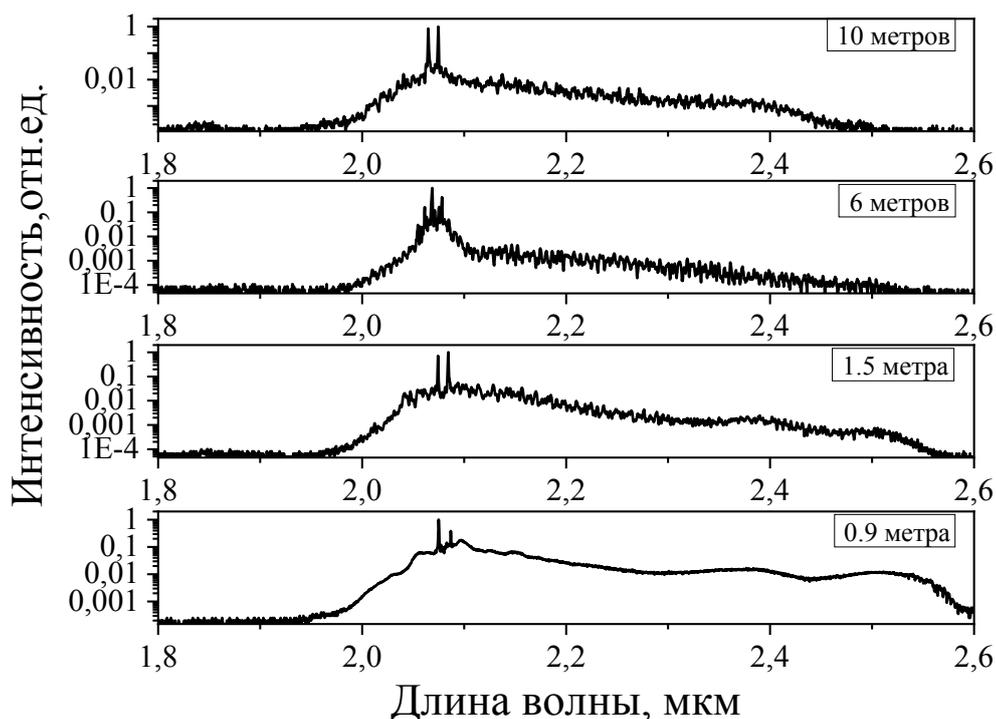


Рис.44. Оптические спектры суперконтинуума, полученные в образцах нелинейного германатного волокна разной длины.

Как видно, максимальная генерация суперконтинуума по спектральной ширине была получена при использовании образца нелинейного волокна длиной 0.9 м, поэтому в дальнейших экспериментах использовался именно этот образец. На рис. 45 представлена эволюция оптического спектра суперконтинуума при разной мощности накачки усилителя с использованием образца нелинейного германатного волокна длиной 0.9 метра. Видно, что при максимальной мощности накачки усилителя генерация СК начинается от 1.95 мкм и продолжается после 2.6 мкм, однако были ограничения по спектральному разрешению, используемого спектр-анализатора (ASP-IR 2.6 Авеста - Проект). Выходная мощность полученного излучения составляла 108 мВт с долей мощности в спектральной области 2.2-2.6 мкм не более 27%. В среднем разница по интенсивности между шумом и суперконтинуумом в диапазоне от 2.2 мкм была в районе 20 дБ, а на длине волны 2095 нм – 30 дБ.

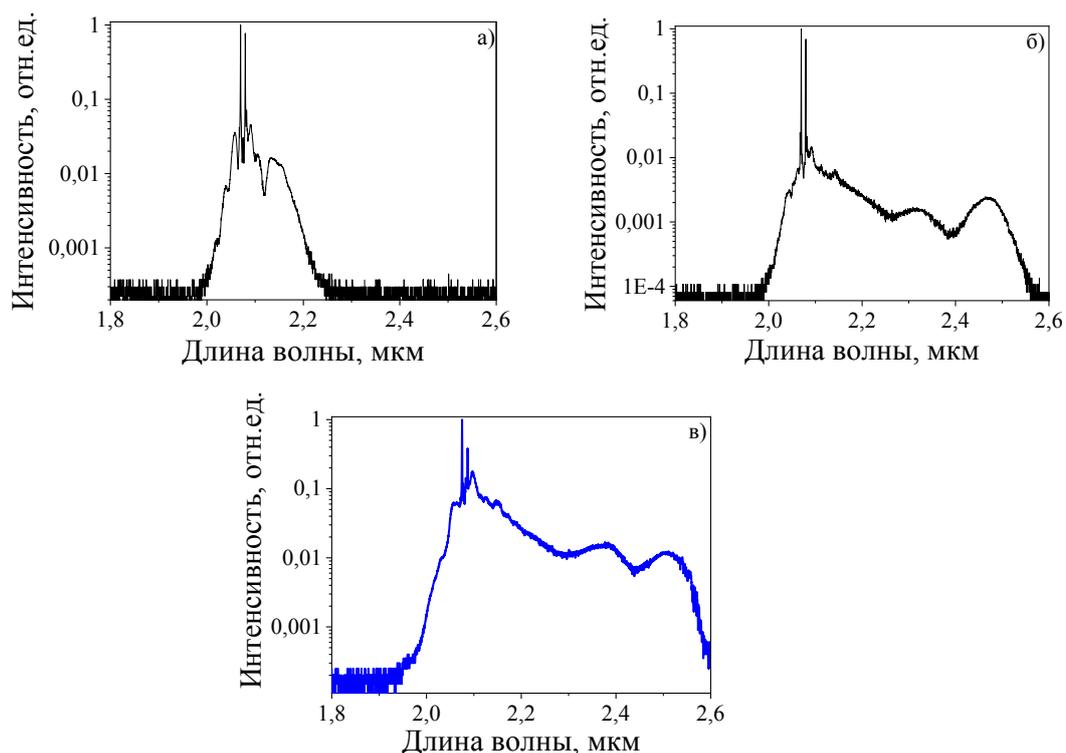


Рис.45. Эволюция оптического спектра суперконтинуума в зависимости от мощности накачки волоконного усилителя.

Уширение оптического спектра задающего источника начинается при прохождении излучения через волоконный усилитель и продолжается в нелинейной среде, где за счет такого нелинейного эффекта, как ФСМ и идет спектральное уширение [22]. А за счет расщепление пакета солитонов [117], каждый импульс которого разваливается на определенном расстоянии при сохранении своей энергии, и, имея различное ВКР смещение, получается плоская форма оптического спектра.

Как и в Главе 2, были проведены расчеты по определению порядка солитонов при использовании нелинейного волокна и активного волокна усилителя, где уже начиналось первичное спектральное преобразование. Соответственно, значения были получены исходя из того, что длина волны накачки 2.08 мкм. В случае с GeO₂ волокном, порядок солитона N=36.5, а длина расщепления $L_{fiss}=21.9$ см. Для активного волокна усилителя, легированного ионами Ho, N=42, а $L_{fiss}=33.4$ см. Как и при использовании

иттербиевого импульсного источника в качестве задающего источника для генератора СК у нас присутствовал большой порядок солитонов, так и в данном случае. Это приводит к тому, что происходит сначала расщепление солитона, затем ВКР сдвиг расщепленного солитона доминирует над остальными эффектами. В данном случае генерация происходит в области аномальной дисперсии, поэтому эффект МН здесь незначительный.

Так как в качестве накачки используется достаточно короткий пикосекундный импульс, который может разбиться на последовательность солитонов с длительностью, которую примерно задает параметр T_{MI} и находится как [10]:

$$T_{MI} = \sqrt{\frac{2\pi^2|\beta_2|}{\gamma P_0}} \quad (3.2)$$

Где β_2 - ДГС, P_0 - пиковая мощность накачки, γ - нелинейный коэффициент. Рассчитанная длительность солитонов T_{MI} для GeO_2 волокна составила 0.085 пс, а для гольмиевого волокна – 0.023 пс. Вместе с длительностью, можно узнать так называемую характерную длину МН:

$$L_{MI} \sim 16L_{NL} \quad (3.3),$$

которая определяет влияние данного эффекта. Для наших образцов она составляет 96 м и 128 м, соответственно для GeO_2 и Ho волокна. Если длительность солитона достаточно мала, солитоны могут немедленно начать смещаться в красную область из-за собственного сдвига частоты солитона [28,118]. Если солитоны изначально не имеют достаточно короткой длительности для значительного красного смещения, они могут подвергаться столкновениям с другими солитонами. В этот момент происходит передача энергии (из-за ВКР) между ними. Поэтому некоторые из них получают более высокую пиковую мощность, становятся короче, а затем претерпевают большее красное смещение [119], [120].

3.3. Математическое моделирование генерации СК в спектральной области 2 мкм

Как и в Главе 2, здесь также было проведено математическое моделирование по распространению импульсного излучения от 2 мкм источника в волокне, легированному оксидом германия. Математическая симуляция была проведена для длины образца 0.9 метра, так как из экспериментальных данных видно, что его использование наиболее эффективное. В качестве временных параметров, использовалась длительность после усиления 1 пс с пиковой мощностью 200 Вт. Как и в предыдущем моделировании, мы используем параметры β_2 и β_3 , а также коэффициент нелинейности. Все эти параметры представлены в таблице 9.

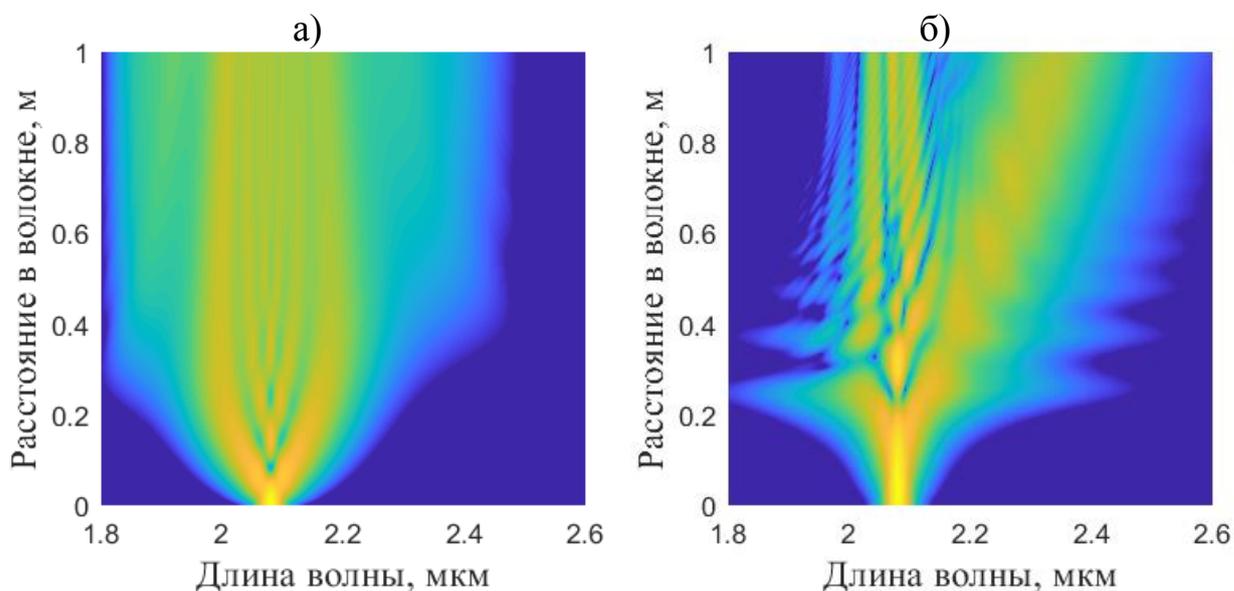


Рис.46 Результаты численного моделирования, показывающие спектральную эволюцию для образцов GeO_2 (а) и SMF9.

Как уже обсуждалось в Главе 1, при распространении излучения по волокну в области аномальной дисперсии, происходит запаздывание красных волн, как это демонстрируется на рис. 46 (а). Для сравнения, в математическом моделировании был проведен расчет по генерации СК, при совместном использовании гольмиевого волоконного источника и, в качестве нелинейной среды, стандартное кварцевое волокно SMF-28 (использовались такие же

параметры волокна, приведенные в Главе 2 в таблице 5) с такой же длиной образца, как и в случае с волокном, легированным GeO_2 . Как видно из представленных результатов моделирования на рис. 46 (б), происходит уширение оптического спектра в красноволновой области, однако структура является изрезанной, так как в данном случае происходит расщипление солитона.

3.4. Эксперимент по изгибным потерям в Ho- и Ge-волокнах.

Остается открытым вопрос о влиянии изгибных потерь в области 2 мкм при укладке оптических волокон для реализации компактных и мобильных источников СК. В дальнейшем, проводилось изучение влияние оптических потерь на изгибах в компонентах лазерной системы. Для этого была использована экспериментальная установка по измерению изгибных потерь в волокнах, которая представлена на рис. 47. Чтобы зарегистрировать излучение, использовалась система синхронного детектирования, которая была сфазирована с тестовым оптическим сигналом от галогеновой лампы. Выходные спектры были получены при помощи монохроматора МДР-12. В эксперименте использовались образцы волокон, легированных ионами Ho и Ge. В качестве источника излучения применялась галогеновая лампа. Оптический сигнал от нее, при помощи конденсора, вводился в исследуемое волокно. Для того, чтобы не регистрировать спонтанную люминесценцию, использовался оптомеханический модулятор, который модулировал только тестовый оптический сигнал и располагался после конденсора. Коротковолновое излучение от галогеновой лампы отсекалось при помощи отрезающего фильтра на 1.5 мкм. В качестве приемника использовался InAs детектор производства Judson IR Inc, с площадкой 1 мм и охлаждением за счет использования азота.

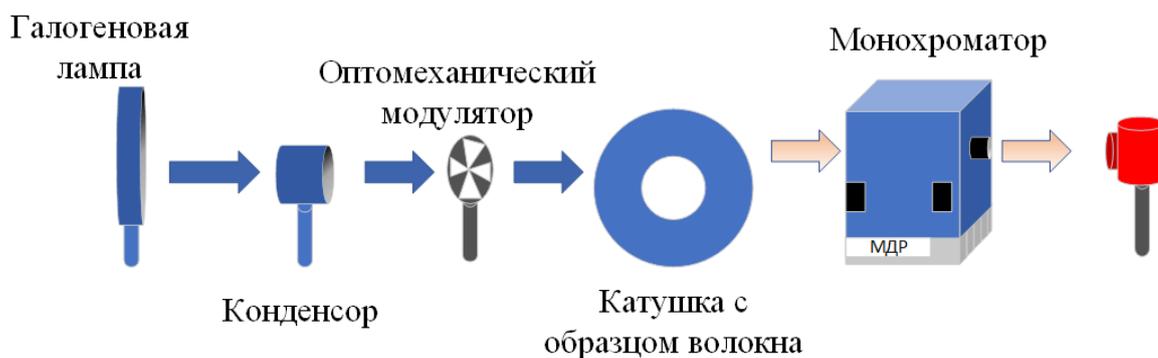


Рис.47. Оптическая схема системы синхронного детектирования

Образцы волокон наматывались на катушки разных радиусов (50, 15 и 5 мм), и были получены спектры пропускания при различных радиусах изгиба (Рис. 48). Для гольмиевого волокна (длина которого составляла 10 см) видно, что длина волны отсечки находится в области 1.26 мкм, для германатного волокна (длиной 90 см) длина волны отсечки 1.17 мкм. В спектральной области от 2 мкм с увеличением изгиба гольмиевого волокна, в отличие от германатного волокна, уменьшается пропускная способность образца, что говорит о влиянии изгибных потерь в длинноволновой области спектра [121].

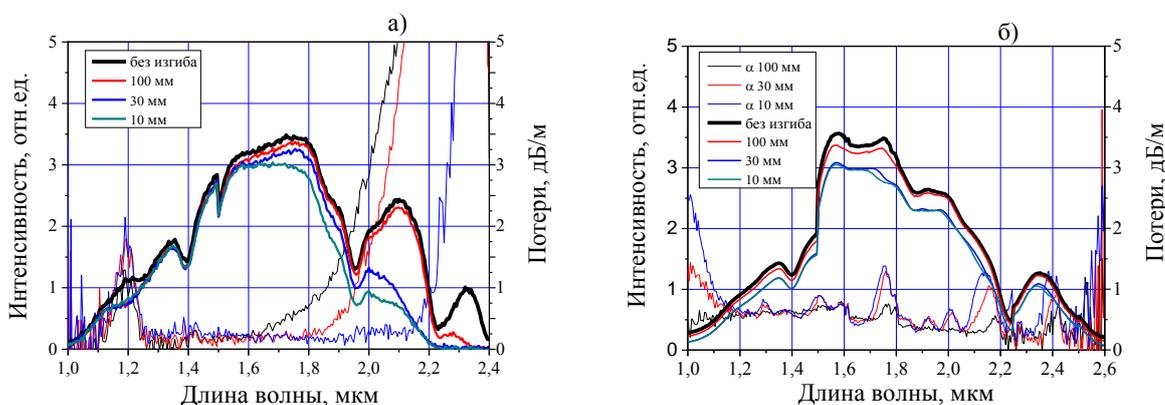


Рис.48. Оптические спектры пропускания и спектральная зависимость изгибных потерь волокон, легированных Ho (А) и Ge (Б) (при разных радиусах изгиба).

Исходя из полученных результатов, можно утверждать, что для волокна, легированного ионами гольмия, условия по изгибам предъявляются

более жесткие. Когда диаметр кривизны менее 50 мм, появляется достаточно оптических потерь при работе на длине волны 2.1 мкм и более.

3.5. Эксперименты по изгибным потерям в гольмиевом волоконном усилителе

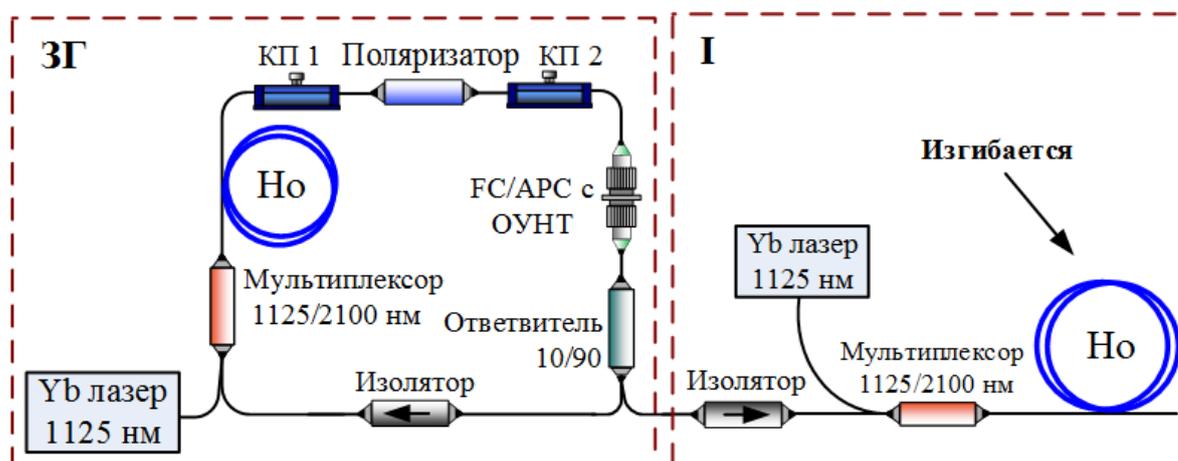


Рис.49. Оптическая схема экспериментальной установки: HDF- волокно, легированное Ho, ОУНТ-одностенные углеродные нанотрубки.

В ходе эксперимента активное волокно усилителя наматывалось на изготовленные в лабораторных условиях катушки разных радиусов(рис.49). Максимально усиленная мощность без изгибов – 386 мВт. Полученные выходные параметры представлены в таблице 10.

Таблица 10. Полученные выходные параметры при внесении изгибных потерь в сигнал

Радиус катушки, мм	Максимально усиленная мощность, мВт	Максимальный коэффициент усиления, дБ
50	325	30
15	210	28
5	136	26

На рис. 50 представлены полученные оптические спектры. При усилении сигнала от задающего генератора происходит деформация оптического спектра с увеличением мощности накачки усилителя за счет

ФСМ и возрастания интенсивности мощности в волокне. При увеличении изгибных потерь, видно, что уменьшается изрезанность выходного усиленного спектра.

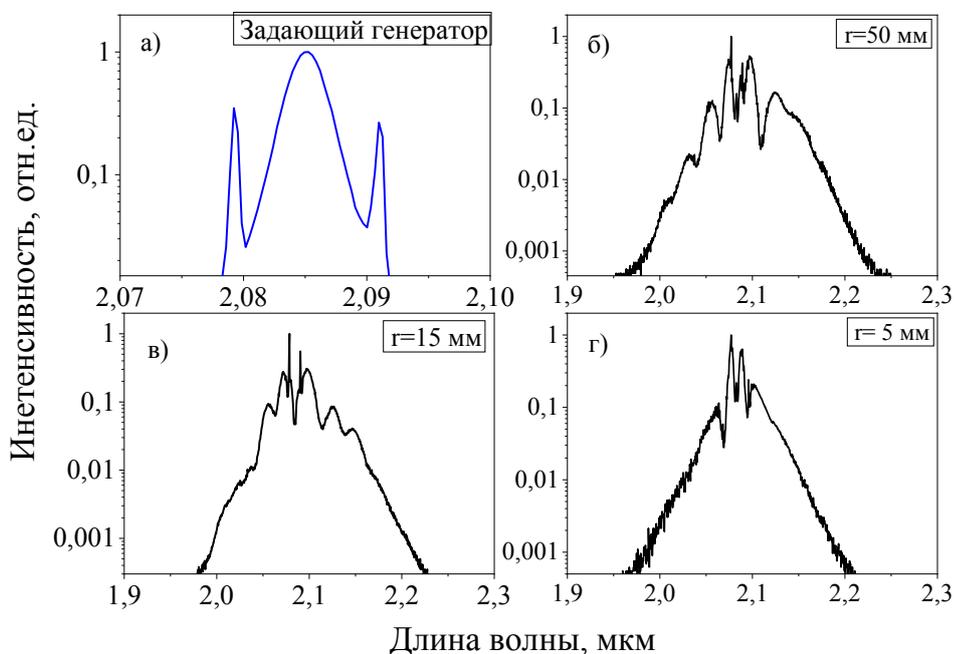


Рис.50. Оптические спектры задающего генератора (а) и спектры усиленного излучения (б, в, г) при разных изгибах активного волокна гольмиевого волоконного усилителя.

Известно, что моды, которые являются распределением поля с общим фазовым фронтом, движутся по всему сечению волокна и вокруг него. Когда происходит изгиб волокна, фазовый фронт во внутренней области распространяется медленнее из-за более короткого пути во внутреннем круге световода. Однако внешние части распространяются быстрее, чтобы сохранить прямой фронт волны. Таким образом, существует некий радиус, на котором скорость превышает скорость света, и энергия этой части фронта волны будет излучаться как в антенне. Как раз именно данное явление приводит к потерям на изгибе.

Представленная формула в [122,123], помогает приблизительно оценить влияние изгибных потерь на интересующих длинах волн:

$$\alpha_{и} \text{ (дБ)} \approx 10 \log \left(1 - \frac{g+2}{2g\Delta} \left[\frac{2a}{R} + \left(\frac{3\lambda}{4\pi n_{o\delta} R} \right)^{3/2} \right] \right) \quad (3.4)$$

где R – радиус изгиба, $n_{o\delta}$ – показатель преломления оболочки, a – радиус сердцевины волокна, g – параметр, характеризующий профиль показателя преломления, λ – длина волны излучения. Исходя из приведенной формулы, изгибные потери в области длины волны 2.2 мкм с изгибом 50 мм составляет 6.5 дБ для гольмиевого волокна и с радиусом изгиба повышаются до 10 дБ.

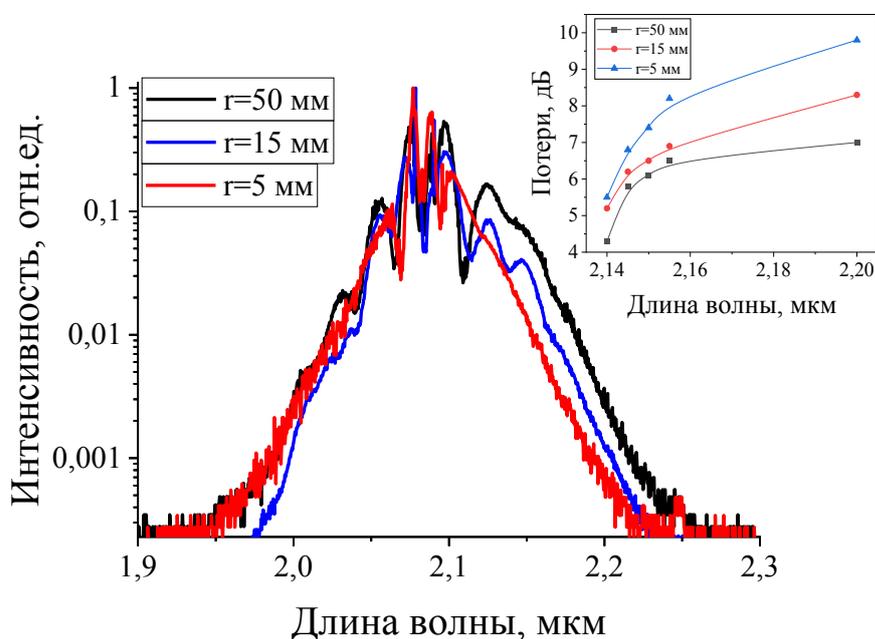


Рис. 51. Оптические спектры усиленного излучения при разных изгибах гольмиевого волокна, а также зависимость радиуса изгиба от длины волны

Была оценена зависимость влияния радиуса изгиба активного волокна ВУ от длины волны (рис.51.вставка). Также видно, что в области длины волны 2.16 мкм, уровень сигнала проседает на 7 дБ с уменьшением диаметра изгиба.

3.6. Эксперименты по изгибным потерям при генерации суперконтинуума

Оптическая система была дополнена GeO₂ волокном (длина ~90 см) (рис. 51), после исследованного гольмиевого волоконного усилителя. Задающий генератор остался без изменений.

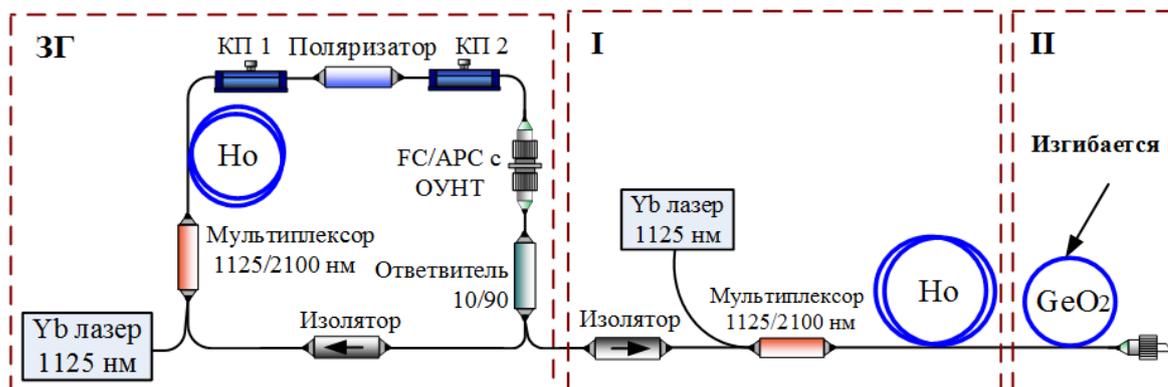


Рис.51. Оптическая схема экспериментальной установки.

В качестве нелинейной среды для генерации суперконтинуума использовался образец германатного волокна на кварцевой основе: одномодовое волокно с диаметром сердцевины 5-6 мкм и с молярной концентрацией германия 64 %. Данное волокно было выбрано из-за малых потерь в длинноволновой области, а также оно обладает большим коэффициентом ВКР усиления и нелинейности. Для германатных волокон значение дисперсии на длине волны накачки ближе к нулю, что говорит о возможном уширении в коротковолновую область.

Была получена генерация суперконтинуума, со спектральной шириной 0.63 мкм. В данном случае изгибалось германатное волокно с такими же диаметрами, как и в прошлых экспериментах. Средняя выходная мощность составляла на максимальном токе накачки ~ 108 мВт (без изгибов) и падала до 76 мВт (при минимальном изгибе 10 мм), доля мощности в спектральной области 2.2-2.6 мкм была не более 27 %. Примерная оценка изгибных потерь по формуле 3.4 на длине волны 2.2 мкм при изгибе 50 мм – 3 дБ и

увеличивается до 5 дБ при минимальном радиусе. В области 2.6 мкм изгибные потери растут с 6 до 8 дБ.

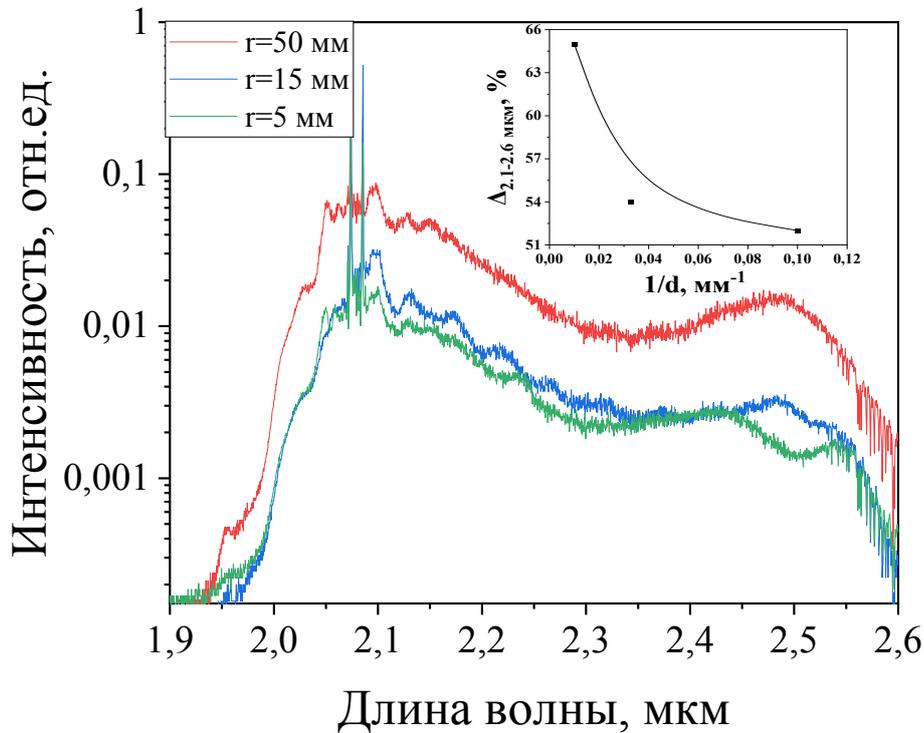


Рис.52. Оптические спектры суперконтинуума при изгибах Ge- волокна.

За счет одного из нелинейных эффектов, а именно ВКР, коэффициент которого в германатном волокне имеет большое значение, была получена эффективная генерация в области длин волн более 2 мкм. На рис. 52 представлены оптические спектры суперконтинуума. Видно, что при уменьшении диаметра изгиба GeO_2 волокна, изменение спектра идет в области от 2.4 мкм и до 2.6 мкм, и становится более плоским, в отличие от графика (в), где присутствуют два горба в области 2.1 и 2.5 мкм. На длине волны 2.5 мкм разница между сигналами составляет 15 дБ, для 2.3 мкм — 11 дБ, для 2.2 мкм — 10 дБ. Также замечен смещение длинноволновой границы спектра в область меньших длин волн. Замечено, что в спектральной области более 2 мкм с увеличением изгиба гольмиевого волокна, уменьшается пропускная способность образца, что говорит о влиянии изгибных потерь в длинноволновой области спектра. В отличие от предыдущего образца,

пропускная способность GeO_2 волокна почти не изменяется, так как благодаря большой разности показателей преломления сердцевины и оболочки ($\Delta n \sim 0,1$) обладают малым диаметром поля моды и, в дополнение, усиливаются их нелинейные свойства [124]. Также идет вклад нелинейного преобразования от вносимых оптических потерь, что приводит дополнительно к изменению спектрально формы полученного СК. Из-за метода проведения эксперимента по исследованию изгибных потерь в германатном волокне, представляет сложность построить график зависимости потерь в зависимости от длин волн, как это было в случае с гольмиевым ВУ. Поэтому на рисунке 52 (б) представлена зависимость изменения плотности мощности от диаметра изгиба.

Выводы к главе 3.

Для генерации суперконтинуума, использовался гольмиевый волоконный лазер, работающий в гибридном режиме генерации (пикосекундные длительности). Как и в представленной лазерной системе в Главе 1, использовался волоконный усилитель для обеспечения увеличения плотности мощности излучения, которой хватило бы для инициации генерации СК. В качестве нелинейных сред использовалось волокно, легированное оксидом германия. Была проведена оптимизация по длине НВ, которая изменялась в пределах 0.9-10 метров. После оптимизации была получена средняя выходная мощность СК, которая достигала 108 мВт со спектральной шириной излучения до 630 нм.

Дополнительно было изучено влияние изгибных потерь на форму суперконтинуума, которая изменялась в спектральной области 2 мкм. Отдельно были получены оптические спектры пропускания и спектральная зависимость изгибных потерь волокон, легированных ионами Ho и Ge, за счет использования системы синхронного детектирования. Исходя из полученных данных, видно, что влияние изгиба радиуса менее 50 мм существенным образом влияет на проходящий оптический сигнал через образец волокна, легированного Ho.

Заключение.

Основными результатами и выводами настоящей диссертационной работы являются:

1. Продемонстрирована полностью волоконная оптическая схема генератора суперконтинуума, основанная на использовании стандартных и специализированных кварцевых волокнах. В качестве задающего источника использовался волоконный иттербиевый лазер, работающий в режиме пассивной синхронизации мод, что позволило получить стабильный источник суперконтинуума при контроле его выходных параметров. Получены значения средней выходной мощности до 8 мВт при частоте следования 1 МГц и длительности импульсов 0.26 нс. Использование иттербиевого волоконного усилителя позволяет повысить среднюю выходную мощность до 800 мВт и реализовать спектральное преобразование излучения.

2. Использование в схеме генератора суперконтинуума накачки на длине волны 1 мкм волокна с переменной дисперсией позволило получить уширенное излучение со средней выходной мощностью до 340 мВт и спектральной шириной излучения 1.49 мкм по уровню -30 дБ. При распространении излучения от меньшего к большему диаметру длинноволновая граница находится в диапазоне 2.3–2.4 мкм, в обратном случае – в диапазоне 2.1–2.2 мкм.

3. Продемонстрировано частичное усиление оптического суперконтинуума за счет использования волоконных усилителей, легированных ионами эрбия, тулия или гольмия. Установлено, что использование волоконных усилителей позволяет локально повысить плотность мощности суперконтинуума с 0.23 до 6.5 мВт/нм. Максимальная спектральная ширина 1.25 мкм по уровню сигнала -30 дБ может быть получена при использовании эрбиевого волоконного усилителя. При

использовании гольмиевого усилителя была достигнута максимальная средняя выходная мощность 724 мВт.

4. Продемонстрировано, что за счет спектральной селекции из стоксовой компоненты задающего иттербиевого лазера получается стабильный источник, излучающий на длине волны 1.12 мкм. Продемонстрирован контраст между паразитным излучением и пиком селектированного излучения -28 дБ. Средняя выходная мощность такого источника составляет до 15 мВт.

5. Получены спектры пропускания и спектральные зависимости изгибных потерь волокон, легированных ионами гольмия и оксидом германия. Установлено, что при радиусе изгиба волокна менее 10 см доля мощности в спектре суперконтинуума в области 2 мкм сокращается в 3 раза.

Благодарности.

Автор считает нужным выразить благодарность своему научному руководителю Камынину Владимиру Александровичу за тематику научного исследования, представленного в диссертации, помощь в сборке оптических схем, в оценке и анализе полученных результатов, в подготовке научных статей и докладов на конференциях, а также оказывающий всестороннюю поддержку в решении научных вопросов.

Также автор выражает отдельную благодарность сотрудникам НЦЛМТ ИОФ РАН и НЦВО ИОФ РАН - Ю.Н. Пыркву и В.В. Колташеву, за помощь в подготовке и проведении экспериментов по изучению влияния изгибных потерь на исследуемое излучение, Д.А. Николаеву, за помощь в обсуждении результатов по генерации ГВГ, а также заместителю директора и руководителю НЦЛМТ Цветкову Владимиру Борисовичу, за плодотворные обсуждения.

Отдельную благодарность, автор выражает А.А. Сысолятину за предоставленные образцы волокон с переменной по длине дисперсией, изготовленные в ходе совместных исследований ИОФ РАН и ИХВВ РАН Н.Новгород. А также сотрудникам таких организаций, как ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. Академика Е.И. Забабахина» и ООО ИП «НЦВО-Фотоника».

Автор благодарит Е.Д. Образцову за предоставленные образцы ОУНТ для реализации гибридной синхронизации мод и О.И. Медведкова за изготовление волоконных брэгговских решеток, использованные в данной работе.

Автор признателен молодым сотрудникам и аспирантам ИОФ РАН С.А Филатовой, А.И. Трикшеву, А.Д. Звереву, Д.А. Гурьеву и Р.А. Окуню за плодотворные обсуждения, ценные замечания и помощь в работе.

Список цитируемой литературы

1. Dorsinville R. et al. Applications of Supercontinuum: Present and Future // The Supercontinuum Laser Source. New York, NY: Springer New York, 1989.
2. Lambert-Girard S. et al. Differential optical absorption spectroscopy lidar for mid-infrared gaseous measurements // Appl. Opt. 2015. Vol. 54, № 7.
3. Bartlome R., Sigrist M.W. Laser-based human breath analysis: D/H isotope ratio increase following heavy water intake // Opt. Lett. 2009. Vol. 34, № 7.
4. Reyes-Reyes A. et al. Multicomponent gas analysis using broadband quantum cascade laser spectroscopy // Opt. Express. 2014. Vol. 22, № 15.
5. Dupont S. et al. IR microscopy utilizing intense supercontinuum light source // Opt. Express. 2012. Vol. 20, № 5.
6. Seddon A.B. Mid-infrared (IR) - A hot topic: The potential for using mid-IR light for non-invasive early detection of skin cancer *in vivo* // Phys. status solidi. 2013. Vol. 250, № 5.
7. Hartl I. et al. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber // Opt. Lett. 2001. Vol. 26, № 9.
8. Ohara T. et al. Over-1000-channel ultradense WDM transmission with supercontinuum multicarrier source // J. Light. Technol. 2006. Vol. 24, № 6.
9. Дианов Е.М. Генерация суперконтинуума в волоконных структурах под действием непрерывной последовательности УКИ // Квантовая электроника. 2001. Vol. 10. P. 877–882.

10. Agrawal P. Nonlinear Fiber Optics Fourth Edition.
11. Shimizu F. Frequency Broadening in Liquids by a Short Light Pulse // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19, № 19.
12. Alfano R.R., Shapiro S.L. Emission in the Region 4000 to 7000 Å Via Four-Photon Coupling in Glass // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 24, № 11.
13. Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A.J. Optical properties of high-delta air-silica microstructure optical fibers // Opt. Lett. 2000. Vol. 25, № 11.
14. Nishizawa N. Generation and application of high-quality supercontinuum sources // Opt. Fiber Technol. 2012. Vol. 18, № 5.
15. Yu Y. et al. Mid-infrared supercontinuum generation in chalcogenides // Opt. Mater. Express. 2013. Vol. 3, № 8.
16. Stark S., Russell P.S.J. Extreme supercontinuum generation to the deep-UV // 2011 International Quantum Electronics Conference (IQEC) and Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) Pacific Rim incorporating the Australasian Conference on Optics, Lasers and Spectroscopy and the Australian Conference on Optical Fibre Technology. IEEE, 2011.
17. Dai S. et al. A Review of Mid-Infrared Supercontinuum Generation in Chalcogenide Glass Fibers // Appl. Sci. 2018. Vol. 8, № 5.
18. Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.S.J. Supercontinuum generation in tapered fibers // Opt. Lett. 2000. Vol. 25, № 19.
19. Alexander V. V. et al. Power scalable >25 W supercontinuum laser from 2 to 25 μm with near-diffraction-limited beam and low output variability // Opt. Lett. 2013. Vol. 38, № 13.
20. Lei C. et al. Supercontinuum Generation in an Ytterbium-Doped Fiber Amplifier With Cascaded Double-Clad Passive Fiber Tapers // IEEE Photonics J. 2017. Vol. 9, № 2.

21. Tausenev A. V et al. Efficient source of femtosecond pulses and its use for broadband supercontinuum generation // *Quantum Electron.* 2005. Vol. 35, № 7.
22. Kamynin V.A., Kurkov A.S., Mashinsky V.M. Supercontinuum generation up to 2.7 μm in the germanate-glass-core and silica-glass-cladding fiber // *Laser Phys. Lett.* 2012. Vol. 9, № 3.
23. Genty G., Coen S., Dudley J.M. Fiber supercontinuum sources (Invited) // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2007. Vol. 24, № 8.
24. Xia C. et al. Mid-infrared supercontinuum generation to 45 μm in ZBLAN fluoride fibers by nanosecond diode pumping // *Opt. Lett.* 2006. Vol. 31, № 17.
25. Zheltikov A.M. Let there be white light: supercontinuum generation by ultrashort laser pulses // *Uspekhi Fiz. Nauk.* 2006. Vol. 176, № 6.
26. Wai P.K.A. et al. Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers // *Opt. Lett.* 1986. Vol. 11, № 7.
27. Dianov E. et al. Stimulated-Raman conversion of multisoliton pulses in quartz optical fibers // *Jetp Lett. - JETP LETT-ENGL TR.* 1985. Vol. 41.
28. Gordon J.P. Theory of the soliton self-frequency shift // *Opt. Lett.* 1986. Vol. 11, № 10.
29. Nikolov N.I. et al. Improving efficiency of supercontinuum generation in photonic crystal fibers by direct degenerate four-wave mixing // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2003. Vol. 20, № 11.
30. Ainslie B.J. et al. Femtosecond soliton amplification in erbium doped silica fibre // *Electron. Lett.* 1990. Vol. 26, № 3.
31. Subramaniam P.C. Wavelength division multiplexing of phase modulated

- solitons // Opt. Commun. 1992. Vol. 93, № 5–6.
32. Bureau B. et al. Chalcogenide optical fibers for mid-infrared sensing // Opt. Eng. 2014. Vol. 53, № 2.
 33. Kulkarni O.P. et al. Third order cascaded Raman wavelength shifting in chalcogenide fibers and determination of Raman gain coefficient // Opt. Express. 2006. Vol. 14, № 17.
 34. Xia C. et al. Power scalable mid-infrared supercontinuum generation in ZBLAN fluoride fibers with up to 1.3 watts time-averaged power // Opt. Express. 2007. Vol. 15, № 3.
 35. Song R. et al. Near-infrared supercontinuum generation in an all-normal dispersion MOPA configuration above one hundred watts // Laser Phys. Lett. 2013. Vol. 10, № 1.
 36. Sanghera J.S. et al. Non-linearity in chalcogenide glasses and fibers, and their applications // 2008 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2008 Conference on Quantum Electronics and Laser Science. 2008. P. 1–2.
 37. Tao G. et al. Infrared fibers // Adv. Opt. Photonics. 2015. Vol. 7, № 2.
 38. Domachuk P. et al. Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs // Opt. Express. 2008. Vol. 16, № 10.
 39. Hu J. et al. Maximizing the bandwidth of supercontinuum generation in As₂Se₃ chalcogenide fibers // Opt. Express. 2010. Vol. 18, № 7.
 40. Chen Z., Taylor A.J., Efimov A. Coherent mid-infrared broadband continuum generation in non-uniform ZBLAN fiber taper // Opt. Express. 2009. Vol. 17, № 7.
 41. Price J.H. V. et al. Mid-IR Supercontinuum Generation From Nonsilica Microstructured Optical Fibers // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2007.

Vol. 13, № 3.

42. Kulkarni O.P. et al. Supercontinuum generation from ~ 19 to $45 \mu\text{m}$ in ZBLAN fiber with high average power generation beyond $38 \mu\text{m}$ using a thulium-doped fiber amplifier // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2011. Vol. 28, № 10.
43. Zhu X., Peyghambarian N. High-Power ZBLAN Glass Fiber Lasers: Review and Prospect // *Adv. Optoelectron.* 2010. Vol. 2010.
44. Hagen C.L., Walewski J.W., Sanders S.T. Generation of a continuum extending to the midinfrared by pumping ZBLAN fiber with an ultrafast 1550-nm source // *IEEE Photonics Technol. Lett.* 2006. Vol. 18, № 1.
45. Wang Y., Dai S. Mid-infrared supercontinuum generation in chalcogenide glass fibers: a brief review // *PhotoniX.* 2021. Vol. 2, № 1.
46. Granzow N. et al. Supercontinuum generation in chalcogenide-silica step-index fibers // *Opt. Express.* 2011. Vol. 19, № 21.
47. Lin A. et al. Solid-core tellurite glass fiber for infrared and nonlinear applications // *Opt. Express.* 2009. Vol. 17, № 19.
48. Kamynin V.A., Kurkov A.S., Tsvetkov V.B. Supercontinuum generation in the range $1.6 - 2.4 \mu\text{m}$ using standard optical fibres // *Quantum Electron.* 2011. Vol. 41, № 11.
49. Swiderski J., Maciejewska M. Watt-level, all-fiber supercontinuum source based on telecom-grade fiber components // *Appl. Phys. B.* 2012. Vol. 109, № 1.
50. Hernandez-Garcia J.C., Pottiez O., Estudillo-Ayala J.M. Supercontinuum generation in a standard fiber pumped by noise-like pulses from a figure-eight fiber laser // *Laser Phys.* 2012. Vol. 22, № 1.
51. Nicholson J.W. et al. High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation //

- Opt. Express. 2004. Vol. 12, № 13.
52. Gauthier J.-C. et al. In-amplifier mid-infrared supercontinuum generation // Opt. Lett. 2015. Vol. 40, № 22.
 53. Gauthier J.-C. et al. Mid-IR supercontinuum from 24 to 54 μm in a low-loss fluoroindate fiber // Opt. Lett. 2016. Vol. 41, № 8.
 54. Yin K. et al. 19–36 μm supercontinuum generation in a very short highly nonlinear germania fiber with a high mid-infrared power ratio // Opt. Lett. 2016. Vol. 41, № 21.
 55. Liang S. et al. 295-kW peak power picosecond pulses from a thulium-doped-fiber MOPA and the generation of watt-level >25 -octave supercontinuum extending up to 5 μm // Opt. Express. 2018. Vol. 26, № 6.
 56. Yin K. et al. Highly stable, monolithic, single-mode mid-infrared supercontinuum source based on low-loss fusion spliced silica and fluoride fibers // Opt. Lett. 2016. Vol. 41, № 5.
 57. Swiderski J., Michalska M. Over three-octave spanning supercontinuum generated in a fluoride fiber pumped by Er & Er:Yb-doped and Tm-doped fiber amplifiers // Opt. Laser Technol. 2013. Vol. 52.
 58. Guo K. et al. Generation of near-diffraction-limited, high-power supercontinuum from 157 μm to 12 μm with cascaded fluoride and chalcogenide fibers // Appl. Opt. 2018. Vol. 57, № 10.
 59. Yang L. et al. Spectrally flat supercontinuum generation in a holmium-doped ZBLAN fiber with record power ratio beyond 3 μm // Photonics Res. 2018. Vol. 6, № 5.
 60. Théberge F. et al. Infrared supercontinuum generated in concatenated InF_3 and As_2Se_3 fibers // Opt. Express. 2018. Vol. 26, № 11.
 61. Yang L. et al. Towards a Supercontinuum Generation in an All-Fiberized

- Holmium-Doped ZBLAN Fiber Amplifier // J. Light. Technol. 2018. Vol. 36, № 16.
62. Han X. et al. Mid-infrared supercontinuum generation in a three-hole Ge₂₀Sb₁₅Se₆₅ chalcogenide suspended-core fiber // Opt. Fiber Technol. 2017. Vol. 34.
 63. Ou H. et al. Ultrabroad supercontinuum generated from a highly nonlinear Ge–Sb–Se fiber // Opt. Lett. 2016. Vol. 41, № 14.
 64. Kubat I. et al. Mid-infrared supercontinuum generation to 45 μm in uniform and tapered ZBLAN step-index fibers by direct pumping at 1064 or 1550 nm // J. Opt. Soc. Am. B. 2013. Vol. 30, № 10.
 65. Yang L. et al. 20.6 W Mid-Infrared Supercontinuum Generation in ZBLAN Fiber With Spectrum of 1.9–4.3 μm // J. Light. Technol. OSA, 2020. Vol. 38, № 18. P. 5122–5127.
 66. Chang K.-Y. et al. High-power, octave-spanning supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using noise-like and well-defined pump optical pulses // OSA Contin. 2018. Vol. 1, № 3.
 67. Luo X. et al. Intracavity supercontinuum generation in a mode-locked erbium-doped fiber laser based on the Mamyshev mechanism with highly nonlinear fiber // Opt. Lett. 2020. Vol. 45, № 9.
 68. Saini T.S. et al. Coherent mid-infrared supercontinuum spectrum using a step-index tellurite fiber with all-normal dispersion // Appl. Phys. Express. 2018. Vol. 11, № 10.
 69. Tarnowski K. et al. Compact all-fiber source of coherent linearly polarized octave-spanning supercontinuum based on normal dispersion silica fiber // Sci. Rep. 2019. Vol. 9, № 1.
 70. Pask H.M. et al. Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the

- 1-1.2 μm region // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 1995. Vol. 1, № 1.
71. Zaporozhchenko V.A., Tylets N.A. Time locking of optical pulses to an external signal in pulsed lasers with active mode locking // Quantum Electron. 1996. Vol. 26, № 6.
72. Wang Y. et al. Cross-splicing method for compensating fiber birefringence in polarization-maintaining fiber ring laser mode locked by nonlinear polarization evolution // Appl. Opt. 2016. Vol. 55, № 21.
73. Winters D.G. et al. Electronic initiation and optimization of nonlinear polarization evolution mode-locking in a fiber laser // Opt. Express. 2017. Vol. 25, № 26.
74. Wright L.G. et al. Mechanisms of spatiotemporal mode-locking // Nat. Phys. 2020. Vol. 16, № 5.
75. Winful H.G. Self-induced polarization changes in birefringent optical fibers // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 47, № 3.
76. Kurtner F.X., der Au J.A., Keller U. Mode-locking with slow and fast saturable absorbers-what's the difference? // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 1998. Vol. 4, № 2.
77. Filatova S.A. et al. All-fiber passively mode-locked Ho-laser pumped by ytterbium fiber laser // Laser Phys. Lett. 2016. Vol. 13, № 11.
78. Lazarev V.A. et al. Hybrid mode-locked ultrashort-pulse erbium-doped fiber laser // J. Phys. Conf. Ser. 2014. Vol. 486.
79. Zhang M. et al. Tm-doped fiber laser mode-locked by graphene-polymer composite // Opt. Express. 2012. Vol. 20, № 22.
80. Yamashita S. et al. Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers // Opt. Lett. 2004. Vol. 29, № 14.

81. Song Y.-W. et al. Graphene mode-lockers for fiber lasers functioned with evanescent field interaction // *Appl. Phys. Lett.* 2010. Vol. 96, № 5.
82. Zhou Y. et al. CsPbBr₃ nanocrystal saturable absorber for mode-locking ytterbium fiber laser // *Appl. Phys. Lett.* 2016. Vol. 108, № 26.
83. Glubokov D.A. et al. Saturable absorber based on silver nanoparticles for passively mode-locked lasers // *Quantum Electron.* 2014. Vol. 44, № 4.
84. Kowalczyk M. et al. Sb₂Te₃-deposited D-shaped fiber as a saturable absorber for mode-locked Yb-doped fiber lasers // *Opt. Mater. Express.* 2016. Vol. 6, № 7.
85. Gomes L.A. et al. Picosecond SESAM-Based Ytterbium Mode-Locked Fiber Lasers // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2004. Vol. 10, № 1.
86. Gerasimenko A.Y. et al. Research on limiting of high power laser radiation in nonlinear nanomaterials / ed. Exarhos G.J. et al. 2014.
87. Steinberg D., Rosa H.G., de Souza E.A.T. Influence of Carbon Nanotubes Saturable Absorbers Diameter on Mode-Locking Erbium-Doped Fiber Laser Performance // *J. Light. Technol.* 2017. Vol. 35, № 21.
88. Zverev A.D. et al. Influence of saturable absorber parameters on the operation regimes of a dumbbell-shaped thulium fibre laser // *Quantum Electron.* 2021. Vol. 51, № 6.
89. Agueraray C. et al. Raman-driven destabilization of mode-locked long cavity fiber lasers: fundamental limitations to energy scalability // *Opt. Lett.* 2013. Vol. 38, № 15.
90. Trikshev A.I. et al. High-power pulsed ytterbium fibre laser with 10-μJ pulse energy // *Quantum Electron.* 2016. Vol. 46, № 12.
91. Bufetov I.A. et al. Yb-, Er—Yb-, and Nd-doped fibre lasers based on multi-element first cladding fibres // *Quantum Electron.* 2005. Vol. 35, № 4.

92. Chowdhury S. Das et al. Multipulse Dynamics of Dissipative Soliton Resonance in an All-Normal Dispersion Mode-Locked Fiber Laser // *J. Light. Technol.* 2018. Vol. 36, № 24.
93. DIANOV E.M. et al. Single-mode fiber with chromatic dispersion varying along the length // *Optical Fiber Communication*. Washington, D.C.: OSA, 1990.
94. Boling N., Glass A., Owyong A. Empirical relationships for predicting nonlinear refractive index changes in optical solids // *IEEE J. Quantum Electron.* 1978. Vol. 14, № 8.
95. Mamyshev P. V. et al. Adiabatic compression of Schrödinger solitons due to the combined perturbations of higher-order dispersion and delayed nonlinear response // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 71, № 1.
96. Namihira Y. Relationship between nonlinear effective area and modefield diameter for dispersion shifted fibres // *Electron. Lett.* 1994. Vol. 30, № 3.
97. bo li, Shengping C. Experimental research of supercontinuum generation in a 1030nm fiber amplifier // *24th National Laser Conference & Fifteenth National Conference on Laser Technology and Optoelectronics* / ed. Yang Y. et al. SPIE, 2020.
98. Cristiani I. et al. Dispersive wave generation by solitons in microstructured optical fibers // *Opt. Express.* 2004. Vol. 12, № 1.
99. Zhu J. et al. Reliability Study of High Brightness Multiple Single Emitter Diode // *Photonics Russ. Technosphaera JSC*, 2016. № 6. P. 70–81.
100. Travers J.C., Frosz M.H., Dudley J.M. Nonlinear fibre optics overview // *Supercontinuum Generation in Optical Fibers* / ed. Dudley J.M., Taylor J.R. Cambridge: Cambridge University Press.
101. Tomlinson W.J. Curious features of nonlinear pulse propagation in single-

- mode optical fibers // Opt. News. 1989. Vol. 15, № 1.
102. Travers J.C. Blue extension of optical fibre supercontinuum generation // J. Opt. 2010. Vol. 12, № 11.
103. Ryabochkina P.A. et al. Absorption and luminescence characteristics of $^5 I_7 \leftrightarrow ^5 I_8$ transitions of the holmium ion in Ho^{3+} -doped aluminosilicate preforms and fibres // Quantum Electron. 2015. Vol. 45, № 2.
104. Batjargal O. et al. All-Fiber Dissipative Soliton Raman Laser Based on Phosphosilicate Fiber // IEEE Photonics Technol. Lett. 2018. Vol. 30, № 21. P. 1846–1849.
105. Granados E. et al. Multi-wavelength, all-solid-state, continuous wave mode locked picosecond Raman laser // Opt. Express. 2010. Vol. 18, № 5. P. 5289.
106. Warriar A.M. et al. Highly efficient picosecond diamond Raman laser at 1240 and 1485 nm // Opt. Express. 2014. Vol. 22, № 3. P. 3325.
107. Liu W. et al. General analysis of SRS-limited high-power fiber lasers and design strategy // Opt. Express. 2016. Vol. 24, № 23.
108. Runge A.F.J., Broderick N.G.R., Erkintalo M. Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser // Optica. 2015. Vol. 2, № 1. P. 36.
109. Du W. et al. Mechanism of dissipative-soliton-resonance generation in fiber laser mode-locked by real saturable absorber // Opt. Express. 2018. Vol. 26, № 16.
110. В.Г. Дмитриев. Прикладная нелинейная оптика // 2-е изд., перераб. и доп. — М.: ФИЗМАТЛИТ. 2004. 512 p.
111. Kushida T. et al. Generation of Widely Tunable Pico-Second Pulses by Optical Parametric Effect // Jpn. J. Appl. Phys. 1975. Vol. 14, № 7. P. 1097–1098.

112. Никогосян Д.Н. Кристаллы для нелинейной оптики (справочный обзор) // Квантовая электроника, 1977. Vol. 4, № 1. P. 5–26.
113. Midwinter J.E., Warner J. The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of second-order non-linear optical polarization // Br. J. Appl. Phys. IOP Publishing, 1965. Vol. 16, № 8. P. 1135–1142.
114. Antipov S.O. et al. Holmium fibre laser emitting at 2.21 μm // Quantum Electron. 2013. Vol. 43, № 7.
115. Holmen L.G. et al. Multi-Watt Operation of a Holmium Doped Silica Fibre Laser at 2.2 μm // 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC). IEEE, 2019.
116. Boskovic A. et al. Direct continuous-wave measurement of n_2 in various types of telecommunication fiber at 155 μm // Opt. Lett. 1996. Vol. 21, № 24.
117. Klimentov D. et al. Flat-Top Supercontinuum and Tunable Femtosecond Fiber Laser Sources at 1.9–2.5 μm // J. Light. Technol. 2016. Vol. 34, № 21.
118. Mitschke F.M., Mollenauer L.F. Discovery of the soliton self-frequency shift // Opt. Lett. 1986. Vol. 11, № 10.
119. Islam M.N. et al. Femtosecond distributed soliton spectrum in fibers // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. Vol. 6, № 6.
120. Frosz M.H., Bang O., Bjarklev A. Soliton collision and Raman gain regimes in continuous-wave pumped supercontinuum generation // Opt. Express. 2006. Vol. 14, № 20.
121. Yin K. et al. Over an octave cascaded Raman scattering in short highly germanium-doped silica fiber // Opt. Express. 2013. Vol. 21, № 13.

122. Bunge C.-A., Beckers M., Luster mann B. Basic principles of optical fibres // Polymer Optical Fibres. Elsevier, 2017. P. 47–118.
123. Taylor H. Bending effects in optical fibers // J. Light. Technol. 1984. Vol. 2, № 5. P. 617–628.
124. Nicholson J.W. et al. All-fiber, octave-spanning supercontinuum // Opt. Lett. 2003. Vol. 28, № 8.