

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики  
им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»  
(ИПФ РАН)

На правах рукописи

Сорокин Арсений Андреевич

**ФОРМИРОВАНИЕ СЖАТЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА И ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ФАЗЫ  
ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ С ПОМОЩЬЮ СПЕЦИАЛЬНЫХ ВОЛОКОН С  
ВЫСОКОЙ КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ**

1.3.19. Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
Доктор физико-математических наук  
Анашкина Елена Александровна

Нижний Новгород, 2023

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение</b> .....	4
<b>Глава 1. Поляризационное сжатие квантовых флуктуаций ультракоротких лазерных импульсов в кварцевых волокнах</b> .....	12
1.1. Введение.....	12
1.2. Особенности схемы поляризационного сжатия и детектирования.....	13
1.3. Математическая модель.....	18
1.4. Сжатие квантовых флуктуаций оптических солитонов.....	23
1.5. Оптимизация сжатия квантовых флуктуаций ультракоротких импульсов. Детальное исследование влияния вынужденного комбинационного рассеяния.....	28
1.6. Заключение к главе 1.....	32
<b>Глава 2. Сжатие квантовых флуктуаций непрерывных лазерных сигналов в специальных волокнах из теллуридных и халькогенидных стекол с высокой керровской нелинейностью</b> .....	34
2.1. Введение .....	34
2.2. Расчет параметров волокон.....	37
2.3. Сжатие флуктуаций лазерных сигналов на длине волны 2 мкм в теллуридных и халькогенидных волокнах.....	42
2.3.1. Исследование в рамках упрощенной аналитической модели.....	42
2.3.2. Численное моделирование.....	44
2.4. Сжатие флуктуаций непрерывных лазерных сигналов на длине волны 1.55 мкм в теллуридных волокнах.....	47
2.5. Заключение к главе 2.....	51
<b>Глава 3. Восстановление формы и фазы ультракоротких лазерных импульсов по спектральным данным с применением волокон с высокой керровской нелинейностью</b> ..	54
3.1. Введение.....	54
3.2. Физические основы метода и алгоритмы обработки спектральных данных.....	55
3.2.1. Основные принципы.....	55
3.2.2. Итерационный алгоритм.....	58
3.2.3. Новый алгоритм оптимизации полиномиальной спектральной фазы.....	60
3.3. Восстановление теоретических импульсов с использованием нового алгоритма.....	61
3.3.1. «Идеальный» случай.....	62
3.3.2. Импульсы со спектральным шумом.....	64
3.3.3. Импульсы с нерегулярной спектральной фазой.....	66
3.4. Восстановление экспериментальных импульсов по измерениям в телекоммуникационном	

диапазоне с использованием нового алгоритма.....	68
3.4.1. Применение халькогенидного волокна в качестве нелинейного элемента.....	68
3.4.2. Применение кварцевого волокна в качестве нелинейного элемента.....	70
3.5. Восстановление теоретических импульсов в диапазоне длин волн около 3 мкм.....	73
3.5.1. Восстановление импульсов, усиленных в легированном Er теллуридном волокне.....	74
3.5.2. Восстановление импульсов с использованием халькогенидных волокон.....	82
3.6. Заключение к главе 3.....	86
<b>Заключение</b> .....	89
<b>Список литературы</b> .....	91
<b>Список статей автора по теме диссертационного исследования</b> .....	105

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность темы исследования

Оптические волокна широко используются для различных приложений, наиболее известным из которых являются телекоммуникации [1–3]. Благодаря хорошо развитой телекоммуникационной базе в диапазоне длин волн около 1.5 мкм и возможности управления параметрами волокон, разработка волоконных источников излучения с заданными характеристиками для различных приложений представляет огромный интерес [1–4]. Волоконные лазерные источники и нелинейно-оптические устройства позволяют реализовывать эффективное преобразование энергии накачки в энергию излучения благодаря волноводной геометрии, осуществлять эффективный теплоотвод и обеспечивать высокое качество лазерного пучка [3, 4]. Мощным толчком для развития волоконной оптики, включающей, в том числе, классическую нелинейную оптику и квантовую оптику, явилось создание технологии изготовления кварцевых волокон с очень малыми потерями (минимальное значение составляет 0.2 дБ/км на длине волны около 1.55 мкм [3]). Многие нелинейно-оптические эффекты, впрочем, как и квантовые, основаны на использовании кубической керровской нелинейности [3, 5]. При воздействии интенсивного света на среду с кубической нелинейностью показатель преломления  $n$  начинает зависеть от интенсивности  $I$  следующим образом:  $n = n_0 + n_2 \times I$ , где  $n_0$  – линейный показатель преломления, а  $n_2$  – нелинейный показатель преломления [3]. Нелинейный показатель преломления кварцевого стекла составляет  $n_2 \sim 2.5 \times 10^{-20}$  м<sup>2</sup>/Вт [3]. Несмотря на то, что это значение значительно меньше, чем нелинейные показатели преломления многих кристаллических сред и жидкостей, при распространении лазерного излучения в оптических волокнах благодаря достаточно сильной локализации электромагнитного поля моды вблизи сердцевины и большим трассам распространения возможно эффективное нелинейное взаимодействие и эффективная реализация различных процессов, приводящих к формированию состояний света с требуемыми свойствами. Более того, использование ультракоротких импульсов позволяет достигать относительно высокие пиковые интенсивности излучения при малых средних мощностях и реализовывать различные управляемые процессы за счет керровской нелинейности, что представляет неугасающий интерес [3, 4].

Огромную значимость для волоконной оптики представляет изучение новых материалов, свойства которых могут значительно отличаться от плавленого кварца, что позволяет расширять границы нелинейных и квантовых эффектов на их основе [6–11]. Подходящими материалами являются специальные так называемые низкотемпературные стекла с нелинейным показателем преломления на 1-3 порядка выше, чем  $n_2$  кварцевого стекла [6–8]. В качестве

таких стекол в данной работе исследовались теллуридные стекла на основе диоксида теллура ( $n_2 \sim 5-6 \times 10^{-19} \text{ м}^2/\text{Вт}$  [12, 13]) и халькогенидные стекла на основе сульфида мышьяка ( $n_2 \sim 3 \times 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$  [14]) и селенида мышьяка ( $n_2 \sim 1 \times 10^{-17} \text{ м}^2/\text{Вт}$  [14]). Кроме того, диапазон прозрачности этих стекол гораздо шире, чем диапазон прозрачности кварцевых стекол. Длинноволновые границы прозрачности для них расположены в среднем ИК диапазоне (около 5 мкм для теллуридных стекол, около 8 мкм для  $\text{As}_2\text{S}_3$  стекол и около 12 мкм для  $\text{As}_2\text{Se}_3$  стекла), в то время как кварцевые волокна практически непрозрачны при длинах волн  $>2.3$  мкм [6, 7]. Применение теллуридных и халькогенидных волокон для создания источников классического света с управляемыми характеристиками достаточно успешно реализуется многими научными группами и даже коммерческими компаниями [6, 8]. Более того, как показано в диссертационной работе, теллуридные и халькогенидные волокна с высокой керровской нелинейностью могут использоваться в качестве нелинейных элементов в методе характеристики спектральной фазы ультракоротких импульсов, что особенно актуально в среднем ИК диапазоне, где использование стандартных методов зачастую затруднительно. Применение халькогенидных волокон и других элементов на основе халькогенидных стекол в квантовой оптике на сегодняшний день распространено в значительно меньшей степени, но тем не менее вызывает возрастающий интерес для реализации квантово-оптических источников, преимущественно основанных на генерации коррелированных фотонных пар [9–11].

Значительная часть диссертационного исследования находится на стыке направлений квантовой оптики и нелинейной волоконной оптики, в том числе, с использованием как кварцевых, так и новых высоконелинейных специальных волокон. В частности, теоретически исследуется генерация яркого сжатого света – неклассических многофотонных состояний с флуктуациями одной из квадратурных компонент поля меньше стандартного квантового предела [15]. Область квантовой оптики, оперирующая состояниями с макроскопическими значениями амплитуд и интенсивностей полей, но при этом с хорошо выраженными неклассическими свойствами, привлекает в последнее время большое внимание. Данные состояния света имеют принципиальное значение для разработки следующего поколения высокочувствительных датчиков для многочисленных приложений, варьирующихся от физики высоких энергий до биохимии, а также для новых платформ микроскопии, способных определять свойства материалов, которые ранее были недоступны для исследования из-за квантовых флуктуаций [16, 17]. Сжатый свет представляет особый интерес для детектирования гравитационных волн [16, 18–21], и разработка новых источников с высокой степенью сжатия является очень востребованной для этой цели задачей. Более того, генерация сжатых состояний света непосредственно связана с возможностью получения другого очень важного класса неклассических состояний, а именно, перепутанных состояний, играющих принципиальную

роль в квантовых вычислениях с непрерывными переменными [22–24], квантовой криптографии [25] и квантовых сетях [26, 27]. Непосредственная совместимость источников неклассического света с волоконно-оптическими компонентами является важным преимуществом с точки зрения применений в квантовых телекоммуникациях. Также одной из важных проблем квантовой оптики является расширение доступного диапазона длин волн источников сжатого света. Поэтому изучение возможности использования альтернативных материалов для построения волоконных источников яркого сжатого света за пределами хорошо освоенного полумикронного диапазона также представляется весьма актуальным направлением.

### **Цель и задачи исследования**

**Целью диссертационной работы** является теоретическое исследование новых возможностей использования керровской нелинейности специальных оптических волокон в задачах квантовой и классической оптики, включая квантовое сжатие флуктуаций лазерного излучения и измерение спектральной фазы ультракоротких импульсов.

#### **Задачи диссертационной работы:**

1. Разработка теоретической модели и численного кода на ее основе для моделирования поляризационного керровского сжатия квантовых флуктуаций ультракороткого и непрерывного лазерного излучения при распространении в специальных волокнах на основе различных стекол.

2. Теоретическое исследование и оптимизация поляризационного керровского сжатия квантовых флуктуаций лазерных сигналов в кварцевых, теллуридных и халькогенидных волокнах с учетом эффектов рамановского рассеяния и потерь, принципиально ограничивающих сжатие.

3. Разработка нового простого и эффективного алгоритма обработки экспериментальных данных для восстановления спектральной фазы ультракоротких лазерных импульсов, основанного на ее аппроксимации оптимальной полиномиальной функцией, по трем спектрам – фундаментальному (исходному) и двум спектрам, преобразованным в оптическом волокне с керровской нелинейностью при разных значениях  $B$ -интеграла.

4. Исследование новых возможностей метода восстановления спектральной фазы по трем спектрам по численно смоделированным и экспериментально измеренным данным с применением различных алгоритмов, включая предложенный алгоритм и итерационный алгоритм типа Гершберга-Сакстона, при использовании в качестве нелинейных керровских элементов кварцевых, теллуридных и халькогенидных волокон.

## Научная новизна

1. Впервые в рамках математической модели, реалистично описывающей эволюцию лазерных сигналов в специальных кварцевых оптических волокнах, детально исследовано влияние различных факторов (рамановских эффектов, потерь в волокне) и параметров системы (энергии и длительности импульсов, длины волокон) на керровское сжатие квантовых флуктуаций ультракоротких импульсов; проведена оптимизация и найдены связи между параметрами системы для достижения максимального сжатия; выявлены ограничивающие факторы для различных условий.

2. Проведено обобщение математической модели, позволившее использовать ее для моделирования квантового сжатия лазерных сигналов в специальных волокнах на основе теллуритных и халькогенидных стекол с высокой керровской нелинейностью с учетом их особенностей. Предложено и впервые детально исследовано с помощью данной модели сжатие квантовых флуктуаций непрерывного излучения в таких волокнах; выявлены ограничивающие факторы, найдены оптимальные параметры системы и ожидаемые при этом значения сжатия квантовых флуктуаций.

3. Предложен новый простой и эффективный алгоритм обработки экспериментальных данных для восстановления спектральной фазы ультракоротких импульсов по трем спектрам – фундаментальному (исходному) и двум спектрам, преобразованным в оптическом волокне с керровской нелинейностью при разных значениях  $B$ -интеграла. Алгоритм основан на аппроксимации спектральной фазы полиномиальной функцией и оптимизации полиномиальных коэффициентов и позволяет расширить область применения разработанных ранее алгоритмов. Предложенный алгоритм впервые применен для восстановления спектральной фазы по экспериментально измеренным данным.

4. Предложено и теоретически продемонстрировано применение метода восстановления спектральной фазы ультракоротких импульсов в трехмикронном диапазоне длин волн по трем спектрам – фундаментальному (исходному) и двум преобразованным спектрам в халькогенидных и теллуритных волокнах. Применимость данного метода и различных алгоритмов обработки данных за пределами телекоммуникационного диапазона исследована впервые.

## Теоретическая и практическая значимость работы

Результаты диссертационной работы могут применяться в ряде российских научно-исследовательских организаций, таких как ИПФ РАН, ИОФ РАН, РКЦ, ИТМО, ИХВВ РАН, ФИАН, ИЛФ СО РАН, ИАиЭ СО РАН и др.

Разработанная модель для теоретического исследования керровского сжатия квантовых флуктуаций непрерывного и импульсного лазерного излучения в кварцевых и специальных халькогенидных и теллуритных волокнах может применяться при исследовании подобного типа задач. Аналитические и численные результаты исследования и оптимизации керровского квантового сжатия могут применяться при разработке источников неклассического света с уровнем флуктуаций значительно ниже стандартного квантового предела для одной из квадратурных компонент. Такие источники востребованы для многих практических приложений, включая квантовое зондирование и прецизионную квантовую метрологию, а также для получения неклассических перепутанных состояний, играющих принципиальную роль в квантовых вычислениях с непрерывными переменными, квантовой криптографии и квантовых сетях.

Результаты, связанные с разработкой нового алгоритма обработки экспериментальных данных в неинтерферометрическом методе измерения спектральной фазы ультракоротких импульсов, основанном на измерении исходного спектра оптического сигнала и двух преобразованных в волокнах с керровской нелинейностью спектров, могут применяться для эффективной однозначной характеристики широкого класса ультракоротких оптических сигналов. Результаты исследований данного метода с применением различных алгоритмов могут применяться, в том числе, для восстановления спектральной фазы ультракоротких лазерных импульсов в диапазоне длин волн около 3 мкм, где применение более стандартных методов может ограничиваться недостаточно развитой в этом спектральном диапазоне компонентной базой.

### **Методология и методы исследования**

В работе использовались надежные и хорошо апробированные методы численного моделирования, проверенные на известных моделях. Моделирование обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера выполнено на основе метода Фурье разделения по физическим факторам (SSFM) с помощью специально разработанного автором численного кода. Моделирование квантовых свойств излучения производилось в предположении гауссовой формы функции Вигнера квантового состояния, обоснованном для рассматриваемых параметров системы. Также применялись аналитические методы, позволяющие получать решения соответствующих уравнений в предельных случаях в пренебрежении некоторыми эффектами. Для расчета параметров волокон из различных стекол применялся хорошо известный электродинамический подход, основанный на решении характеристических уравнений, получаемых на основе системы уравнений Максвелла с учетом граничных условий.



## Положения, выносимые на защиту

1. В специальных кварцевых волокнах при оптимальных параметрах системы поляризационное керровское сжатие квантовых флуктуаций ультракоротких импульсов, рассчитанное без учета потерь в системе детектирования, может достигать уровня  $-20$  дБ. При длительности солитонных импульсов  $\geq 0.5$  пс оптические потери в волокне ограничивают квантовое сжатие, а рамановские эффекты незначительны, в то время как при длительностях  $\leq 0.2$  пс сжатие ограничивается рамановскими эффектами. Существует оптимальная длительность солитонов ( $\sim 0.4$  пс), обеспечивающая наиболее сильное сжатие, при достижении баланса между ограничивающими факторами.

2. Генерация неклассических состояний непрерывного лазерного излучения 10-Вт класса мощности в двухмикронном диапазоне длин волн со сжатыми квантовыми флуктуациями сильнее  $-10$  дБ может быть получена в теллуридных и халькогенидных волокнах с нелинейными керровскими коэффициентами на 2-4 порядка выше, чем у стандартных кварцевых волокон. Для специального волокна из  $As_2Se_3$  стекла теоретически достижимое предельное керровское квантовое сжатие составляет  $-20$  дБ, в то время как для коммерческих волокон из  $As_2S_3$  стекла и специальных теллуридных волокон теоретический предел сжатия находится в диапазоне значений  $-20 \dots -15$  дБ (без учета потерь в схеме детектирования).

3. Для восстановления спектральной фазы ультракоротких импульсов в методе, основанном на измерении исходного спектра оптического сигнала и двух спектров, преобразованных в волокнах с керровской нелинейностью, может применяться алгоритм обработки данных на основе аппроксимации спектральной фазы полиномиальной функцией и оптимизации ее коэффициентов при глобальной минимизации функции ошибок.

4. Восстановление фазы ультракоротких импульсов длительностью от нескольких сотен фс до нескольких десятков пс в трехмикронном диапазоне длин волн может быть выполнено с помощью метода на основе измерения исходного спектра оптического сигнала и двух спектров, преобразованных в волокнах с керровской нелинейностью, при использовании прозрачных в данном диапазоне теллуридных и халькогенидных волокон.

## Достоверность полученных результатов

Все представленные результаты диссертационного исследования являются достоверными и обоснованными. В работе применялись надежные и апробированные методы и подходы. Разработанные алгоритмы и программы для численного моделирования тщательно тестировались на известных моделях. Полученные численные и аналитические результаты хорошо согласуются между собой. Кроме того, для ряда теоретических результатов есть экспериментальная верификация. Положения и основные результаты диссертационной работы

опубликованы в рецензируемых научных журналах и подвергались оценке независимых международных экспертов. Результаты докладывались на всероссийских и международных симпозиумах, конференциях, школах и обсуждались на научных семинарах.

### **Апробация работы**

Результаты диссертационной работы были доложены автором лично на следующих конференциях и научных школах:

- V and VI International Conferences on Ultrafast Optical Science “UltrafastLight-2021” and “UltrafastLight-2022”, Москва;

- 19th and 20th International Conferences Laser Optics (ICLO 2020) and (ICLO 2022), Санкт-Петербург;

- 21st and 22nd International Conferences on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices “NUSOD 2021” and “NUSOD 2022”, online, Turin, Italy;

- The 4th international conference "Quantum Optics and Photonics 2021", online, Riga, Latvia;

- International Symposium “Topical Problems of Nonlinear Wave Physics” (NWP-2021), Нижний Новгород;

- Международные конференции «XIX и XX научные школы "Нелинейные волны – 2020" и "Нелинейные волны – 2022"», Нижний Новгород;

- XVII Всероссийская конференция «Высокочистые вещества. Получение, анализ, применение» и X Школа молодых ученых «Особо чистые стекла для волоконной оптики», Нижний Новгород, 2022;

- 26 Нижегородская Сессия молодых ученых, Нижний Новгород, 2021;

- X Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика-2017», Санкт-Петербург.

Результаты работы обсуждались на семинарах в ИПФ РАН и Институте физики света Общества Макса Планка (Эрланген, Германия).

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (конкурс на получение индивидуальных грантов для поддержки талантливых молодых ученых без степени, №22-1-5-24-1). Результаты работы использовались при выполнении проектов в рамках следующих грантов: Мегагрант №14.W03.31.0032 (075-15-2021-633), НЦМУ «Центр фотоники» №075-15-2020-906 (075-15-2022-316), РФФИ №19-29-11032, РНФ №20-72-10188.

### **Публикации по теме диссертации**

Результаты диссертационного исследования опубликованы в 11 статьях в рецензируемых журналах, индексируемых базами Scopus и Web of Science, в том числе, в Optics

Express, Nanophotonics, Results in Physics, Mathematics, Laser Physics Letters, Fibers (2 статьи), Photonics, Quantum Electronics, Optics and Spectroscopy, Bulletin of the Lebedev Physics Institute, а также в рецензируемом журнале Автометрия, индексируемом в RSCI.

### **Личный вклад автора**

Все теоретические результаты, представленные в диссертационной работе, получены лично автором или при его непосредственном участии. Постановка задач, определение подходов к их решению, анализ, обсуждение и интерпретация полученных результатов осуществлялись совместно с научным руководителем Е.А. Анашкиной, а также с А.В. Андриановым и Г. Лойхсом (G. Leuchs). Экспериментальные данные, использованные для верификации теоретических результатов автора, получены и предоставлены А.В. Андриановым и Н.А. Калининим.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы, списка статей автора по теме диссертации. Диссертация изложена на 106 страницах, включает 37 рисунков, 6 таблиц. Список литературы содержит 136 наименований, список статей автора в рецензируемых журналах по теме диссертации содержит 12 наименований.

## Глава 1.

# Поляризационное сжатие квантовых флуктуаций ультракоротких лазерных импульсов в кварцевых волокнах

### 1.1. Введение

Квантовые сжатые состояния света – состояния света со сжатыми квантовыми флуктуациями (шумами), характеризующиеся значением квантовой неопределенности по одной из квадратурных переменных ниже стандартного квантового предела [15, 28], играют значительную роль в современных прикладных и фундаментальных исследованиях. С практической точки зрения квантовый сжатый свет при организованном должным образом оптическом измерении может быть использован для уменьшения наблюдаемого уровня шума [15], что находит применения в многочисленных приложениях [16].

Сжатый свет долго оставался лишь теоретической концепцией (история вопроса рассмотрена в обзоре [29]), что, однако, не мешало развивать соответствующий математический аппарат и разрабатывать возможные экспериментальные схемы. После первого наблюдения сжатия [30] началось активное экспериментальное освоение данной области квантовой оптики. Развивались различные схемы генерации, детектирования, а также применения сжатых состояний света [15, 31]. В настоящее время существуют различные способы получения непрерывного и импульсного лазерного излучения с квантово-сжатыми шумами, обладающие определенными преимуществами и недостатками (см. обзор [15]). Генерация сжатого света может быть получена, например, с помощью полупроводниковых лазеров [32], в средах с квадратичным нелинейным откликом  $\chi^{(2)}$  с помощью параметрического преобразования света с понижением частоты [33], с помощью оптических параметрических систем [33, 34], с помощью параметрического преобразования с повышением частоты [35–37], а также в оптических волокнах с  $\chi^{(3)}$  керровской нелинейностью [38, 39, A1] и др.

О первой демонстрации квантового сжатия света в оптическом волокне сообщалось в работе [38]. В волокне длиной 114 м измеренное при криогенных температурах сжатие непрерывного лазерного излучения было очень малым (–0.5 дБ) [38]. Не смотря на столь малое значение, работа [38] послужила мощным толчком для дальнейших экспериментальных [39–42, A1] и теоретических [39, 43–46] исследований керровского сжатия света в различных оптических волокнах. Так, сжатие шумов солитонов до уровня –2.7 дБ (–4 дБ с коррекцией потерь) было экспериментально достигнуто в микроструктурированном волокне [40]. Максимальное снижение шума на –4.4 дБ (–6.3 дБ с коррекцией) было получено для ультракоротких импульсов в волокне с сохранением поляризации [41]. Поляризационное

сжатие шумов ультракоротких импульсов в двулучепреломляющем волокне до  $-6.8$  дБ ( $-10.4$  дБ с коррекцией потерь) было продемонстрировано в [42] и до  $-5.6$  дБ в [A1]. Однако потенциал оптических волокон для сжатия света еще не полностью реализован, и исследование возможностей эффективного подавления квантового шума в волокнах представляет огромный интерес. В данной главе в рамках реалистичной модели детально исследуется влияние различных физических процессов на сжатие квантовых шумов ультракоротких импульсов в оптических волокнах с целью оптимизации волоконной системы и входных импульсов и формулировки практических рекомендаций для повышения степени сжатия.

## 1.2. Особенности схемы поляризационного сжатия и детектирования

Сжатие света в оптических волокнах основано на четырехволновом смешении и нелинейном оптическом эффекте Керра. Действие керровской нелинейности приводит к тому, что показатель преломления материала, в котором распространяется свет, зависит от интенсивности самого света  $n=n_0+n_2I$ . Эффект Керра преобразует когерентное состояние лазера накачки в сжатое состояние, что проиллюстрировано на рисунке 1.1 [A2].

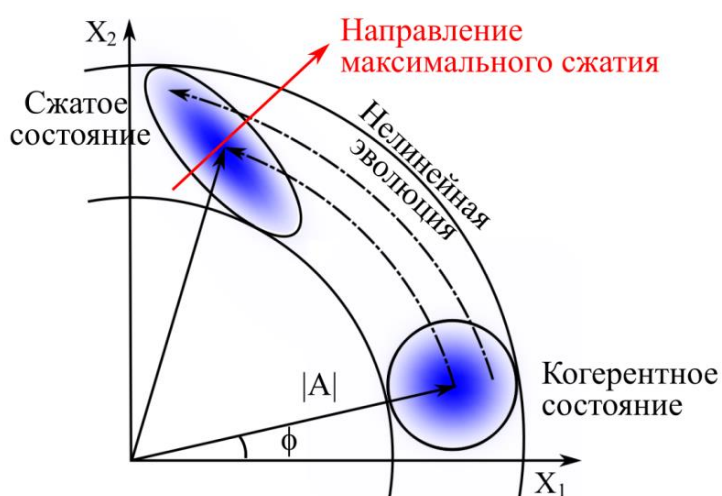


Рисунок 1.1. Схематическое изображение преобразование функции Вигнера при формировании сжатого состояния света из исходного когерентного состояния в результате эффекта Керра.  $X_1$ ,  $X_2$  - квадратурные переменные,  $|A|$  - среднее значение амплитуды поля,  $\phi$  - среднее значение фазы.

Это можно пояснить, рассмотрев нелинейные фазовые сдвиги, приобретаемые сигналом с учетом квантовой неопределенности в фазовом пространстве. Области в фазовом пространстве с более высокой амплитудой испытывают больший фазовый сдвиг [15]. При этом исходное

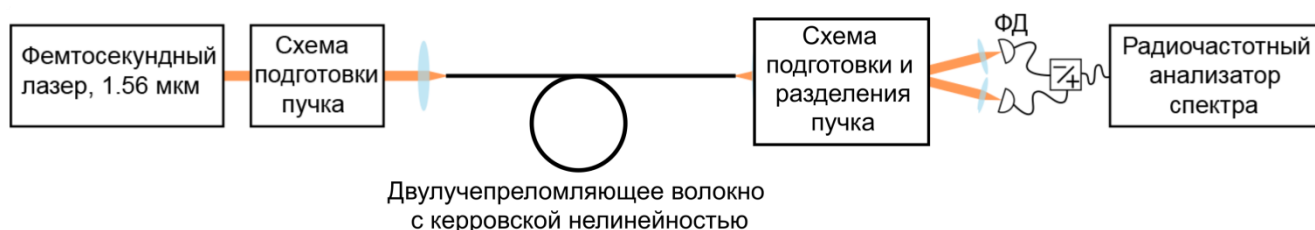
симметричное распределение Вигнера когерентного состояния преобразуется в сжатое распределение, в первом приближении эллиптическое (это приближение практически применимо, так как для значительного фазового сдвига нужны большие пиковые интенсивности и/или большие длины) [15, A2].

С квазиклассической точки зрения, керровская нелинейность приводит к формированию корреляций между боковыми полосами относительно несущей оптической частоты, что в конечном итоге приводит к уменьшению шума в выходном сигнале. Однако, уменьшение шума может наблюдаться только при введении определенных фазовых коррекций между боковыми полосами и несущей частотой. Важно отметить, что использование кубичной керровской нелинейности не требует выполнения условий синхронизма (в отличие от квадратичной нелинейности), поэтому является простым способом получения сжатого когерентного света [15, A2]. Но одна из проблем реализации сжатия на данном механизме связана с тем, что для заметного проявления действия керровской нелинейности требуется, чтобы набег нелинейной фазы (так называемый керровский параметр или, что то же самое,  $B$ -интеграл)  $r_{\text{Керр}} = \gamma PL$  принимал значения в несколько единиц (здесь и далее  $\gamma$  – нелинейный керровский коэффициент,  $P$  – пиковая мощность,  $L$  – длина волокна). Для непрерывных сигналов это можно достичь при высоком уровне мощности и/или при достаточно больших длинах кварцевого волокна (до нескольких сотен метров при использовании стандартных волокон с  $\gamma \sim 1$ ), но при этом на больших трассах могут происходить другие нежелательные нелинейные процессы, такие как рассеяние на акустических модах вследствие эффекта Мандельштама-Бриллюэна (в англоязычной литературе известно как GAWBS – guided acoustic waves Brillouin scattering) [47, 48].

Значительно продвинуться в генерации квантово-сжатых состояний света в волокнах позволила идея использования последовательности ультракоротких оптических солитонов, у которых пиковая мощность на порядки превышает среднюю мощность [49, 50]. Солитоны сохраняют свою форму и пиковую мощность, а также практически плоские распределения временной и спектральной фаз на больших трассах распространения, что позволяет рассматривать их во многом аналогично одномодовому непрерывному лазерному излучению с очень высокой пиковой мощностью (порядка единиц ли десятков киловатт). Использование солитонов позволяет существенно сократить требуемые длины волокон, что выгодно как с точки зрения уменьшения потерь, так и с точки зрения ослабления паразитного влияния рассеяния Мандельштама-Бриллюэна [15, A2]. В данной главе исследуется сжатие ультракоротких импульсов, как в точности соответствующих фундаментальным солитонам, так и немного отличающихся от них.

Следующая проблема, которую необходимо учитывать при анализе керровского сжатия квантовых шумов, заключается в измерении и использовании сжатого состояния, получаемого при распространении когерентного состояния через среду с керровской нелинейностью. Это состояние не является сжатым по амплитудной или фазовой квадратурам, оно сжато вдоль некоторой линии, наклоненной под углом к вектору среднего значения амплитуды в фазовом пространстве (см. рисунок 1.1) [15, A2]. Следует отметить, что статистика числа фотонов, измеряемых детектором мощности, не меняется при распространении через керровскую среду, поэтому необходимо применять специальные методы детектирования сжатия шумов на керровском механизме, например, с использованием асимметричного интерферометра Саньяка или Маха-Цендера [51–54] или в волоконном интерферометре Маха-Цендера на основе двулучепреломляющих волокон [40, 41] (более подробный обзор схем детектирования проведен в работе [A2]). Особенности схемы детектирования также необходимо учитывать при математическом квантово-динамическом моделировании.

В настоящей работе исследовалось поляризационное сжатие квантовых шумов, которое на сегодняшний день представляется одним из наиболее удобных решений для технической реализации. Поляризационное сжатие позволяет достигать рекордные значения для оптоволоконных систем [42]. Теоретический анализ, представленный в диссертационном исследовании, выполнен для общей схемы установки, показанной на рисунке 1.2 [A1, A2, A3, A8]. Более того, в данной главе для верификации теоретических результатов производилось их сравнение с экспериментальными результатами, полученными соавторами диссертанта А.В. Андриановым и Н.А. Калининым на разработанной и созданной ими установке в соответствии со схемой на рисунке 1.2. Подробное описание экспериментальных деталей приведено в [A1, A2, A3].



*Рисунок 1.2. Схема генерации и детектирования поляризационно-сжатых квантовых состояний ультракоротких импульсов. ФД – фотодетектор.*

В основе оптоволоконной системы для поляризационного сжатия квантовых шумов лазерных импульсов лежит их распространение в двух ортогональных поляризационных модах в двулучепреломляющем волокне. Каждый из этих изначально когерентных импульсов

испытывает керровское сжатие квантовых флуктуаций при нелинейной эволюции, меняя форму вignerовского распределения в фазовом пространстве с симметричной на сжатую (см. рисунок 1.1). Важно подчеркнуть, что в принципе, многие измеримые в квантово-оптическом эксперименте величины могут быть сжаты, т.е. обладать меньшей дисперсией, чем дисперсия при использовании когерентного состояния. Одной из таких величин, удобной для измерения, является состояние поляризации. Состояние поляризации можно характеризовать параметрами Стокса  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S_3$ , соответствующих классическим аналогам [39]:

$$S_0(z) = \int dt (A_x^*(t, z)A_x(t, z) + A_y^*(t, z)A_y(t, z)) \quad (1.1)$$

$$S_1(z) = \int dt (A_x^*(t, z)A_x(t, z) - A_y^*(t, z)A_y(t, z)) \quad (1.2)$$

$$S_2(z) = \int dt (A_x^*(t, z)A_y(t, z) + A_y^*(t, z)A_x(t, z)) \quad (1.3)$$

$$S_3(z) = i \int dt (A_y^*(t, z)A_x(t, z) - A_x^*(t, z)A_y(t, z)) \quad (1.4)$$

Если некоторое состояние поляризации возникает при сложении ортогонально поляризованных оптических пучков, испытавших керровское сжатие, то конечное состояние света будет являться поляризационно-сжатым. Для детектирования сжатия выходной оптический пучок необходимо преобразовать таким образом, чтобы измерения дисперсии одного из параметров Стокса были меньше, чем для когерентного состояния света с той же интенсивностью. Проиллюстрировать формирование и преобразование поляризационно-сжатых пучков можно с помощью сферы Пуанкаре (рисунок 1.3) [15, A2, A3].

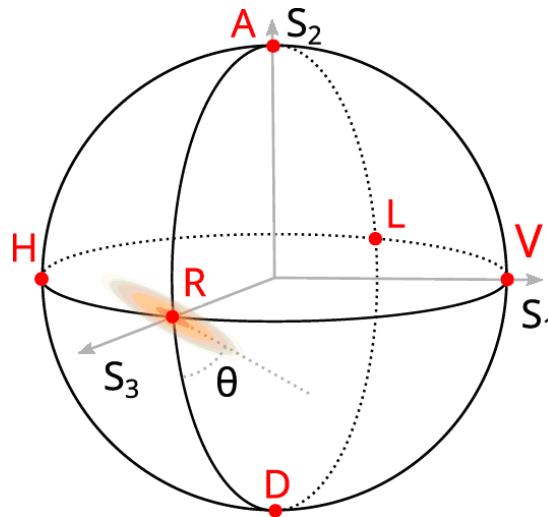


Рисунок 1.3. Иллюстрация поляризационно-сжатого состояния света на сфере Пуанкаре.  $H, V$  - горизонтальная и вертикальная поляризации,  $D, A$  - диагональные поляризации, наклоненные под  $45^\circ$  и  $-45^\circ$ ,  $R, L$  - правовращающая и левовращающая циркулярные поляризации. Угол  $\theta$  - угол наклона эллипса квантового сжатия.



Исходное когерентное состояние, имеющее линейную поляризацию (ориентированную под углом  $45^\circ$ , если собственные оси двулучепреломляющего волокна соответствуют горизонтальной и вертикальной поляризациям) можно изобразить в виде симметричного облака, размер которого характеризует квантовую неопределенность. После распространения в нелинейной среде с керровской нелинейностью в обеих ортогональных поляризационных модах возникают корреляции между интенсивностью и фазой, что приводит к формированию квантово-сжатого в форме эллипса распределения поляризаций выходного излучения. Важной особенностью поляризационного сжатия является простая возможность поворота как среднего значения поляризации (центра эллипса), так и ориентации осей эллипса на сфере Пуанкаре, что важно для осуществления детектирования сжатия. Для этого необходимо установить циркулярное состояние поляризации на выходе из волокна. Этого можно осуществить несколькими способами, например, использовать две четвертьволновые пластинки, или прецизионно выбрать длины волокна так, чтобы разность фаз между сигналами в поляризационных модах волокна была  $\pi/2$ , или приложить небольшое механическое воздействие (сдавливать волокно в направлении одной из собственных осей) для обеспечения необходимого сдвига фаз. После этого в системе устанавливается полуволновая пластинка. Эта пластинка переводит круговую поляризацию в ортогональную (с левовращающейся в правовращающуюся и наоборот), но, что более важно, изменяет ориентацию осей эллипса сжатия. Действие полуволновой пластинки соответствует повороту всей сферы на  $180^\circ$  относительно оси, проходящей через собственные поляризации пластинки (это линейные поляризации, лежащие в плоскости экватора сферы). С помощью выбора ориентации полуволновой пластинки можно повернуть эллипс сжатия так, чтобы сжатая ось соответствовала параметру Стокса  $S_1$ . Далее производится измерение этого параметра Стокса. Это делается с помощью делителя, разделяющего горизонтальную и вертикальную поляризации (например, призмы из двулучепреломляющего материала) и двух идентичных фотодетекторов. Электрический сигнал с фотодетекторов поступает на схему вычитания, и разностный сигнал анализируется радиочастотным анализатором спектра [A2].

Особенностью работы схемы в режиме ультракоротких импульсов (длительностью порядка 100 фс) является необходимость компенсации группового разбегания импульсов, распространяющихся в поляризационных модах волокна. Это можно сделать различными способами, например, использовать интерферометр, который подготавливает ортогонально поляризованные импульсы с требуемой задержкой на входном торце волокна, таким образом, чтобы импульсы достигали выходной торец волокна одновременно [A2].

### 1.3. Математическая модель

Для эффективного численного моделирования квантовой динамики, приводящей к сжатию квантовых флуктуаций лазерного излучения при его распространении в волокне, требуется применение реалистичной модели с учетом значимых эффектов, но в то же время с определенными допущениями и упрощениями. В разработанной модели предполагалось, что лазерные ультракороткие импульсы, заданные на входе волокна в когерентном состоянии в двух поляризационных ортогональных модах волокна, распространяются независимо друг от друга. Применялся метод, применимый для состояний с большим количеством фотонов, основанный на восстановлении формы функции Вигнера путем моделирования большого количества стохастических траекторий с использованием стохастического обобщенного нелинейного уравнения Шредингера [55, 56]. После накопления достаточного количества таких траекторий (порядка  $10^3$ ) выполнялось моделирование схемы детектирования поляризационного сжатия, описанной в пункте 1.2. В модели учитывалась квадратичная дисперсия  $\beta_2$ , кубическая дисперсия  $\beta_3$ , керровская нелинейность с коэффициентом  $\gamma$ , рамановские эффекты (как детерминированные, так и стохастические), линейные потери в волокне  $\alpha$  [55–57, А8]. Стохастическое обобщенное нелинейное уравнение Шредингера записывалось в виде

$$\frac{\partial}{\partial z} A(t, z) = i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A(t, z) - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} A(t, z) + [i\gamma \int_0^\infty dt' R(t-t') |A(t', z)|^2 + \Gamma^R(t, z)] A(t, z) - \frac{\alpha}{2} A(t, z) + \Gamma(t, z) \quad (1.5)$$

Здесь и далее  $A(t, z)$  – медленно меняющаяся комплексная амплитуда электрического поля,  $t$  – время в сопровождающей системе отсчета,  $z$  – координата вдоль волокна. Функция  $R(t-t')$  описывает детерминированный нелинейный отклик, включая керровский и рамановский вклады,  $\Gamma$  и  $\Gamma^R$  описывают линейный квантовый шум и рамановский шум соответственно. При этом  $\Gamma$  и  $\Gamma^R$  — дельта-коррелированные случайные величины с нулевыми средними значениями и нормальным распределением в частотной области [55, 56]:

$$\Gamma(\omega, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(t, z) e^{i\omega t} dt \quad (1.6)$$

$$\Gamma^R(\omega, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma^R(t, z) e^{i\omega t} dt \quad (1.7)$$

$$\langle \Gamma(\omega, z) \Gamma^*(\omega', z') \rangle = \alpha \hbar \omega_0 \delta(\omega - \omega') \delta(z - z') \quad (1.8)$$

$$\langle \Gamma^R(\omega, z) \Gamma^{R*}(\omega', z') \rangle = \gamma \hbar \omega_0 \alpha^R(\omega) \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar|\omega|}{kT}\right) - 1} \right) \delta(\omega - \omega') \delta(z - z') \quad (1.9)$$

$$\alpha^R(\omega) = 2 \left| \text{Im} \left( \int_0^\infty R(t) e^{i\omega t} dt \right) \right| \quad (1.10)$$

В этих уравнениях  $\omega$  - угловая частота, отсчитываемая от центральной частоты  $\omega_0$ ,  $\hbar$  - постоянная Планка,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура.

Функция нелинейного отклика может быть представлена в виде [3]

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t) \quad (1.11)$$

где первое слагаемое в правой части отвечает за мгновенную керровскую нелинейность, а второе слагаемое – за рамановскую, причем доля рамановского вклада составляет  $f_R$  и зависит от стекла, из которого изготовлено волокно. Модельная функция рамановского отклика  $h_R$  может быть получена путем аппроксимации экспериментально измеренных зависимостей для волокна из стекла определенного типа.

В случае кварцевых волокон, рассмотренных в данной главе,  $f_R = 0.2$  и модельная функция использована в следующем виде [58]:

$$h_R(t) = \sum_{i=1}^{10} F_i D_i \sin(\omega_i t) e^{-D_i t} \quad (1.12)$$

с константами, указанными в таблице 1.1 (при  $t > 0$ ). При  $t < 0$  функция отклика принимает нулевое значение  $h_R(t) = 0$ .

Таблица 1.1. Параметры, описывающие рамановскую функцию отклика в кварцевых волокнах.

$i$	$F_i$	$\omega_i$ , ТГц	$D_i$ , ТГц
1	-0.3545	0.3341	8.0078
2	1.2874	26.1129	46.6540
3	-1.4763	32.7138	33.0592
4	1.0422	40.4917	30.2293
5	-0.4520	45.4704	23.6997
6	0.1623	93.0111	2.1382
7	1.3446	99.1746	26.7883
8	-0.8401	100.274	13.8984
9	-0.5613	114.6250	33.9373
10	0.0906	151.4672	8.3649

Спектр рамановского отклика определяется выражением:

$$\tilde{h}_R(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} h_R(t) e^{i\omega t} dt \quad (1.13)$$

Следует отметить, что зачастую при учете рамановской нелинейности в оптических кварцевых волокнах используется более простая аппроксимация

$$h_R^{(simple)} = f_R (\tau_1^{-2} + \tau_2^{-2}) \tau_1 \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1) \quad (1.14)$$

с константами  $\tau_1 = 12.2$  фс и  $\tau_2 = 32$  фс, которая менее точно описывает функцию отклика [3]. Действительные и мнимые части спектров обеих модельных функций показаны на рисунке 1.4.

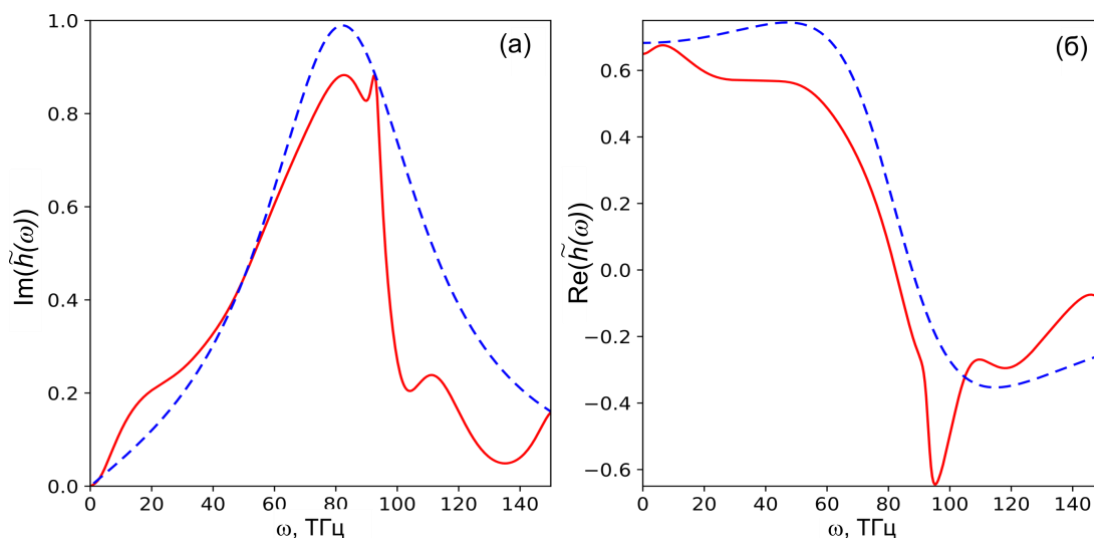


Рисунок 1.4. Мнимые (а) и действительные (б) части спектров функции рамановского отклика кварцевого стекла. Красные кривые – для используемой в моделировании функции, заданной выражением (1.12). Синие пунктирные кривые – для упрощенной функции, заданной (1.14).

В задачах, рассмотренных в диссертационной работе, очень важно корректно учитывать рамановские эффекты на низких частотах, особенно для достаточно коротких импульсов длительностью порядка 100 фс. Величины рамановских эффектов определяются (в первом порядке) перекрытием спектра импульса со спектром рамановского отклика, которое уменьшается по мере сужения спектра сигнала, поэтому влияние детерминированных рамановских процессов значительно сильнее на более короткие импульсы. Необходимо также учитывать тепловое распределение (рамановский шум), которое имеет низкочастотный пик, влияющий как на широкие, так и на узкие спектры. На рисунке 1.5 показаны спектры импульсов, заданных в виде  $A(t) \sim 1/ch(t/t_0)$ , при  $t_0 = 75$  фс и  $t_0 = 750$  фс в сравнении со спектром рамановского отклика и рамановскими шумами.

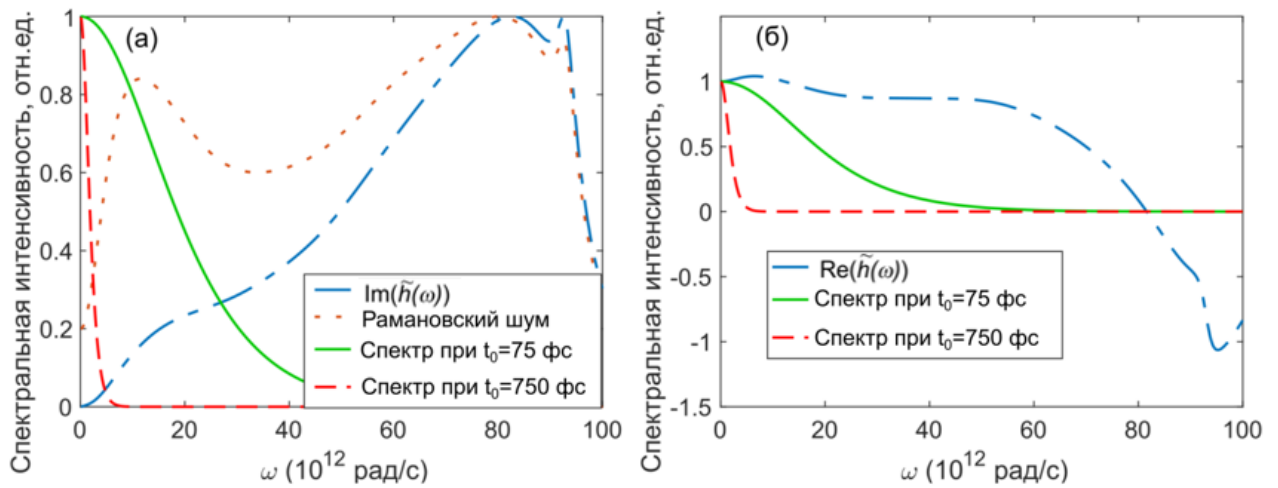


Рисунок 1.5. (а) Спектры импульсов, заданных в виде  $A(t) \sim 1/\text{ch}(t/t_0)$ , при  $t_0 = 75$  фс и  $t_0 = 750$  фс, мнимая часть спектра рамановского нелинейного отклика кварцевого стекла и спектр рамановских шумов. (б) Спектры импульсов при  $t_0 = 75$  фс и  $t_0 = 750$  фс и действительная часть спектра рамановского отклика.

Для моделирования медленно меняющейся огибающей оптических сигналов  $A(z, t)$  в качестве начального условия задавалось некоторое распределение сигнала с добавлением нормально распределенного стохастического шума  $\delta A(t, 0)$

$$\langle \delta A(t, 0) \delta A^*(t', 0) \rangle = \frac{\hbar \omega_0}{2} \delta(t - t') \quad (1.15)$$

Численное моделирование проводилось при помощи специально разработанного кода на основе метода Фурье расщепления по физическим факторам (Split-Step Fourier Method, SSFM [3]) с использованием быстрого преобразования Фурье.

Как упоминалось выше, при рассмотрении поляризационного квантового сжатия производилось моделирование распространения большого количества (порядка  $10^3$ ) независимых пар  $x$ - и  $y$ -поляризованных сигналов по оптическому волокну определенной длины. Затем производился расчет параметров Стокса в соответствии с выражениями (1.2)-(1.3) и анализ сжатия поляризационной неопределенности на выходе.

Для визуализации расчетов можно нанести набор точек (для всех реализаций), характеризующих состояние поляризации, на плоскость  $(S_1, S_2)$ . При отсутствии нелинейности эти точки образуют симметричное распределение с неопределенностью, представляющей собой стандартный квантовый предел (рисунок 1.6(а)). Но после нелинейного распространения за счет действия керровской нелинейности распределение представляет собой эллипсообразное облако (рисунок 1.6(б)) с неопределенностью в некотором направлении ниже стандартного квантового предела, что и является сжатием квантовых флуктуаций.

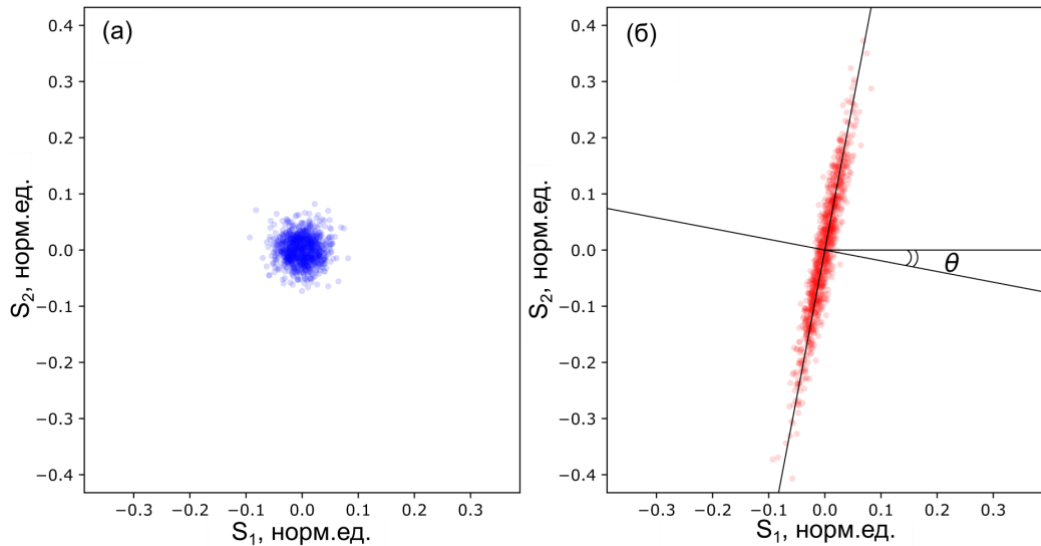


Рисунок 1.6. Распределение точек для исходного когерентного состояния света (а) и сжатого света (б) после распространения в волокне с керровской нелинейностью на плоскости параметров Стокса ( $S_1$ ,  $S_2$ ).

Находится малая ось для этого облака и вычисляется уменьшение флуктуаций по сравнению с исходным когерентным состоянием. Определяется угол  $\theta$ , при котором выражение для дисперсии  $V$  (в дБ) минимально. В квантовой оптике сжатие квантовых шумов принято измерять в дБ. Его вычисление осуществляется с помощью выражения [39]:

$$V = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{\left( \frac{1}{\hbar\omega_0} \right)^2 \langle (S_1 \cos(\theta) + S_2 \sin(\theta))^2 \rangle - \left( \frac{1}{\hbar\omega_0} \right)^2 \langle (S_1 \cos(\theta) + S_2 \sin(\theta)) \rangle^2 - \frac{M}{2}}{\left( \frac{1}{\hbar\omega_0} \right) \langle S_0 \rangle - M} \right) \quad (1.16)$$

где  $M$  – число мод, используемых в моделировании [39].

Результаты точного математического моделирования в рамках стохастического обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера сравнивались с аналитическими оценками, полученными для непрерывных лазерных сигналов с мощностью  $P_0$  в пренебрежении рамановскими эффектами. Без учета оптических потерь сжатие квантовых шумов оценивается по формуле [59]:

$$V_0 = 10 \cdot \log_{10} (1 - 2r_{Kerr} \sqrt{1 + r_{Kerr}^2} + 2r_{Kerr}^2) \quad (1.17)$$

где  $r_{Kerr} = \gamma P_0 z$  – керровский параметр, характеризующий нелинейный набег фазы.

При прохождении сжатого света через элемент с коэффициентом потерь  $R = 1 - 10^{-\kappa/10}$ , где  $\kappa$  – «сконцентрированные» на выходе потери в дБ, сжатие шумов ухудшается и оценивается следующим образом [59]:

$$V_{loss} = 10 \cdot \log_{10} \left( (1 - R) 10^{V_0/10} + R \right) \quad (1.18)$$

#### 1.4. Сжатие квантовых флуктуаций оптических солитонов

Проведено детальное исследование сжатия квантовых флуктуаций оптических солитонов. Известно, что нелинейное уравнение Шрёдингера с учетом только квадратичной дисперсии и керровской нелинейности (в пренебрежении всеми остальными эффектами в уравнении (1.5)) имеет точное решение в виде фундаментального солитона – импульса в форме гиперболического секанса, который в классическом случае распространяется без изменения своей временной и спектральной формы бесконечно долго. Медленно меняющаяся комплексная амплитуда для солитона имеет вид [3]:

$$A_{sol}(t, z) = \frac{\sqrt{P_0} \exp[iz/(2L_D)]}{\cosh(t/t_0)} \quad (1.19)$$

где  $L_D = t_0^2/\beta_2$  – дисперсионная длина,  $t_0$  – характерное время, связанное с длительностью солитона на полувысоте  $T_{FWHM}$  (full width at half maximum) соотношением  $T_{FWHM} = 2\ln(1+2^{1/2})t_0 \approx 1.763t_0$  [3]. Для фундаментального солитона пиковая мощность обратно пропорциональна квадрату его длительности [3]:

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma t_0^2} \quad (1.20)$$

При учете в качестве малых возмущений эффектов более высокого порядка, таких как кубичная дисперсия, рамановская нелинейность, оптические потери, происходит адиабатическое изменение параметров квазисолитонного импульса, так, что соотношение (1.20) продолжает локально выполняться в каждой точке волокна.

Для многих приложений представляют интерес сжатый свет с высокой пиковой мощностью. Как следует из соотношения (1.20), для увеличения пиковой мощности можно уменьшать длительность солитона, но тогда спектр сигналов в какой-то момент станет слишком широким и ожидается, что влияние рамановских эффектов может ограничивать сжатие сильнее, чем для более длинных импульсов (что обсуждалось в предыдущем пункте). Также можно использовать специальные волокна с уменьшенным нелинейным коэффициентом. Именно этот путь и был реализован в диссертационной работе в данном пункте. Было рассмотрено поляризационное сжатие оптических солитонов в кварцевом волокне с увеличенной площадью поля моды и уменьшенным нелинейным керровским коэффициентом по сравнению со стандартным телекоммуникационным волокном SMF-28e ( $A_{eff} \sim 80 \text{ мкм}^2$  для SMF-28e). Более того, недавно было показано, что использование волокон с большим значением эффективного поля моды позволяет значительно уменьшить паразитное влияние эффекта рассеяния света на акустических модах вследствие эффекта Манделштама-Бриллюэна (GAWBS) [60].

Современные технологии позволяют производить волокна с низкими потерями различной конструкции, в том числе (i) с малой разницей между показателями преломления оболочки и увеличенной сердцевиной (Large Mode Area, LMA-волокна) [61] или (ii) многосердцевинные волокна с  $N$  связанными сердцевинами со стандартным диаметром [62, 63], для которых площадь поля супермоды примерно в  $N$  раз больше, чем для односердцевинного волокна. Конструкции перечисленных выше волокон схематически показаны на рисунке 1.7.



Рисунок 1.7. Схема поперечных сечений кварцевых волокон различного типа.

Для LMA и многосердцевинных волокон дисперсия групповых скоростей сопоставима с дисперсией кварцевого стекла. Для SMF-28e оптические потери составляют  $\sim 0.2$  дБ/км в диапазоне около 1.5 мкм [3], но здесь задавалось значение в 5 раз больше, так как при вытяжке нестандартного волокна могут возникнуть дополнительные потери. Исследовалось сжатие шумов солитонов с длительностью  $T_{FWHM} = 0.1\text{--}1$  пс на центральной длине волны  $\lambda_0$  в телекоммуникационном диапазоне при комнатной температуре  $T$ . Параметры моделирования приведены в таблице 1.2.

Таблица 1.2. Параметры, используемые при моделировании сжатия шумов оптических солитонов

Параметр	Значение
$\beta_2$	$-28.0 \text{ пс}^2/\text{км}$
$\beta_3$	0
$A_{\text{eff}}$	$960 \text{ мкм}^2$
$\gamma$	$0.093 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$
$\alpha$	1.0 дБ/км
$\lambda_0$	1.5 мкм
$T$	300 К



Предполагалось, что LMA-волокно является двулучепреломляющим, что может быть достигнуто с помощью современных технологий [61, 62]. Рассматривалось распространение солитонов с ортогональными поляризациями, ориентированными вдоль быстрой и медленной осей. Как обсуждалось в пункте 1.2, такие импульсы можно подавать на вход волокна с некоторой задержкой, чтобы компенсировать разницу групповых скоростей и добиться их одновременного прихода на выходной торец. Благодаря распространению обоих импульсов по одному и тому же волокну, технический и акустический шум, связанный с волокну, практически компенсируется [A2].

В качестве начальных условий задавались сигналы в виде

$$A(t,0) = A_{sol}(t,0) + \delta A(t,0) \quad (1.21)$$

где  $A_{sol}(t,0)$  определяется выражением (1.19) с учетом (1.20), а стохастический шум  $\delta A(t,0)$  удовлетворяет соотношению (1.15).

Было выполнено детальное численное моделирование для солитонов с длительностями 0.1-1 пс. Вначале были детально проанализированы импульсы с  $T_{FWHM}$  0.2, 0.5 и 1 пс и соответствующими энергиями 5.3, 2.1 и 1.1 нДж.

Для фундаментального солитона произведение длительности на спектральную ширину определяется соотношением [3]

$$T_{FWHM} \times \omega_{FWHM} = \frac{8}{\pi} [\ln(1 + \sqrt{2})]^2 \quad (1.22)$$

из которого были найдены спектральные ширины этих солитонов. Для  $T_{FWHM} = 0.2, 0.5, 1$  пс  $\omega_{FWHM}$  они составляют 17.6, 7.1 и 3.5 ТГц соответственно.

В численном моделировании включались и выключались рамановские эффекты и потери в волокне для определения их вклада в сжатие флуктуаций солитонов различной длительности [A8]. Результаты представлены на рисунке 1.8, где верхний ряд соответствует моделированию без учета рамановских эффектов, а нижний ряд – моделированию с их учетом. Также для сравнения оценивалось сжатие  $V_0$  непрерывного сигнала с пиковыми мощностями, определяемыми выражением (1.20), по аналитической формуле (1.17) и оценивалось сжатие  $V_{loss}$  с учетом сосредоточенных потерь  $\kappa = \alpha z$  на выходе волокна по формуле (1.18).

Для изучения влияния потерь было выполнено моделирование с учетом распределенных потерь  $\alpha$ , без потерь, а также без распределенных потерь, но с учетом сосредоточенных потерь на выходе волокна  $\kappa = \alpha z$ , что отражено на рисунке 1.8.

Был выполнен анализ результатов моделирования при выключенных рамановских эффектах (рисунок 1.8, верхний ряд). Влияние потерь на оптимальное сжатие сильнее для более длинных импульсов. Солитоны с большей длительностью имеют меньшую пиковую мощность по сравнению с более короткими солитонами согласно выражению (1.20), следовательно, для

них значительный набег нелинейной фазы ( $B$ -интеграл или, что тоже самое, керровский параметр) накапливается при большей длине волокна. Поэтому для достижения оптимального сжатия требуемая длина волокна должна быть больше, и влияние потерь оказывается сильнее. Сравнение с простой аппроксимацией, учитывающей эквивалентные потери на выходном торце волокна, показывает, что аппроксимация предсказывает более низкие абсолютные значения оптимального сжатия. Это можно объяснить следующим образом. Эффект распределенных потерь наряду с простым постепенным уменьшением энергии импульса проявляется в добавлении некоторого вакуумного шума на пути распространения сигнала. Шум, добавляемый на начальном этапе распространения, сжимается в последующих отрезках волокна. Напротив, аппроксимация использует эффект потерь только на выходе, так что на него не влияет нелинейное распространение [A8].

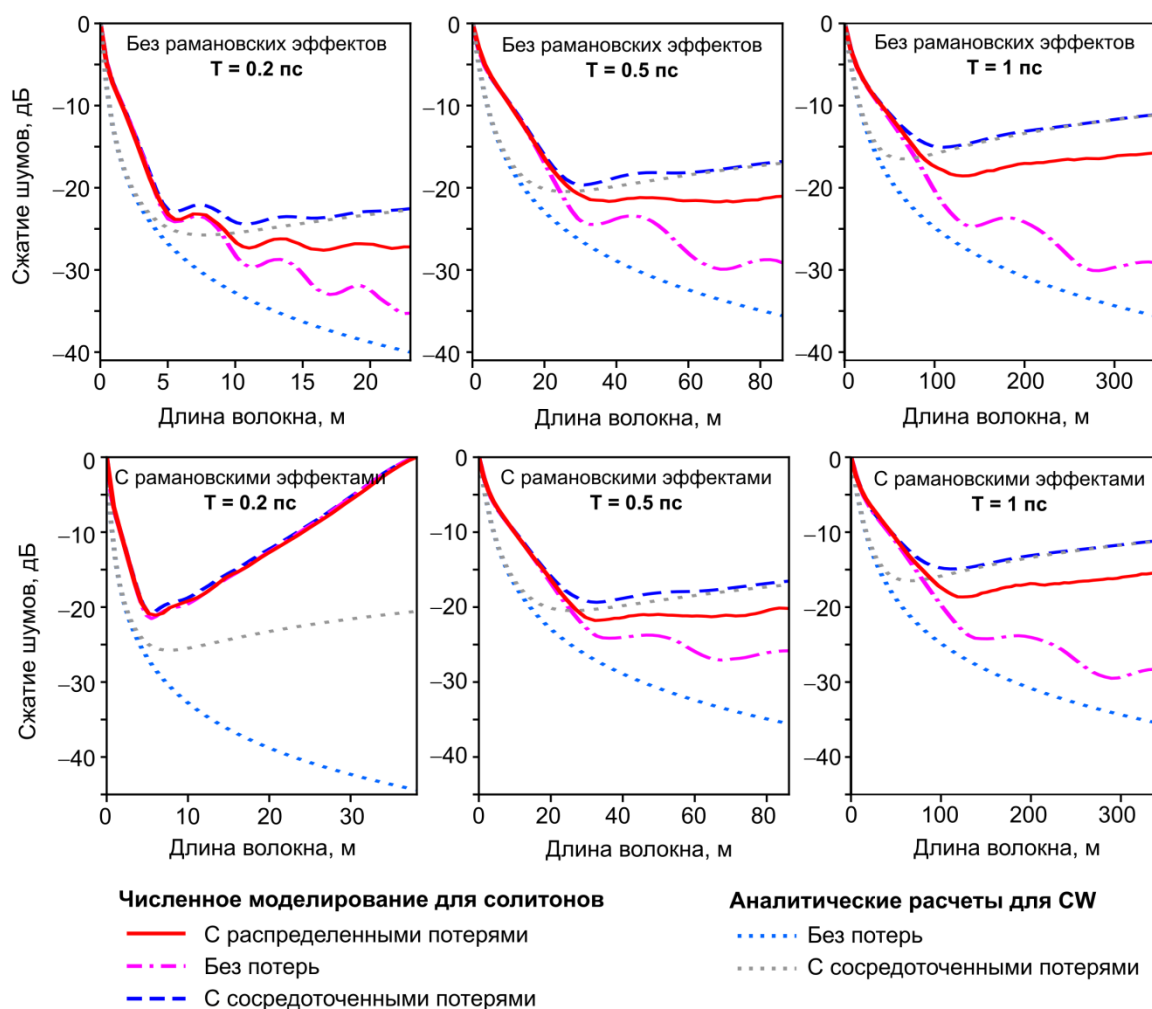


Рисунок 1.8. Результаты моделирования поляризационного сжатия солитонов в волокне, полученные без рамановских эффектов для импульсов с длительностями 0.2 пс, 0.5 пс и для 1 пс (верхний ряд) и с учетом рамановских эффектов (нижний ряд) в сравнении с аналитическими оценками сжатия непрерывного сигнала по формулам (1.17) и (1.18).

Далее были проанализированы результаты моделирования при включении рамановских эффектов (рисунок 1.8, нижний ряд). При этом резко ухудшается сжатие самых коротких импульсов длительностью 0.2 пс, тогда как сжатие более длинных импульсов изменяется незначительно. Как и следовало ожидать, это является следствием меньшего перекрытия более узкого спектра более длинных импульсов со спектром функции рамановского отклика. Для солитонов длительностью 0.2 пс рамановские эффекты преобладают над потерями, поэтому кривые сжатия с потерями и без них практически совпадают. Напротив, результаты для импульсов длительностью 0.5 пс и 1 пс, полученные с учетом рамановских эффектов, очень похожи на результаты, полученные без них [А8].

Численное моделирование демонстрирует, что оптимальные длины волокна составляют <10 м для солитонов длительностью 0.2 пс, несколько десятков метров для солитонов длительностью 0.5 пс и >100 м для солитонов длительностью 1 пс. Промежуточные длительности солитонов предпочтительнее для достижения наибольшего сжатия (сильнее -20 дБ), так как для них соблюдается баланс между ограничивающими факторами (потерями для длинных импульсов и рамановскими эффектами для коротких импульсов) [А8].

Далее были проведены расчеты сжатия шумов для солитонов с длительностями в диапазоне 0.1-1 пс с шагом 0.1 пс с использованием полной модели для поиска оптимальных параметров. Оптимальное (наиболее сильное) сжатие и соответствующие длины волокон показаны на рисунках 1.9 (а, б) соответственно. Наиболее сильное оптимальное сжатие около -22 дБ достигается для солитонов длительностью 0.4 пс с энергией 2.7 нДж при длине волокна 23 м [А8].

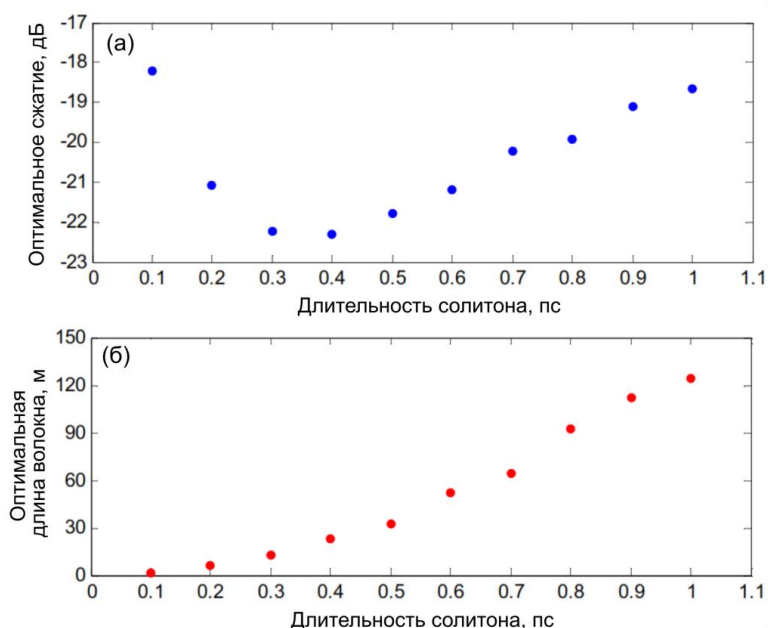


Рисунок 1.9. Оптимальное поляризационное сжатие шумов (а) и соответствующая оптимальная длина кварцевого волокна (б) в зависимости от длительности солитона.

### 1.5. Оптимизация сжатия квантовых флуктуаций ультракоротких импульсов. Детальное исследование влияния вынужденного комбинационного рассеяния

Проведено детальное численное моделирование и оптимизация поляризационного сжатия шумов ультракоротких импульсов, которые, в отличие от рассмотренных в пункте 1.4, уже не обязательно являются фундаментальными солитонами, но тоже имеют форму гиперболического секанса на входе в волокно:

$$A(t, 0) = \frac{\sqrt{P_0}}{ch(t/t_0)} \quad (1.23)$$

Расчеты проводились для различных параметров входного импульса и различной длины волокна в рамках модели, описанной в пункте 1.3. Но, в отличие от пункта 1.4, в котором исследовалось квантовое сжатие в волокнах с увеличенной площадью моды с целью увеличения пиковых мощностей импульсов, в данном пункте анализировалось сжатие в волокнах с более тонкой сердцевиной и немного увеличенным нелинейным коэффициентом  $\gamma$  по сравнению со стандартным волокном SMF28e. В экспериментах соавторов использовалось именно такое волокно по ряду технических причин, поэтому результаты моделирования позволили оптимизировать экспериментальную схему и сформулировать рекомендации для дальнейшего улучшения степени сжатия квантовых шумов ультракоротких импульсов [A2, A3]. Но, следует отметить, что при использовании волокон с другим коэффициентом нелинейности при сохранении соотношения  $\gamma P = \text{const}$  результаты не изменятся (при условии, что дисперсия будет близка к рассмотренной, что легко достигается для кварцевых волокон). Анализировались импульсы с длительностью в диапазоне  $T_{FWHM} = 0.11-0.5$  пс и энергией в диапазоне  $E = 2P_0t_0 = 22.5-120$  пДж. Проводилось моделирование нелинейной эволюции импульсов для 5000 реализаций стохастических траекторий для каждого начального условия. Параметры, используемые в моделировании, приведены в таблице 1.3.

Таблица 1.3. Параметры, используемые при моделировании сжатия шумов ультракоротких импульсов

Параметр	Значение
$\beta_2$	$-10.5 \text{ пс}^2/\text{км}$
$\beta_3$	$0.155 \text{ пс}^3/\text{км}$
$\gamma$	$3 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$
$\lambda_0$	$1.56 \text{ мкм}$
$T$	$300 \text{ К}$

На рисунке 1.10 показаны расчетные значения сжатия шумов в зависимости от двух параметров – энергии и длительности импульсов. Расчеты проводились на сетке размером  $14 \times 14$ , но для лучшей визуализации использовалась интерполяция данных на более плотной сетке. Каждая панель на рисунке 1.10 соответствует определенной указанной трассе распространения  $z$ .

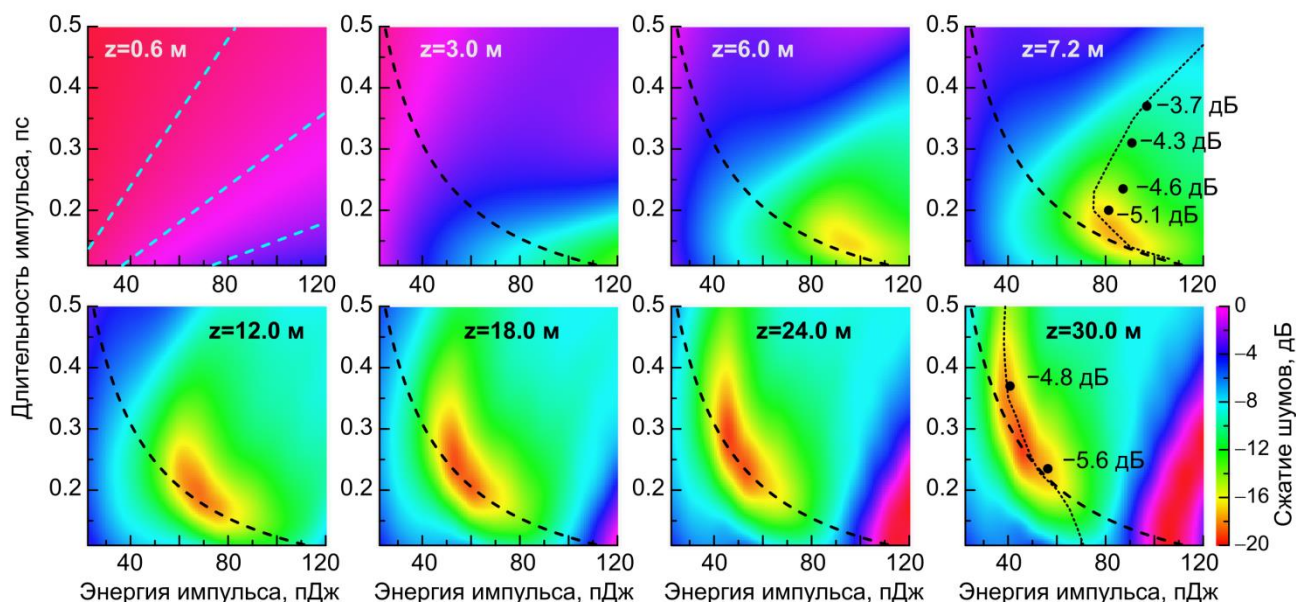


Рисунок 1.10. Результаты численного моделирования сжатия квантовых шумов импульсов при различных длинах кварцевых волокон  $z$  в зависимости от двух переменных: энергии и длительности импульса без учета потерь. Штриховые линии на графике для  $z = 0.6$  м соответствуют постоянной пиковой мощности. Штриховые черные линии на остальных графиках соответствуют параметрам фундаментального солитона. Пунктирные линии на графиках для  $z = 7.2$  м и  $z = 30$  м соответствуют максимальному сжатию при заданной длительности импульса. Черные точки показывают результаты измерений, полученные при оптимизации энергии импульса в эксперименте. Рядом с каждой точкой приведены измеренные значения сжатия.

В самом начале распространения импульса сжатие в основном зависит от его пиковой мощности (см. рисунок 1.10 для  $z = 0.6$  м). Чтобы продемонстрировать это, на график были добавлены штриховые линии постоянной пиковой мощности. Это поведение согласуется с простыми соображениями: на малых расстояниях эффекты нелинейного преобразования формы импульса не выражены, поэтому импульс в основном испытывает фазовую самомодуляцию и, следовательно, квантовое сжатие шумов пропорционально пиковой мощности и длине волокна (что также согласуется с начальными участками кривых сжатия на рисунке 1.8, полученных для солитонов). На больших расстояниях существенную роль начинают играть солитонные

эффекты, поэтому динамика импульса усложняется. Выраженные участки наилучшего сжатия формируются вдоль изогнутых линий. Наиболее сильное сжатие наблюдается при параметрах импульса, близких к фундаментальному солитону. Чтобы продемонстрировать это, на всех графиках (кроме  $z = 0.6$ ) приведены штриховые черные линии, соответствующие параметрам солитона. Для двух расстояний ( $z = 7.2$  м и  $z = 30$  м) приведены кривые, которые соответствуют энергиям импульсов, обеспечивающим максимальное сжатие после оптимизации по переменной длительности импульса (пунктирные линии на рисунке 1.10). При малой и средней длине волокна и большой длительности импульсам не хватает длины распространения для формирования фундаментального солитона, поэтому сжатие для таких импульсов в значительной степени зависит от пиковой мощности на входе. Это приводит к С-образной кривой оптимальной энергии для волокна длиной 7.2 м [A1].

Было проведено сравнение численных результатов с результатами измерений. Экспериментальные точки, полученные соавторами для нескольких длительностей импульса после оптимизации энергии импульса, показаны на рисунке 1.10 для длин волокна  $z = 7.2$  м и  $z = 30$  м [A1]. Видно, что экспериментальные точки очень хорошо совпадают с расчетными кривыми оптимальной энергии импульса. Они представляют собой два различных случая. Для более коротких расстояний оптимальная энергия импульса увеличивается по мере увеличения длительности импульса выше значения  $\sim 0.3$  пс. Для больших расстояний оптимальная энергия импульса уменьшается по мере увеличения длительности импульса, так что параметры импульса остаются близкими к параметрам фундаментального солитона. Абсолютные значения сжатия в эксперименте значительно меньше расчетных, но это связано с тем, что в моделировании, представленном на рисунке 1.10, не учитывалось влияние оптических потерь. Однако тенденции для оптимальных параметров импульса одинаковые. Как в результате численного моделирования, так и в эксперименте получено, что наилучшее сжатие достигается для импульсов с энергией, на 10-20% превышающей энергию для фундаментального солитона [A1].

Оптические потери в волокне, на выходе волокна и в детекторе сильно ограничивают степень сжатия, особенно для очень больших значений, полученных при моделировании без потерь (что согласуется с результатами, полученными в пункте 1.4). На рисунке 1.11 показано сжатие квантовых шумов, рассчитанное при включении различных потерь: собственных потерь в волокне 1 дБ/км, потерь на выходе волокна и потерь в схеме детектирования. С учетом только потерь волокна сжатие остается весьма высоким, хотя с увеличением длины волокна оно начинает ухудшаться. С дополнительными потерями 20% (оценочное значение для эксперимента) наблюдаемое сжатие насыщается на уровне около  $-6$  дБ, что близко к экспериментально измеренному результату. При меньших дополнительных потерях 5%,

которые предположительно можно достичь в тщательно оптимизированной схеме, ожидается сжатие квантовых шумов на уровне  $-10... -12$  дБ [A1].

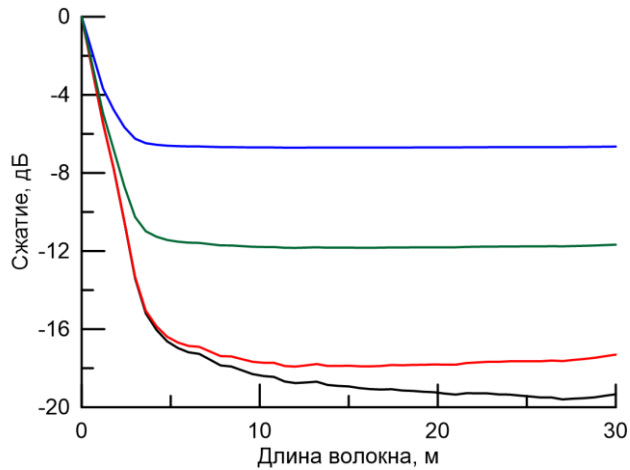


Рисунок 1.11. Максимальное сжатие квантовых шумов импульсов в зависимости от длины кварцевого волокна: без потерь (черная кривая), с учетом только собственных потерь в волокне  $\alpha = 1$  дБ/км (красная кривая), с учетом потерь в волокне и внешних потерь 5% (зеленая кривая), с учетом потерь в волокне и внешних потерь 20% (синяя кривая).

Далее детально исследовано влияние рамановских эффектов. Как было показано в пункте 1.4, рамановское рассеяние особенно сильно ограничивает сжатие при малых длительностях импульса. На рисунке 1.12 показано максимально достижимое сжатие, оптимизированное по энергии импульса, в зависимости от длительности импульса и длины волокна. Наблюдается четко очерченная область наилучшего сжатия. Оптимальная длительность импульса медленно смещается в сторону больших значений по мере увеличения расстояния распространения. Для объяснения такого поведения была построена приближенная теория с учетом влияния неконсервативного рамановского рассеяния. В классической теории эффект вынужденного рамановского рассеяния приводит к самосдвигу частоты импульса [3]. Для квантовой эволюции влияние рамановского рассеяния более сложное. Квантовое сжатие связано с возникновением определенных корреляций между частотными боковыми полосами квантового шума. Эти корреляции возникают из-за эффекта Керра при распространении импульса. Эффект рамановского рассеяния перераспределяет спектральные составляющие импульса и разрушает эти корреляции. Для получения приближенной оценки было предположено, что корреляции разрушаются, и сжатие уменьшается при смещении частотного спектра импульса на величину, сравнимую с его спектральной шириной. Это приводит к условию [A8]:

$$\frac{|\beta_2|T_{RZ}}{T^3} \equiv K \ll 1, \quad (1.24)$$

где  $T_R$  характеризует задержанный рамановский отклик,  $T_R \sim 3$  фс для кварцевого стекла [3]. Это условие должно быть выполнено, чтобы можно было пренебречь рамановскими эффектами. На рисунке 1.12 показаны линии постоянной величины  $K$ . Видно, что сжатие начнет улучшаться по мере уменьшения длительности импульса для любой фиксированной длины волокна, соответствующей увеличению  $K$ . Однако при слишком большом увеличении  $K$  сжатие насыщается, а затем ухудшается. Контуры области наилучшего сжатия очень хорошо совпадают с аналитическими предсказаниями. Порог, при котором рамановский эффект становится существенным, соответствует  $K \sim 0.05 \dots 0.1$ . Хотя представленное численное моделирование проводилось для конкретных параметров волокна, аналитическое условие (1.24) является достаточно универсальным и поэтому может использоваться в качестве ориентира при планировании и оптимизации экспериментов.

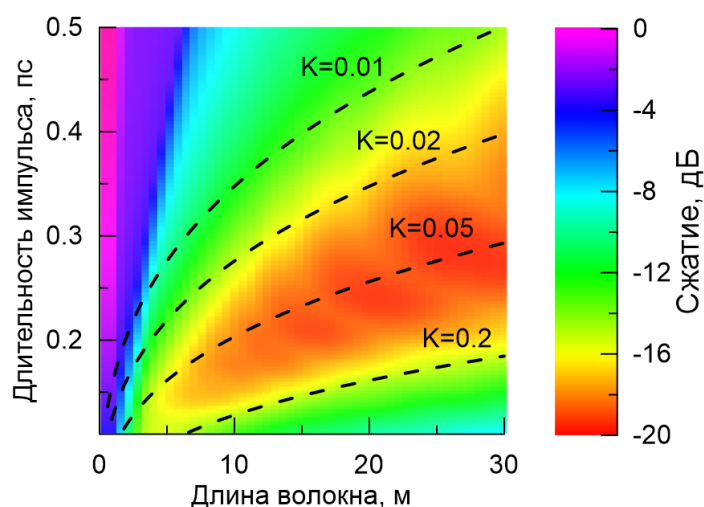


Рисунок 1.12. Рассчитанное сжатие, оптимизированное по энергии импульса, в зависимости от длительности импульса и длины волокна. Черные пунктирные линии соответствуют постоянным значениям  $K$  в условии (1.24).

### 1.6. Заключение к главе 1

Разработана реалистичная теоретическая модель для исследования поляризационного керровского сжатия квантовых шумов ультракоротких лазерных импульсов при распространении в оптических волокнах. Модель основана на применении метода восстановления формы функции Вигнера путем моделирования большого количества стохастических траекторий с использованием стохастического обобщенного нелинейного уравнения Шредингера и последующего моделирования схемы детектирования поляризационного сжатия на накопленных траекториях. Реализован эффективный численный



код, с помощью которого выполнено исследование особенностей сжатия шумов ультракоротких импульсов в кварцевых волокнах в диапазоне длин волн около 1.5 мкм.

Выполнена теоретическая оптимизация процесса генерации неклассического света со сжатой квантовой неопределенностью (сжатого когерентного света) при распространении ультракоротких импульсов, как соответствующих фундаментальным солитонам, так и отличающимся от них. Определены оптимальные длины волокна и параметры импульсов (длительность, энергия) для достижения наилучшего сжатия и подавления паразитных эффектов, таких как комбинационное (рамановское) рассеяние. Теоретические результаты согласуются с экспериментальными результатами соавторов. На основе анализа трехмерного массива данных, полученного при моделировании динамики импульсов, отличающихся от фундаментальных солитонов, определены области параметров для наилучшего сжатия и описаны общие тенденции, охватывающие широкий диапазон параметров импульсов и волокна. Показано, что наилучшее сжатие достигается для импульсов с энергией на 10-20% превышающей энергию для фундаментального солитона. Предложено простое аналитическое приближение, учитывающее действие рамановской нелинейности и обеспечивающее оптимальную длительность импульса для заданных параметров волокна с увеличенным значением нелинейного коэффициента по сравнению со значением  $\gamma$  для стандартного телекоммуникационного волокна SMF28e. Результаты теоретического анализа качественно согласуются с экспериментальными измерениями соавторов.

В результате численного исследования поляризационного сжатия квантовых флуктуаций ультракоротких солитонов длительностью 0.1–1 пс в кварцевом волокне с увеличенной площадью поля моды показано, что для относительно длинных солитонов ( $T_{FWHM} \geq 0.5$  пс) оптические потери ограничивают сжатие, а рамановские эффекты незначительны. Для относительно коротких солитонов ( $T_{FWHM} \leq 0.2$  пс) сжатие ограничивается рамановскими эффектами. Обнаружено, что при рассмотренных параметрах существует оптимальная длительность солитона ( $T_{FWHM} \sim 0.4$  пс), для которой достигается баланс между ограничивающими факторами. При этом теоретический предел сжатия (без учета потерь в схеме детектирования) составляет –22 дБ.

## Глава 2.

### Сжатие квантовых флуктуаций непрерывных лазерных сигналов в специальных волокнах из теллуридных и халькогенидных стекол с высокой керровской нелинейностью

#### 2.1. Введение

Одной из важных проблем квантовой оптики является расширение доступного диапазона длин волн источников неклассического излучения, что важно для многих применений. Как отмечается в работе [64], детекторы гравитационных волн нового поколения, вероятно, будут оперировать на длине волны 2 мкм, но для них требуется степень сжатия шумов сильнее  $-10$  дБ относительно стандартного квантового предела, впрочем, как и для некоторых других высокоточных измерительных устройств. В настоящее время активно разрабатываются волоконные лазеры двухмикронного диапазона с уровнем шумов, близким к квантовому пределу [65, 66], и дальнейшее сжатие шумов света этих источников в полностью волоконных системах представляет огромный практический интерес.

В настоящее время с точки зрения квантовой волоконной оптики относительно освоен спектральный диапазон около 1.5 мкм, но за его пределами волоконных источников неклассического света на данный момент нет. Это обусловлено тем, что в кварцевых волокнах с относительно небольшим коэффициентом керровской нелинейности ( $\gamma \sim 1$  (Вт км)<sup>-1</sup>) с увеличением длины волны значительно возрастают потери. Так, если на длине волны 1.55 мкм потери минимальны и составляют всего 0.2 дБ/км, то на длине волны 2 мкм они возрастают на два порядка до 20-50 дБ/км, что обуславливает практическую непригодность кварцевых волокон для квантовых приложений в двухмикронном диапазоне. Однако, существуют специальные некварцевые низкотемпературные стекла с гигантской нелинейностью [7], волокна из которых даже при сопоставимых потерях потенциально могут быть использованы для генерации неклассических состояний света за счет значительного сокращения требуемых длин. В качестве таких специальных волокон в работах диссертанта [A4, A7, A9, A10] предложено использовать волокна на основе теллуридных и халькогенидных стекол.

Теллуридные стекла представляют собой оксидные стекла на основе диоксида теллура (TeO<sub>2</sub>) с содержанием других оксидов, например, оксида вольфрама (WO<sub>3</sub>) или оксида цинка (ZnO), а также оксида лантана (La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), натрия (Na<sub>2</sub>O), висмута (Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) и др. [67]. Линейный показатель преломления для них составляет  $n \sim 2$ . Нелинейный показатель преломления  $n_2$  теллуридных стекол в 20-30 раз превышает значение  $n_2$  для кварцевого стекла [7, 12, 13, 68, 69]. Многие составы теллуридных стекол устойчивы против кристаллизации и обладают

подходящими для волоконной оптики физико-химическими свойствами [7, 67, 70, 71]. Оптические потери для лучших образцов волокон из теллуридных стекол составляют 20 дБ/км в диапазоне длин волн 1.5-2 мкм [72, 73].

Халькогенидные бескислородные стекла представляют собой класс неорганических стекол, состоящих из одного или нескольких халькогенов (Se, S, Te) в сочетании с As, Ga, Ge, Sb, In, P, лантаноидами и другими электроположительными элементами [14, 74]. Линейный показатель преломления халькогенидных стекол очень высок:  $n \sim 2.3-2.8$  в зависимости от химического состава [7, 74, 75]. Нелинейный показатель преломления  $n_2$  халькогенидных стекол на 2-3 порядка выше, чем у кварцевых стекол [7, 14, 74]. Экспериментально достигнутые оптические потери для лучших образцов халькогенидных стекол составляют 12–50 дБ/км в спектральном диапазоне  $\geq 2$  мкм (но не в диапазоне около 1.55 мкм, где потери существенно выше) [74, 76]. Теоретически оцененные минимальные собственные потери для них составляют всего лишь 0.1 дБ/км [77]. Для волокон оптические потери обычно выше, чем для стекол, из-за рассеяния на границе сердцевина-оболочка. Однако в ряде статей сообщалось о получении высококачественных волокон с малыми потерями. Например, для волокон As-S и As-Se минимальные продемонстрированные потери составили 12 дБ/км и 60 дБ/км соответственно [78, 79]. Ожидается, что совершенствование технологий изготовления высокочистых халькогенидных стекол и вытяжки волокон приведет к значительному снижению потерь [80].

Оптические волокна и волноводные структуры из теллуридных и халькогенидных стекол со специальными конструкциями, сильно локализующими свет внутри сердцевины в пространственном масштабе, составляющем всего несколько длин волн или даже сопоставимом с длиной волны излучения, могут иметь нелинейный керровский коэффициент  $\gamma$  на 2-5 порядков выше, чем стандартное телекоммуникационное волокно SMF28e с  $\gamma \sim 1$  (Вт·км) [12–14]. Волоконные световоды со ступенчатым профилем показателя преломления, а также со специально разработанными более сложными конструкциями (фотонно-кристаллические волокна, волокна с подвешенной сердцевиной, многосердцевинные волокна и др.) [7] представляют огромный интерес для нелинейно-оптических преобразований когерентного излучения благодаря высоким значениям кубических нелинейных откликов и широкой полосе прозрачности в ближнем и среднем ИК диапазоне (до  $\sim 5-6$  мкм в случае теллуридных волокон и до  $\sim 8-25$  мкм в случае халькогенидных волокон в зависимости от химического состава и качества образца). Так, в волокнах на основе этих низкотемпературных стекол продемонстрирована генерация спектрального суперконтинуума с шириной более двух октав [82–85], достигнута генерация предельно коротких импульсов, содержащих всего два периода колебаний поля [86], изучены процессы четырехволнового взаимодействия [87–89]. Но, в то же время, возможности применения халькогенидных и теллуридных волокон для реализации

квантового сжатия флуктуации до публикации работ диссертанта [A4, A7, A9, A10]) практически не исследовались, хотя экспериментальные реализации квантового эффекта генерации коррелированных пар фотонов в халькогенидных волокнах известны [9, 10]. Благодаря высоким значениям керровской нелинейности по сравнению со стандартными кварцевыми волокнами, для получения одинакового набега нелинейной фазы, определяющего сжатие квантовых флуктуаций, длины низкотемпературных волокон должны быть значительно меньше, чем длины кварцевых волокон, поэтому паразитное влияние потерь значительно уменьшается. Кроме того, сокращение длин волокон является огромным преимуществом и по причине того, что позволяет избежать вынужденного рассеяния Манделштама-Бриллюэна на акустических модах волокна, которое пропорционально длине волокна [5, 47]. По этой причине в данной главе пренебрегалось этим эффектом.

При разработке волоконных систем для квантового сжатия шумов также необходимо учитывать дополнительные потери, имеющиеся в системе, поскольку они тоже могут сильно ограничивать сжатие, как отмечалось в главе 1. Отметим, что поскольку низкотемпературные стекла имеют очень высокий показатель преломления, то френелевские потери на выходном торце могут достигать ~10% для теллуридных волокон и ~15-20% для халькогенидных. Однако эту проблему можно решить нанесением просветляющего покрытия на торец волокна. Поэтому потерями на границе волокно-воздух также можно пренебречь. Просветляющие покрытия, нанесенные на стеклянные элементы в экспериментальной схеме после керровского волокна, также позволяют уменьшить потери в системе. Следующим паразитным эффектом, который может ограничить керровское сжатие, является рамановское рассеяние, учитываемое в численном моделировании. Наконец, для измерения квантового сжатия шумов детектор должен быть «почти идеальным». Как отмечается в [64], нет принципиальных ограничений по достижению высокой квантовой эффективности фотодиодов в диапазоне длин волн около 2 мкм.

В данной главе рассмотрены теллуридные и халькогенидные волокна с реалистичными параметрами со ступенчатым профилем показателя преломления, поскольку в общем случае их оптические потери ниже, чем для волокон с другими конструкциями в силу технологических особенностей изготовления. Кроме того, волокна из низкотемпературных стекол со ступенчатым профилем показателя преломления являются коммерчески доступными (см., например, [90–92]), что может быть очень важно при разработке экспериментальных систем. Дисперсия для сплошных теллуридных и халькогенидных волокон со ступенчатым профилем показателя преломления и разницей показателей преломления между сердцевиной и оболочкой меньше, чем несколько процентов, является нормальной в двухмикронном диапазоне длин волн, поэтому в них не могут распространяться солитонные импульсы. В данной главе

проанализировано сжатие непрерывных лазерных сигналов с 10-Вт уровнем мощности, представляющих особый интерес для приложений, основанных на сверхточных интерферометрических измерениях.

## 2.2. Расчет параметров волокон

Был выполнен детальный расчет параметров реалистичных волокон из высоконелинейных низкотемпературных стекол с целью дальнейшего использования этих параметров для квантово-динамического моделирования сжатия непрерывного света.

Для нахождения параметров волокон со ступенчатым профилем показателя преломления из  $As_2Se_3$ ,  $As_2S_3$ , теллуричного и кварцевого стекол использован известный подход, основанный на численном решении уравнений Максвелла для аксиально-симметричной геометрии [3, 93]. Электрическое поле  $E(t, x, y, z)$  световой волны (где  $t$  — время,  $x, y, z$  — декартовы координаты) с почти линейной поляризацией вдоль оси  $x$ , распространяющейся в оптическом волокне вдоль ось  $z$ , можно представить в следующем виде [3]:

$$\mathbf{E}(t, x, y, z) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{x}} [F(x, y)A(t, z)e^{i\beta_0 z} e^{-i\omega_0 t} + c. c.] \quad (2.1)$$

где  $A(t, z)$  — комплексная медленно меняющаяся огибающая поля; функция  $F(x, y)$  характеризует поперечную модовую структуру волокна;  $\omega_0$  — центральная угловая частота ( $\omega_0 = 2\pi f_0 = 2\pi c/\lambda_p$ ,  $c$  — скорость света,  $\lambda_p$  — центральная длина волны накачки);  $\beta_j = (d\beta/d\omega_j)_{\omega=\omega_0}$ ;  $\beta$  — постоянная распространения;  $\omega$  — отстройка угловой частоты от  $\omega_0$ .

Для аксиально-симметричного волокна  $F(x, y) = F(r)e^{il\varphi}$ ,  $l = 0, 1, 2, \dots$ , а  $r$  и  $\varphi$  — полярные координаты. Уравнение, определяющее  $F(r)$ , получается из уравнений Максвелла. Решение хорошо известно для волокна со ступенчатым показателем преломления с радиусом сердцевины  $a = d/2$  ( $d$  — диаметр сердцевины волокна) [3, 93]:

$$F(r) = \begin{cases} J_l(\kappa r), & r \leq a \\ C_{clad} K_l(qr), & r \geq a \end{cases} \quad (2.2)$$

где  $J_l$  — функция Бесселя, а  $K_l$  — модифицированная функция Бесселя.

$$\kappa = \sqrt{n_{core}^2 k_0^2 - \beta^2}, \quad q = \sqrt{\beta^2 - n_{clad}^2 k_0^2} \quad (2.3)$$

$n_{core}$  и  $n_{clad}$  — частотно-зависимые показатели преломления сердцевины и оболочки соответственно;  $k_0 = \omega_0/c$ ; а постоянная  $C_{clad}$  определяется согласно граничному условию  $J_l(\kappa a) = C_{clad} K_l(qa)$ . Постоянная распространения  $\beta$  находится из характеристического уравнения [3, 93]:

$$\left[ \frac{J_l'(U)}{U J_l(U)} + \frac{K_l'(W)}{W K_l(W)} \right] \left[ \frac{J_l'(U)}{U J_l(U)} + \frac{n_{clad}^2}{n_{core}^2} \frac{K_l'(W)}{W K_l(W)} \right] = l^2 \left( \frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \left( \frac{1}{U^2} + \frac{n_{clad}^2}{n_{core}^2} \frac{1}{W^2} \right) \quad (2.4)$$

здесь  $U = \kappa a$  и  $W = qa$ . Для численного решения уравнения (2.4) использовался метод Ньютона.

Зависимости показателей преломления от длины волны рассчитывались по формуле Селлмейера:

$$n^2 = A + \sum_i \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i} \quad (2.5)$$

Константы  $A$ ,  $B_i$ ,  $C_i$  для рассматриваемых стекол приведены в Таблице 2.1.

Таблица 2.1. Коэффициенты Селлмейера для различных стекол.

$A$	$B_1$	$C_1$ (мкм <sup>2</sup> )	$B_2$	$C_2$ (мкм <sup>2</sup> )	$B_3$	$C_3$ (мкм <sup>2</sup> )
Кварцевое стекло [3]						
1	0.69616	0.00467	0.40794	0.01351	0.89748	97.934
Теллуритное стекло [94]						
2.49099	1.9515	0.05674	3.02126	225		
Халькогенидное As <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> стекло [95]						
1	4.99487	0.0584	0.12072	361	1.71237	0.2336
Халькогенидное As <sub>2</sub> S <sub>3</sub> стекло [96]						
$A$	$B_1$	$C_1$ (мкм <sup>2</sup> )	$B_2$	$C_2$ (мкм <sup>2</sup> )	$B_3$	$C_3$ (мкм <sup>2</sup> )
1	1.89837	0.0225	1.92230	0.0625	0.87651	0.1225
			$B_4$	$C_4$ (мкм <sup>2</sup> )	$B_5$	$C_5$ (мкм <sup>2</sup> )
			0.11887	0.2025	0.9569903	750

Числовые апертуры рассчитывались стандартным образом [3]:

$$NA = \sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2} \quad (2.6)$$

При этом  $n_{core} = n_{clad} + dn$ , где  $dn$  – разница показателей преломления между стеклом сердцевины и оболочки, которая достигается путем незначительного количественного изменения состава. Например, можно использовать стекла состава As<sub>40</sub>S<sub>60</sub>/As<sub>40-x</sub>S<sub>60+x</sub> или As<sub>40</sub>Se<sub>60</sub>/As<sub>40-x</sub>Se<sub>60+x</sub> для сердцевины/оболочки, где  $x$  может быть порядка единицы. В случае теллуритных волокон для повышения показателя преломления стекла сердцевины относительно стекла оболочки можно добавлять в состав стекла сердцевины оксид висмута Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [12, A7, A9].

Рассматривались только фундаментальные моды (HE<sub>11</sub>) волокон при  $l = 0$  и  $m = 1$ , где  $m$  — номер корня уравнения (2.4), при этом сортировка корней осуществлялась в порядке убывания  $\beta$ . После нахождения  $\beta$  и  $F(r)$  вычислялись квадратичные коэффициенты дисперсии  $\beta_2$  и нелинейные керровские коэффициенты  $\gamma$  [3]:

$$\gamma = \frac{4\pi^2 n_2 \left[ \int_0^\infty |F(r)|^2 dr \right]^2}{\lambda_p \int_0^\infty |F(r)|^4 dr} \quad (2.7)$$

На рисунке 2.1 показаны нелинейные керровские коэффициенты для халькогенидных волокон, рассчитанные на длине волны 2 мкм. Кружками отмечены длины волн отсечки (т.е. параметры левее этих кружков соответствуют одномодовым волокнам). Поскольку  $n_2$  для  $\text{As}_2\text{Se}_3$  стекла больше, чем для  $\text{As}_2\text{S}_3$  стекла, то и  $\gamma$  для  $\text{As}_2\text{Se}_3$  волокон выше при тех же  $dn$  и диаметрах сердцевины. Чем больше  $dn$ , тем сильнее мода локализуется вблизи сердцевины, поэтому меньше  $A_{eff}$  и больше  $\gamma$ . Для фиксированного значения  $dn$  зависимость нелинейного коэффициента от диаметра сердцевины немонотонная, а имеет максимум, обусловленный тем, что для совсем тонких сердцевины мода хуже удерживается вблизи сердцевины, ее крылья становятся шире (максимум для кривых, соответствующих  $dn = 0.01$ , не виден на графиках, т.к. расположен при  $d > 5$  мкм).

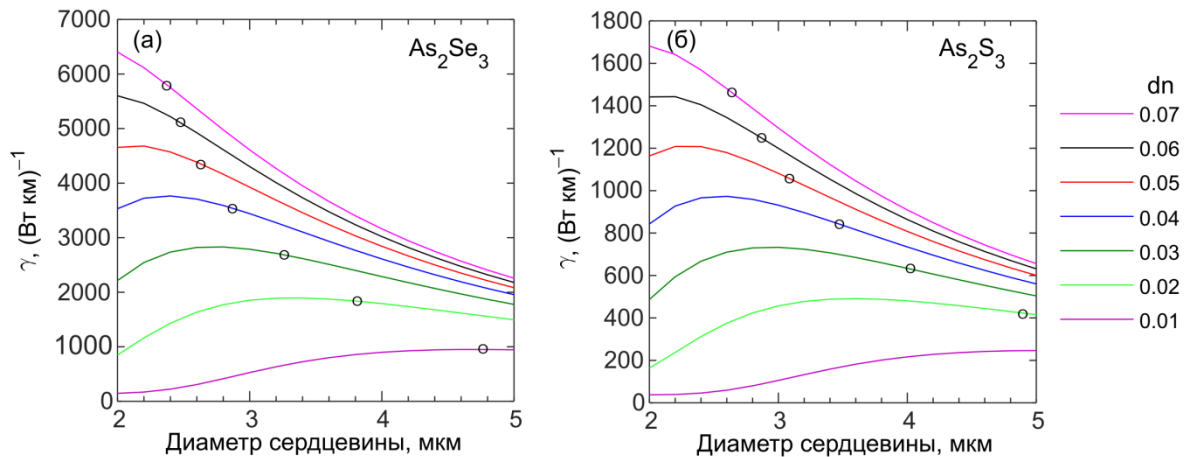


Рисунок 2.1. Нелинейный керровский коэффициент  $\gamma$ , рассчитанный на длине волны 2 мкм, в зависимости от диаметра сердцевины волокон на основе  $\text{As}_2\text{Se}_3$  стекла (а) и  $\text{As}_2\text{S}_3$  стекла (б) при разнице показателей преломления между сердцевиной и оболочкой  $dn$ . Кружки обозначают диаметр, соответствующий длине волны отсечки.

Была рассчитана дисперсия групповых скоростей для тех же значений  $dn$  и диаметров сердцевины, что и на рисунке 2.1. Она является нормальной во всем диапазоне рассмотренных параметров в двухмикронном диапазоне длин волн. Это достаточно ожидаемый результат, поскольку длины волн нулевой материальной дисперсии для рассмотренных стекол составляют  $ZDW \sim 7.2$  мкм для  $\text{As}_2\text{Se}_3$  стекла и  $ZDW \sim 4.9$  мкм для  $\text{As}_2\text{S}_3$  стекла, и для волокон с рассмотренным дизайном для тонких сердцевины наблюдается сдвиг  $ZDW$  в коротковолновую спектральную область, но волноводного вклада недостаточно, чтобы сместить  $ZDW$  в двухмикронный диапазон. Но известно, что халькогенидные волокна могут быть изготовлены и

с более тонкими сердцевинами вплоть до субмикронного размера, и для них нелинейные керровские коэффициенты могут быть в  $>10^5$  раз выше по сравнению с  $\gamma$  для стандартного кварцевого волокна SMF28e, но демонстрируемые потери таких волокон велики, а дисперсия аномальная [97], поэтому они не подходят для сжатия квантовых флуктуаций оптических сигналов и не рассматриваются в работе. Следует отметить, что в данной главе анализируются непрерывные лазерные сигналы, а для них в области аномальной дисперсии возможно развитие модуляционной неустойчивости, поэтому для сжатия шумов таких сигналов более предпочтительно использовать волокна с нормальной дисперсией.

Потери теллуритных волокон, в отличие от халькогенидных, как правило, слабо зависят от длины волны в диапазоне  $\sim 1.2$ -  $2.2$  мкм, поэтому теллуритные волокна представляют интерес для сжатия квантовых шумов света на длинах волн как около 1.55 мкм, так и около 2 мкм, где существуют лазерные источники с уровнем шума, близкого к квантовому пределу. Поэтому в данной работе при исследовании сжатия света в теллуритных волокнах рассматривались обе длины волны лазерного источника. Керровские коэффициенты для теллуритных волокон с различными значениями  $dn$  и диаметрами сердцевины, рассчитанные для фундаментальной моды как на длине волны 1.55 мкм, так и на длине волны 2 мкм, показаны на рисунке 2.2 (а, б). Видно, что общие тенденции такие же, как для халькогенидных стекол, но из-за меньшего нелинейного показателя преломления абсолютные значения  $\gamma$  ниже. Дисперсия рассмотренных в работе теллуритных волокон является нормальной в полуторамикронном и двухмикронном диапазонах длин волн.

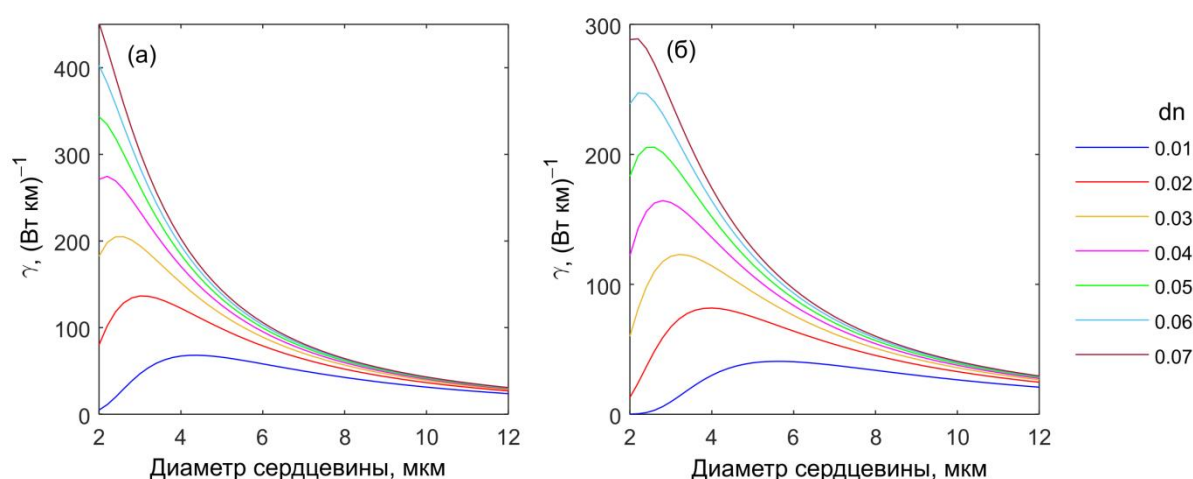


Рисунок 2.2. Нелинейный керровский коэффициент  $\gamma$ , рассчитанный в зависимости от диаметра сердцевины волокон на основе теллуритного стекла на длине волны 1.55 мкм (а) и на длине волны 2 мкм (б), при разнице показателей преломления между сердцевиной и оболочкой  $dn$ .



Как было показано выше, детерминированные и стохастические рамановские эффекты могут оказывать сильное влияние на динамику ультракороткого излучения, распространяющегося по нелинейному волокну. Более того, данными эффектами зачастую нельзя пренебрегать и при исследовании сжатия квантовых шумов непрерывных лазерных сигналов [A4, A7, A9, A10]. Вид рамановской функции отклика  $h_R(t)$ , введенной в первой главе (см. выражение (1.11)), для специальных низкотемпературных стекол значительно отличаются от функции отклика кварцевого стекла.

Для халькогенидного  $As_2Se_3$  стекла  $f_R = 0.1$ , а  $h_R(t)$  представима в виде

$$h_R(t) = f_a(\tau_1^{-2} + \tau_2^{-2})\tau_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right) + f_b(\tau_3^{-2} + \tau_4^{-2})\tau_3 \exp(-t/\tau_4) \sin(t/\tau_3), \quad (2.8)$$

где  $f_a = 0.7$ ,  $f_b = 0.3$ ,  $\tau_1 = 23$  фс,  $\tau_2 = 230$  фс,  $\tau_3 = 20.5$  фс,  $\tau_4 = 260$  фс [95].

Для халькогенидного  $As_2S_3$  стекла  $f_R = 0.1$ , а модельная функция  $h_R(t)$  записывается как

$$h_R(t) = (\tau_1^{-2} + \tau_2^{-2})\tau_1 \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1), \quad (2.9)$$

здесь  $\tau_1 = 15.5$  фс,  $\tau_2 = 230.5$  фс [98].

Для теллуритного стекла  $f_R = 0.51$ , а  $h_R(t)$  может быть аппроксимирована функцией вида [99]:

$$h_R(t) = \sum_{j=1}^7 B_{Rj} \exp(-g_{Rj}t) \exp(-\Gamma_{Rj}^2 t^2 / 4) \sin(\omega_{Rj}t). \quad (2.10)$$

с коэффициентами  $B_{Rj}$ ,  $g_{Rj}$ ,  $\Gamma_{Rj}$ ,  $\omega_{Rj}$  ( $j = 1, 2, \dots, 7$ ), приведенными в таблице 2.2 [99].

Таблица 2.2. *Параметры, описывающие рамановскую функцию отклика в теллуритных волокнах.*

$j$	$B_{Rj}$ , THz	$g_{Rj}$ , THz	$\Gamma_{Rj}$ , THz	$\omega_{Rj}$ , THz
1	8.518	6.269	15.675	25.33
2	4.424	4.306	10.767	53.76
3	14.488	5.015	12.539	80.95
4	3.465	2.687	6.719	112.61
5	8.258	2.412	6.029	124.07
6	1.649	1.458	3.645	135.12
7	13.765	2.874	7.184	141.87

На рисунке 2.3 показаны действительные и мнимые части спектров исследуемых низкотемпературных стекол, а также для сравнения аналогичные зависимости для кварцевого стекла.

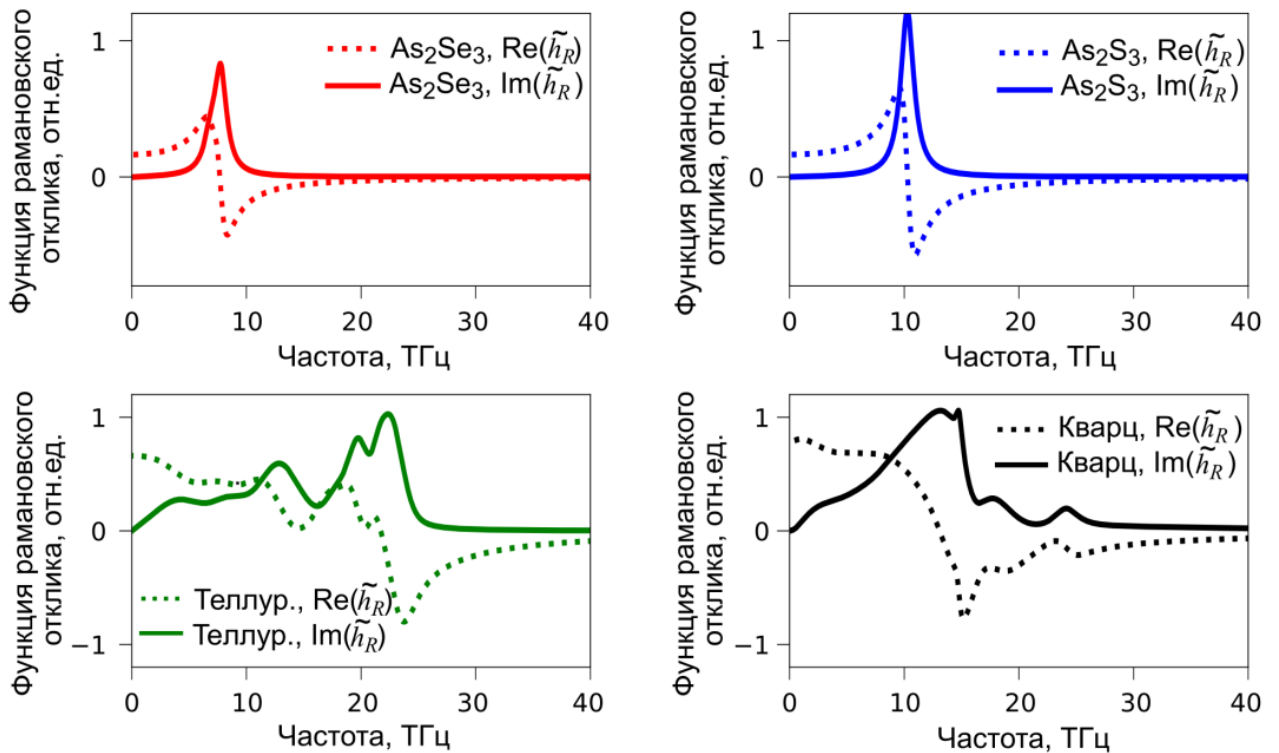


Рисунок 2.3. Действительные и мнимые части модельных функций рамановского отклика в зависимости от частоты для различных стекол: халькогенидного  $As_2Se_3$ , халькогенидного  $As_2S_3$ , теллуридного и кварцевого.

### 2.3. Сжатие флуктуаций непрерывных лазерных сигналов на длине волны 2 мкм в теллуридных и халькогенидных волокнах

#### 2.3.1. Исследование в рамках упрощенной аналитической модели

Численное моделирование квантового сжатия шумов при оптимизации по нескольким параметрам требует достаточно большого количества вычислительных ресурсов, поскольку для расчетов требуется использовать большое число реализаций ( $\sim 10^3$ ) для каждой точки в пространстве этих параметров. Поэтому, прежде чем проводить детальные исследования в рамках полной численной модели с учетом особенностей волокон разного типа, были произведены оценки с использованием аналитических формул (1.17) и (1.18), позволяющих учесть сжатие шумов непрерывных сигналов с учетом потерь, «сконцентрированных» на выходе волокна без учета рамановских эффектов. Была построена диаграмма сжатия шумов от двух параметров – керровского параметра  $\gamma Pz$  и потерь  $\kappa$  безотносительно типа волокна (рисунок 2.4). Рисунок 2.4 демонстрирует, что оценочное сжатие сильнее  $-10$  дБ можно ожидать при  $\gamma Pz > 3$  и потерях  $\kappa < 0.4$  дБ. С учетом рассчитанных нелинейных коэффициентов

халькогенидных и теллуридных волокон можно оценить, что требуемые длины для достижения нужного нелинейного набега фазы для непрерывных лазерных источников 10-Вт класса мощности могут составлять от десятков сантиметров до единиц метров в зависимости от типа стекла, определяющего  $n_2$ , и параметров волокна  $dn$  и  $d$ . При этом потери, проинтегрированные по длине волокна, могут составлять требуемые десятые или даже сотые доли дБ. Важно отметить, что при достаточно больших значениях керровского параметра ( $\gamma Pz > 3$ ) изолинии, соответствующие постоянному сжатию, расположены практически горизонтально на рисунке 2.4, что означает, что потери являются сильно ограничивающим фактором, а увеличение длины волокна с целью увеличения нелинейного набега фазы не является рациональным, начиная с определенных значений  $z$ .

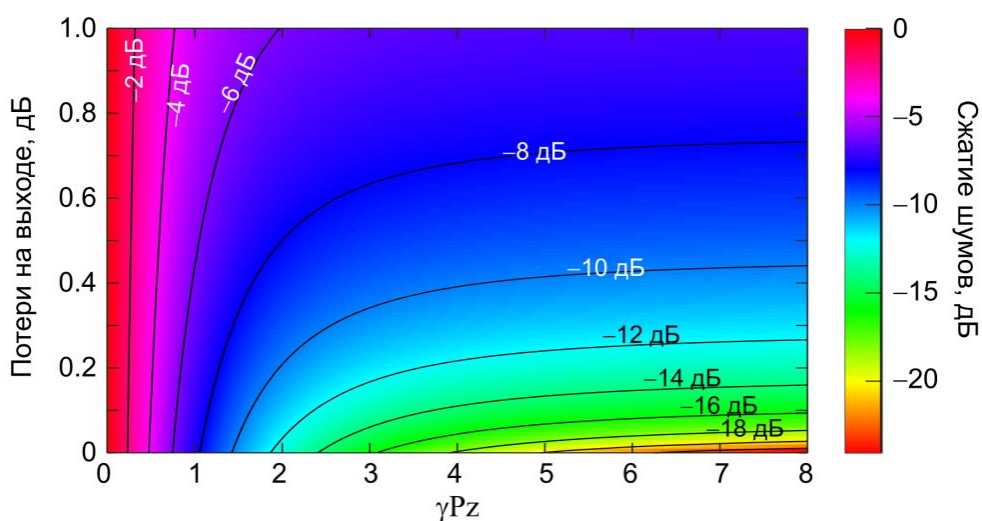


Рисунок 2.4. Сжатие квантовых шумов, оцененное по аналитической формулам (1.17)-(1.18), с учетом сосредоточенных на выходе волокна потерь в зависимости от величины этих потерь и керровского параметра  $\gamma Pz$ .

Оптимальное сжатие как функция параметра  $(\alpha/\gamma P)$  приведено на рисунке 2.5 (а) для различных значений «сконцентрированных» потерь  $\kappa$ . Оптимальное значение  $\phi_{\text{Кегг}}$ , которое обеспечивает оптимальное сжатие, в зависимости от параметра  $(\alpha/\gamma P)$  показано на рисунке 2.5 (б). Ожидаемое сжатие сильнее  $-10$  дБ при реалистичных потерях волокон достигается для  $(\alpha/\gamma P) \leq 0.05$ .

Таким образом, выполненные оценки в рамках упрощенной аналитической модели демонстрируют перспективность применения специальных высоко нелинейных волокон для квантового сжатия света и мотивируют проведение детальных ресурсоемких численных исследований в рамках продвинутой модели.

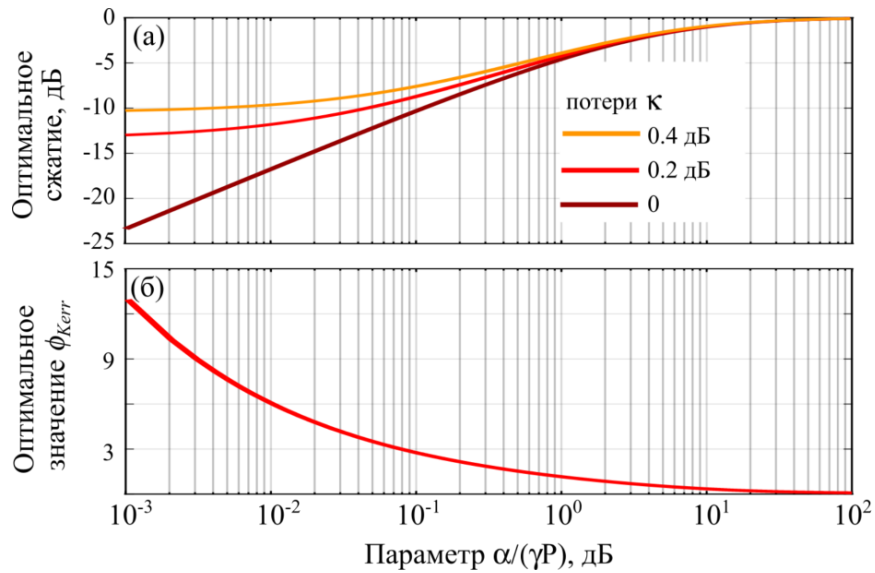


Рисунок 2.5. (а) Оптимальное сжатие квантовых шумов как функция параметра  $\alpha/(\gamma P)$  для различных значений потерь  $\kappa$ . (б) Оптимальное значение  $\phi_{Kerr}$  как функция параметра  $\alpha/(\gamma P)$

### 2.3.2. Численное моделирование

Было выполнено детальное численное моделирование сжатия квантовых шумов непрерывных лазерных сигналов в волокнах с реалистичными параметрами в рамках модели, изложенной в первой главе. В отличие от упрощенной аналитической модели, это моделирование учитывало влияние рамановского вклада, дисперсии, а также точнее учитывало вклад линейных потерь. В качестве начального условия для моделирования уравнения (1.5) задавался сигнал на одной частоте с добавлением шума, определенного выражением (1.15). Были рассмотрены волокна из трех типов низкотемпературных стекол (халькогенидное  $As_2Se_3$ , халькогенидное  $As_2S_3$  и теллуридное). Волокна из стекла  $As_2Se_3$ , обладающего самым высоким нелинейным показателем преломления среди выбранных типов световодов, успешно изготавливаются многими научными группами и коммерческими компаниями [7, 14, 90, 91]. Известно, что при отсутствии оптических потерь и процессов неупругого рассеяния дисперсия флуктуаций одной квадратурной компоненты монотонно убывает с ростом керровского параметра (нелинейного набега фазы)  $\phi_{Kerr} = \gamma Pz$  на начальном этапе эволюции [59], что было продемонстрировано в предыдущем пункте. Однако вклад паразитных процессов ухудшает сжатие квантовых шумов, накапливаясь с увеличением  $z$ . Таким образом, желательна конструкция волокна, обеспечивающая большие значения  $\gamma$ . Был выбран достаточно малый диаметр волокна  $As_2Se_3$ , чтобы обеспечить огромный нелинейный керровский коэффициент и одномодовое распространение света на длине волны 2 мкм. Однако дальнейшее уменьшение диаметра может оказаться нецелесообразным, поскольку это сложно с технологической точки

зрения, а в конечном итоге может оказаться даже контрпродуктивным с принципиальной точки зрения, поскольку при уменьшении диаметра сердцевинки до значений, меньших длины волны, мода перестает эффективно удерживаться вблизи сердцевинки, и ее размер становится значительно больше, чем площадь поперечного сечения сердцевинки (см. рисунок 2.1). При рассмотрении волокна из  $As_2S_3$  стекла было специально выбрано коммерчески доступное волокно [90], чтобы продемонстрировать, что техническая реализация эффектов сжатия квантового шума в предлагаемом подходе может быть достаточно простой. При рассмотрении теллуридных волокон исследовались волокна, продемонстрированный ранее в работах других научных групп [73], а также волокна, изготовленные соавторами диссертанта [A7, A9]. Для сравнения также анализировалось стандартное телекоммуникационное кварцевое волокно SMF28e. В таблице 2.3 приведены заданные и рассчитанные параметры рассматриваемых волокон.

Таблица 2.3. Параметры, используемые при моделировании сжатия шумов непрерывных лазерных сигналов в различных волокнах

Параметр	Обозначение	Размерность	Тип стекла анализируемого волокна			
			$As_2Se_3$	$As_2S_3$	Теллуридное	Кварцевое
Диаметр сердцевинки	$d$	мкм	2.6	5	2.7	8.2
Числовая апертура	$NA$		0.58	0.3	0.5	0.14
Нелинейный керровский коэффициент	$\gamma$	$(Вт км)^{-1}$	5000	400	200	0.6
Коэффициент дисперсии	$\beta_2$	пс <sup>2</sup> /км	790	350	170	-80
Доля рамановского вклада	$f_R$		0.1	0.1	0.51	0.2
Оптические потери	$\alpha$	дБ/км	60	50	20	20
Длина волны накачки	$\lambda_p$	мкм	2			
Температура	$T$	К	300			

На рисунке 2.6 представлены результаты численного моделирования в рамках уравнений (1.5)–(1.10) с использованием параметров, представленных в таблице 2.3. На рисунке 2.6 каждый ряд соответствует определенному типу волокна.

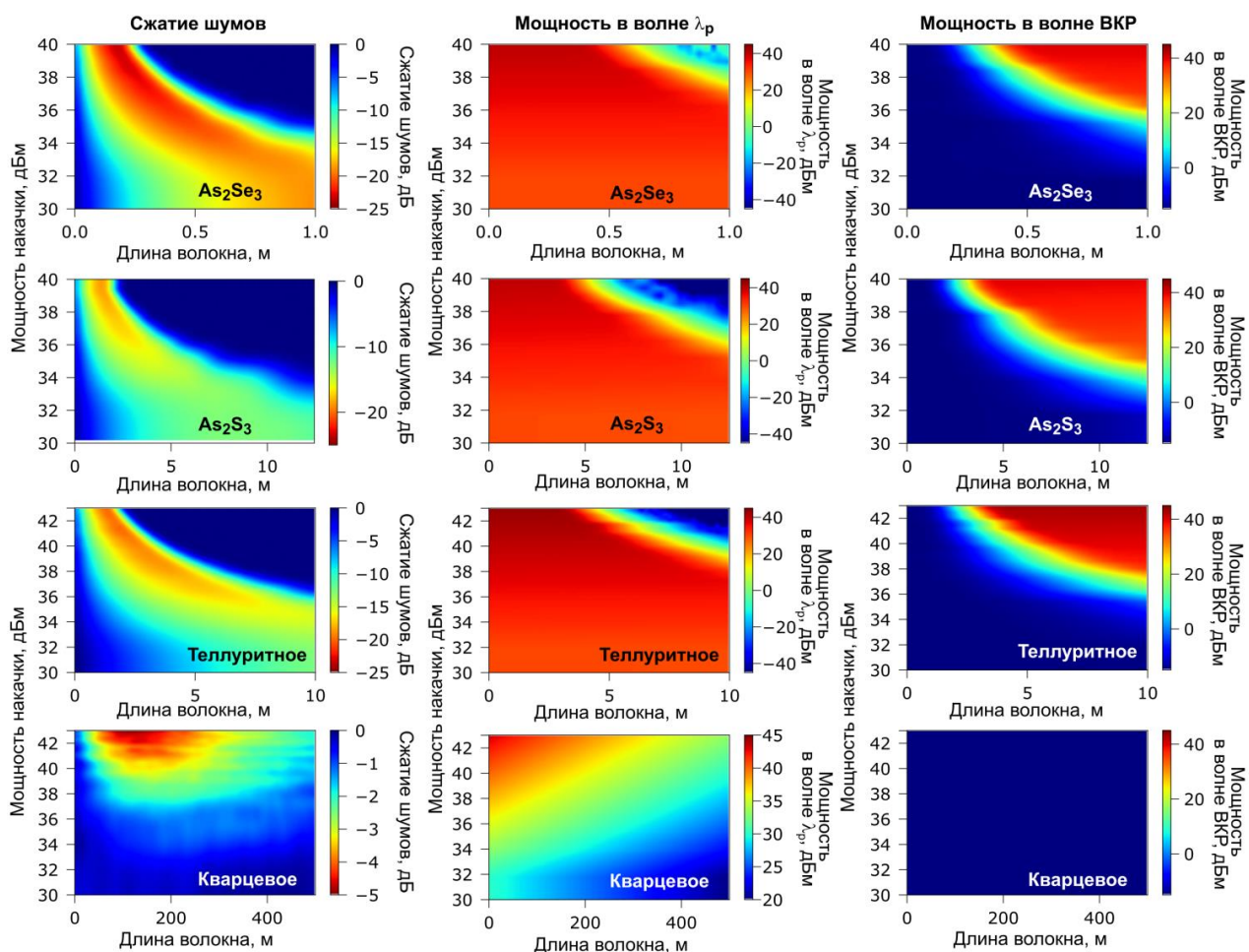


Рисунок 2.6. Результаты численного моделирования сжатия квантовых шумов (левый столбец); мощности в лазерном сигнале на длине волны накачки  $\lambda_p = 2$  мкм (средний столбец) и мощности в рамановской (ВКР) волне (правый столбец) в зависимости от длины волокна и от мощности накачки для волокон из различных стекол. Верхний ряд – волокно из халькогенидного  $As_2Se_3$ , стекла, второй ряд – из халькогенидного  $As_2S_3$  стекла, третий ряд – из теллуридного стекла, нижний ряд – стандартное телекоммуникационное волокно SMF28e из кварцевого стекла.

Сжатие квантового шума в зависимости от длины волокна и мощности накачки показано в левой колонке. Как и ожидалось, чем выше мощность накачки, тем сильнее оптимальное сжатие. Однако сжатие не является монотонной функцией длины волокна; существуют оптимальные длины, при которых оно наиболее сильное. При этом минимум достаточно

широкий, а сжатие вблизи оптимальных значений достигается в достаточно широком диапазоне длин волокон при фиксированной мощности света. Кроме того, чем выше мощность, тем короче оптимальная длина волокна. Для объяснения этих особенностей были рассчитаны выходные мощности на длине волны накачки  $\lambda_p$ , а также в рамановской волне в зависимости от двух параметров – длины волокна и мощности накачки (средний и правый столбцы на рисунке 2.6 соответственно). В данном случае мощности представлены в логарифмическом масштабе для удобства визуализации. Следует напомнить, что дБм – это единица абсолютного уровня по отношению к мощности 1 мВт ( $1 \text{ Вт} = 30 \text{ дБм}$ ,  $2 \text{ Вт} = 33 \text{ дБм}$ ;  $4 \text{ Вт} = 36 \text{ дБм}$ ;  $10 \text{ Вт} = 40 \text{ дБм}$ ;  $20 \text{ Вт} = 43 \text{ дБм}$ ). Видно, что при относительно высоких мощностях накачки ( $>36 \text{ дБм}$ ) и длинах, больше оптимальных, детерминированная рамановская нелинейность играет существенную роль для волокон из низкотемпературных стекол. Наблюдается значительная перекачка энергии от волны, соответствующей накачке  $\lambda_p$ , в рамановскую волну (мощности на длине волны  $\lambda_p$  резко уменьшаются, а мощности в рамановских волнах резко увеличиваются к правому углу на соответствующих рисунках для волокон из низкотемпературных стекол на рисунке 2.6). При относительно малых мощностях накачки ( $<33 \text{ дБм}$ ) детерминированная рамановская нелинейность не очень важна; основным ограничивающим фактором являются оптические потери. Это было проверено дополнительным численным моделированием, в котором последовательно отключались эффекты детерминированного вынужденного комбинационного рассеяния, оптические потери и шум рамановского рассеяния, а результаты сравнивались с результатами, полученными в полной модели [A4]. Для стандартных кварцевых волокон потери являются основным ограничивающим фактором для всех рассматриваемых значений мощности.

Рисунок 2.6 демонстрирует, что теоретическое сжатие квантового шума сильнее  $-20 \text{ дБ}$  ожидается для специальных волокон из  $\text{As}_2\text{Se}_3$  стекла при их длинах менее 1 м. Для волокон из  $\text{As}_2\text{S}_3$  и теллуритного стекла сжатие квантового шума в диапазоне  $-20 \dots -15 \text{ дБ}$  может быть достигнуто при длинах волокон порядка 1 м. Стандартные кварцевые волокна не подходят для сильного сжатия квантовых флуктуаций на длине волны 2 мкм, так как при требуемых длинах  $>100 \text{ м}$  оптические потери резко ухудшают сжатое состояние [A4].

#### ***2.4. Сжатие флуктуаций непрерывных лазерных сигналов на длине волны 1.55 мкм в теллуритных волокнах***

Теллуритные стекла в телекоммуникационном диапазоне длин волн около 1.55 мкм обладают такими же потерями, как и в двухмикронном диапазоне, в отличие от халькогенидных

стекло, для которых потери в телекоммуникационном диапазоне значительно выше. Поэтому теллуритные волокна представляют интерес с точки зрения квантового сжатия шумов оптических сигналов и в телекоммуникационном диапазоне. Соавторами диссертанта В.В. Дорофеевым и С.Е. Моториным в ИХВВ РАН были изготовлены образцы высококачественных волокон с низкими потерями из теллуритного стекла с экстремально низким содержанием примесей и гидроксильных групп [А7, А9]. Параметры этих волокон использовались в моделировании с целью оценки реальных значений сжатия света, которые можно ожидать в эксперименте. Также для сравнения использовались параметры лучших образцов с более тонкой сердцевиной и более высоким значением  $\gamma$ , о которых известно из литературных данных [73]. Эти же волокна для оценки использовались в пункте 2.3.2, но здесь значение  $\gamma$  в полтора раза выше из-за того, что длина волны меньше и эффективная площадь моды тоже меньше, поэтому при равных потерях ожидается более сильное оптимальное сжатие, чем на длине волны 2 мкм.

Одномодовое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления было изготовлено из стекол цинк-теллуритной системы [А7, А9]. Оно состояло из сердцевины и двух оболочек. Увеличение показателей преломления сердцевины и первой оболочки для создания волноводной структуры достигалось добавлением оксида висмута  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  в состав стекла. Процедура синтеза стекол подробно описана в [71, А7, А9]. Из стекол сердцевины и первой оболочки была сформирована двухслойная монолитная преформа, из стекла второй оболочки - жакетирующая трубка. Методика изготовления волокон со ступенчатым профилем показателя преломления с применением сплошной двухслойной заготовки обеспечивают защиту высокочистого стекла сердцевины оболочкой от внешнего загрязнения на всех этапах изготовления оптического волокна, обеспечивая таким образом низкие оптические потери. Изготовленные преформа и трубка характеризуются высокой оптической однородностью, не содержат точечных рассеивающих дефектов. Граница раздела между сердцевиной и оболочкой хорошо заметна и также не содержит видимых дефектов. Исследуемое волокно было изготовлено вытяжкой из сборки, составленной из жакетирующей трубки и растянутой в палочку преформы. Вариацией скоростей подачи заготовки и вытяжки световода было изготовлено волокно с диаметрами сердцевины / первой оболочки / второй оболочки - 10/90/300 мкм. На рисунке 2.7(а,б) показаны фотографии преформы, а на рисунке 2.7(в) – изображение торца волокна, полученное на оптическом микроскопе [А7, А9]. Измеренные показатели преломления на длине волны 1.539 мкм составили 2.0236 для стекла сердцевины и 2.02 для стекла первой оболочки. Данное волокно является одномодовым на длине волны 1.55 мкм. Расчетные значения нелинейного керровского коэффициента  $\gamma$  и коэффициента квадратичной дисперсии  $\beta_2$  составляют  $\gamma = 30 \text{ (Вт км)}^{-1}$ ,  $\beta_2 = 150 \text{ пс}^2/\text{км}$  [А7, А9].



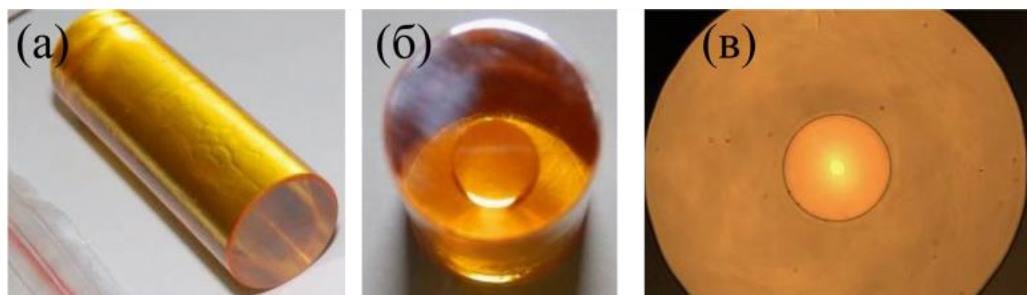


Рисунок 2.7. (а, б) Фотографии изготовленной в ИХВВ РАН преформы из теллуридного стекла. (в) Изображение торца волокна с диаметрами сердцевины / первой оболочки / второй оболочки 10/90/300 мкм, полученное на оптическом микроскопе.

Было проведено численное моделирование сжатия квантовых шумов света в рамках полной модели, а также для сравнения выполнены оценки с помощью аналитических формул (1.17)-(1.18) при следующих параметрах системы:  $P_0 = 20$  Вт, длина волны 1.55 мкм, температура 300 К. Для сравнения рассмотрены три значения оптических потерь:  $\alpha = 10, 20, 50$  дБ/км. Для каждого значения выбранных потерь проводилось моделирование для 1000 случайных реализаций начальных шумов, после чего производился расчет сжатия шумов, как описано выше. На рисунке 2.8 показаны результаты расчетов. Качественно результаты совпадают с результатами, полученными в предыдущем пункте и в главе 1 для ультракоротких импульсов. А именно, зависимость сжатия от длины волокна имеет достаточно широкий минимум, т.е. достижение значений, близких к оптимальным, возможно в достаточно широком диапазоне  $z = 6-13$  м. Чем меньше потери, тем сильнее оптимальное сжатие. Для значения  $\alpha = 20$  дБ/км ожидается сжатие квантовых флуктуаций сильнее, чем  $-15$  дБ. Аналитические формулы адекватно описывают систему лишь на начальном этапе нелинейной эволюции. При  $z > 5$  м становится важным влияние потерь, а при  $z > 13$  м становятся значительными рамановские эффекты. Аналитическая формула (1.18) предсказывает меньшие абсолютные значения оптимального сжатия флуктуаций по сравнению с полным моделированием с распределенными потерями, что может быть объяснено как в пункте 1.4 (квантовый шум, добавленный на ранней стадии эволюции, сжимается в последующем отрезке волокна, а формула (1.18) применяет потери на выходе волокна, поэтому на них не влияет нелинейная эволюция).

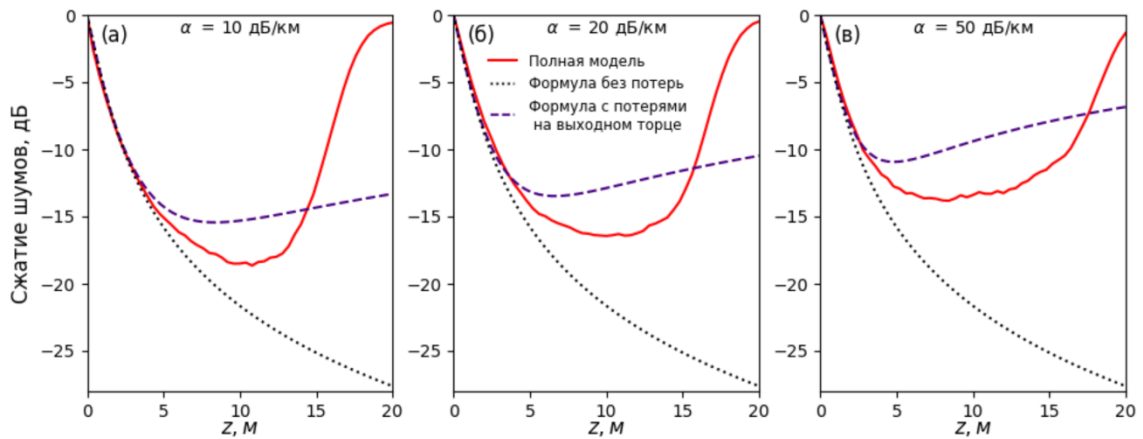


Рисунок 2.8. Сжатие шумов непрерывного лазерного излучения мощностью 20 Вт на длине волны 1.55 мкм при распространении в теллуридном волокне с диаметром сердцевины 10 мкм и  $\gamma = 30 \text{ (Вт км)}^{-1}$  при  $\alpha = 10 \text{ дБ/км}$  (а); 20 дБ/км (б); 50 дБ/км (в).

Также было проведено моделирование сжатия шумов непрерывного света в теллуридном волокне с более тонкой сердцевиной около 3 мкм [A10]. На рисунке 2.9 показано, что даже при меньшей мощности 10 Вт за счет большего в 10 раз коэффициента нелинейности (по сравнению с параметрами, использованными для расчета рисунка 2.6) можно сократить оптимальные длины до 2-5 м и при потерях в волокне 20 дБ/км ожидать сжатие сильнее, чем  $-20 \text{ дБ}$  (при отсутствии любых других потерь). Сильно ограничивающим фактором является вынужденное комбинационное рассеяние, приводящее к передаче мощности от излучения накачки в рамановскую волну. Отметим, что в том же волокне при той же мощности непрерывного сигнала 10 Вт, но на длине волны около 2 мкм, максимальное сжатие, определенное из представленных на рисунке 2.6 данных (для 40 дБм), составляет  $-18 \text{ дБ}$ .

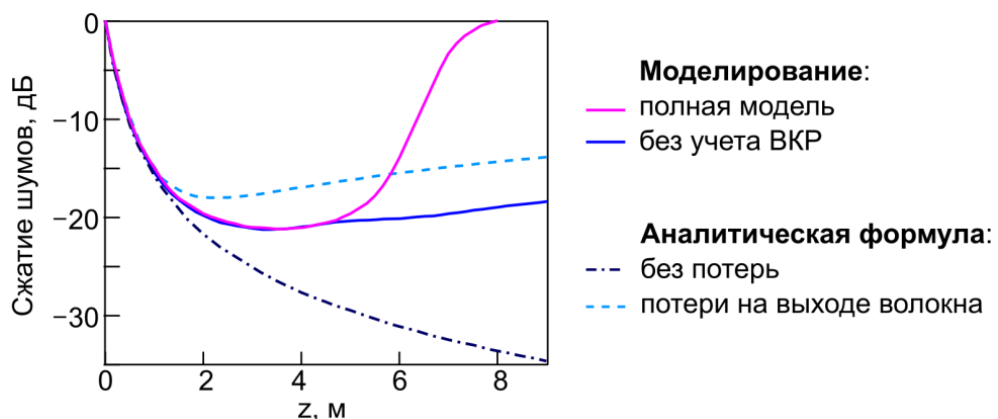


Рисунок 2.9. Сжатие шумов непрерывного лазерного излучения мощностью 10 Вт на длине волны 1.55 мкм при распространении в теллуридном волокне с диаметром сердцевины  $\sim 3 \text{ мкм}$  и  $\gamma = 300 \text{ (Вт км)}^{-1}$  при  $\alpha = 20 \text{ дБ/км}$ .

Для сравнения был выполнен анализ сжатия шумов непрерывного сигнала на длине волны 1.55 мкм в стандартных кварцевых волокнах [А7]. На рисунке 2.10 приведены численные и аналитические результаты при мощности 20 Вт. В кварцевых волокнах достигается значение -14 дБ, что немного хуже, чем ожидаемые оптимальные значения -18...-16 дБ для теллуритного волокна с диаметром сердцевины 10 мкм и -20 дБ для теллуритного волокна с диаметром сердцевины ~3 мкм. Важно отметить, что характерные длины кварцевых волокон для оптимального сжатия составляют 120–300 м, в то время как для теллуритных волокон менее 10 м. Следует напомнить, что в численном моделировании не учитывается рассеяние Манделъштама-Бриллюэна на акустических волнах, которое значительно ухудшает сжатие шумов в длинных трассах (>100 м) [47], поэтому результаты в эксперименте по сжатию непрерывных сигналов в кварцевых волокнах могут быть значительно хуже, чем на рисунке 2.10 (даже при отсутствии дополнительных потерь), в то время как для теллуритных волокон из-за их относительно небольших длин рассеяние Манделъштама-Бриллюэна практически не скажется.

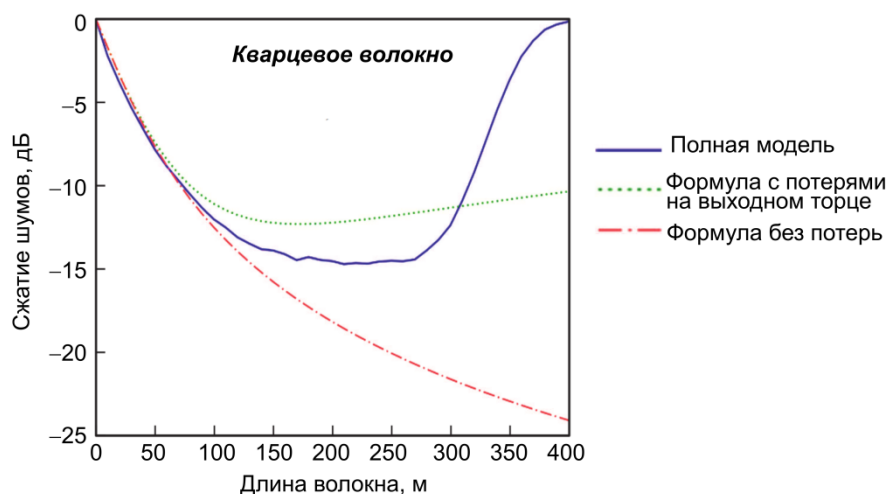


Рисунок 2.10. Сжатие шумов непрерывного лазерного излучения мощностью 20 Вт на длине волны 1.55 мкм при распространении в кварцевом волокне с диаметром сердцевины с  $\gamma = 1$   $(Вт км)^{-1}$  при  $\alpha = 1$  дБ/км.

## 2.5. Заключение к главе 2.

Предложена и детально теоретически исследована генерация неклассических состояний непрерывного лазерного излучения 10-Вт класса мощности в двухмикронном диапазоне длин волн со сжатыми квантовыми шумами сильнее -10 дБ в волокнах из теллуритных и халькогенидных стекол. Проанализированы коммерческие волокна и специальные волокна с

реалистичным дизайном со ступенчатым профилем показателя преломления с нелинейными керровскими коэффициентами на 2–4 порядка выше, чем у стандартных кварцевых волокон. Именно благодаря огромным значениям нелинейных керровских коэффициентов оптимальные длины волокон оказываются порядка одного метра, поэтому действие оптических потерь, составляющих несколько десятков дБ/км, не является критичным. Кроме того, такие короткие длины позволяют пренебречь эффектом вынужденного рассеяния Манделштама-Бриллюэна. Исследования выполнены в рамках стохастического модифицированного нелинейного уравнение Шредингера с учетом керровской нелинейности, распределенных потерь в волокне и процессов неупругого рамановского рассеяния света. Для лучшего качественного понимания происходящих процессов также выполнены оценки в рамках аналитического подхода, не позволяющего учесть рамановские эффекты, но позволяющего учесть потери, «сконцентрированные» на выходном торце волокна.

В рамках полной математической модели выявлены факторы, ограничивающие сжатие шумов. При относительно высоких мощностях накачки ( $>36$  дБм) и длинах, больше оптимальных, детерминированная рамановская нелинейность играет существенную роль. При относительно малых мощностях накачки ( $<33$  дБм) рамановская нелинейность не очень важна; основным ограничивающим фактором являются оптические потери в волокне. Численно продемонстрировано, что предельные возможности сжатия квантовых флуктуаций составляют  $-20$  дБ для специального волокна из  $As_2Se_3$  стекла при оптимальной длине менее 1 м (без учета потерь в схеме детектирования). Для коммерческих волокон из  $As_2S_3$  стекла и специальных теллуритных волокон предельное сжатие находится в диапазоне  $-20...-15$  дБ при длине волокна порядка 1 м. Показано, что кварцевые волокна не подходят для сильного сжатия квантовых флуктуаций лазерных сигналов в двухмикронном диапазоне длин волн, так как высокие оптические потери в этом диапазоне являются принципиальным и практически неустранимым ограничивающим фактором. Полученные результаты открывают путь к созданию новых, востребованных для многочисленных приложений волоконных источников неклассического сжатого света на длине волны 2 микрона на основе теллуритных и халькогенидных волокон.

Также теоретически исследована генерация неклассических состояний непрерывного лазерного излучения 10-Вт класса мощности в диапазоне длин волн около 1.55 мкм с теоретически достижимым сжатием квантовых флуктуаций сильнее  $-10$  дБ в волокнах из теллуритных стекол. Как правило, оптические потери в теллуритных волокнах почти не зависят от длины волны в диапазоне  $\sim 1.2-2.2$  мкм в отличие от халькогенидных волокон, для которых потери в полуторамикронном диапазоне заметно выше, чем в двухмикронном. Показана возможность достижения немного большей степени сжатия света в полуторамикронном

диапазоне, чем в двухмикронном диапазоне при использовании одного и того же теллуридного волокна и излучения одной и той же мощности, поскольку нелинейный керровский коэффициент обратно пропорционален длине волны, и его значение выше для длин волн 1.55 мкм, чем для 2 мкм.

## Глава 3.

### Восстановление формы и фазы ультракоротких лазерных импульсов по спектральным данным с применением волокон с высокой керровской нелинейностью

#### 3.1. Введение

Измерение формы и фазы ультракоротких оптических импульсов имеет огромное значение для фундаментальных исследований и многочисленных современных приложений. Важно отметить, что прямая регистрация сверхбыстрых оптических сигналов с фемтосекундными временными масштабами не может быть выполнена с помощью существующих фотодетекторов, время отклика для лучших из которых составляет десятки пикосекунд. По этой причине было разработано множество косвенных методов для восстановления формы и фазы ультракоротких импульсов [100, 101], позволяющих охарактеризовать как последовательности импульсов, так и одиночные сигналы.

Все методы можно условно разделить на интерферометрические и неинтерферометрические. В настоящее время наиболее распространенными методами восстановления ультракоротких импульсов с коммерчески доступной аппаратно-программной реализацией являются интерферометрические методы, использующие в своей основе эффект генерации второй гармоники в нелинейных оптических кристаллах с квадратичной нелинейностью [100]. К этим методам относятся в первую очередь АКФ (метод автокорреляционной функции) [100, 101], SHG FROG (Second-Harmonic Generation Frequency-Resolved Optical Gating, оптическое стробирование со спектральным разрешением на основе генерации второй гармоники) [102, 103], а также SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction, спектральная фазовая интерферометрия для прямого восстановления электрического поля) [104]. АКФ интенсивности не позволяет получить фазовую информацию, а лишь позволяет оценить длительность в предположении известной формы сигнала. Для АКФ и SHG FROG существуют принципиальные неоднозначности (связанные с направлением временной оси и знаком фазы). Для методов на основе генерации второй гармоники также существуют ограничения на измерение сверхширокополосных импульсов, связанные со спектральной шириной полосы синхронизма применяемых кристаллов с квадратичной нелинейностью. Кроме того, могут возникать проблемы при восстановлении сигналов со сложными формами, а также может оказаться достаточно проблематично измерение импульсов с малыми энергиями. Поэтому были предложены и разработаны многочисленные модификации и оригинальные методы характеристики сверхбыстрых оптических сигналов с различными преимуществами для определенных целей (например,

чтобы устранить неоднозначности, измерить сверхширокополосные сигналы, повысить чувствительность и др), среди которых отметим FROG на основе других типов нелинейностей (например, керровской) [102], DFT (Dispersive Fourier transformation, дисперсионное преобразование Фурье) [105], DS (dispersion scan, дисперсионное сканирование) [106], MIFA (Modified Interferometric Field Autocorrelation, модифицированная интерферометрическая автокорреляция) [107], MEFISTO (Measuring the Electric Field by Interferometric Spectral Trace Observation, измерение электрического поля с помощью наблюдения интерферометрических спектрограмм) [108], MIPPS (multiphoton intrapulse interference phase scan method, метод сканирования многофотонной внутриимпульсной интерференционной фазы) [109], а также реконструкцию формы и фазы импульса на основе спектров с фазовой самомодуляцией [110–112]. Последний метод основан на использовании кубичной (керровской) нелинейности оптических элементов и представляется очень перспективным в силу отсутствия неоднозначностей, простоты реализации и широкой области применимости. В данной главе исследуется этот метод с применением различных оптических волокон (как и в предыдущих главах, на основе кварцевого, халькогенидного и теллуридного стекол) в качестве элементов с высокой керровской нелинейностью. Предложен и детально исследован новый эффективный компьютерный алгоритм обработки экспериментальных данных, позволяющий расширить область применения разработанных до этого алгоритмов. Кроме того, исследована применимость метода для восстановления ультракоротких импульсов в среднем ИК диапазоне, что представляет определенную сложность для многих методов.

### ***3.2. Физические основы метода и алгоритмы обработки спектральных данных***

#### ***3.2.1. Основные принципы***

Исследованный в работе метод восстановления ультракоротких импульсов базируется на измерении трех спектров: исходного (фундаментального) спектра характеризуемого импульса и двух различных ФСМ-спектров (т.е. спектров импульсов, преобразованных за счет эффекта фазовой самомодуляцией, ФСМ). ФСМ-спектры формируются при распространении импульса в нелинейном элементе с керровской нелинейностью, в качестве которого в данной работе рассматривается короткий отрезок высоко нелинейного волокна длиной  $L$  [112]. Если дисперсионная длина  $L_D$  много меньше длины нелинейного волокна ( $L_D \ll L$ ,  $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ , где  $T_0$  – характерная длительность импульса,  $\beta_2$  – коэффициент квадратичной дисперсии), то можно применить бездисперсионное приближение для описания распространения импульса, в рамках

которого эволюция комплексной амплитуды электрического поля  $E(t, z)$  описывается очень простым уравнением [3]:

$$\frac{\partial E(t, z)}{\partial z} = i\gamma |E(t, z)|^2 E(t, z), \quad (3.1)$$

где  $\gamma$  – нелинейный керровский коэффициент волокна,  $t$  – время в сопровождающей системе отсчета,  $z$  – координата вдоль волокна. Решение уравнения (3.1) находится аналитически, при этом распределение интенсивности импульса во временном представлении сохраняется, но приобретает нелинейный фазовый набег [3]. Для описания набега нелинейной фазы удобно определить  $B$ -интеграл:

$$B = \int_0^L \gamma P(z) dz = \gamma PL, \quad (3.2)$$

где  $P$  – пиковая мощность. Поля выходных импульсов после распространения в отрезке волокна с двумя различными значениями  $B$ -интеграла  $B_1$  и  $B_2$  задаются выражениями

$$E_1(t) = E_0(t) \exp(iB_1 |E_0(t)|^2 / \max(|E_0(t)|^2)), \quad (3.3)$$

$$E_2(t) = E_0(t) \exp(iB_2 |E_0(t)|^2 / \max(|E_0(t)|^2)), \quad (3.4)$$

где  $E_0(t)$  – комплексная огибающая исходного импульса (на входе волокна), а  $E_1(t)$  и  $E_2(t)$  – комплексные огибающие преобразованных импульсов.

Спектральная комплексная амплитуда определяется следующим образом:

$$\tilde{E}_{0,1,2}(f) = \hat{F}[E_{0,1,2}(t)], \quad (3.5)$$

где  $f$  – частота, отсчитываемая от центральной частоты импульса  $f_0$ , а  $\hat{F}$  – оператор фурье-преобразования. Соответствующие спектральные фазы обозначаются  $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2$ .

Основная идея метода проиллюстрирована на рисунке 3.1 [A5].

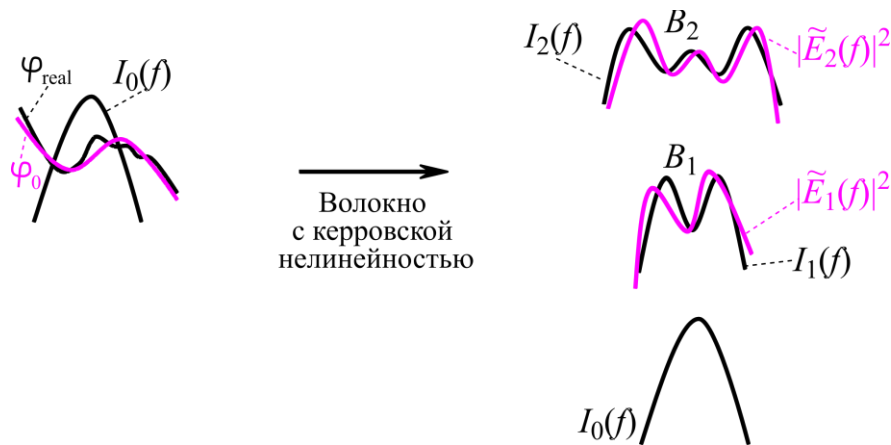


Рисунок 3.1. Схематическая иллюстрация исследуемого метода восстановления ультракоротких импульсов по трем спектрам: фундаментальному (входному) спектру сигнала и двум спектрам, преобразованным за счет ФСМ в волокне с керровской нелинейностью при различных значениях  $B$ -интегралов  $B_1$  и  $B_2$ .



Пусть имеется импульс с известным спектром  $I_0(f)$  и неизвестной спектральной фазой  $\varphi_{\text{real}}$ . Пусть спектры на выходе нелинейного волокна, измеренные при двух различных значениях  $B$ -интеграла  $B_1$  и  $B_2$ , обозначаются  $I_1(f)$  и  $I_2(f)$  соответственно. Пусть с некоторой точностью угадана спектральная фаза  $\varphi_0$ , близкая к  $\varphi_{\text{real}}$  (рисунок 3.1). Используя оператор обратного преобразования Фурье  $\hat{F}^{-1}$ , можно вычислить  $E_0(t)$  во временной области:

$$E_0(t) = \hat{F}^{-1}[\tilde{E}_0(f)] = \hat{F}^{-1}[\sqrt{I_0(f)} \exp(i\varphi_0)], \quad (3.6)$$

а затем можем вычислить поля  $E_1(t)$  и  $E_2(t)$  с помощью выражений (3.3) и (3.4). Тогда  $|\tilde{E}_1(f)|^2$  и  $|\tilde{E}_2(f)|^2$  будут близки к  $I_1(f)$  и  $I_2(f)$  соответственно. Причем чем меньше отличие  $\varphi_0$  от  $\varphi_{\text{real}}$ , тем лучше совпадают  $|\tilde{E}_j(f)|^2$  с  $I_j(f)$  ( $j = 1, 2$ ). С целью количественной характеристики совпадения спектров введем функцию ошибки [110, 112, A5, A6, A12]:

$$\Delta = \frac{1}{2} \frac{\left[ \sum_{q=1}^N (|\tilde{E}_1(f_q)|^2 - I_1(f_q))^2 + \sum_{q=1}^N (|\tilde{E}_2(f_q)|^2 - I_2(f_q))^2 \right]^{1/2}}{\sum_{q=1}^N I_0(f_q)}, \quad (3.7)$$

где  $N$  число точек на всем рассматриваемом частотном интервале,  $f_q$  – частота в  $q$ -й точке.

Итак, теперь можно сформулировать задачу математически. Требуется найти такую спектральную фазу  $\varphi_0$  (близкую к  $\varphi_{\text{real}}$ ), которая минимизирует функцию ошибки. Следует отметить, что в описанной процедуре необходимо задать  $B$ -интегралы, которые, как правило, могут быть предварительно оценены, но точно не известны; однако обычно известно соотношение  $B_2/B_1$ . Поэтому осуществляется запуск разработанных алгоритмов для различных  $B_1$  и выбирается значение, минимизирующее функцию ошибок [110, 112, A5]. В пункте 3.5.2 будет показано, что найденные  $B$ -интегралы совпадают с исходными  $B$ -интегралами. Этот же подход был успешно применен для обработки экспериментальных данных с использованием алгоритма типа Гершберга-Сакстона с элементами генетического алгоритма в [112].

Следует отметить, что использование исходного спектра и только одного преобразованного ФСМ-спектра не позволяет однозначно восстановить импульс [112]. В качестве примера можно рассмотреть два симметричных во времени импульса с одинаковыми распределениями модулей комплексных амплитуд  $E_{01}(t) = E_{01}(-t)$ ,  $|E_{02}(t)| = |E_{01}(t)|$  и временными фазами  $\psi_{01,02}(t)$ , пропорциональными распределению интенсивностей, но имеющих различные знаки  $\psi_{01,02}(t) = \pm b |E_{01}(t)|^2$ , где  $b = \text{const}$ . Спектры (спектральные интенсивности) таких двух импульсов одинаковые. Поля после преобразования в нелинейном волокне за счет ФСМ записываются в виде  $E_{1,2}(t) = |E_{01}(t)| \cdot \exp[i|E_{01}(t)|^2(\pm b + \gamma PL)]$ . Точное значение величины  $\gamma PL$ , как правило, не известно. Поэтому если установить для первого импульса  $(\gamma PL)_1$ , а для второго установить  $(\gamma PL)_2 = (\gamma PL)_1 + 2b$ , то их преобразованные ФСМ-спектры будут идентичны. Это означает, что на практике для достаточно симметричных импульсов с почти квадратичной фазой может быть сложно правильно определить знак чирпа [112]. Использование двух ФСМ-

спектров совместно с исходным спектром исключает неоднозначность. При этом отношение  $B$ -интегралов не должно быть очень близко к 1. В противном случае ФСМ-спектры будут похожи, что может привести к ошибкам при их обработке, особенно с учетом шума. Поэтому для всех рассмотренных численных и экспериментальных случаев устанавливалось значение  $B_2/B_1 \geq 1.5$ .

В данной работе для обработки спектральных данных (исходного спектра и двух ФСМ-спектров при различных значениях  $B$ -интегралов) применялся как итерационный алгоритм типа Гершберга-Сакстона, описанный в статьях [112, А12], так и новый алгоритм оптимизации полиномиальной спектральной фазы, предложенный диссертантом в [А5] и успешно примененный для обработки экспериментальных данных в [А6]. Также автором предложен гибридный алгоритм обработки данных, в котором сначала выполняется оптимизация полиномиальной фазы, а затем, используя полученные результаты в качестве начальных условий, выполняется итерационный алгоритм [А5].

### 3.2.2. Итерационный алгоритм

Блок-схема итерационного алгоритма на основе алгоритма Гершберга-Сакстона показана на рисунке 3.2. Алгоритм устроен следующим образом [112, А12]. На входе задается некий начальный сигнал и производится расчет поля в соответствии с уравнением (3.3) во временной области для нелинейной среды, в которой набирается значение  $B$ -интеграла  $B_1$ . Далее выполняется БПФ и производится замена спектральной амплитуды импульса на экспериментально измеренную, т.е.  $|\tilde{E}_1(f)|$  заменяется на  $\sqrt{I_1(f)}$ , а спектральная фаза при этом сохраняется; затем выполняется ОБПФ. После этого производится расчет эволюции во временной области для нелинейной среды, в которой набирается значение  $B$ -интеграла  $B_2$ , также выполняется БПФ, осуществляется замена спектральной амплитуды на экспериментально измеренную ( $|\tilde{E}_2(f)|$  заменяется на  $\sqrt{I_2(f)}$ ), производится ОБПФ. Далее, аналогичным образом, используя эту комплексную амплитуду ФСМ-импульса, производится расчет комплексной амплитуды  $E_1(t)$  и комплексной амплитуды  $E_0(t)$  входного импульса (рассчитывается «обратное распространение»):

$$E_1(t) = E_2(t) \exp(-i(B_2 - B_1)|E_2(t)|^2 / \max(|E_2(t)|^2)), \quad (3.8)$$

$|\tilde{E}_1(f)|$  заменяется на  $\sqrt{I_1(f)}$  с сохранением спектральной фазы, а далее рассчитывается

$$E_0(t) = E_1(t) \exp(-iB_1|E_1(t)|^2 / \max(|E_1(t)|^2)), \quad (3.9)$$

и  $|\tilde{E}_0(f)|$  заменяется на  $\sqrt{I_0(f)}$  также с сохранением спектральной фазы. В результате полного цикла получается новое значение  $E_0(t)$ . В конце каждой  $q$ -й итерации вычисляется функция ошибок  $\Delta$  по формуле (3.7). Запоминается решение, дающее наименьшую ошибку. Ошибка,

полученная на каждом шаге, сравнивается с наименьшей ошибкой, достигнутой на текущий момент.

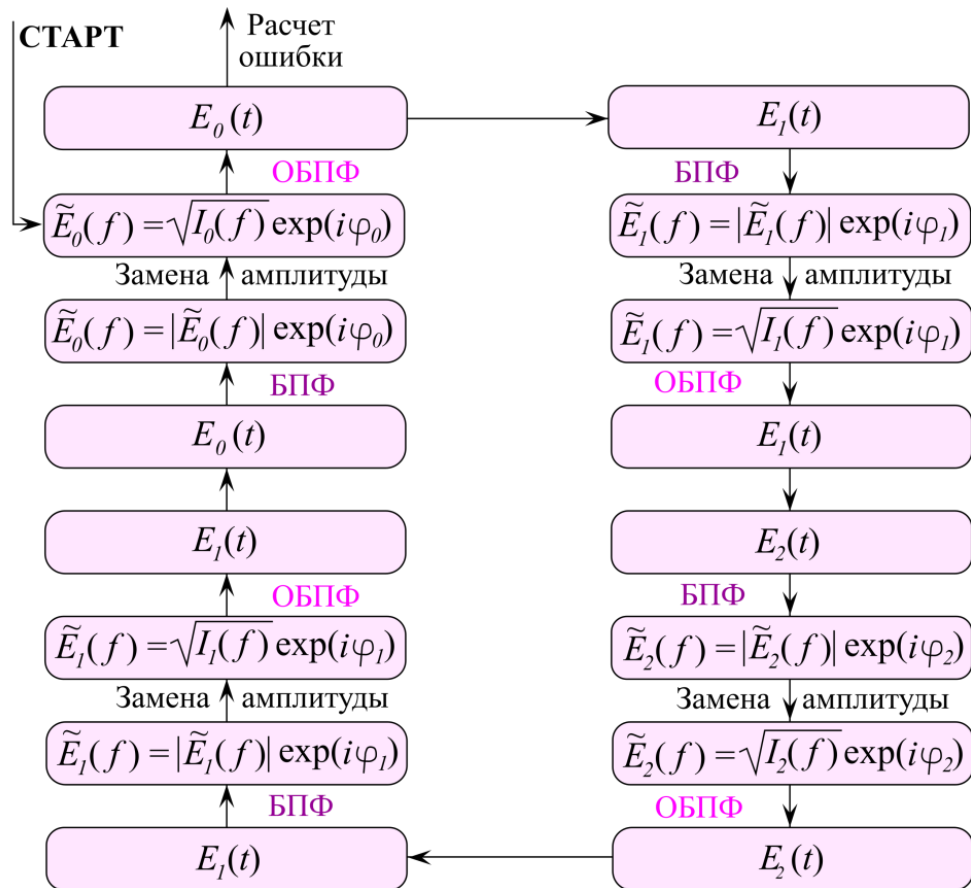


Рисунок 3.2. Блок-схема итерационного алгоритма восстановления ультракоротких импульсов по трем спектрам: фундаментальному спектру и двум ФСМ-спектрам для фиксированных значений  $B$ -интегралов  $B_1$  и  $B_2$ .

Отметим, что для работы алгоритма не нужно знать точные значения  $B$ -интегралов, достаточно знать только их отношения [110, 112, A5]. Более подробное обсуждение алгоритма, его ограничений и области применимости выходит за рамки данной работы. Детальное описание данных вопросов представлено в работе [112]. Отметим только, что при восстановлении достаточно коротких импульсов, для которых дисперсионная длина перестает быть много большей, чем длина волокна (т.е. когда условие  $L_D \gg L$  перестает выполняться), можно учесть влияние дисперсии. Данная модификация алгоритма была реализована в [112], но в диссертационной работе не выполнялась.

Однако, как отмечается в [112], алгоритм корректно работает, если импульс обладает не очень большим чирпом, т.е. алгоритм хорошо подходит для обработки сигналов, для которых изменение фазы на характерном масштабе сигнала не превышает  $\pi$ . В случае большого чирпа

при минимизации функции ошибок возникает проблема, связанная с тем, что может находиться «ошибочное» решение вблизи локального минимума функции ошибок, а не вблизи требуемого глобального минимума; итерационный алгоритм может заикливаться вблизи локальных минимумов. Ранее для ухода от локального минимума применялись элементы генетических алгоритмов, что значительно увеличивало время расчета, однако, не гарантировало нахождение «правильного» решения, соответствующего именно глобальному минимуму функции ошибок.

### ***3.2.3. Новый алгоритм оптимизации полиномиальной спектральной фазы***

Для нахождения глобального минимума функции ошибок и преодоления проблемы, связанной с нахождением «ошибочного» решения вблизи локального минимума функции ошибок, автором предложен очень простой и быстрый алгоритм, основанный на аппроксимации спектральной фазы полиномиальной функцией и оптимизации соответствующих полиномиальных коэффициентов методом полного перебора на разумной сетке таким образом, чтобы минимизировать ошибку и найти оптимальную полиномиальную аппроксимацию фазы  $\varphi_0^{\text{opt}}$  [A5]. В данной работе рассмотрена аппроксимация спектральной фазы с учетом квадратичного и кубического вкладов, что является наиболее важным с практической точки зрения случаем. Кроме того, данный случай допускает простую и наглядную графическую интерпретацию, позволяя визуально контролировать нахождение решения. Однако в случае необходимости данный алгоритм может быть реализован и с учетом поиска полиномиальной фазы более высокого порядка. Схема предложенного диссертантом алгоритма показана на рисунке 3.3 [A5]. Вначале выбирается разумная сетка полиномиальных коэффициентов, отвечающих за квадратичный и кубический вклады в спектральную фазу. Для каждой «точки» строится спектральная фаза, а затем рассчитываются комплексные амплитуды в спектральном и временном представлении ( $\tilde{E}_0(f)$  и  $E_0(t)$  соответственно). Затем рассчитываются амплитуды  $E_1(t)$  и  $E_2(t)$ , используя выражения (3.3) и (3.4), и вычисляется функция ошибок по формуле (3.7). С помощью полного перебора на заданной сетке квадратичных и кубических коэффициентов удастся найти глобальный и все локальные минимумы функции ошибок. В данной работе специально исследовались репрезентативные случаи, в которых помимо глобальных минимумов, отвечающих «правильному» решению, имеются локальные минимумы, дающие «ошибочное» решение.

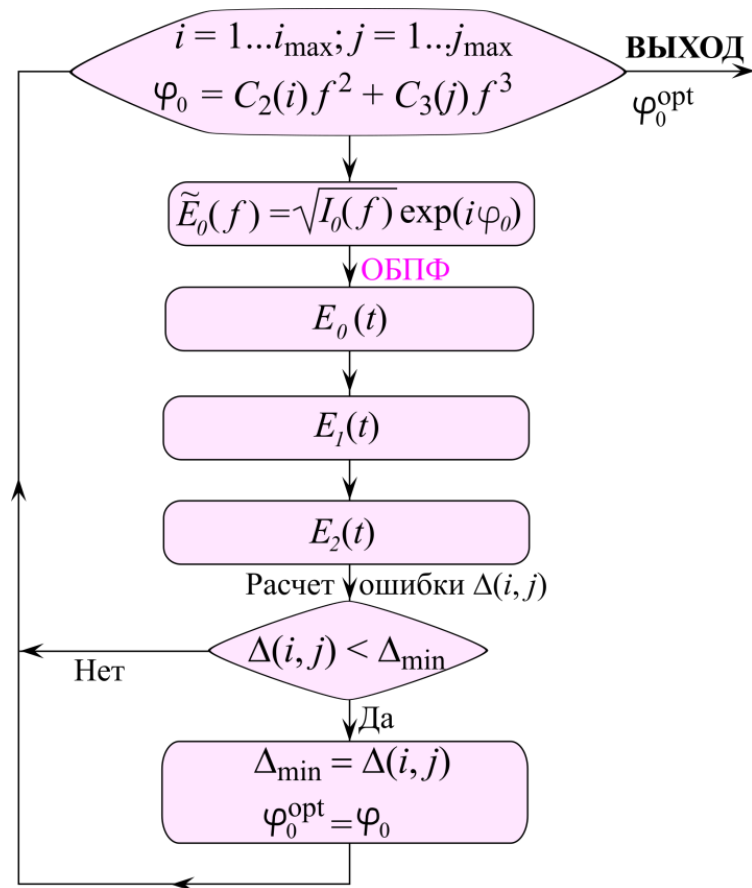


Рисунок 3.3. Блок-схема предложенного алгоритма восстановления ультракоротких импульсов по трем спектрам (для фиксированных значений  $V$ -интегралов  $V_1$  и  $V_2$ ) путем оптимизации полиномиальной спектральной фазы.

Отметим, что для предложенного алгоритма также можно учесть влияние дисперсии волокна, если условие  $L_D \gg L$  перестает выполняться. В этом случае в схеме, показанной на рисунке 3.3, величины  $E_1$  и  $E_2$  будут рассчитываться не из выражений (3.3) и (3.4), а из численного решения нелинейного уравнения Шрёдингера.

### 3.3. Восстановление теоретических импульсов с использованием нового алгоритма

В разделе 3.3 исследуется применимость предложенного алгоритма оптимизации полиномиальной спектральной фазы на большом количестве разнообразных тестовых примеров с помощью численного моделирования. Во всех случаях производится сравнение оригинальных импульсов с результатами восстановления сигналов с помощью специально реализованного компьютерного кода. В данном разделе не делается предположение о конкретном типе волокна и длине волны восстанавливаемых сигналов.

### 3.3.1. «Идеальный» случай

Вначале был рассмотрен «идеальный» случай. Исходный импульс задавался без шумов со спектральной фазой, содержащей только квадратичное и кубичное слагаемые

$$\varphi(f) = C_2^{(0)} f^2 + C_3^{(0)} f^3, \quad (3.10)$$

$C_2^{(0)} = 6.5 \text{ пс}^2$ ,  $C_3^{(0)} = -3.6 \text{ пс}^3$ . Спектральная интенсивность имела форму  $\text{sech}^2$ ; спектральная ширина составляла 0.6 ТГц (FWHM).

Решение находилось с помощью предложенного алгоритма оптимизации полиномиальной спектральной фазы, блок-схема которого показана на рисунке 3.3. Был выполнен полный перебор по области параметров  $-10 \text{ пс}^2 \leq C_2 \leq 10 \text{ пс}^2$ ,  $-10 \text{ пс}^3 \leq C_3 \leq 10 \text{ пс}^3$  с шагами  $dC_2 = 0.1 \text{ пс}^2$ ,  $dC_3 = 0.1 \text{ пс}^3$ . В данной области параметров помимо глобального минимума, отвечающего «правильному» решению, в результате исследования также обнаружен локальный минимум. На рисунках 3.4(а-г) показано численно найденное решение с помощью предложенного алгоритма [A5]. Для такого случая восстановленная спектральная фаза идеально совпала с исходной, поэтому временной профиль интенсивности и временная фаза, а также выходные спектры после преобразования в волокне с заданными значениями  $B_1$  и  $B_2$  для восстановленного импульса также идеально совпали. На рисунке 3.4(д) показана рассчитанная функция ошибок  $\Delta$ , где глобальный минимум обозначен «I», а локальный минимум обозначен «II».

Также для сравнения был специально построен импульс со спектральной фазой, отвечающей локальному минимуму II. При этом рассчитанная для него ошибка, как и ожидалось, оказалась значительно выше, чем для импульса, соответствующего глобальному минимуму I. А именно, для «ошибочно» восстановленного импульса  $\Delta = 0.0199$ , в то время как для «правильного» решения  $\Delta = 2.8 \cdot 10^{-17}$ . В преобразованных спектрах, построенных для исходного импульса и для «ошибочно» восстановленного (рисунки 3.4(е-и)), наблюдаются значительные отличия.

Данный простой пример демонстрирует проблему, связанную с нахождением именно глобального, а не локального минимума, и подчеркивает необходимость ее корректного решения [A5].

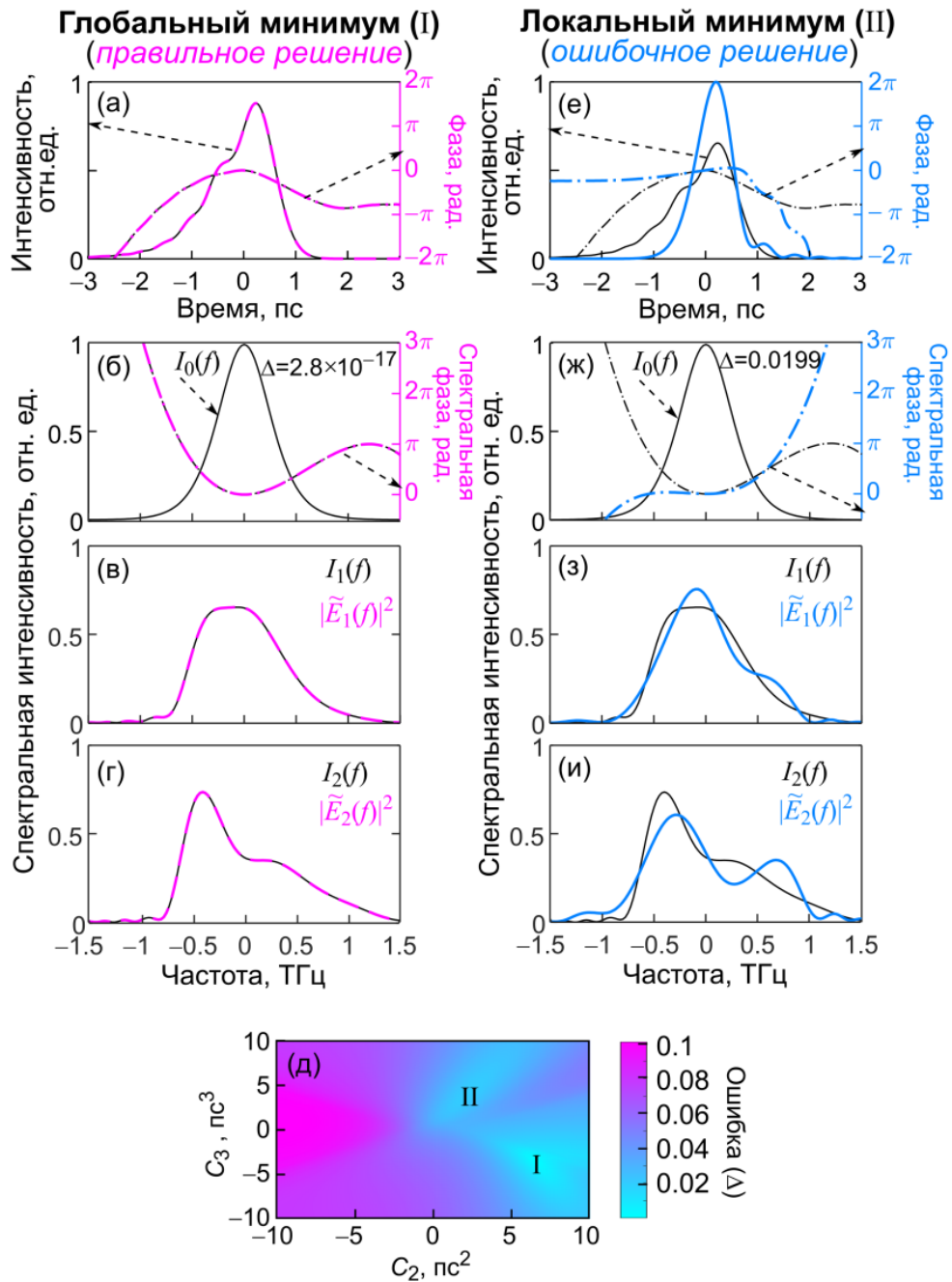


Рисунок 3.4. Демонстрация применения предложенного алгоритма оптимизации полиномиальной спектральной фазы для «идеального» случая. (а-г, левый столбец) «Правильное» решение, построенное для глобального минимума I функции ошибок  $\Delta$  ( $C_2 = 6.5$  пс<sup>2</sup>,  $C_3 = -3.6$  пс<sup>3</sup>), показанной на (д). (е-и, правый столбец) «Ошибочное» решение, построенное для локального минимума II функции ошибок  $\Delta$  ( $C_2 = 2.2$  пс<sup>2</sup> и  $C_3 = 4$  пс<sup>3</sup>), показанной на (д). (а, е) Интенсивность и фаза во временной области; (б, ж) спектр входного импульса и спектральная фаза; (в, з) преобразованные спектры при  $V_1 = 1$ ; (г, и) преобразованные спектры при  $V_2 = 2$ . Черные кривые рассчитаны для начального импульса, розовые и голубые кривые соответствуют численно восстановленным импульсам.

### 3.3.2. Импульсы со спектральным шумом

Далее исследовалось влияние спектрального шума на результаты выполнения алгоритма.

Предполагалось, что исходная спектральная фаза по-прежнему определяется выражением (3.10) с теми же полиномиальными коэффициентами, что и в предыдущем случае ( $C_2^{(0)} = 6.5 \text{ пс}^2$ ,  $C_3^{(0)} = -3.6 \text{ пс}^3$ ). Затем рассчитывался исходный спектр и нелинейно преобразованные спектры в результате ФСМ при  $B_1 = 1$  и  $B_2 = 2$ , и ко всем трем спектрам добавлялся случайный шум на уровне 5% от максимума  $I_0(f)$ . Затем применялся предложенный алгоритм нахождения полиномиальной спектральной фазы. Результаты выполнения алгоритма показаны на рисунках 3.5(а-г) [A5]. При этом найденный полиномиальный коэффициент  $C_2$  точно совпал с заданным, а найденное значение коэффициента  $C_3 = -3.8 \text{ пс}^3$  лишь незначительно отличалось от исходного. Ошибка составила  $\Delta = 0.0072$ ; функция ошибок приведена на рисунке 3.5(д). Для сравнения был построен импульс для полиномиальной фазы, соответствующей локальному минимуму  $\Pi$  с более высокой ошибкой  $\Delta = 0.0201$  (см. рисунки 3.5(е-и)) [A5].

Далее анализировалось большое количество различных импульсов, сгенерированных для спектральных фаз со случайными значениями коэффициентов  $C_2^{(0)}$  и  $C_3^{(0)}$ . Для каждого импульса на исходный спектр и преобразованные ФСМ-спектры при  $B_1 = 1$ ,  $B_2 = 2$  накладывался случайный спектральный шум на уровне 5% от максимума  $I_0(f)$ , а затем применялся алгоритм поиска полиномиальной фазы с шагами  $dC_2 = 0.1 \text{ пс}^2$ ,  $dC_3 = 0.1 \text{ пс}^3$ . На рисунке 3.6(а) точками показаны значения коэффициентов, отвечающих каждому конкретному тестовому сигналу (всего 100 штук) [A5]. На рисунке 3.6(б) показана функция ошибок, рассчитанная для каждого конкретного тестового сигнала, а на рисунке 3.6(в) приведена разность между восстановленными и исходно заданными полиномиальными коэффициентами. Видно, что ошибка практически не зависит от значения коэффициентов. Было проверено, что во всех случаях находится именно решение, соответствующее оригинальному сигналу вблизи глобального минимума.



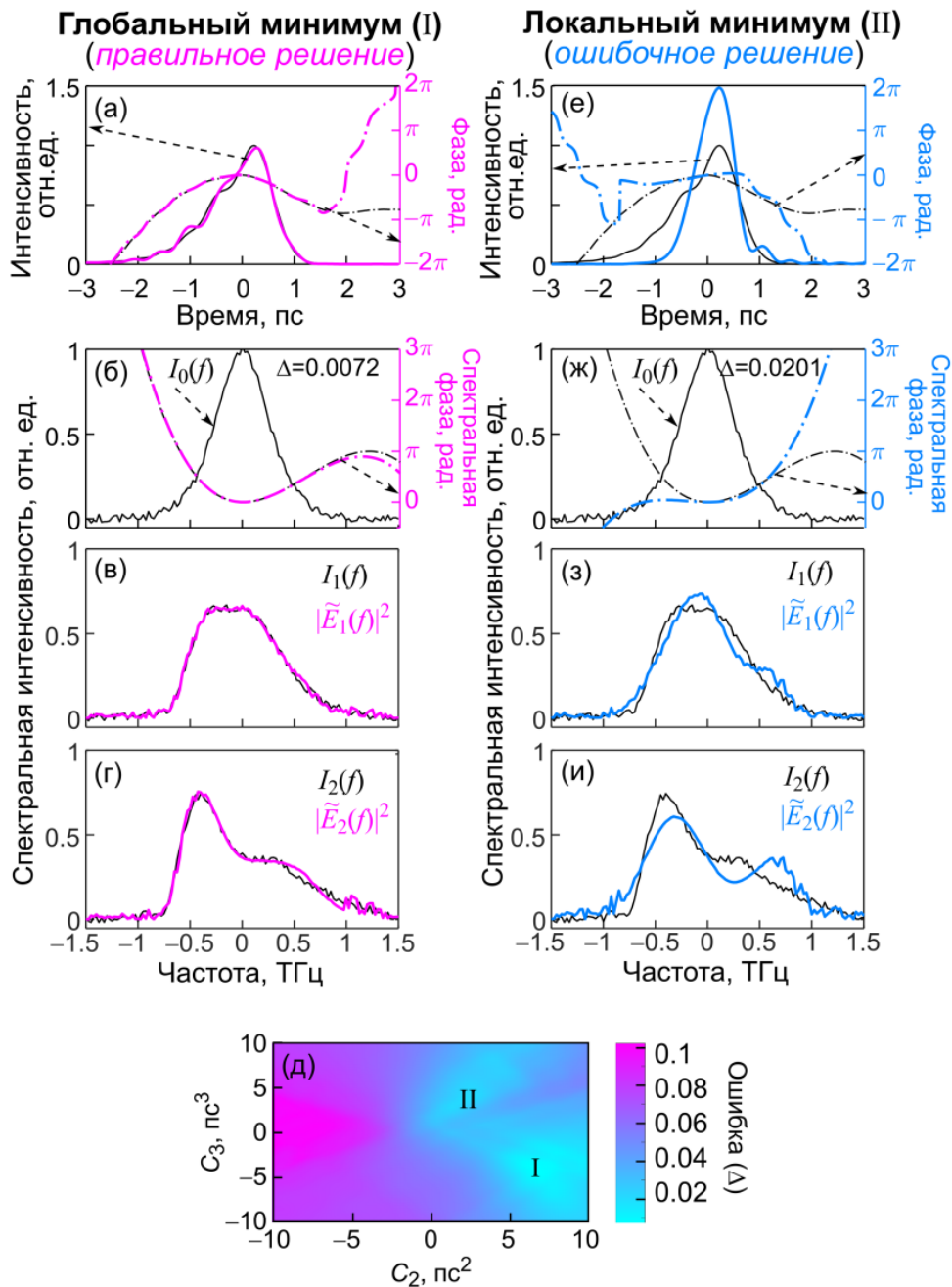


Рисунок 3.5. Демонстрация применения предложенного алгоритма оптимизации полиномиальной спектральной фазы для импульса, содержащего спектральные шумы. (а-г, левый столбец) «Правильное» решение, построенное для глобального минимума I функции ошибок  $\Delta$  ( $C_2 = 6.5 \text{ пс}^2$ ,  $C_3 = -3.8 \text{ пс}^3$ ), показанной на (д). (е-и, правый столбец) «Ошибочное» решение, построенное для локального минимума II функции ошибок  $\Delta$  ( $C_2 = 2.4 \text{ пс}^2$ ,  $C_3 = 3.9 \text{ пс}^3$ ), показанной на (д). (а, е) Интенсивность и фаза во временной области; (б, ж) спектр входного импульса и спектральная фаза; (в, з) преобразованные спектры при  $V_1 = 1$ ; (г, и) преобразованные спектры при  $V_2 = 2$ . Черные кривые рассчитаны для начального импульса, розовые и голубые кривые соответствуют численно восстановленным импульсам.

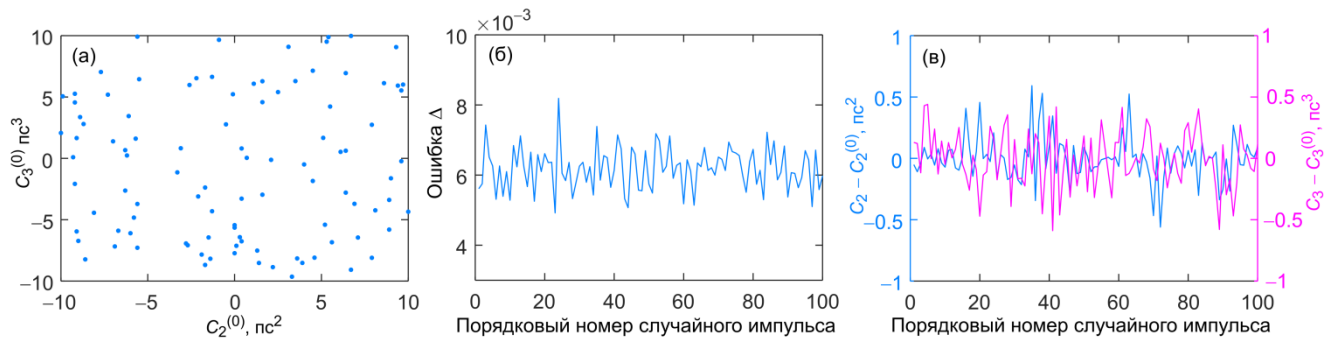


Рисунок 3.6. Восстановление 100 импульсов с зашумленными спектрами со спектральной шириной 0.6 ТГц (FWHM) и случайно сгенерированными спектральными фазами. Каждая точка на (а) указывает полиномиальные коэффициенты для одного тестового импульса. Расчетная ошибка  $\Delta$  для восстановленных импульсов (б). Разница между восстановленными и исходными полиномиальными коэффициентами спектральных фаз (в).

### 3.3.3. Импульсы с нерегулярной спектральной фазой

Далее исследовалось использование нового алгоритма оптимизации полиномиальной фазы и гибридного алгоритма для восстановления импульса, фаза которого отличается от полиномиальной. А именно, сначала выполнялся предложенный алгоритм оптимизации полиномиальной спектральной фазы, а затем выполнялся итерационный алгоритм, использующий в качестве начального условия найденную полиномиальную фазу, соответствующую глобальному минимуму функции ошибок. Итерационный алгоритм был программно реализован в соответствии с блок-схемой, показанной на рисунке 3.2. Исследовался случай, когда в каждой точке  $f_q$  к полиномиальной фазе, определяемой выражением (3.10) с коэффициентами  $C_2^{(0)} = 6.5 \text{ пс}^2$ ,  $C_3^{(0)} = -3.6 \text{ пс}^3$ , добавлялась равномерно распределенная случайная величина ( $0.1\pi \times \text{random}[-1, 1]$ ). Поэтому спектры  $I_1(f)$  и  $I_2(f)$  имеют достаточно сильную модуляцию. В этом тестовом примере спектральный амплитудный шум не добавлялся. Результаты применения предложенного алгоритма оптимизации спектральной фазы демонстрируются на рисунках 3.7(а-г) [A5]. Результаты последующего выполнения итерационного алгоритма приведены на рисунках 3.7(д-з) [A5]. Следует отметить, что изначально заданные отличия спектральной фазы от полиномиальной восстановились очень хорошо посредством применения итерационного алгоритма (рисунок 3.7(е)). Ошибка  $\Delta$  уменьшилась в 27 раз (с  $\Delta = 0.0269$  до  $\Delta = 0.0010$ ), а исходные и восстановленные ФСМ-спектры совпали идеально.

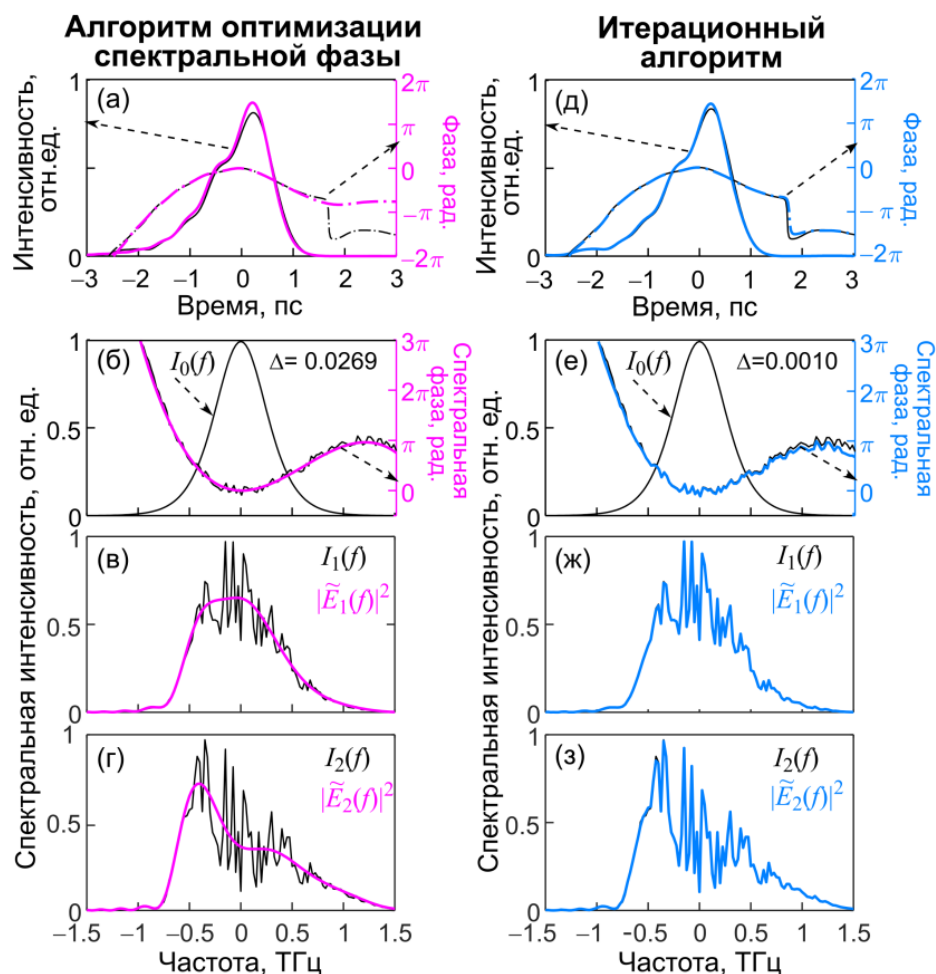


Рисунок 3.7. Восстановление импульса с добавлением фазового шума. (а-г, левый столбец) Решение для полиномиальной спектральной фазы, найденное для глобального минимума функции ошибок  $\Delta$  ( $C_2 = 6.3 \text{ пс}^2$  и  $C_3 = -3.5 \text{ пс}^3$ ). (д-з, правый столбец) Решение, найденное для глобального минимума с использованием итерационного алгоритма. (а, д) интенсивность и фаза во временной области; (б, е) спектр входного импульса и спектральная фаза; (в, ж); преобразованные спектры при  $V_1 = 1$ ; (з, з) преобразованные спектры при  $V_2 = 2$ . Черные кривые рассчитаны для исходного импульса, розовые и голубые кривые соответствуют численно восстановленным импульсам.

Для сравнения итерационный алгоритм запускался и при других начальных условиях. Иногда наблюдалось, что он может заикливаться вблизи локального минимума. При функции ошибок были аналогичны функциям, показанным на рисунках 3.4(е) и 3.5(е). В этих случаях исходные и восстановленные ФСМ-спектры плохо согласовывались; ошибки  $\Delta$  были значительно выше, чем для решения вблизи глобального минимума. Таким образом, использование гибридного алгоритма гарантировало нахождение «правильного» решения.

### **3.4. Восстановление экспериментальных импульсов по измерениям в телекоммуникационном диапазоне с использованием нового алгоритма**

Предложенный алгоритм оптимизации полиномиальной спектральной фазы был применен для обработки экспериментально измеренных данных [А6]. Для тестирования метода и предложенного алгоритма использовались две установки на основе эрбиевого волоконного лазера с пассивной синхронизацией мод, генерирующего ультракороткие импульсы в телекоммуникационном диапазоне на длине волны 1.56 мкм с частотой повторения 50 МГц. В качестве нелинейных элементов, необходимых в тестируемом методе для преобразований спектра за счет ФСМ, применялись два типа волокон: из халькогенидного стекла (на основе сульфида мышьяка  $As_2S_3$ ) и из кварцевого стекла. Экспериментальные измерения были выполнены А.В. Андриановым в ИПФ РАН.

#### **3.4.1. Применение халькогенидного волокна в качестве нелинейного элемента**

В первом эксперименте использовалась схема, показанная на рисунке 3.8(а). “Er: волоконная лазерная система I” содержала один волоконный эрбиевый усилитель. Максимальная энергия выходного импульса составляла 4 нДж, а длительность составляла ~150 фс [А6]. Фаза импульсов не была плоской из-за нелинейных и дисперсионных эффектов, возникающих при распространении сигналов в усилителе. В качестве элемента для преобразования спектра за счет ФСМ был выбран отрезок халькогенидного волокна длиной  $L = 1.5$  см. При этом оцененная дисперсионная длина для характеризующих импульсов составляла порядка 10 см, т.е. соотношение  $L \gg L_D$  выполнялось, и применение бездисперсионного приближения было оправдано. Для этого волокна численно рассчитанный нелинейный керровский коэффициент составлял  $\gamma \approx 300$  (Вт·км)<sup>-1</sup>. Лазерные импульсы с выхода “Er: волоконной лазерной системы I” заводились в нелинейное волокно через линзу (рисунок 3.8(а)). Эффективность завода регулировалась путем расстройки фокуса линзы относительно входного торца (в данном эксперименте эффективность составляла несколько процентов). Это позволяло управлять отношением  $B$ -интегралов путем контроля выходных средних мощностей ( $B_2/B_1$  пропорционально отношению средних мощностей). Для независимого восстановления тестируемых импульсов применялся стандартный аппаратно-программный комплекс на основе SHG-FROG (рисунок 3.8(а)).

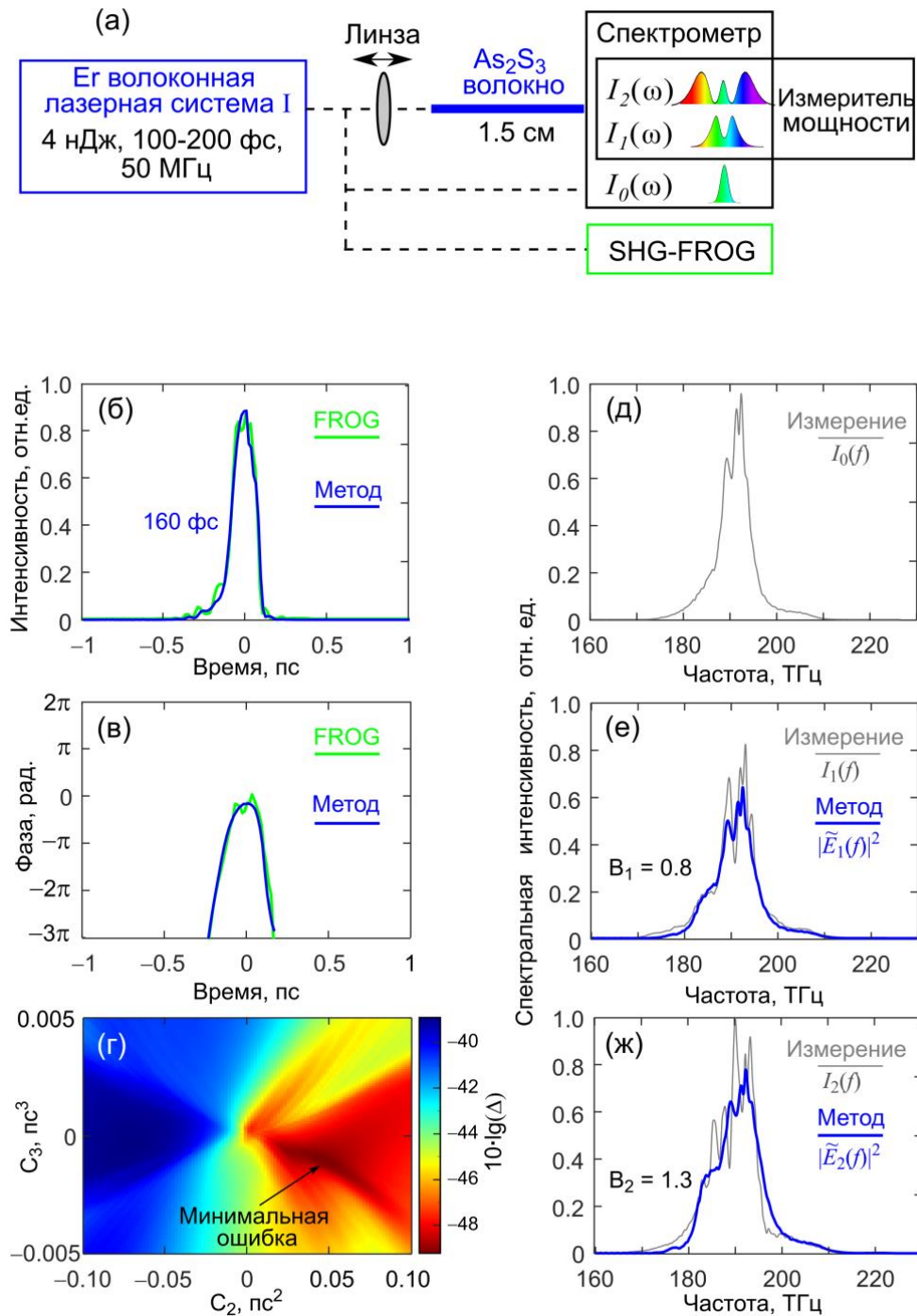


Рисунок. 3.8. Восстановление импульса с помощью предложенного алгоритма оптимизации полиномиальной спектральной фазы по экспериментальным измерениям с использованием халькогенидного волокна в качестве нелинейного элемента. (а) Схема эксперимента. Временное распределение интенсивности (б) и временная фаза (в), найденные с использованием тестируемого метода (синие кривые) и независимо с помощью SHG-FROG (зеленые кривые). (г) Расчетная функция ошибок  $10 \cdot \lg(\Delta)$ . (д) Измеренный фундаментальный спектр. Измеренные и восстановленные ФСМ-спектры при  $B_1 = 0.8$  (е) и  $B_2 = 1.3$  (ж).

Были измерены фундаментальный спектр и два спектра, преобразованных за счет ФСМ. По этим экспериментальным данным, используя предложенный алгоритм оптимизации полиномиальной спектральной фазы, были восстановлены временной профиль интенсивности и временная фаза (рисунки 3.8(б), (в)) [А6]. Функция ошибок приведена на рисунке 3.8(г). При этом оптимальные полиномиальные коэффициенты, минимизирующие ошибку, составили  $C_2^{(0)} = 0.044 \text{ пс}^2$  и  $C_3^{(0)} = -0.001 \text{ пс}^2$ . Фундаментальный спектр сигнала показан на рисунке 3.8(д). Измеренные и восстановленные ФСМ-спектры показаны на рисунке 3.8(е, ж) для двух различных значений  $B$ -интегралов:  $B_1 = 0.8$  и  $B_2 = 1.3$ . Длительность импульсов, восстановленных с помощью тестируемого метода, составила 160 фс. Форма сигнала превосходно совпала с формой независимого найденных SHG-FROG-импульсов, также представленных на рисунке 3.8(б) [А6]. Временная фаза, восстановленная с помощью тестируемого метода, также совпала практически идеально с фазой, реконструированной с помощью SHG-FROG (рисунок 3.8(в)) [А6]. Следует отметить, что поскольку SHG-FROG обладает неопределенностью при выборе направления временной оси и знака фазы, то для устранения этой неоднозначности мы ориентировались на результаты тестируемого метода, который дает однозначный ответ. Отметим, что время выполнения предложенного и разработанного компьютерного алгоритма обработки экспериментальных спектров составило всего несколько секунд (т.е. за это время была рассчитана двухмерная функция ошибок, показанная на рисунке 3.8(г)). Также следует отметить, что использование халькогенидного волокна в качестве нелинейного элемента для данного метода продемонстрировано впервые. Хотя импульсы восстанавливались в телекоммуникационном диапазоне (а не в среднем ИК-диапазоне, где использование таких волокон наиболее целесообразно), успешное применение халькогенидных волокон позволяет надеяться на их эффективное использование в качестве нелинейных керровских элементов для характеристики ультракоротких импульсов в более широком диапазоне длин волн, соответствующем полосе прозрачности таких волокон.

### ***3.4.2. Применение кварцевого волокна в качестве нелинейного элемента***

Во втором эксперименте производилось восстановление импульсов с выхода “Ег: волоконной лазерной системы II” с максимальной энергией около 10 мкДж (рисунок 3.9(а)) [А6]. Эта система работала в режиме усиления chirпированных импульсов. После задающего генератора перед двумя волоконными предусилителями и окончательным усилительным каскадом использовался волоконный стретчер. Частота повторения импульсов понижалась с 50 МГц до 100 кГц с помощью акустооптического модулятора, расположенного между двумя предусилителями, для снижения средней мощности. Импульсы с выхода окончательного

волоконного усилительного каскада проходили через решеточный дисперсионный компрессор, после чего распространялись по короткому отрезку стандартного телекоммуникационного волокна (длиной порядка 1 см) для уширения спектра и накопления дополнительной фазы за счет ФСМ. Это было сделано для проверки применимости метода для импульсов со сложным спектром и относительно большим набегом фазы. Далее, как и в предыдущей схеме, импульсы через линзу заводились в отрезок нелинейного волокна длиной 2 см, играющего ключевую роль в тестируемом методе (рисунок 3.9(а)). В этом эксперименте использовалось кварцевое волокно с меньшим диаметром сердцевины по сравнению со стандартным телекоммуникационным волокном SMF28e. Численно рассчитанный нелинейный керровский коэффициент составлял  $\gamma \approx 4 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ . Для верификации результатов, полученных тестируемым методом, также использовался аппаратно-программный комплекс SHG-FROG.

Во втором эксперименте также измерялись фундаментальный и два преобразованных ФСМ-спектра, после чего применялся предложенный алгоритм нахождения полиномиальной спектральной фазы. В отличие от первого эксперимента, когда  $B$ -интегралы были порядка 1, здесь  $B$ -интегралы принимали большие значения (порядка 10), а преобразованные спектры были значительно уширены и имели сильную модуляцию. Предложенный алгоритм работал корректно и в этом случае. Полученный временной профиль интенсивности и временная фаза показаны на рисунке 3.9(б) и (в) соответственно [А6]. Функция ошибок показана на рисунке 3.9(г). Оптимальные полиномиальные коэффициенты составили  $C_2^{(0)} = 1.3 \text{ пс}^2$  и  $C_3^{(0)} = -0,015 \text{ пс}^3$ . Фундаментальный спектр и два ФСМ-спектра при  $B_1 = 6.5$  и  $B_2 = 11$  представлены на рисунках 3.9(г), (д), (е) соответственно. Полученный импульс длительностью 670 фс достаточно хорошо согласуется с SHG-FROG импульсом (рисунок 3.9(а)) [А6]. Временные фазы, полученные с помощью тестируемого метода и SHG-FROG, также близки друг к другу (рисунок 3.9(б)) [А6].

Таким образом, в данном пункте успешно продемонстрировано применение предложенного алгоритма оптимизации полиномиальной спектральной фазы для восстановления экспериментальных ультракоротких импульсов всего по трем измеренным спектрам. Независимая верификация осуществлена с помощью аппаратно-программного комплекса SHG-FROG.

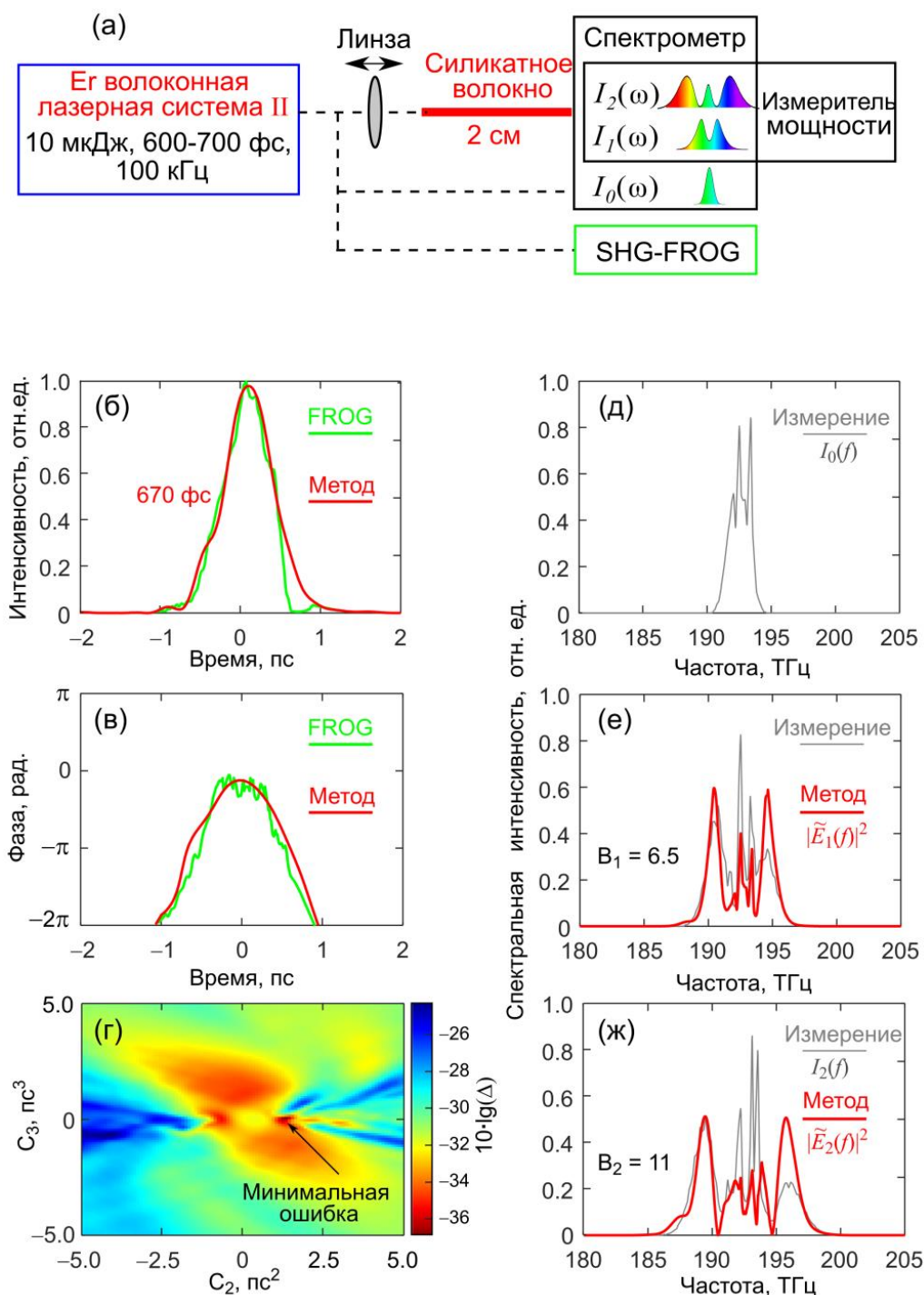


Рисунок 3.9. Восстановление импульса с помощью предложенного алгоритма оптимизации полиномиальной спектральной фазы по экспериментальным измерениям с использованием кварцевого волокна в качестве нелинейного элемента. (а) Схема эксперимента. Временное распределение интенсивности (б) и временная фаза (в), найденные с использованием тестируемого метода (красные кривые) и независимо с помощью метода SHG-FROG (зеленые кривые). (г) Расчетная функция ошибок  $10 \cdot \lg(\Delta)$ . (д) Измеренный фундаментальный спектр. Измеренные и восстановленные ФСМ-спектры при  $B_1 = 6.5$  (е) и  $B_2 = 11$  (ж).



### ***3.5. Восстановление теоретических импульсов в диапазоне длин волн около 3 мкм***

Измерение ультракоротких импульсов в ближнем ИК диапазоне в настоящее время является достаточно рутинной задачей. Существует большое количество коммерчески доступных автокорреляторов, программно-аппаратных реализаций SHG-FROG (и других менее распространенных методов), пусть даже и обладающих определенными неоднозначностями и ограничениями. Но измерение импульсов в среднем ИК диапазоне, в том числе, важном для приложений диапазоне длин волн около 3 мкм, сопряжено с рядом трудностей. Во многом это связано с тем, что компонентная база гораздо хуже развита в этой спектральной области. Более того, измерение спектров вторых гармоник, необходимых для автокорреляции и SHG-FROG, невозможно с помощью широко распространенных кремниевых фотоприемников, работающих в видимом диапазоне и ближнем ИК диапазоне до  $\sim 1.1$  мкм. Поэтому реализация автокорреляторов и SHG-FROG для характеристики импульсов среднего ИК диапазона осуществляется с более дорогостоящими детекторами.

Следует отметить, что в настоящее время существует большое количество лазерных источников ультракоротких импульсов в диапазоне длин волн около 3 мкм. Среди волоконных трехмикронных источников следует отметить как лазеры с синхронизацией мод, зачастую выполненные на легированных редкоземельными ионами фторидных волокнах [113–116], так и источники, основанные на нелинейно-оптическом преобразовании, например, на рамановской перестройке частоты солитона в германатных [117, 118], фторидных [119, 120], теллуритных, фторотеллуритных [121, 122] и халькогенидных [123, 124] волокнах. Для характеристики волоконных трехмикронных источников применение исследуемого в диссертации метода представляется очень целесообразным, поскольку этот метод не требует дополнительных элементов, кроме отрезка волокна для нелинейного преобразования спектра в результате ФСМ. Излучение с выхода волоконного источника может заводиться в нелинейное волокно «стык в стык», даже без применения линзы, если не требуется большая эффективность, т.е. при наличии запаса по энергии. Но поскольку длинноволновая граница области прозрачности стандартных волокон на основе кварцевого стекла составляет  $\sim 2.3$  мкм, это практически исключает их использование в среднем ИК. Автором предложена и исследована возможность реализации этого метода для восстановления импульсов в диапазоне длин волн около 3 мкм с применением в качестве элементов с керровской нелинейностью волокон из низкотемпературных теллуритных и халькогенидных (на основе сульфида мышьяка  $As_2S_3$ ) стекол, прозрачных в среднем ИК диапазоне.

### 3.5.1. Восстановление импульсов, усиленных в легированном Er теллуридном волокне

Предложена модификация исследуемого метода для измерения ультракоротких импульсов, усиливаемых в легированном редкоземельными ионами волокне, без использования дополнительных оптических элементов [A12]. В данном пункте рассмотрена возможность реализации усилителя ультракоротких импульсов на длинах волн около 2.8 мкм на основе теллуридных волокон, легированных ионами эрбия с высокой концентрацией ( $10^{21}$  см<sup>-3</sup>), и возможность восстановления параметров усиленных импульсов [A12].

Теллуридные волокна, легированные ионами эрбия, представляются перспективными лазерными средами для диапазона 2.7-3 мкм за счет генерации и усиления на переходе  $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  при диодной накачке на длине волны 975 нм на переходе  $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$  (рисунок 3.10(a)) [125–128, A12]. Теллуридные стекла прозрачны в этом спектральном диапазоне, обладают высокой химической устойчивостью, устойчивы против кристаллизации (для многих составов), имеют высокий линейный и нелинейный показатель преломления, а также допускают возможность легирования редкоземельными ионами с высокими концентрациями [7, 125, 126, 129, A11, A12]. Однако из-за относительно высокой энергии фононов ( $\sim 750$ - $900$  см<sup>-1</sup>) время жизни  $\tau_3$  верхнего лазерного уровня  $^4I_{11/2}$  на порядок меньше времени жизни  $\tau_2$  нижнего лазерного уровня  $^4I_{13/2}$ , что затрудняет создание инверсии населенности между ними [125]. Поэтому предлагаются различные варианты и схемы для эффективного опустошения уровня  $^4I_{13/2}$ , включающие двухцветную каскадную генерацию [129], генерацию при импульсной накачке длительностью  $\sim \tau_3$  с частотой повторения  $\sim 1/\tau_2$  [127], генерацию при двухцветной накачке [A11], а также использование очень высоких концентраций эрбия, при которых наблюдается высокий темп двухфотонного процесса ап-конверсии ( $^4I_{13/2} + ^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{9/2} + ^4I_{15/2}$ ) [125, A12]. Здесь рассмотрен последний вариант.

Вначале теоретически исследовалась возможность создания усилителя ультракоротких импульсов на длинах волн около 2.8 мкм на основе теллуридного волокна, легированного ионами эрбия с высокой концентрацией [A12]. Численное моделирование выполнено автором на основе разработанной модели эрбиевых теллуридных волоконных усилителей [A11, A12]. В математической модели учтены экспериментально измеренные данные для волокна, сердцевина и оболочка которого выполнены из высокочистых стекол  $\text{TeO}_2\text{-ZnO-La}_2\text{O}_3\text{-Na}_2\text{O-Er}_2\text{O}_3$  и  $\text{TeO}_2\text{-ZnO-La}_2\text{O}_3\text{-Na}_2\text{O}$  соответственно [A11, A12]. Высокочистые стекла с низким содержанием гидроксильных групп синтезированы группой В.В. Дорофеева в ИХВВ РАН, а вытяжка волокна была осуществлена в НЦВО РАН. Детали изготовления и экспериментальной характеристики образцов, выполненные соавторами диссертанта, представлены в работах [A11, A12]. Диссертантом теоретически рассмотрена возможность создания и характеристики источника

ультракоротких импульсов с энергией  $\sim 10$  нДж в диапазоне 2.7-3 мкм за счет усиления затравочных сигналов с энергией  $\sim 100$  пДж в эрбиевом теллуридном волокне [A12]. Затравочные сигналы в диапазоне 2.7-2.8 мкм могут быть получены, например, за счет рамановского сдвига частоты оптических солитонов в различных волокнах, накачиваемых волоконными источниками в ближнем ИК диапазоне [117-120, 122]. До работы диссертанта [A12] усиление ультракоротких импульсов на переходе  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  в легированных эрбием световодах из теллуридных стекол не исследовалось, хотя люминесценция с шириной линии  $>200$  нм наблюдалась разными исследовательскими группами [125, 126]. Отметим, что экспериментальная реализация широкополосного усилителя на переходе  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  в эрбиевом теллуридном волокне была продемонстрирована несколько лет спустя после работы [A12] соавторами диссертанта [128].

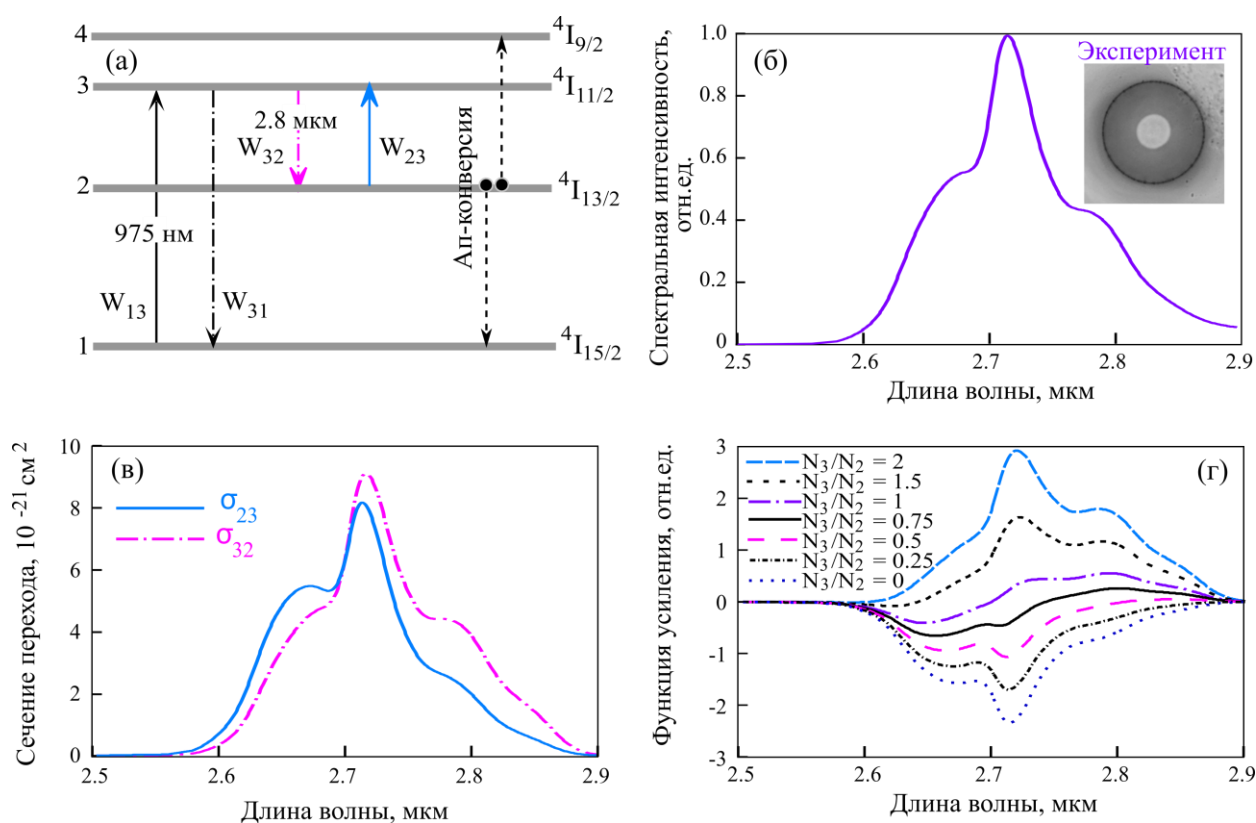


Рисунок 3.10. (а) Упрощенная схема уровней энергии иона  $Er^{3+}$  в матрице из теллуридного стекла. (б) Спектр люминесценции, измеренный в легированном ионами  $Er^{3+}$  теллуридном волокне, на переходе  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  [A12]. Изображение торца волокна, полученное на оптическом микроскопе (на вставке) [A12]. (в) сечения эмиссии и поглощения перехода  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ , рассчитанные на основе экспериментального спектра люминесценции; (г) функция, характеризующая форму полосы усиления, при разных отношениях населенностей  $N_3/N_2$  уровней  ${}^4I_{11/2}$  и  ${}^4I_{13/2}$ .

На рисунке 3.10(б) приведен экспериментально измеренный соавторами спектр люминесценции в изготовленном волокне [A12]. Изображение торца волокна показано на вставке на рисунке 3.10(б). На основе экспериментально полученного спектра люминесценции выполнялся расчет сечения эмиссии  $\sigma_{32}$  по формуле Фюхтбауэра-Ладенбурга [130]. Далее расчет сечения поглощения  $\sigma_{23}$  был осуществлен методом МакКамбера [131]. Результаты представлены на рисунке 3.10(в) [A12].

На основании найденных сечений перехода  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  производился расчет формы полосы усиления. Известно, что коэффициент усиления пропорционален функции

$$G = \sigma_{32}N_3 - \sigma_{23}N_2 = N_2(\sigma_{32}N_3/N_2 - \sigma_{23}) \quad (3.11)$$

где  $N_2, N_3$  – населенности уровней  ${}^4I_{11/2}$  и  ${}^4I_{13/2}$  соответственно. Необходимо, чтобы функция усиления  $(\sigma_{32}N_3/N_2 - \sigma_{23})$ , показанная на рисунке 3.10(г), была положительной (более того, усиление должно превышать потери). Видно, что усиление может достигаться на длинноволновом крыле (относительно максимума сечения эмиссии) даже при  $N_3 < N_2$ .

При моделировании усиления ультракоротких импульсов и преобразований спектра за счет ФСМ, необходимых для восстановления импульсов, важным вопросом является расчет и оптимизация дисперсионных и нелинейных характеристик теллуритного волокна, т.к. при усилении ультракоротких импульсов эти характеристики оказывают сильное влияние на происходящие процессы [A12]. На рисунке 3.11(а) показаны рассчитанные дисперсионные зависимости для волокон с различными диаметрами сердцевины, а на рисунке 3.11(б) – нелинейные керровские коэффициенты [A12].

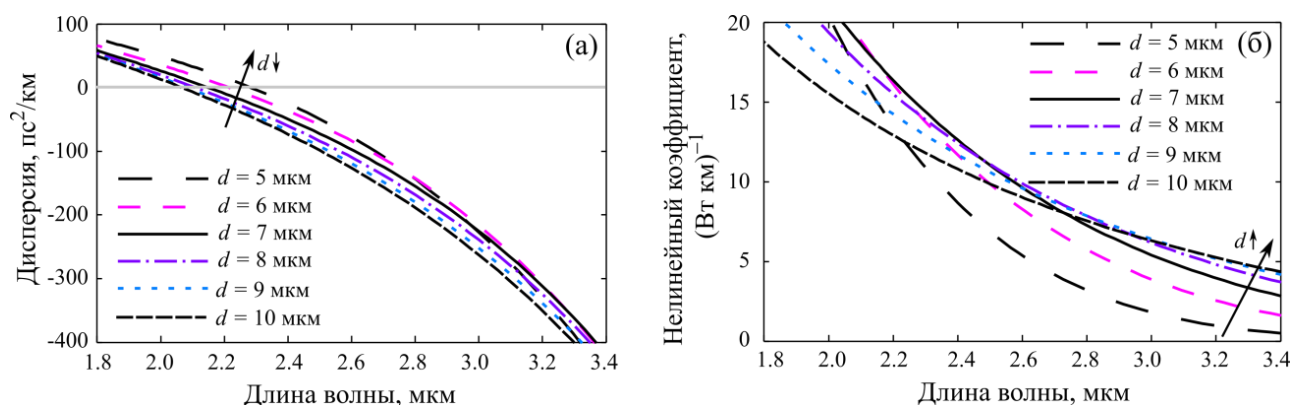


Рисунок 3.11. Рассчитанные дисперсии (а) и нелинейные коэффициенты (б) для теллуритных волокон с разными диаметрами сердцевины  $d$ .

Для численного исследования усиления ультракоротких импульсов использовалась модель, содержащая скоростные уравнения на населенности уровней  $N_1, N_2, N_3$ , нормированные на концентрацию ионов эрбия  $N_{Er}$  (рисунок 3.10(а)), уравнение, описывающее эволюцию

мощности накачки  $P_{31}$  вдоль волокна, и обобщенное нелинейное уравнение Шрёдингера для комплексной амплитуды поля  $E(z, t)$  ультракороткого импульса с учетом дисперсии, керровской и рамановской нелинейности волокна, линейных потерь  $\alpha(\omega)$  и вынужденного усиления и поглощения на переходе  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  [A12]. Предполагалось, что  $N_4 \rightarrow 0$  из-за быстрой безызлучательной релаксации с уровня  ${}^4I_{9/2}$  на уровень  ${}^4I_{11/2}$  (т.е. пренебрегалось населенностью уровня  ${}^4I_{9/2}$  из-за его малого времени жизни [125]) Предполагалось, что накачка и сигнал распространяются в одном направлении. Учитывался двухфотонный процесс ап-конверсии ( ${}^4I_{13/2} + {}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2} + {}^4I_{15/2}$ ), поглощение на гидроксильных группах, многофононное поглощение [125, A11, A12]. Рассматривался квазистационарный режим усиления импульсов с частотой повторения  $\nu = 1$  МГц под действием непрерывной накачки на переходе  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  на длине волны  $\lambda_{31} = 975$  нм. Система скоростных уравнений записывалась в виде [125, A11, A12]:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -W_{13}N_1 + \frac{1}{\tau_2}N_2 + \left( W_{31} + \frac{\eta_{31}}{\tau_3^R} \right) N_3 + K_{ETU}N_2^2 = 0 \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\left( W_{23} + \frac{1}{\tau_2} \right) N_2 - 2K_{ETU}N_2^2 + \left( W_{32} + W_{OH} + W_{mp} + \frac{\eta_{32}}{\tau_3^R} \right) N_3 = 0 \quad (3.13)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = 1 \quad (3.14)$$

здесь  $\eta_{31}$  и  $\eta_{32}$  – коэффициенты ветвления люминесценции ( $\eta_{31} = 0.84, \eta_{32} = 0.16$  [125]),  $K_{ETU}$  – коэффициент ап-конверсии ( $K_{ETU} = 3800 \text{ с}^{-1}$  [125]),  $\tau_3^R$  – излучательное время жизни уровня  ${}^4I_{11/2}$  ( $\tau_3^R = 2.8$  мс [125]),  $\tau_2$  – полное время жизни уровня  ${}^4I_{13/2}$ ,  $W_{OH}$  – скорость поглощения гидроксильными группами,  $W_{mp}$  – скорость многофононного поглощения (полное время жизни  $\tau_3 = 300$  мкс включает излучательное и безызлучательное времена жизни:  $1/\tau_3 = W_{OH} + W_{mp} + 1/\tau_3^R$ ) [125]),  $W_{13}$  и  $W_{31}$  – скорости вынужденного поглощения и усиления накачки [132, A12]:

$$W_{13,31} = \frac{\Gamma_{31}\lambda_{31}\sigma_{13,31}}{hcA_{core}} P_{31} \quad (3.15)$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $A_{core}$  – площадь поперечного сечения сердцевины,  $\Gamma_{31}$  – интеграл перекрытия поперечного распределения накачки с легированной сердцевиной,  $\sigma_{13}$  и  $\sigma_{31}$  – сечения поглощения и эмиссии на длине волны накачки ( $\sigma_{13} = 4 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{31} = 3 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ ) [A12]. Скорости вынужденного поглощения и усиления сигнала на центральной длине волны  $\lambda_{31} = 2.8$  мкм задавались в виде [A12].

$$W_{32,23} = \frac{\Gamma_{32}\lambda_{32}}{hcA_{core}} \nu \int \sigma_{32,23}(\omega) |\tilde{E}(\omega)|^2 d\omega \quad (3.16)$$

с учетом

$$\tilde{E}(z, \omega) = \hat{F}[E(z, t)] \quad (3.17)$$

Уравнение, описывающее эволюцию мощности накачки вдоль волокна, записывалось в виде [132, A11, A12]:

$$\frac{dP_{31}}{dz} = -\Gamma_{31}N_{Er}(\sigma_{13}N_1 - \sigma_{31}N_3)P_{31} - \alpha_{31}P_{31} \quad (3.18)$$

В расчетах использовались экспериментально измеренные фоновые оптические потери на длине волны накачки  $\alpha_{31} = 1$  дБ/м.

Обобщенное нелинейное уравнение Шрёдингера для комплексной амплитуды поля ультракороткого импульса записывалось следующим образом [3, A12]:

$$\frac{\partial \tilde{E}(z, \omega)}{\partial z} - i\gamma \hat{F}\left[E(z, t) \int R(t - \tau) |E(z, \tau)|^2 d\tau\right] + i\beta \tilde{E}(z, \omega) = \frac{g(\omega) - \alpha(\omega)}{2} \tilde{E}(z, \omega) \quad (3.19)$$

с функцией рамановского отклика  $R(t - \tau)$ , заданной как в работе [99] и показанной на рисунке 2.3, и функцией усиления  $g(\omega)$ , заданной в виде

$$g(\omega) = \Gamma_{32}N_{Er}(\sigma_{32}N_3 - \sigma_{23}N_2) \quad (3.20)$$

При численном моделировании уравнения (3.19) применялся метод SSFM с использованием БПФ и ОБПФ, как и в первых двух главах. Шаг вдоль оси световода был выбран  $dz = 10$  мкм [A12]. Эволюция мощности накачки рассчитывалась параллельно. После каждого шага по  $z$  численно находились значения населенностей и подставлялись в соответствующие уравнения на следующем шаге [A12]. Было проверено, что уменьшение шага вдвое не приводит к изменению результатов расчетов.

При исследовании усиления ультракоротких оптических сигналов на входе активного теллуричного волокна задавались импульсы с энергией 100 пДж длительностью 600 фс, чирпированные в среде с аномальной дисперсией [A12]. Длительность спектрально-ограниченных импульсов солитоноподобной формы составляла 300 фс (FWHM) [A12]. Такие импульсы могут быть сформированы, например, в нелинейных германатных волокнах за счет перестройки несущей длины волны рамановских солитонов с последующим их ослаблением за счет оптических потерь, приводящих к тому, что импульс перестает быть солитоном, и происходит его дисперсионное расплывание [117, A12]. Предполагалось, что накачка заводится в сердцевину, и интеграл перекрытия составлял  $\Gamma_{31} = 0.9$ . В численном моделировании использовались дисперсионные зависимости, приведенные на рисунке 3.11(а) [A12]. Пренебрегалось зависимостью нелинейного коэффициента  $\gamma$  и интеграла перекрытия  $\Gamma_{32}$  от длины волны для импульсов, изначально заданных на центральной длине волны 2.8 мкм. Нелинейный коэффициент  $\gamma$  определялся по графикам, показанным на рисунке 3.11(б) [A12].

Для тонких сердцевин мода слабо локализована, поэтому для усилителей нецелесообразно рассматривать диаметры менее  $\sim 6$  мкм [A12].

На рисунке 3.12(а) приведены расчетные значения мощности накачки внутри эрбиевого теллуритного световода в зависимости от  $z$  для различных диаметров сердцевин, а на рисунке 3.12(б) показана энергия усиливаемых импульсов ( $\int |E(t)|^2 dt$ ) как функция  $z$  [A12]. Видно, что чем меньше диаметр сердцевины, тем больше длина прокачки, поскольку выше интенсивность при той же мощности. Для усиливаемых сигналов существует оптимум по диаметру сердцевины, так как при малых значениях  $d$  интеграл перекрытия  $\Gamma_{32}$  мал, а при относительно больших значениях  $d$  меньше область прокачки. При оптимальном диаметре 7 мкм (для которого на длине волны 2.8 мкм:  $\beta_2 = -150$  пс<sup>2</sup>/км,  $\gamma = 7.5$  (Вт·км)<sup>-1</sup>,  $\Gamma_{32} = 0.5$ ) максимальная энергия в усиленном импульсе составляет  $\sim 10$  нДж, т.е. достигается усиление  $\sim 20$  дБ (рисунок 3.12(б)) [A12].

Следует отметить, что ранее была исследована спектрально-временная динамика импульсов на длинах волн около 1.5 мкм в активных эрбиевых кварцевых волокнах с аномальной дисперсией, и было показано, что в таких системах может происходить самокомпрессия импульсов во временной области [133, 134]. Также ранее был экспериментально продемонстрирован и теоретически изучен случай, в котором происходит усиление солитонного импульса, несущая длина волны которого постепенно смещается за пределы полосы усиления за счет вынужденного рамановского рассеяния [135]. В данном случае реализуется похожий сценарий нелинейной динамики сигнала. Вначале при распространении импульса с малой энергией происходит увеличение его длительности за счет действия дисперсии; форма спектра меняется незначительно. С ростом энергии начинает сказываться влияние нелинейности, происходит заметное спектральное уширение за счет ФСМ. Совместное действие керровской нелинейности и аномальной дисперсии приводит к компрессии сигнала во временной области (рисунок 3.12(в)). Длительность сжатых таким образом импульсов составляет менее 100 фс (минимальное значение  $\sim 30$  фс). Спектр уширяется настолько, что его коротковолновое крыло попадает в область нормальной дисперсии и наблюдается излучение дисперсионных волн (механизм генерации которых описан, например, в [3]). В длинноволновой области спектра начинает формироваться солитон, несущая длина волны которого плавно увеличивается из-за вынужденного рамановского рассеяния. Зависимость квадратного корня из спектральной амплитуды от  $z$  показана на рисунке 3.12(г) для  $d = 7$  мкм.

Максимальная энергия ограничивается мощностью накачки в рассмотренном случае усиления 600-фс затравочных импульсов. Для более коротких затравочных импульсов ограничивающим фактором могут являться нелинейные эффекты, которые начинают

существенно сказываться на меньших длинах, чем длина поглощения накачки. А именно, при самокомпрессии с последующим формированием рамановского солитона его выход за границу полосы усиления может происходить при положительном значении коэффициента усиления, определенного выражением (3.20), т.е. усиление солитона прекращается раньше, чем если бы его длина волны не сместилась из-за рамановского эффекта.

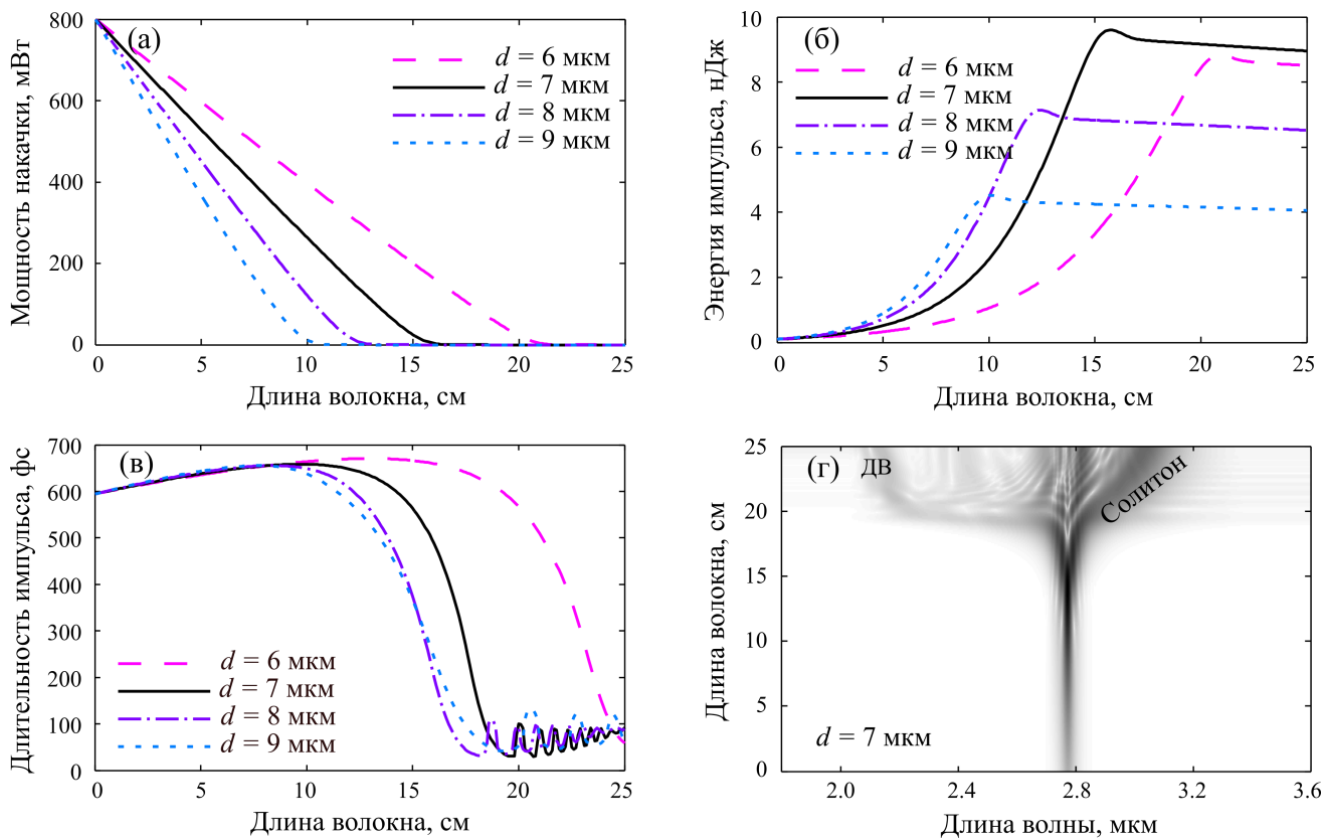


Рисунок 3.12. (а) Мощность накачки; (б) энергия в усиливаемом импульсе; (в) длительность усиливаемых импульсов в зависимости от длины активного теллуричного волокна с диаметром сердцевины  $d$ . Исходные импульсы заданы на длине волны 2.8 мкм. (г) Спектральная эволюция усиливаемых импульсов в теллуричном волокне с  $d = 7$  мкм. На рисунке изображена функция – квадратный корень из спектральной интенсивности; ДВ – дисперсионные волны.

Рассмотрим возможность измерения усиленных импульсов, полученных в результате описанного выше численного моделирования, с применением исследуемого метода для восстановления структуры поля усиленных ультракоротких сигналов непосредственно в легированном эрбием теллуричном волокне. В отсутствие накачки или при малом значении ее интенсивности практически не происходит вынужденного поглощения или усиления оптических сигналов в диапазоне 2.7-3 мкм на переходе  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ , т.е. изменением энергии



импульса можно пренебречь на длинах в единицы сантиметров и меньше. Предположим, что накачка практически полностью поглотилась на меньшей длине, чем длина  $l$  активного теллуритного волокна. Пусть измерен спектр усиленных импульсов для этой длины  $l$ . Далее можно укоротить волокно на небольшой отрезок  $dl_2$  длиной несколько мм и измерить спектр, затем укоротить еще раз на длину  $dl_1$  и снова измерить спектр. В результате этих действий останется волокно длиной  $l - dl_1 - dl_2$ . Теперь будем считать «исходным» сигнал на выходе этого дважды укороченного волокна. Два дополнительных спектра на длинах  $l - dl_2$  и  $l$  можно рассматривать как спектры импульсов, полученных в результате преобразования «исходного» импульса в нелинейных оптических волокнах с длинами  $dz_1 = dl_1$  и  $dz_2 = dl_1 + dl_2$  соответственно. Применяя итерационный алгоритм, показанный на рисунке 3.2, к этим трем спектрам, было восстановлено распределение интенсивности и фаза импульса на выходе оставшегося активного волокна длиной  $l - dl_1 - dl_2$ . Преимуществом такого подхода является его предельная простота, обусловленная отсутствием любых дополнительных оптических элементов. Более того, известны точные длины  $dz_1$  и  $dz_2$ , а значит, известно отношение  $B$ -интегралов (поскольку энергии во всех случаях считаются практически одинаковыми).

Применимость метода продемонстрирована на тестовом импульсе с энергией  $\sim 9$  нДж и длительностью  $\sim 500$  фс, полученном в результате численного моделирования полной системы уравнений (3.12) – (3.20), при длине эрбиевого теллуритного волокна 15 см с диаметром сердцевины 7 мкм [A12]. Интенсивность импульса во временной области показана на рисунке 3.13(а), а спектральная интенсивность и спектральная фаза показаны на рисунке 3.13(б) серыми сплошными кривыми. Промоделированные в рамках полной системы уравнений спектры для  $dz_1 = 2.5$  мм,  $dz_2 = 5$  мм (т.е. при полных длинах волокна 15.25 см и 15.5 см) также показаны на рисунках 3.13(в) и (г) серыми сплошными кривыми. Далее к этим трем спектрам был применен итерационный алгоритм в бездисперсионном приближении, в пренебрежении всеми эффектами, кроме керровской нелинейности. В результате выполнения алгоритма была восстановлена структура огибающей поля импульса. Розовые пунктирные кривые на рисунке 3.13 отображают найденное решение. Получено достаточно хорошее соответствие между оригинальными и восстановленными характеристиками. Небольшое расхождение объясняется тем, что для оригинальных спектров учтены все линейные и нелинейные эффекты в активном теллуритном волокне, а при восстановлении с использованием итерационного алгоритма учитывался только наиболее принципиальный эффект керровской нелинейности.

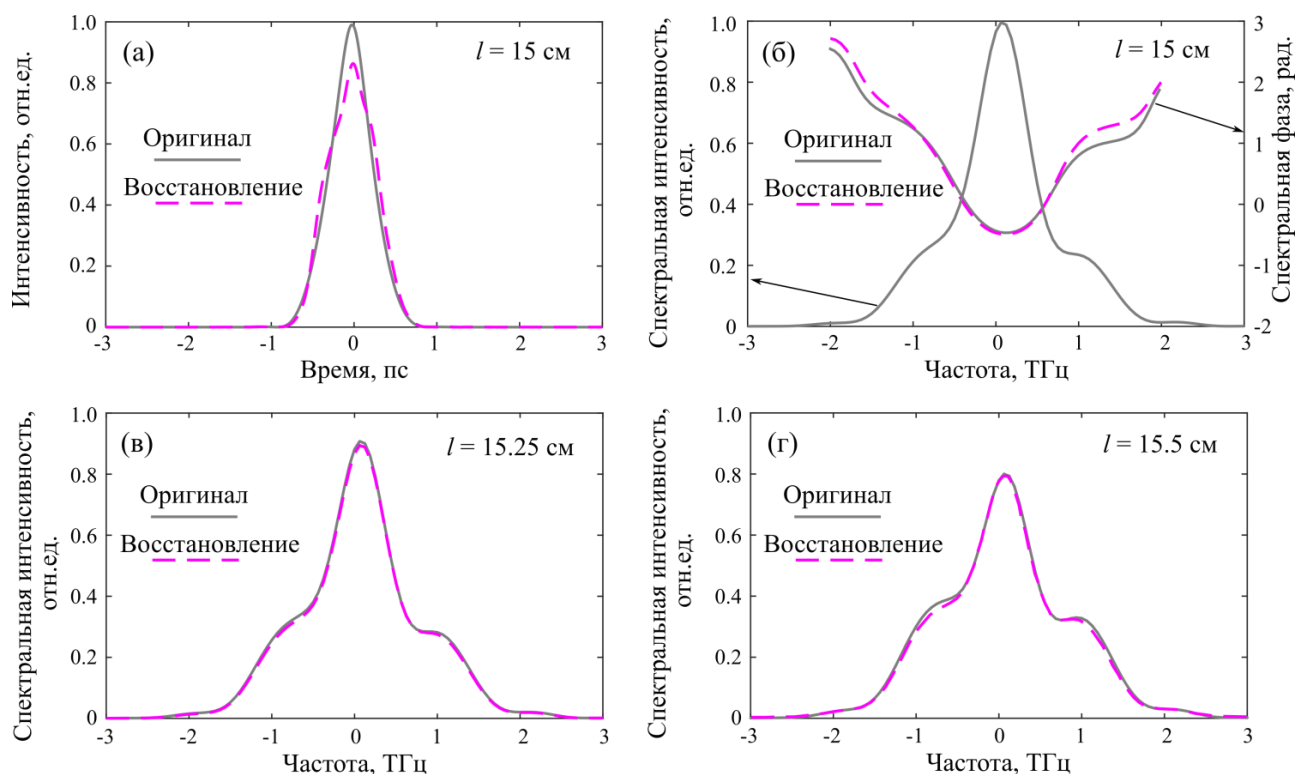


Рисунок 3.13. Восстановление импульсов длительностью  $\sim 500$  фс с энергией  $\sim 9$  нДж, распространяющихся в активном теллуридном волокне с диаметром сердцевины  $d = 7$  мкм. Сплошными серыми кривыми показаны результаты численного моделирования полной системы уравнений (3.12) – (3.20), а розовыми пунктирными кривыми – результаты восстановления с применением итерационного алгоритма. Интенсивность импульсов во временном представлении при длине теллуридного волокна  $l = 15$  см (а), спектральная интенсивность и спектральная фаза импульсов при  $l = 15$  см (б), спектральные интенсивности при  $l = 15.25$  см (в) и  $l = 15.5$  см (г).

### 3.5.2. Восстановление импульсов с использованием халькогенидных волокон

Далее исследовалась возможность реализации тестируемого метода измерения ультракоротких импульсов среднего ИК-диапазона с использованием халькогенидных волокон с высокой керровской нелинейностью в качестве нелинейных элементов. С помощью предложенного гибридного алгоритма проведен численный анализ восстановления лазерных импульсов в трехмикронном диапазоне длин волн (с центральной длиной волны в диапазоне 2.7–3.9 мкм). В качестве нелинейных элементов предложено использовать волокна со ступенчатым профилем показателя преломления на основе сульфида мышьяка  $As_2S_3$ . Следует отметить, что такие волокна производятся разными компаниями и являются коммерчески доступными, что позволит достаточно легко реализовать рассматриваемый метод в различных исследовательских лабораториях. В качестве примера рассмотрены волокна IRflex [90].

Основываясь на технических характеристиках и спецификациях [90], были оценены необходимые параметры волокон, а затем численно моделировалось восстановление импульсов с применение этих волокон для преобразования спектров за счет ФСМ.

Для расчета нелинейного керровского коэффициента  $\gamma$  и квадратичной дисперсии  $\beta_2$  халькогенидных волокон использовался метод нахождения постоянной распространения  $\beta$  и электрических полей фундаментальных мод путем численного решения характеристического уравнения при различных частоты [93], как и в пункте 2.2. Показатель преломления задавался уравнением Селлмейера на основе измерений, выполненных компанией Amorphous Materials Inc. («AMTIR-6» [136]), а числовая апертура составляла  $NA = 0.3$ , что соответствует разнице между показателями преломления сердцевины и оболочки около 0.019. Рассчитанные коэффициенты нелинейности  $\gamma$  и дисперсия  $\beta_2$  представлены на рисунках 3.14(а) и (б) соответственно для диаметров сердцевины 5, 6.5, 7, 9 мкм. Все рассматриваемые волокна имели большое значение  $\gamma$  около  $100 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$  (рисунок 3.14(а)). Дисперсионные кривые представляли собой почти плоские функции от длины волны в диапазоне 2.8-4 мкм (рисунок 3.14(б)). Расчет дисперсии требовался для оценки дисперсионных длин  $L_D$ .

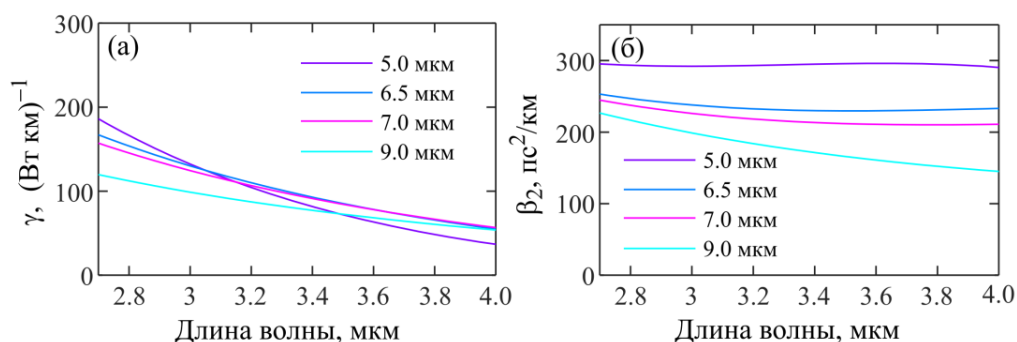


Рисунок 3.14. Рассчитанные нелинейные керровские коэффициенты (а) и квадратичная дисперсия (б) для халькогенидного волокна на основе сульфида мышьяка со ступенчатым профилем показателя преломления с числовой апертурой  $NA = 0.3$  и различными диаметрами сердцевины (5, 6.5, 7, 9 мкм).

Далее в численном моделировании задавались разнообразные трехмикронные импульсы с реалистичными параметрами и производилось их восстановление с помощью гибридного алгоритма: вначале применялся алгоритм оптимизации полиномиальной спектральной фазы (рисунок 3.3), а затем выполнялся итерационный алгоритм (рисунок 3.2) с начальными условиями вблизи абсолютного минимума. Предполагалось, что для преобразования спектра служит волокно на основе стекла  $\text{As}_2\text{S}_3$  с диаметром сердцевины 6.5 мкм. Спектральные фазы конструировались путем добавления к полиномиальным функциям различных регулярных возмущений. Три репрезентативных примера показаны на рисунке 3.15. Каждый столбец

соответствует отдельному тестовому импульсу. Исходные характеристики показаны черными кривыми; характеристики, восстановленные с помощью предложенного алгоритма поиска оптимальной полиномиальной спектральной фазы, показаны розовыми кривыми; характеристики, восстановленные с помощью итерационного алгоритма вблизи абсолютного минимума, показаны голубыми кривыми. К спектральным интенсивностям  $I_0(f)$ ,  $I_1(f)$  и  $I_2(f)$  добавлялся шум на уровне 2% от максимума  $I_0(f)$ . При моделировании искусственно предполагалось, что  $B_1$  неизвестно, и алгоритм запускался для различных значений  $B_1$  в диапазоне 0.5–2. Во всех представленных случаях минимумы функций ошибок соответствовали исходно заданным значениям  $B_1$  (рисунок 3.15, нижний ряд).

В качестве первого примера рассмотрен импульс на длине волны 2.8 мкм с энергией порядка 1 нДж и длительностью на полувысоте 340 фс (FWHM) при спектрально-ограниченной длительности  $T_{FTL}$  260 фс (рисунок 3.15, левый столбец). Импульсы с похожими характеристиками можно генерировать с помощью волоконных лазеров на основе фторидных волокон с синхронизацией мод. В данном примере  $\varphi_{\text{real}} = 0.4[\text{пс}^2]f^2 + 0.15[\text{пс}^4]f^4$ ,  $B_1 = 0.9$  и  $B_2 = 1.8$ . Такие значения  $B$ -интегралов могут быть достигнуты для длины волокна менее сантиметра. Например,  $B_2 = 1.8$ , если энергия введенного сигнала составляет всего 0.85 нДж и  $L = 0.5$  см ( $\gamma = 150$  (Вт·км) $^{-1}$  при 2.8 мкм). Для  $\text{sech}^2$  сигнала  $T_0 \approx T_{FTL}/1.763 = 150$  фс, поэтому  $L_D = 9$  см, что намного длиннее  $L = 0.5$  см, и бездисперсионное приближение работает корректно. Поскольку предложенный алгоритм поиска полиномиальной спектральной фазы в данном случае не учитывал слагаемые четвертого порядка  $\sim f^4$ , расхождение с исходными данными визуально заметно, но не очень большое. Использование итерационного алгоритма после восстановления квадратичной фазы позволяет уточнить характеристики импульса (рисунок 3.15, левый столбец). Ошибка  $\Delta$  была уменьшена с 0.0059 до 0.0017 за 8 итераций.

Вторым примером является импульс на длине волны 3.5 мкм длительностью 4 пс (FWHM) со спектральным ограничением  $T_{FTL} = 2$  пс ( $T_0 \approx 1.1$  пс) (рисунок 3.15, средний столбец). Для такого импульса  $L_D = 2.8$  м, поэтому длина волокна  $L$  может составлять около 15–20 см. Спектральная фаза задавалась в виде  $\varphi_{\text{real}} = 150[\text{пс}^2]f^2 + 450[\text{пс}^3]f^3 + 0.05\pi \cdot \sin(f/0.01$  [ТГц]). Было рассчитано, что для  $B_2 = 2.2$ ,  $L = 20$  см и  $\gamma = 85$  (Вт·км) $^{-1}$  (на длине волны 3.5 мкм) пиковая мощность составляет всего 130 Вт, что соответствует энергии введенного сигнала 0.8 нДж (с учетом форму импульса). Ошибка  $\Delta$  уменьшилась с 0.0151 до 0.0012 после запуска итерационного алгоритма, что потребовало 16 итераций.

Последний пример – это импульс на длине волны 3.9 мкм длительностью 18 пс (FWHM) и  $T_{FTL} = 10$  пс ( $T_0 \approx 5.7$  пс) (рисунок 3.15, правая колонка). Для него дисперсионная длина очень велика,  $L_D = 140$  м, поэтому максимальная длина волокна может составлять несколько метров. Спектральная фаза задавалась в виде  $\varphi_{\text{real}} = 900[\text{пс}^2]f^2 + 600[\text{пс}^3]f^3 + 0,05\pi \cdot \cos(f/0.005$  [ТГц]).

Оценки показывают, что для  $B_2 = 2.6$ ,  $\gamma = 60$  (Вт·км) $^{-1}$  при 3.9 мкм и  $L = 5$  м пиковая мощность составляет всего 9 Вт, а энергия может быть ниже 0,2 нДж. Ошибка  $\Delta$  уменьшилась с 0.0256 до 0.0030 после запуска итеративного алгоритма за 23 итерации.

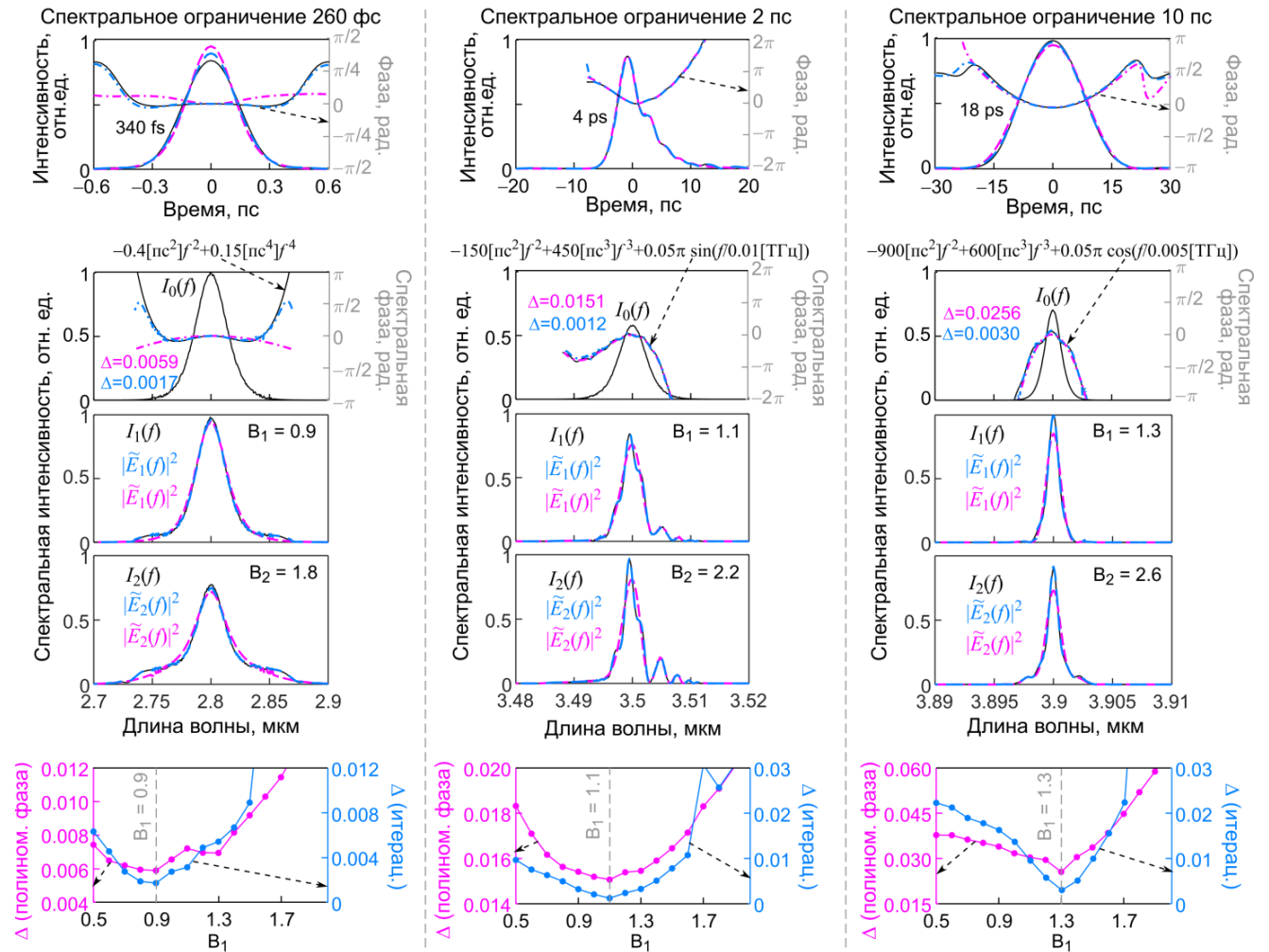


Рисунок 3.15. Восстановление импульсов среднего ИК-диапазона с реалистичными параметрами при использовании в качестве нелинейных элементов халькогенидных световодов. Каждый столбец соответствует отдельному импульсу. В верхнем ряду показаны профили и фазы интенсивности, во втором ряду – исходные спектры и спектральные фазы, в третьем и четвертом рядах – преобразованные спектры для различных значений  $B$ -интегралов. Сплошные черные кривые соответствуют исходным сигналам, розовые кривые – импульсам, полученным с помощью предложенного алгоритма оптимизации полиномиальной спектральной фазы, голубые кривые получены с помощью итерационного алгоритма вблизи глобального минимума ошибки  $\Delta$  (штриховые кривые показывают интенсивности, штрихпунктирные – фазы). В нижнем ряду показаны функции ошибок, рассчитанные для разных значений  $B_1$  (минимумы соответствуют исходным значениям  $B_1$ ). Розовые кривые получены с помощью предложенного алгоритма, а голубые – с помощью итерационного алгоритма.

Таким образом, для всех протестированных импульсов, представленных на рисунке 3.15, алгоритм поиска полиномиальной спектральной фазы дал достаточно хорошее совпадение с исходными данными (черные и розовые линии близки друг к другу). Использование итерационного алгоритма вблизи абсолютных минимумов функций ошибок позволило уточнить характеристики восстановленных сигналов и получить практически идеальное совпадение с исходными сигналами (черные и голубые линии на рисунке 3.15 практически совпадают). После применения итерационных алгоритмов функции ошибок уменьшились на порядок.

### ***3.6. Заключение к главе 3.***

В данной главе детально исследован метод восстановления ультракоротких импульсов на основе измерений исходного спектра и двух спектров, полученных при преобразовании импульса за счет ФСМ в волокне с керровской нелинейностью [110, 112, А5, А6, А12]. Разработанные ранее итерационные алгоритмы на основе алгоритма Гершберга-Сакстона хорошо подходят для обработки сигналов, для которых изменение фазы относительно небольшое (не превышает  $\pi$ ) [110, 112]. Для импульсов со значительной частотной модуляцией возникают проблемы со сходимостью алгоритма, при которых он может заикливаться вблизи локальных минимумов функции ошибок. Ранее для преодоления этой проблемы было предложено применять элементы генетических алгоритмов [110, 112], что значительно увеличивало время расчета, однако, не гарантировало нахождение глобального минимума. Автором диссертационной работы предложен очень простой и быстрый алгоритм, основанный на аппроксимации спектральной фазы полиномиальной функцией и оптимизации соответствующих полиномиальных коэффициентов методом полного перебора на разумной сетке таким образом, чтобы минимизировать функцию ошибок [А5]. В работе рассмотрен случай аппроксимации фазы с учетом квадратичного и кубичного по частоте слагаемых, что является наиболее важным с практической точки зрения случаем. Кроме того, данный случай допускает простую и наглядную графическую интерпретацию, позволяя визуально контролировать нахождение решения [А5]. Следует отметить, что при работе с экспериментальными данными, содержащими достаточно много шумов, особенно для сложных спектров, очень полезно визуально оценивать, насколько восстановленные спектры после преобразования в среде с керровской нелинейностью соответствуют измерениям вблизи минимумов, особенно если численные значения ошибок близки для разных минимумов. Также

можно рассмотреть более плотную сетку параметров вблизи интересующих значений для более точного нахождения глобального минимума.

Также диссертантом предложен гибридный алгоритм, при котором вначале происходит поиск полиномиальной фазы, а затем к найденному решению применяется итерационный алгоритм, позволяющий достаточно хорошо уточнить фазу, работая при этом вблизи нужного минимума функции ошибок (не переходя к локальным минимумам) [A5]. Показано, что в этом случае можно достаточно точно восстановить фазу даже для больших значений частотной модуляции. На многочисленных примерах было показано, что алгоритм устойчив к возмущениям (шумам) [A5].

Предложенный алгоритм оптимизации полиномиальной спектральной фазы был применен для обработки экспериментально измеренных данных в телекоммуникационном диапазоне [A6]. А именно, восстановлены 160-фс импульсы при использовании халькогенидного  $As_2S_3$  волокна и 670-фс импульсы при использовании кварцевого волокна [A6]. Эти результаты были экспериментально верифицированы с помощью аппаратно-программного комплекса SHG-FROG [A6].

Исследована возможность применения данного метода с использованием всех трех алгоритмов (итерационного алгоритма, предложенного алгоритма оптимизации полиномиальной фазы, а также гибридного алгоритма) для восстановления импульсов в среднем ИК диапазоне, а именно, импульсов трёхмикронного диапазона, с использованием теллуридных и халькогенидных волокон. Такие волокна обладают огромной керровской нелинейностью и прозрачны в данной спектральной области в отличие от кварцевых волокон. В случае активных теллуридных волокон предложен простой способ измерения усиленных импульсов на выходе усилителя без использования дополнительных элементов [A12]. На примере численно смоделированных оптимизированных сигналов в рамках разработанной математической модели с использованием реалистичных параметров легированных эрбием волокон [A11, A12] показана перспективность такого подхода. В случае халькогенидных  $As_2S_3$  волокон на различных репрезентативных примерах, используя реалистичные параметры ультракоротких импульсов и этих нелинейных волокон, продемонстрировано, что предложенный алгоритм поиска спектральной полиномиальной фазы дает достаточно хорошее совпадение восстановленных параметров импульсов с исходными, а последующее применение итерационного алгоритма вблизи глобального минимума функции ошибок позволяет добиться почти идеального соответствия между оригинальными и восстановленными импульсами [A5].

Исследуемый метод применим для измерения фазы ультракоротких импульсов в широком диапазоне длительностей [A5]. Верхняя граница длительности определяется в первую очередь возможностями спектрометров (разрешением) и пиковой мощностью, достижимой для

длинных импульсов. Нижняя граница длительности определяется дисперсионными эффектами в нелинейной керровской среде, которые при малой длительности приводят к искажениям импульса. Но в принципе алгоритм восстановления фазы допускает модификацию с учетом дисперсии нелинейного волокна (что ранее было реализовано для итерационного алгоритма в работе [112]).

Минимальное значение  $B$ -интеграла, при котором метод применим,  $B \sim 1$ . При меньших значениях  $B$ -интеграла спектр преобразуется незначительно, что с учетом шумов и неидеальности спектральных измерений не позволяет надежно восстановить фазу. Поэтому минимальная характеризуемая интенсивность сигнала зависит от  $\gamma$  и  $L$ . Длина отрезка волокна  $L$  может ограничиваться дисперсионными эффектами. Поэтому для оценки можно взять  $L < L_D$ , ( $L_D$  – дисперсионная длина). Т.е. минимальная пиковая мощность измеряемых сигналов оценивается  $P_{min} \sim 1/(\gamma L_D)$ . Следует отметить, что для достаточно длинных импульсов длительностью несколько пс или десятков пс с узким спектром ограничивающим фактором может являться не  $L_D$ , а  $L_{LOSS}$  (длина, связанная с потерями).



## Заключение.

Основные результаты диссертационного исследования заключаются в следующем.

1. Теоретически исследованы возможности поляризационного керровского сжатия квантовых флуктуаций ультракоротких импульсов в кварцевых волокнах в диапазоне длин волн около 1.5 мкм. Определены оптимальные длины волокон и параметры импульсов (длительность, энергия) для достижения наилучшего сжатия и подавления паразитных эффектов. Результаты качественно согласуются с экспериментальными измерениями. Показано, что при длительности солитонов  $\geq 0.5$  пс оптические потери в волокне ограничивают сжатие, а рамановские эффекты незначительны, в то время как при длительностях  $\leq 0.2$  пс сжатие ограничивается рамановскими эффектами. Обнаружено, что существует оптимальная длительность солитонов ( $\sim 0.4$  пс), обеспечивающая наиболее сильное сжатие ( $-22$  дБ без учета потерь в схеме детектирования), при достижении баланса между ограничивающими факторами.

2. Предложена и детально теоретически исследована генерация неклассических состояний непрерывного лазерного излучения 10-Вт класса мощности в двухмикронном диапазоне длин волн с теоретически достижимым сжатием квантовых флуктуаций сильнее  $-10$  дБ в теллуритных и халькогенидных волокнах с нелинейными керровскими коэффициентами на 2-4 порядка выше, чем у стандартных кварцевых волокон. Выявлены факторы, ограничивающие сжатие шумов. При относительно высоких мощностях накачки ( $>36$  дБм) и длинах, больше оптимальных, детерминированная рамановская нелинейность играет существенную роль. При относительно малых мощностях накачки ( $<33$  дБм) рамановская нелинейность не очень важна; основным ограничивающим фактором являются оптические потери в волокне. Численно продемонстрировано предельное керровское квантовое сжатие сильнее  $-20$  дБ для специального волокна из  $As_2Se_3$  стекла и в диапазоне  $-20\dots-15$  дБ для коммерческих волокон из  $As_2S_3$  стекла и специальных теллуритных волокон (без учета потерь в схеме детектирования). Показано, что при использовании теллуритных волокон такой же уровень квантового сжатия достижим и в диапазоне длин волн около 1.5 мкм.

3. Предложен и детально исследован новый эффективный компьютерный алгоритм обработки экспериментальных данных в неинтерферометрическом методе измерения фазы ультракоротких импульсов, основанном на измерении исходного спектра оптического сигнала и двух спектров, преобразованных в волокнах с керровской нелинейностью. Предложенный алгоритм, позволяющий расширить область применения разработанных до этого алгоритмов, основан на аппроксимации спектральной фазы полиномиальной функцией и оптимизации ее коэффициентов при глобальной минимизации функции ошибок. С помощью предложенного алгоритма произведена обработка экспериментально измеренных данных, позволившая

восстановить 160-фс импульсы при использовании халькогенидного  $As_2S_3$  волокна и 670-фс одиночные импульсы при использовании кварцевого волокна. Эти результаты были экспериментально верифицированы с помощью независимого метода оптического стробирования со спектральным разрешением.

4. Предложено и теоретически исследовано восстановление фазы ультракоротких импульсов длительностью от нескольких сотен фс до нескольких десятков пс в трехмикронном диапазоне длин волн на основе преобразования спектров в прозрачных в данном диапазоне теллуридных и халькогенидных волокнах с применением различных алгоритмов: предложенного алгоритма оптимизации полиномиальной фазы, итерационного алгоритма типа Гершберга-Сакстона и гибридного алгоритма.

Таким образом, полученные в диссертационной работе результаты создают основу для реализации новых волоконных источников неклассического света со сжатыми квантовыми флуктуациями значительно ниже стандартного квантового предела для одной из квадратурных компонент сигнала, что востребовано для многих современных приложений. Также результаты работы перспективны для использования в задачах ультрабыстрой метрологии, в том числе, в мало освоенном среднем инфракрасном диапазоне. Дальнейшая разработка темы может быть связана с экспериментальной реализацией и поиском новых материалов с высокой керровской нелинейностью и низкими оптическими потерями и оптимизацией на их основе волоконных систем для формирования квантового сжатого света в различных спектральных областях.

## Список литературы

- [1]. Jeunhomme L. B. Single-Mode Fiber Optics: Principles and Applications. – Routledge, 2019.
- [2]. Agrawal G. P. Applications of nonlinear fiber optics. – Elsevier, 2001.
- [3]. Agrawal, G.P. Nonlinear Fiber Optics, 6th ed.; Elsevier: Amsterdam, The Netherlands, 2019.
- [4]. Chang, G. Ultrafast fiber lasers: an expanding versatile toolbox / G. Chang, Z. Wei // *Iscience*. – 2020. – Vol.23, №.5. – P. 101101.
- [5]. Sizmann, A. V The optical kerr effect and quantum optics in fibers / A. Sizmann, G. Leuchs // *Progress in optics*. – 1999. – Vol. 39. – P. 373-469.
- [6]. Wang, W. C. Recent advances in soft optical glass fiber and fiber lasers. / W. C. Wang, B. Zhou, S. H. Xu, Z. M. Yang, Q. Y. Zhang // *Progress in Materials Science*. – 2019. – Vol. 101. – P. 90-171.
- [7]. Tao, G. Infrared Fibers / G. Tao, H. Ebendorff-Heidepriem, A.M. Stolyarov, S. Danto, J.V. Badding, Y. Fink, J. Ballato, A.F. Abouraddy // *Advances in Optics and Photonics*. – 2015. – Vol. 7, №.2. – P. 379-458.
- [8]. Wang, Y. Mid-infrared supercontinuum generation in chalcogenide glass fibers: a brief review / Y. Wang, S. Dai // *PhotoniX*. – 2021. – Vol. 2. – P. 9.
- [9]. Xiong, C. Quantum-correlated photon pair generation in chalcogenide As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> waveguides / C. Xiong, L. G. Helt, A. C. Judge, G. D. Marshall, M. J. Steel, J. E. Sipe, B. J. Eggleton // *Optics express*. – 2010. – Vol. 18, №15. – P. 16206-16216.
- [10]. Collins, M. J. Low Raman-noise correlated photon-pair generation in a dispersion-engineered chalcogenide As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> planar waveguide / M. J. Collins, A. S. Clark, J. He, D.-Y. Choi, R. J. Williams, A. C. Judge, S. J. Madden, M. J. Withford, M. J. Steel, B. Luther-Davies, C. Xiong, B. J. Eggleton // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37, №16. – P. 3393-3395.
- [11]. Huang, P. Integrated Reconfigurable Photon-Pair Source Based on High-Q Nonlinear Chalcogenide Glass Microring Resonators / P. Huang, B. Chen, D. Xia, Z. Li, B. Zhang, Z. Liu, D. Wei, Z. Li, J. Liu // *Nano Letters*. – 2023 – Vol.23.

- [12]. Anashkina, E.A. Toward a mid-infrared femtosecond laser system with suspended-core tungstate-tellurite glass fibers / E.A. Anashkina, A.V. Andrianov, V.V. Dorofeev, A.V. Kim // *Applied Optics*. – 2016. – Vol. 55, №17. – P. 4522-4530
- [13]. Okhrimchuk, A. G. Direct Laser Written Waveguide in Tellurite Glass for Supercontinuum Generation in 2  $\mu\text{m}$  Spectral Range / A. G. Okhrimchuk, A. D. Pryamikov, A. V. Gladyshev, G. K. Alagashev, M. P. Smayev, V. V. Likhov, V. V. Dorofeev, S. E. Motorin, Y. P. Yatsenko // *Journal of Lightwave Technology*. – 2019. – Vol.38, №6 – P. 1492-1500.
- [14]. Eggleton, B.J. Chalcogenide photonics / B.J. Eggleton, B. Luther-Davies, K. Richardson // *Nature photonics*. – 2011. – Vol. 5, №3. – P. 141-148.
- [15]. Andersen, U.L. 30 years of squeezed light generation. / U.L. Andersen, T. Gehring, C. Marquardt, G. Leuchs. // *Physica Scripta*. – 2016. – Vol. 91, №5. – P. 053001.
- [16]. Lawrie B. J. Quantum Sensing with Squeezed Light / B. J. Lawrie, P. D. Lett, A. M. Marino, R. C. Pooser. // *ACS Photonics* – 2019 – Vol. 6, №6. – P. 1307–1318.
- [17]. Fedorov, A. K. Quantum technologies in Russia / A. K. Fedorov, A. V. Akimov, J. D. Biamonte, A. V. Kavokin, F. Y. Khalili, E. O. Kiktenko, N. N. Kolachevsky, Y. V. Kurochkin, A. I. Lvovsky, A. N. Rubtsov, G. V. Shlyapnikov, S. S. Straupe, A. V. Ustinov, A. M. Zheltikov // *Quantum Science and Technology*. – 2019. – Vol.4, №4. – P. 040501.
- [18]. Lough J. First Demonstration of 6 dB Quantum Noise Reduction in a Kilometer Scale Gravitational Wave Observatory / J. Lough, E. Schreiber, F. Bergamin, H. Grote, M. Mehmet, H. Vahlbruch, C. Affeldt, M. Brinkmann, A. Bisht, V. Kringel, H. Lück, N. Mukund, S. Nadj, B. Sorazu, K. Strain, M. Weinert, K. Danzmann. // *Physical Review Letters*. – 2021. – Vol. 126, №4. – P. 041102.
- [19]. Danilishin S. L. Quantum measurement theory in gravitational-wave detectors / S. L. Danilishin, F. Y. Khalili // *Living Reviews in Relativity*. – 2012. – Vol. 15. – P. 5.
- [20]. Халили, Ф. Я. Квантовые измерения в детекторах гравитационных волн / Ф. Я. Халили // *Успехи физических наук*. – 2016. – Т. 186, №10. – С. 1059-1089.
- [21]. Брагинский, В. Б. Дорога к открытию гравитационных волн. / В. Б. Брагинский, И. А. Биленко, С. П. Вятчанин, М. Л. Городецкий, В. П. Митрофанов, Л. Г. Прохоров, С. Е. Стрыгин, Ф. Я. Халили // *Успехи физических наук*. – 2016. – Т. 186, №9. – С. 968-974.

- [22]. Larsen, M. V. Fault-Tolerant Continuous-Variable Measurement-based Quantum Computation Architecture / M. V. Larsen, C. Chamberland, K. Noh, J. S. Neergaard-Nielsen, U. L. Andersen // *PRX Quantum*. – 2021. – Vol. 2, №3. – P. 030325.
- [23]. Zhong, H.-S. Quantum computational advantage using photons / H.-S. Zhong, H. Wang, Y.-H. Deng, M.-C. Chen, L.-C. Peng, Y.-H. Luo, J. Qin, D. Wu, X. Ding, Y. Hu, P. Hu, X.-Y. Yang, W.-J. Zhang, H. Li, Y. Li, X. Jiang, L. Gan, G. Yang, L. You, Z. Wang, L. Li, N.-L. Liu, C.-Y. Lu, J.-W. Pan // *Science*. – 2020. – Vol. 370, №6523. – P. 1460-1463.
- [24]. Menicucci, N.C. Universal Quantum Computation with Continuous-Variable Cluster States / N. C. Menicucci, P. Van Loock, M. Gu, C. Weedbrook, T. C. Ralph, M. A. Nielsen // *Physical review letters*. – 2006. – Vol. 97, №11. – P. 110501.
- [25]. Kumar, A. State-of-the-art survey of quantum cryptography / A. Kumar, S. Garhwal // *Archives of Computational Methods in Engineering*. – 2021. – Vol. 28. – P. 3831-3868.
- [26]. Kaiser, F. A fully guided-wave squeezing experiment for fiber quantum networks. / F. Kaiser, B. Fedrici, A. Zavatta, V. D'Auria, S. Tanzilli // *Optica*. – 2016. – Vol. 3, №4. – P. 362-365.
- [27]. Gottesman, D. Secure quantum key distribution using squeezed states / D. Gottesman, J. Preskill // *Quantum Information with Continuous Variables*. – 2003. – P. 317-356.
- [28]. Lvovsky A.I. Squeezed light // *Photonics: scientific foundations, technology and applications*. Hoboken, New Jersey: Wiley, 2015.
- [29]. Dodonov, V.V. 'Nonclassical' states in quantum optics: a 'squeezed' review of the first 75 years / V.V. Dodonov // *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*. – 2002. – Vol. 4, №1. – P. R1–R33.
- [30]. Slusher, R.E. Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity / R. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, J. F. Valley // *Physical review letters*. – 1985. – Vol. 55, №22. – P. 2409–2412.
- [31]. Мельников Л. А. Динамика и квантовые флуктуации излучения в нестационарных режимах работы волоконного ВКР-усилителя / Л. А. Мельников, Ю. А. Мажирина // *Квантовая электроника*. – 2019. – Т. 49, №12. – С. 1083-1088.

- [32]. Machida, S. Observation of amplitude squeezing in a constant-current-driven semiconductor laser / S. Machida, Y. Yamamoto, Y. Itaya // *Physical review letters*. – 1987. – Vol. 58, №10. – P. 1000.
- [33]. Wu, L.A. Generation of squeezed states by parametric down conversion. / L.A. Wu, H.J. Kimble, J.L. Hall, H. Wu // *Physical review letters*. – 1986. – Vol.57, №20. – P. 2520.
- [34]. Vahlbruch, H. Detection of 15 dB squeezed states of light and their application for the absolute calibration of photoelectric quantum efficiency. / H. Vahlbruch, M. Mehmet, K. Danzmann, R. Schnabel // *Physical review letters*. – 2016. – Vol. 117, №11. – P. 110801.
- [35]. Sizmann, A. Observation of amplitude squeezing of the up-converted mode in second harmonic generation / A. Sizmann, R.J. Horowicz, G. Wagner, G. Leuchs // *Optics communications*. – 1990. – Vol. 80. – №2. – P. 138–142.
- [36]. Vahlbruch, H. Observation of squeezed light with 10-dB quantum-noise reduction / H. Vahlbruch, M. Mehmet, S. Chelkowski, B. Hage, A. Franzen, N. Lastzka, S. Goßler, K. Danzmann, R. Schnabel // *Physical review letters*. – 2008. – Vol. 100, №3. – P. 033602.
- [37]. Mehmet, M. Squeezed light at 1550 nm with a quantum noise reduction of 12.3 dB / M. Mehmet, S. Ast, T. Eberle, S. Steinlechner, H. Vahlbruch, R. Schnabel // *Optics express*. – 2011. – Vol. 19, №25. – P. 25763–25772.
- [38]. Shelby, R.M. Broad-band parametric deamplification of quantum noise in an optical fiber / R.M. Shelby, M.D. Levenson, S.H. Perlmutter, R.G. DeVoe, D.F. Walls // *Physical review letters*. – 1986. – Vol. 57, №6. – P. 691.
- [39]. Corney, J.F. Simulations and experiments on polarization squeezing in optical fiber / J.F. Corney, J. Heersink, R. Dong, V. Josse, P.D. Drummond, G. Leuchs, U.L. Andersen // *Physical Review A*. – 2008. – Vol. 78, №2. – P. 023831.
- [40]. Fiorentino, M. Soliton squeezing in microstructure fiber / M. Fiorentino, J.E. Sharping, P. Kumar, A. Porzio, R.S. Windeler // *Optics letters*. – 2002. – Vol. 27, №8. – P. 649–651.
- [41]. Fiorentino, M. Soliton squeezing in a Mach-Zehnder fiber interferometer / M. Fiorentino, J.E. Sharping, P. Kumar, D. Levandovsky, M. Vasilyev // *Physical Review A*. – 2001. – Vol. 64, №3. – P. 031801.

- [42]. Dong, R. Experimental evidence for Raman-induced limits to efficient squeezing in optical fibers / R. Dong, J. Heersink, J.F. Corney, P.D. Drummond, U.L. Andersen, G. Leuchs // *Optics letters*. – 2008. – Vol. 33, №2. – P. 116–118.
- [43]. Doerr, C. R. Simulation of pulsed squeezing in optical fiber with chromatic dispersion / C. R. Doerr, M. Shirasaki, F. I. Khatri // *JOSA B*. – 1994. – Vol. 11, №1. – P. 143–149.
- [44]. Kärtner, F. X. Raman noise and soliton squeezing / F. X. Kärtner, D. J. Dougherty, H. A. Haus, E. P. Ippen // *JOSA B*. – 1994. – Vol. 11, №7. – P. 1267–1276.
- [45]. Drummond, P. D. Simulation of quantum effects in Raman-active waveguides / P. D. Drummond, A. D. Hardman // *Europhysics Letters*. – 1993. – Vol. 21, №3. – P. 279.
- [46]. Mazhirina, Y. A. Squeezed and entangled solitons via soliton fission in dispersion variable fibres / Y. A. Mazhirina, L. A. Melnikov // *Laser Physics Letters*. – 2019. – Vol. 17, №1. – P. 015204
- [47]. Shelby, R. M. Guided acoustic-wave Brillouin scattering / R. M. Shelby, M. D. Levenson, P. W. Bayer // *Physical Review B*. – 1985. – Vol. 31, №8. – P. 5244–5252.
- [48]. Poustie, A. J. Bandwidth and mode intensities of guided acoustic-wave Brillouin scattering in optical fibers / A. J. Poustie // *JOSA B*. – 1993. – Vol. 10, №4. – P. 691–696.
- [49]. Rosenbluh, M. Squeezed optical solitons / M. Rosenbluh, R. M. Shelby // *Physical review letters*. – 1991. – Vol. 66, №2. – P. 153–156.
- [50]. Drummond, P. D. Quantum solitons in optical fibres / P. D. Drummond, R. M. Shelby, S. R. Friberg, Y. Yamamoto // *Nature*. – 1993. – Vol. 365, №6444. – P. 307-313.
- [51]. Kitagawa, M. Number-phase minimum-uncertainty state with reduced number uncertainty in a Kerr nonlinear interferometer / M. Kitagawa, Y. Yamamoto // *Physical Review A*. – 1986. – Vol. 34, №5. – P. 3974–3988.
- [52]. Schmitt, S. Photon-number squeezed solitons from an asymmetric fiber-optic Sagnac interferometer / S. Schmitt, J. Ficker, M. Wolff, F. König, A. Sizmann, G. Leuchs. // *Physical review letters*. – 1998. – Vol. 81, №12. – P. 2446 – 2449.
- [53]. Krylov, D. Amplitude-squeezed solitons from an asymmetric fiber interferometer / D. Krylov, K. Bergman // *Optics letters*. – 1998. – Vol. 23, №17. – P. 1390–1392.

- [54]. Levandovsky, D. Amplitude squeezing of light by means of a phase-sensitive fiber parametric amplifier / D. Levandovsky, M. Vasilyev, P. Kumar // *Optics letters*. – 1999. – Vol. 24, №14. – P. 984–986.
- [55]. Drummond, P. D. Quantum noise in optical fibers. I. Stochastic equations / P. D. Drummond, J. F. Corney // *JOSA B*. – 2001. – Vol. 18, №2. – P. 139–152.
- [56]. Corney, J. F., Drummond P. D. Quantum noise in optical fibers. II. Raman jitter in soliton communications / J. F. Corney, P. D. Drummond // *JOSA B*. – 2001. – Vol. 18, №2. – P. 153–161.
- [57]. Bonetti, J. Master equation approach to propagation in nonlinear fibers. / J. Bonetti, S. M. Hernandez, D. F. Grosz // *Optics Letters*. – 2021. – Vol. 46, №3. – P. 665–668.
- [58]. Hollenbeck, D. Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function / D. Hollenbeck, C. D. Cantrell // *JOSA B*. – 2002. – Vol. 19, №12. – P. 2886–2892.
- [59]. Bachor, H.A.; Ralph, T.C.; Lucia, S.; Ralph, T.C. *A Guide to Experiments in Quantum Optics*; Wiley-vch: Weinheim, Germany, 2004.
- [60]. Serena, P. Scaling properties of guided acoustic-wave Brillouin scattering in single-mode fibers. / P. Serena, A.C. Meseguer, F. Poli, A. Bononi, J.C. Antona // *Optics express*. – 2021. – Vol. 29, №10. – P. 15528–15540.
- [61]. Folkenberg, J.R. Polarization maintaining large mode area photonic crystal fiber. / J.R. Folkenberg, M.D. Nielsen, N.A. Mortensen, C. Jakobsen, H.R. Simonsen // *Optics express*. – 2004. – Vol. 12, №5. – P. 956–960.
- [62]. Stone, J. M. Highly birefringent 98-core fiber / J. M. Stone, F. Yu, J. C. Knight // *Optics Letters*. – 2014. – Vol. 39, №15. – P. 4568–4570.
- [63]. Mansuryan, T. Spatially dispersive scheme for transmission and synthesis of femtosecond pulses through a multicore fiber / T. Mansuryan, P. Rigaud, G. Bouwmans, V. Kermène, Y. Quiquempois, A. Desfarges-Berthelemot, P. Armand, J. Benoist, A. Barthélémy // *Optics express*. – 2012. – Vol. 20, №22. – P. 24769–24777.
- [64]. Mansell, G.L. Observation of Squeezed Light in the 2  $\mu$ m Region / G.L. Mansell, T.G. McRae, P.A. Altin, M.J Yap, R.L. Ward, B.J.J. Slagmolen, D.A. Shaddock, D.E. McClelland // *Physical review letters*. – 2018. – Vol. 120, №20. – P. 203603.



- [65]. Kapasi, D.P. Tunable Narrow-Linewidth Laser at 2  $\mu\text{m}$  Wavelength for Gravitational Wave Detector Research / D.P. Kapasi, J. Eichholz, T. McRae, R.L. Ward, B.J.J. Slagmolen, S. Legge, K.S. Hardman, P.A. Altin, D.E. McClelland // *Optics express*. – 2020. – Vol. 28, №3. – P. 3280–3288.
- [66]. Zhang, Q. 5 W Ultra-Low-Noise 2  $\mu\text{m}$  Single-Frequency Fiber Laser for next-Generation Gravitational Wave Detectors / Q. Zhang, Y. Hou, X. Wang, W. Song, X. Chen, W. Bin, J. Li, C. Zhao, P. Wang. // *Optics Letters*. – 2020. – Vol. 45, №17. – P. 4911–4914.
- [67]. El-Mallawany, R.A.H. *Tellurite Glasses Handbook*, CRC Press, 2014.
- [68]. Bodrov, S. Cubic Nonlinearity of Tellurite and Chalcogenide Glasses: Terahertz-Field-Induced Second Harmonic Generation vs. Optical Kerr Effect. / S. Bodrov, Y. Sergeev, E. Burova, A. Korytin, A. Murzanev, A. Romashkin, A. Stepanov // *Applied Sciences*. – 2022. – Vol. 12, №22. – P. 11608.
- [69]. Smayev M. P. Femtosecond laser writing of a depressed cladding single mode channel waveguide in high-purity tellurite glass / M. P. Smayev, V. V. Dorofeev, A. N. Moiseev, A. G. Okhrimchuk // *Journal of Non-crystalline Solids*. – 2018. – Vol. 480. – P. 100–106.
- [70]. Dorofeev, V. V. High-purity  $\text{TeO}_2\text{--WO}_3\text{--(La}_2\text{O}_3\text{,Bi}_2\text{O}_3)$  glasses for fiber-optics / V. V. Dorofeev, A. N. Moiseev, M. F. Churbanov, G. E. Snopatin, A. V. Chilyasov, I. A. Kraev, A. S. Lobanov, T. V. Kotereva, L. A. Ketkova, A. A. Pushkin, V. V. Gerasimenko, V. G. Plotnichenko, A. F. Kosolapov, E. M. Dianov // *Optical Materials*. – 2011. – Vol. 33, №12. – P. 1911–1915.
- [71]. Moiseev, A.N. Production and properties of high purity  $\text{TeO}_2\text{--ZnO--Na}_2\text{O--Bi}_2\text{O}_3$  and  $\text{TeO}_2\text{--WO}_3\text{--La}_2\text{O}_3\text{--MoO}_3$  glasses / A.N. Moiseev, V.V. Dorofeev, A.V. Chilyasov, I.A. Kraev, M.F. Churbanov, T.V. Kotereva, V.G. Pimenov, G.E. Snopatin, A.A. Pushkin, V.V. Gerasimenko, A.F. Kosolapov, V.G. Plotnichenko, E.M. Dianov // *Optical Materials*. – 2011. – Vol. 33, №12. – P. 1858–1861.
- [72]. Mori, A. Ultra-Wide-Band Tellurite-Based Fiber Raman Amplifier / A. Mori, H. Masuda, K. Shikano, M. Shimizu // *Journal of Lightwave Technology*. – 2003. – Vol. 21, №5. – P. 1300–1306.
- [73]. Qin, G. Widely Tunable Ring-Cavity Tellurite Fiber Raman Laser. / G. Qin, M. Liao, T. Suzuki, A. Mori, Y. Ohishi // *Optics letters*. – 2008. – Vol. 33, №17. – P. 2014–2016.
- [74]. Shiryayev, S.V. Recent advances in preparation of high-purity chalcogenide glasses for mid-IR photonics / S.V. Shiryayev, M.F. Churbanov // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2017. – Vol. 475. – P. 1–9.

- [75]. Snopatin, G.E. High-purity chalcogenide glasses for fiber optics / G.E. Snopatin, V.S. Shiryaev, V.G. Plotnichenko, E.M. Dianov, M.F. Churbanov // *Inorganic materials*. – 2009. – Vol. 45. – P. 1439–1460.
- [76]. Tang, Z. Low loss Ge-As-Se chalcogenide glass fiber, fabricated using extruded preform, for mid-infrared photonics / Z. Tang, V. S. Shiryaev, D. Furniss, L. Sojka, S. Sujecki, T. M. Benson, A. B. Seddon, M. F. Churbanov // *Optical Materials Express*. – 2015. – Vol. 5, №8. – P. 1722–1737.
- [77]. Dianov, E.M. Estimate of the minimum optical losses in chalcogenide glasses / E.M. Dianov, M.Y. Petrov, V.G. Plotnichenko, V.K. Sysoev // *Quantum Electronics* – 1982. – Vol. 9, №4. – P. 798–800.
- [78]. Snopatin, G.E. High purity arsenic-sulfide glasses and fibers with minimum attenuation of 12 dB/km / G.E. Snopatin, M.F. Churbanov, A.A. Pushkin, V.V. Gerasimenko, E.M. Dianov, V. G. Plotnichenko // *Optoelectronics and advanced materials-rapid communications*. – 2009. – Vol. 3. – P. 669–671.
- [79]. Shiryaev, V.S. Preparation of low-loss core-clad As–Se glass fibers / V.S. Shiryaev, M.F. Churbanov, G.E. Snopatin, F. Chenard // *Optical Materials*. – 2015. – Vol. 48. – P. 222–225.
- [80]. Churbanov, M.F. The problems of optical loss reduction in arsenic sulfide glass IR fibers / M.F. Churbanov, I.V. Skripachev, G.E. Snopatin, L.A. Ketkova, V.G. Plotnichenko // *Optical Materials*. – 2020. – Vol. 102. – P. 109812.
- [81]. Petersen, C.R. Mid-infrared supercontinuum covering the 1.4–13.3  $\mu\text{m}$  molecular fingerprint region using ultra-high NA chalcogenide step-index fibre / C.R. Petersen, U. Møller, I. Kubat, B. Zhou, S. Dupont, J. Ramsay, T. Benson, S. Sujecki, N. Abdel-Moneim, Z. Tang, D. Furniss, A. Seddon, O. Bang // *Nature Photonics*. – 2014. – Vol. 8, №11. – P. 830–834.
- [82]. Zhao, Z. Mid-infrared supercontinuum covering 2.0–16  $\mu\text{m}$  in a low-loss telluride single-mode fiber / Z. Zhao, B. Wu, X. Wang, Z. Pan, Z. Liu, P. Zhang, X. Shen, Q. Nie, S. Dai, R. Wang // *Laser & Photonics Reviews*. – 2017. – Vol. 11, №2. – P. 1700005.
- [83]. Cheng, T. Mid-infrared supercontinuum generation spanning 2.0 to 15.1  $\mu\text{m}$  in a chalcogenide step-index fiber / T. Cheng, K. Nagasaka, T.H. Tuan, X. Xue, M. Matsumoto, H. Tezuka, T. Suzuki, Y. Ohishi // *Optics letters*. – 2016. – Vol. 41, №9. – P. 2117–2120.
- [84]. Domachuk, P. Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs / P. Domachuk, N. A. Wolchover, M. Cronin-

Golomb, A. Wang, A. K. George, C.M.B. Cordeiro, J.C. Knight, F. G. Omenetto // *Optics Express*. – 2008. – Vol. 16, №10. – P. 7161–7168.

[85]. Kedenburg, S. High repetition rate mid-infrared supercontinuum generation from 1.3 to 5.3  $\mu\text{m}$  in robust step-index tellurite fibers / S. Kedenburg, C. Strutynski, B. Kibler, P. Froidevaux, F. Désévéday, G. Gadret, J.-C. Jules, T. Steinle, F. Mörz, A. Steinmann, H. Giessen, F. Smektala // *JOSA B*. – 2017. – Vol. 34, №3. – P. 601–607.

[86]. Kibler, B. Octave-Spanning Coherent Supercontinuum Generation in a Step-Index Tellurite Fiber and towards Few-Cycle Pulse Compression at 2  $\mu\text{m}$ . / B. Kibler, A. Lemièrre, J.-T. Gomes, D. Gaponov, L. Lavoute, F. Désévéday, F. Smektala // *Optics Communications*. – 2021. – Vol. 488. – P. 126853.

[87]. Le, S. D. Efficient four-wave mixing in an ultra-highly nonlinear suspended-core chalcogenide As<sub>38</sub>Se<sub>62</sub> fiber / S. D. Le, D. M. Nguyen, M. Thual, L. Bramerie, M. C. e Silva, K. Lenglé, M. Gay, T. Chartier, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, J. Troles // *Optics Express*. – 2011. – Vol. 19, №26. – P. B653–B660.

[88]. Cheng, T. Broadband cascaded four-wave mixing and supercontinuum generation in a tellurite microstructured optical fiber pumped at 2  $\mu\text{m}$  / T. Cheng, L. Zhang, X. Xue, D. Deng, T. Suzuki, Y. Ohishi // *Optics Express*. – 2015. – Vol. 23, №4. – P. 4125–4134.

[89]. Wang, P. Investigation on four-wave mixing toward mid-infrared waveband in tellurite photonic crystal fiber / P. Wang, L. Chen, X. Zhang, P. Gao, Y. Zhou, W. Zhang, J. Hu, M. Liao, T. Suzuki, Y. Ohishi, W. Gao // *Optical and Quantum Electronics*. – 2018. – Vol. 50, №12. – P. 415.

[90]. <https://irflex.com/>

[91]. <https://artphotonics.com/>

[92]. <http://www.npphotonics.com/>

[93]. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов / Пер. с англ. под ред. Дианова Е.М. и Шевченко В.В. М.: Радио и связь. 1987. 656 с.

[94]. Ghosh, G. Sellmeier coefficients and chromatic dispersions for some tellurite glasses / G. Ghosh // *Journal of the American Ceramic Society*. – 1995. – Vol. 78, №10. – P. 2828–2830.

- [95]. Yuan, W. 2–10  $\mu\text{m}$  mid-infrared supercontinuum generation in  $\text{As}_2\text{Se}_3$  photonic crystal fiber / W. Yuan // *Laser Physics Letters*. – 2013. – Vol. 10, № 9. – P. 095107.
- [96]. Chaudhari, C. Design of zero chromatic dispersion chalcogenide  $\text{As}_2\text{S}_3$  glass nanofibers / C. Chaudhari, T. Suzuki, Y. Ohishi // *Journal of lightwave technology*. – 2009. – Vol. 27, №12. – P. 2095–2099
- [97]. Baker, C. High Nonlinearity and Single-Mode Transmission in Tapered Multimode  $\text{As}_2\text{Se}_3$ -PMMA Fibers / C. Baker, M. Rochette // *IEEE Photonics Journal*. – 2012. – Vol. 4, №3. – P. 960–969.
- [98]. Xiong, C. Characterization of Picosecond Pulse Nonlinear Propagation in Chalcogenide  $\text{As}_2\text{S}_3$  Fiber / C. Xiong, E. Magi, F. Luan, A. Tuniz, S. Dekker, J. S. Sanghera, L. B. Shaw, I. D. Aggarwal, B. J. Eggleton // *Applied optics*. – 2009. – Vol. 48, №29. – P. 5467-5474.
- [99]. Yan, X. Transient Raman Response Effects on the Soliton Self-Frequency Shift in Tellurite Microstructured Optical Fiber / X. Yan, G. Qin, M. Liao, T. Suzuki, Y. Ohishi // *JOSA B*. – 2011. – Vol. 28, №8. – P. 1831–1836.
- [100]. Walmsley, I. A. Characterization of ultrashort electromagnetic pulses / I. A. Walmsley, C. Dorrer // *Advances in Optics and Photonics*. – 2009. – Vol. 1, №2. – P. 308-437.
- [101]. Trebino, R. Highly Reliable Measurement of Ultrashort Laser Pulses. / R. Trebino, R. Jafari, S.A. Akturk, P. Bownan, Z. Guang, P. Zhu, E. Escoto, G. Steinmeyer // *Journal of Applied Physics*. – 2020. – Vol. 128, №17. – P. 171103.
- [102]. DeLong, K. W. Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation / K. W. DeLong, Rick Trebino, J. Hunter, W. E. White // *JOSA B*. – 1994. – Vol. 11, №11. – P. 2206-2215.
- [103]. Trebino, R. *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Kluwer Academic Publishers, Boston, USA, 2002.
- [104]. Iaconis, C. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses / C. Iaconis, I. A. Walmsley // *Optics letters*. – 1998. – Vol. 23, №10. – P. 792–794.
- [105]. Goda, K. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements / K. Goda, B. Jalali // *Nature Photonics*. – 2013. – Vol. 7, №2. – P. 102–112.

- [106]. Miranda, M. Simultaneous compression and characterization of ultrashort laser pulses using chirped mirrors and glass wedges / M. Miranda, T. Fordell, C. Arnold, A. L'Huillier, H. Crespo // *Optics express*. – 2012. – Vol. 20, №1. – P. 688–697.
- [107]. Yang, S.-D. Direct spectral phase retrieval of ultrashort pulses by double modified one-dimensional autocorrelation traces / S.-D. Yang, C.-S. Hsu, S.-L. Lin, H. Miao, C.-B. Huang, A.M. Weiner // *Optics Express*. – 2008. – Vol. 16. – №25. – P. 20617–20625.
- [108]. Amat-Roldán, I. Measurement of electric field by interferometric spectral trace observation / I. Amat-Roldán, I. G. Cormack, P. Loza-Alvarez, D. Artigas // *Optics letters*. – 2005. – Vol. 30, №9. – P. 1063–1065.
- [109]. Xu, B. Quantitative investigation of the multiphoton intrapulse interference phase scan method for simultaneous phase measurement and compensation of femtosecond laser pulses / B. Xu, J.M. Gunn, J.M.D. Cruz, V.V. Lozovoy, M. Dantus // *JOSA B*. – 2006. – Vol. 23, №4. – P. 750-759.
- [110]. Anashkina, E.A. Single-shot laser pulse reconstruction based on self-phase modulated spectra measurements / E.A. Anashkina, V.N. Ginzburg, A.A. Kochetkov, I.V. Yakovlev, A.V. Kim, E.A. Khazanov // *Scientific Reports*. – 2016. – Vol. 6. – P. 33749.
- [111]. Baudin, K. Fiber-based measurement of temporal intensity and phase profiles of an optical telecommunication pulse through self-phase modulation / K. Baudin, F. Audo, C. Finot // *Microwave and Optical Technology Letters*. – 2018. – Vol. 60, №4. – P. 882-886.
- [112]. Anashkina, E.A. Complete Field Characterization of Ultrashort Pulses in Fiber Photonics. *IEEE J. Select. Topics* / E.A. Anashkina, A.V. Andrianov, M.Yu. Koptev, A.V. Kim // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2017. – Vol. 24, №3. – P. 8700107.
- [113]. Duval, S. Femtosecond fiber lasers reach the mid-infrared / S. Duval, M. Bernier, V. Fortin, J. Genest, M. Piché, R. Vallée // *Optica*. – 2015. – Vol. 2, №7. – P. 623–626.
- [114]. Zhu, X. Pulsed fluoride fiber lasers at 3  $\mu\text{m}$  / X. Zhu, G. Zhu, C. Wei, L.V. Kotov, J. Wang, M. Tong, R.A. Norwood, N. Peyghambarian // *JOSA B*. – 2017. – Vol. 34, №3. – P. A15–A28.
- [115]. Jobin, F. Recent developments in lanthanide-doped mid-infrared fluoride fiber lasers / F. Jobin, P. Paradis, Y. O. Aydin, T. Boilard, V. Fortin, J.-C. Gauthier, M. Lemieux-Tanguay, S. Magnan-Saucier, L.-C. Michaud, S. Mondor, L.-P. Pleau, L. Talbot, M. Bernier, R. Vallée // *Optics Express*. – 2022. – Vol. 30, №6. – P. 8615–8640.

- [116]. Bawden, N, Ultrafast 3.5  $\mu\text{m}$  fiber laser / N. Bawden, O. Henderson-Sapir, S.D. Jackson, D.J. Ottaway // *Optics Letters*. – 2021. – Vol. 46, №7. – P. 1636–1639.
- [117]. Anashkina, E.A. Generating femtosecond optical pulses tunable from 2 to 3  $\mu\text{m}$  with a silica-based all-fiber laser system / E.A. Anashkina, A.V. Andrianov, M. Yu. Koptev, S.V. Muravyev, A.V. Kim // *Optics Letters*. – 2014. – Vol. 39. – №10. – P. 2963–2966
- [118]. Delahaye, H. Generation of 35 kW peak power 80 fs pulses at 2.9  $\mu\text{m}$  from a fully fusion-spliced fiber laser / H. Delahaye, G. Granger, J.-T. Gomes, L. Lavoute, D. Gaponov, N. Ducros, S. Fevrier // *Optics Letters*. – 2019. – Vol. 44, №9. – P. 2318–2321.
- [119]. Tang, Y. Generation of intense 100 fs solitons tunable from 2 to 4.3  $\mu\text{m}$  in fluoride fiber / Y. Tang, L.G. Wright, K. Charan, T. Wang, C. Xu, F.W. Wise // *Optica*. – 2016. – Vol. 3, №9. – P. 948–951.
- [120]. Ren, H. The polarization-aided tunable high-power femtosecond Raman solitons generation from 1.96 to 3.1  $\mu\text{m}$  in fibers cascaded system / H. Ren, K. Xia, J. Wang, S. Ge, T. Huang, P. Yang, P. Xu, S. Mo, M. Qiu, S. Bai, F. Chen, S. Dai, Q. Nie // *Optics & Laser Technology*. – 2022. – Vol. 150. – P. 107934
- [121]. Zhang, L. Tunable soliton generation in a birefringent tellurite microstructured optical fiber / L. Zhang, T. Cheng, D. Deng, D. Sega, L. Liu, X. Xue, T. Suzuki, Y. Ohishi // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2015. – Vol. 27, №14. – P. 1547–1549.
- [122]. Li, Z. Tunable mid-infrared Raman soliton generation from 1.96 to 2.82  $\mu\text{m}$  in an all-solid fluorotellurite fiber / Z. Li, N. Li, C. Yao, F. Wang, Z. Jia, F. Wang, G. Qin, Y. Ohishi, W. Qin // *AIP Advances*. – 2018. – Vol. 8, №11. – P. 115001.
- [123]. Cheng, T. Soliton self-frequency shift and dispersive wave in a hybrid four-hole AsSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> microstructured optical fiber / T. Cheng, Y. Kanou, K. Asano, D. Deng, M. Liao, M. Matsumoto, T. Misumi, T. Suzuki, Y. Ohishi // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 104, №12. – P. 121911.
- [124]. Alamgir, I. Mid-infrared soliton self-frequency shift in chalcogenide glass / I. Alamgir, M.H.M. Shamim, W. Correr, Y. Messaddeq, M. Rochette // *Optics Letters*. – 2021. – Vol. 46, №21. – P. 5513–5516.
- [125]. Gomes, L. Energy level decay and excited state absorption processes in erbium-doped tellurite glass / L. Gomes, M. Oermann, H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ottaway, T. Monroe, A. Felipe Henriques Librantz, S.D. Jackson // *Journal of Applied Physics*. – 2011. – Vol. 110, №8. – P. 083111

- [126]. Ma, Y. Spectroscopic properties in Er<sup>3+</sup> doped zinc- and tungsten-modified tellurite glasses for 2.7 μm laser materials / Y. Ma, Y. Guo, F. Huang, L. Hu, J. Zhang // Journal of Luminescence – 2014. – Vol. 147. – P. 372–377.
- [127]. Muraviev, S. V. Lasing at 2.72 μm in an Er<sup>3+</sup>-doped high-purity tungsten–tellurite glass fiber laser / S. V. Muraviev, V. V. Dorofeev, S. E. Motorin, V. V. Koltashev, M. Y. Koptev, A. V. Kim // Optics Letters. – 2022. – Vol. 47, №22. – P. 5821–5824
- [128]. Muraviev, S. V. Broadband gain performance in the mid-IR using supercontinuum: 2.7 μm gain in high-purity Er<sup>3+</sup> doped tungsten tellurite glass fibers / S. V. Muraviev, V. V. Dorofeev, S. E. Motorin, M. Y. Koptev, A. V. Kim // Applied Optics. – 2022. – Vol. 61, №32. – P. 9701–9707.
- [129]. Anashkina, E. A. Development of infrared fiber lasers at 1555 nm and at 2800 nm based on Er-doped zinc-tellurite glass fiber / E. A. Anashkina, A. V. Andrianov, V. V. Dorofeev, A. V. Kim, V. V. Koltashev, G. Leuchs, S. E. Motorin, S. V. Muravyev, A. D. Plekhovich // Journal of Non-Crystalline Solids. – 2019. – Vol. 525. – P. 119667.
- [130]. Payne, S.A. Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er<sup>3+</sup>, Tm<sup>3+</sup>, and Ho<sup>3+</sup> / S.A. Payne, L.L. Chase, L.K. Smith, W.L. Kway, W.F. Krupke // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1992. – Vol. 28, №11. – P. 2619–2630.
- [131]. McCumber, D. E. Theory of phonon-terminated optical masers / D. E. McCumber // Physical review. – 1964. – Vol. 134, №2A. – P. A299.
- [132]. Benson T. M., Furniss D. Tang Z., Sakr H., Seddon A. B., Sujecki S. The modelling of fibre lasers for mid-infrared wavelengths // Recent trends in computational photonics. – 2017. – C. 39-75.
- [133]. Nakazawa, M. Femtosecond erbium-doped optical fiber amplifier / M. Nakazawa, K. Kurokawa, H. Kubota, K. Suzuki, Y. Kimura // Applied physics letters. – 1990. – Vol. 57. – №7. – P. 653–655.
- [134]. Balakin, A. A. Laser pulse self-compression in an active fibre with a finite gain bandwidth under conditions of a nonstationary nonlinear response / A. A. Balakin, A. G. Litvak, V. A. Mironov, S. A. Skobelev, // Quantum Electronics. – 2018. – Vol. 48, №4. – P. 313.
- [135]. Kotov, L. V. Submicrojoule femtosecond erbium-doped fibre laser for the generation of dispersive waves at submicron wavelengths / L.V. Kotov, M.Yu. Koptev, E.A. Anashkina, S.V.

Muravyev, A.V. Andrianov, M.M. Bubnov, A.D. Ignat'ev, D.S. Lipatov, A.N. Gur'yanov, M.E. Likhachev // Quantum Electronics. – 2014. – Vol. 44, №5. – P. 458.

[136]. <https://www.amorphousmaterials.com/products/>



## Список статей автора по теме диссертационного исследования

- [A1]. Andrianov, A.V. Optimizing the generation of polarization squeezed light in nonlinear optical fibers driven by femtosecond pulses / A.V. Andrianov, N.A. Kalinin, **A.A. Sorokin**, E.A. Anashkina, L.L. Sanchez-Soto, J.F. Corney, G. Leuchs // Optics Express – 2023 – Vol. 31, №1. – P. 765-773.
- [A2]. Андрианов А.В. Волоконно-оптические источники квантового сжатого света / А.В. Андрианов, Н.А. Калинин, **А.А. Сорокин**, Е.А. Анашкина, Г. Лойхс // Автометрия – 2023 – Т. 59, №1. – С. 34-45.
- [A3]. Kalinin, N. Quantum-enhanced interferometer using Kerr squeezing / N. Kalinin, T. Dirmeier, **A.A. Sorokin**, E.A. Anashkina, L.L. Sánchez-Soto, J.F. Corney, G. Leuchs, A.V. Andrianov// Nanophotonics – 2023 – Vol. 12.
- [A4]. **Sorokin A. A.** Towards quantum noise squeezing for 2-micron light with tellurite and chalcogenide fibers with large Kerr nonlinearity / A.A. Sorokin, G. Leuchs, J.F. Corney, N.A. Kalinin, E.A. Anashkina, A.V. Andrianov //Mathematics – 2022 – Vol.10, №19. – P. 3477
- [A5]. **Sorokin A. A.** Numerical study of mid-IR ultrashort pulse reconstruction based on processing of spectra converted in chalcogenide fibers with high Kerr nonlinearity / **A.A. Sorokin**, A.V. Andrianov, E.A. Anashkina //Fibers – 2022 – Vol.10, №10. – P. 81.
- [A6]. Anashkina E.A. Ultrashort Pulse Retrieval from Experimental Spectra Transformed in Chalcogenide and Silica Fibers / E.A. Anashkina, **A.A. Sorokin**, A.V. Andrianov // Fibers – 2022 – Vol.10, №11 – P. 98.
- [A7]. **Sorokin A. A.** Formation of Non-Classical Multiphoton States of Light with Squeezed Quantum Fluctuations in Bismuth-Modified Tellurite Glass Fibers / A. A. Sorokin, V. V. Dorofeev, S. E. Motorin, I. Lyashuk, J. Porins, G. Leuchs, V. Bobrovs // Optics and Spectroscopy – 2022 – Vol.130, №2. – P. 102–107.
- [A8]. **Sorokin A. A.** Numerical Simulations on Polarization Quantum Noise Squeezing for Ultrashort Solitons in Optical Fiber with Enlarged Mode Field Area / A.A. Sorokin, E.A. Anashkina, J.F. Corney, V. Bobrovs, G. Leuchs, A.V. Andrianov // Photonics – 2021 – Vol.8, №6 – P. 226.
- [A9]. **Sorokin A. A.** Quantum Noise Squeezing for Optical Signals in Zinc-Tellurite Fibers / A.A. Sorokin, V.V. Dorofeev, S.E. Motorin, G. Leuchs // Bulletin of the Lebedev Physics Institute – 2021 – Vol.48, №12. – P. 390–394.

[A10]. Anashkina E.A. Quantum noise squeezing of CW light in tellurite glass fibres / E. A. Anashkina, **A. A. Sorokin**, G. Leuchs, A. V. Andrianov // Results in Physics – 2021 – Vol. 30. – 104843

[A11]. Anashkina E.A. Two-color pump schemes for Er-doped tellurite fiber lasers and amplifiers at 2.7–2.8  $\mu\text{m}$  / E.A. Anashkina, A.V. Andrianov, V.V. Dorofeev, S.V. Muravyev, M.Y. Koptev, **A.A. Sorokin**, S.E. Motorin, V.V. Koltashev, B.I. Galagan, B.I. Denker // Laser Physics Letters – 2019 – Vol.16, №2. – P. 025107.

[A12]. Anashkina E.A. Possibilities of laser amplification and measurement of the field structure of ultrashort pulses in the range of 2.7 –3  $\mu\text{m}$  in tellurite glass fibres doped with erbium ions / E.A. Anashkina, V.V. Dorofeev, S.V. Muravyev, S.E. Motorin, A.V. Andrianov, **A.A. Sorokin**, M.Yu. Koptev, S. Singh, A.V. Kim // Quantum Electronics – 2018 – Vol.48, №12. – P. 1118 –1127.